



**HAL**  
open science

## Définition et implémentation des corrections instrumentales de la mission spatiale CoRoT

Fabio de Oliveira

► **To cite this version:**

Fabio de Oliveira. Définition et implémentation des corrections instrumentales de la mission spatiale CoRoT. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris VI - Pierre et Marie Curie, 2007. Français. NNT : . tel-03521467

**HAL Id: tel-03521467**

**<https://hal.science/tel-03521467>**

Submitted on 18 Feb 2022

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

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

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île de France

# THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI, PIERRE ET MARIE CURIE  
Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET INSTRUMENTATIONS ASSOCIÉES

par

Fábio DE OLIVEIRA FIALHO

## **Définition et implémentation des corrections instrumentales de la mission spatiale CoRoT**

Thèse dirigée par Michel AUVERGNE

Soutenue le 12 décembre 2007 devant le jury composé de :

Patrick BOISSÉ	Président
Sylvie ROQUES	Rapporteur
Magali DELEUIL	Rapporteur
Fuad KASSAB JUNIOR	Examineur
Eduardo JANOT PACHECO	Examineur
Michel AUVERGNE	Directeur de thèse



## Remerciements

Le chemin parcouru pour arriver au bout de cette thèse a été long et difficile. Plusieurs personnes ont été capitales pendant ce parcours. Peu importe l'ordre dans lequel je les cite ici, l'important c'est qu'ils y sont parce qu'à un moment ou à un autre ils ont joué un rôle dans ce travail et je tiens à les remercier.

Je commence donc mes remerciements par les français pour leur ouverture d'esprit, pour nous avoir donné, à nous brésiliens, l'opportunité de participer au projet CoRoT et nous avoir confié des tâches importantes pour le succès de la mission. Sachez que cela m'a toujours impressionné, tout comme faire partie de l'équipe de développement d'un satellite scientifique français.

Annie Baglin c'est le premier nom auquel je pense car cette coopération franco-brésilienne a démarré à partir d'une invitation qu'elle a faite à Eduardo Janot Pacheco. A partir de là, Eduardo a fait un excellent travail pour réunir les moyens nécessaires à la participation brésilienne. Ses démarches ont abouti à ce que Fuad Kassab Junior m'invitait à faire partie du projet un beau jour d'été.

Ces trois personnes sont celles qui ont été fondamentales pour ma présence sur CoRoT. Je les remercie et plus spécifiquement Annie Baglin pour son aide quels que soient mes problèmes : logement, bourse, voyages au Brésil, article, etc... Eduardo Janot Pacheco pour son soutien et son travail en coulisses<sup>1</sup> et pour m'avoir éclairé en certains moments critiques. Fuad Kassab Junior qui m'a toujours fait confiance et à qui je dois beaucoup des mes compétences techniques.

Je remercie Michel Auvergne pour la direction de ma thèse. Je crois qu'il a eu une expérience inoubliable avec toutes mes difficultés de communication en français, ma culture brésilienne et ma très bonne volonté d'aller chercher la solution là où justement il ne voulait pas que j'aie. Je remercie Michel pour sa patience.

Je remercie Leonardo Pinheiro da Silva pour nos nombreuses discussions existentielles, pour notre travail ensemble qui a abouti à un algorithme de correction de jitter d'asterosismologie très performant grâce à sa *PSF* à haute résolution. De même pour Vanderlei Cunha Parro qui a réalisé le travail de calcul de *PSF* concernant la voie exoplanètes et avec qui j'en ai eu aussi de longues discussions philosophiques.

Un merci tout particulier à Vincent Lapeyrère, celui qui m'aura le plus aidé tout au long de ma thèse. C'est lui qui a eu la lourde tâche de m'apprendre à m'exprimer en français au début de mon séjour et de me présenter plusieurs aspects de CoRoT. Il m'a aussi beaucoup appris sur la culture française tout comme Nicolas Lautié, celui qui m'aura fait connaître le rugby, un sport de « *gentlemen* », et qui m'aura fait découvrir les expressions les plus soutenues du bon et vieux français. Un autre merci tout particulier à Philippe Baron qui est parti au Japon et avec qui j'ai toujours eu de très bonnes discussions sur le sujet de ma thèse. Ce sont tous les trois des amis que j'espère revoir régulièrement dans ma vie.

Je remercie aussi Laurent Jorda et Marc Olivier pour leurs contributions respectives à la reconstitution et la correction du jitter, et Réza Samadi pour notre saga afin de rendre les chaînes de traitement N0 – N1 opérationnels.

---

<sup>1</sup> Cette thèse a été financée par le gouvernement brésilien à travers le CNPq (Conseil National de Développement Scientifique et Technologique), procès 200260/2003-0.

Et, finalement, Damien Naudet et tous ceux qui m'ont aidé à rendre compréhensible le français de cette thèse.

Un grand merci à l'équipe du segment sol et à tous ceux qui d'une manière ou d'une autre ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je remercie aussi tous ceux que j'ai oublié de citer.

Enfin, merci à mes parents pour leur soutien et pour avoir supporté la distance.

## Résumé

CoRoT (Convection, Rotation et Transits planétaires) est une mission spatiale dédiée à la sismologie stellaire et à la recherche de planètes extrasolaires. Les deux programmes scientifiques se basent sur une photométrie de très haute précision et requièrent de longues durées d'observations ininterrompues. Pour l'étude des oscillations stellaires, l'instrument doit être capable de mesurer des variations périodiques de l'ordre d'une dizaine de parties par million sur quelques étoiles de magnitudes apparentes comprises entre 5.4 et 9.5. Pour la recherche d'exoplanètes, basée sur la méthode de transits planétaires, le but est de détecter l'occultation temporaire de l'étoile par la planète en orbite, ce qui se traduit par une faible diminution du flux stellaire collecté. Pour cela, l'instrument est conçu pour observer simultanément plusieurs milliers d'étoiles, de magnitudes apparentes entre 12 et 15.5, et pour détecter des baisses de luminosité aussi petites qu'un millier de parties par million.

Pour atteindre ce niveau de performance, les réductions de données à bord et au sol doivent être optimisées, tout en assurant le respect des contraintes scientifiques et techniques du projet. Pour autant, cette thèse joue un rôle très important sur la performance photométrique finale de l'instrument. D'une part elle définit les masques photométriques optimum chargés à bord pour la voie d'asterosismologie. Ces ouvertures photométriques définissent de façon irrémédiable la qualité des données que l'on traite au sol. D'autre part elle porte sur l'une des corrections sol les plus importantes pour atteindre les performances photométriques des deux programmes scientifiques : la correction photométrique due aux fluctuations d'attitude (jitter) du satellite.

Pour aborder ces deux parties cette thèse décrit d'abord le projet CoRoT et ses objectifs scientifiques, et les principaux concepts nécessaires à la compréhension des origines des problèmes ici traités. Ensuite la théorie de la correction sol des effets du jitter du satellite sur la photométrie est développée et les premiers résultats de validation obtenus sur le banc de test sont montrés. Ensuite on décrira la reconstitution du jitter de chaque étoile observée par CoRoT. Cela est nécessaire aux calculs de correction photométrique du jitter. Pour finaliser la partie théorique le développement du calcul des masques optimum et les résultats des simulations sont présentés.

Le dernier chapitre montre d'abord les résultats obtenus juste avant le lancement de CoRoT sur les données vol issues du satellite canadien MOST et ensuite les résultats sur les données vol de CoRoT. Les qualités tant des données réelles que des corrections proposées par ce travail sont confirmées.

Ces corrections s'avèrent une condition essentielle pour atteindre les performances photométriques spécifiées.

## Mots clés

CoRoT – Photométrie – Instrumentation – Analyse de données – Véhicules Spatiaux – Traitement des signaux



## **Abstract**

CoRoT (Convection, Rotation and planetary Transits) is a space mission conceived to the stellar seismology and the search of extra solar planets. Both scientific programs are based on very high precision photometry and require long and uninterrupted observations. For the study of the stellar oscillations, the instrument must be able to measure periodic variations of the order of ten parts per million on some stars of apparent magnitudes ranging from 5.4 to 9.5. For the exoplanet finding, based on the method of planetary transits, the goal is to detect the temporary occultation of the star by the orbiting planet, which results in a weak reduction in the collected stellar flux. For this purpose, the instrument is designed to observe simultaneously several thousands of stars, of apparent magnitudes between 12 and 15.5, and to detect occultation of luminosity as small as a thousand of parts per million.

To reach this level of performance, the on board and ground data reductions must be optimized, ensuring the respect of the scientific and technical project constraints. In this context, this thesis plays a very important role on the final photometric performance of the instrument. On the one hand, it defines the on board optimum photometric masks for the asteroseismology channel. These photometric apertures define in an irremediable way the quality of the data that will be treated on the ground. On the other hand, it treats one of the most important ground corrections to reach the photometric performances of both scientific programs: the photometric correction due to the satellite attitude fluctuations (jitter).

To approach these two topics this thesis initially describes the CoRoT project and its scientific goals. The main concepts necessary to the comprehension of the origin of the problems dealt with here are presented. The theory of the photometric ground correction for satellite jitter effects is developed and the first validation results obtained on the test bench are shown. Then we describe the jitter reconstitution of each star observed by CoRoT. That is necessary to calculations of jitter photometric corrections. To finalize the theoretical part the development of the optimum mask calculation and its simulation results are presented.

The last chapter shows the results obtained on the on-orbit data from a Canadian satellite called MOST, and then it shows the results obtained on the CoRoT on-orbit data. The qualities of both CoRoT on-orbit data and corrections proposed by this work are confirmed. These corrections prove to be an essential step to reach the specified photometric performances.

## **Keywords**

CoRoT – Photometry – Instrumentation – Data Analyses – Space Vehicles – Signal Processing



## Glossaire

<b>ACS</b>	<i>Attitude Control System</i> , boucle d'asservissement d'attitude.
<b>ADU</b>	<i>Analog Digital Unit</i> , unité numérique.
<b>ASTERO</b>	Astérosismologie, désigne la voie astérosismologie.
<b>CCD</b>	<i>Coupled Charge Device</i> , capteur à transfert de charge.
<b>CoRoT</b>	Convection, Rotation et Transit.
<b>CNES</b>	Centre National d'Etudes Spatiales
<b>CMC</b>	Centre de Mission CoRoT
<b>DPU</b>	<i>Digital Process Unit</i> , unité de calcul numérique de l'instrument.
<b>EMI</b>	<i>EletroMagnetic Interference</i> , interférence électromagnétique.
<b>EXO</b>	Exoplanètes, désigne la voie exoplanète.
<b>LESIA</b>	Laboratoire d'Etudes Spatiales et Instrumentations en Astrophysique
<b>ppm</b>	Partie par million.
<b>PROTEUS</b>	Plate-forme Reconfigurable pour l'Observation, pour les Télécommunications et les Usages Scientifiques.
<b>PRNU</b>	<i>Pixel Reponse Non-Uniformity</i> , non-uniformité de la réponse du pixel.
<b>PSF</b>	<i>Point Spread Function</i> , image d'une étoile sur le CCD.
<b>SAA</b>	<i>South Atlantic Anomaly</i> , anomalie sud-atlantique.
<b>SSB</b>	Rapport signal sur bruit.
<b>UA</b>	Unité astronomique.



# Table de matières

<b>REMERCIEMENTS</b> .....	<b>3</b>
<b>RESUME</b> .....	<b>5</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>7</b>
<b>GLOSSAIRE</b> .....	<b>9</b>
<b>TABLE DE MATIERES</b> .....	<b>11</b>
<b>Liste de figures</b> .....	<b>13</b>
<b>Liste de tableaux</b> .....	<b>21</b>
<b>1 INTRODUCTION</b> .....	<b>23</b>
<b>2 LA MISSION COROT</b> .....	<b>25</b>
2.1 LES OBJECTIFS SCIENTIFIQUES.....	25
2.1.1 <i>L'asterosismologie</i> .....	25
2.1.1.1 Les oscillations et la détection de fréquence .....	25
2.1.1.2 Les spécifications scientifiques de la voie asterosismologie.....	27
2.1.2 <i>La recherche d'exoplanètes</i> .....	28
2.1.2.1 La détection de planètes par CoRoT.....	28
2.1.2.2 Les spécifications scientifiques de la voie exoplanètes .....	30
2.2 LE PROFIL DE MISSION COROT.....	30
2.3 L'INSTRUMENT COROT.....	31
2.3.1 <i>L'optique</i> .....	32
2.3.1.1 Le baffle.....	32
2.3.1.2 Le télescope .....	32
2.3.1.3 L'objectif dioptrique .....	33
2.3.2 <i>Le bloc focal</i> .....	33
2.3.3 <i>L'électronique et la case à équipement</i> .....	35
2.4 LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE FIXE.....	36
2.5 LES TRAITEMENTS SCIENTIFIQUES DES DONNEES.....	37
2.5.1 <i>Le logiciel de vol</i> .....	37
2.5.1.1 Les traitements bord de la voie asterosismologie.....	38
2.5.1.2 Les traitements bord de la voie exoplanètes.....	40
2.5.2 <i>Les traitements sol de niveau NO → NI</i> .....	42
2.5.2.1 Traitements des courbes de lumière ASTERO (TAS).....	43
2.5.2.2 Traitements des courbes de lumière EXO (TEX) .....	44
<b>3 CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER</b> .....	<b>45</b>
3.1 VOIE ASTEROSISMOLOGIE.....	45
3.1.1 <i>Introduction</i> .....	45
3.1.2 <i>Méthode</i> .....	45
3.1.2.1 Surface de correction calculée par modèle de PSF.....	48
3.1.2.2 Surface de correction calculée par corrélation des signaux.....	49
3.2 VOIE EXOPLANETES .....	50
3.2.1 <i>Introduction</i> .....	50
3.2.2 <i>Méthode</i> .....	51
3.2.2.1 Surface de correction calculée par modèle de PSF.....	52
3.2.2.2 Spectre intégré .....	53
3.2.2.3 Surface de correction calculée par corrélation des signaux.....	56
3.3 RESULTATS DES SIMULATIONS .....	56
3.3.1 <i>Voie asterosismologie</i> .....	57
3.3.1.1 Correction du jitter .....	62
3.3.2 <i>Voie exoplanètes</i> .....	64

3.3.2.1	Correction du jitter .....	70
3.4	BANC DE TEST CoRoT.....	76
3.4.1	Réduction de données sur le banc de test CoRoT.....	77
3.4.2	Validation de la correction du jitter sur le banc de test .....	81
3.5	DISCUSSION DU CHAPITRE .....	84
<b>4</b>	<b>RECONSTITUTION DE LA VARIATION DES BARYCENTRES .....</b>	<b>87</b>
4.1	INTRODUCTION.....	87
4.2	MÉTHODE .....	89
4.2.1	Reconstitution de la ligne de visée à partir des barycentres de la voie astérosismologie .....	91
4.2.2	Reconstitution du jitter de la voie exoplanètes à partir de la ligne de visée.....	104
4.2.3	Reconstitution du jitter de la voie astérosismologie à partir de la ligne de visée .....	109
4.3	DISCUSSION DU CHAPITRE .....	110
<b>5</b>	<b>CALCUL DES MASQUES PHOTOMETRIQUES DE LA VOIE ASTEROSISMOLOGIE...113</b>	
5.1	INTRODUCTION.....	113
5.2	MÉTHODE .....	113
5.2.1	Calcul du masque grossier basé sur l'image plein cadre.....	117
5.2.2	Calcul du masque fin basé sur la PSF haute résolution.....	121
5.3	RÉSULTATS DES SIMULATIONS DE MASQUES .....	123
5.3.1	Résultats de masque grossier .....	123
5.3.1.1	Etoile cible brillante.....	123
5.3.1.2	Etoile cible faible .....	128
5.3.1.3	Résumé des résultats des masques grossiers .....	131
5.3.2	Résultats de masque fin.....	131
5.3.2.1	Etoile cible brillante.....	131
5.3.2.2	Etoile cible faible .....	134
5.3.2.3	Résumé des résultats des masques fins.....	136
5.4	DISCUSSION DU CHAPITRE .....	136
<b>6</b>	<b>VALIDATION DES METHODES AVEC LES DONNEES DE VOL.....139</b>	
6.1	VALIDATION DE LA CORRECTION DU JITTER SUR LES DONNEES MOST .....	139
6.1.1	Réduction de données de l'étoile HD61199 .....	140
6.1.2	Validation de la correction du jitter sur l'étoile HD61199.....	143
6.2	VALIDATION DE LA CORRECTION DU JITTER SUR LES DONNEES CoRoT.....	145
6.2.1	Caractérisation du dépointage du satellite.....	146
6.2.2	Validation des masques photométriques de la voie ASTERO .....	147
6.2.3	Validation de la reconstitution de la variation de barycentres.....	155
6.2.3.1	Résultats de reconstitution de la ligne de visée du satellite.....	155
6.2.3.2	Validation de la reconstitution du jitter de la voie ASTERO.....	160
6.2.3.3	Validation de la reconstitution du jitter de la voie EXO.....	165
6.2.4	Validation de la correction du jitter.....	167
6.2.4.1	Voie astérosismologie .....	168
6.2.4.2	Voie exoplanètes .....	180
6.3	DISCUSSION DU CHAPITRE .....	193
<b>7</b>	<b>CONCLUSIONS.....197</b>	
<b>ANNEXES .....</b>		<b>199</b>
<b>I. PSF A HAUTE RESOLUTION DE LA VOIE ASTEROSISMOLOGIE .....</b>		<b>199</b>
<b>II. PSF A HAUTE RESOLUTION DE LA VOIE EXOPLANETES .....</b>		<b>202</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>		<b>207</b>
<b>PUBLICATIONS .....</b>		<b>211</b>

# Liste de figures

FIGURE 2-1 : REPRESENTATION GRAPHIQUE DES QUELQUES HARMONIQUES SPHERIQUES D'OSCILLATION STELLAIRES (GONG/NSO).....	26
FIGURE 2-2 : SPECTRE DE FREQUENCE DU SOLEIL OBSERVE PAR L'INSTRUMENT GOLF/SOHO (ESA/NASA) ...	26
FIGURE 2-3 : REPRESENTATION D'UNE HARMONIQUE SPHERIQUE D'OSCILLATION STELLAIRE (GONG/NSO).....	27
FIGURE 2-4 : CARACTERISTIQUES DE 167 EXOPLANETES CONNUES JUSQU'EN 2006 (EXOPLANETS.ORG).....	28
FIGURE 2-5 : EFFET D'UN TRANSIT PLANETAIRE SUR LA COURBE DE LUMIERE DE SON ETOILE (CNES).....	29
FIGURE 2-6 : DEROULEMENT DE LA MISSION (SOURCE : SITE WEB CNES).....	31
FIGURE 2-7 : SCHEMA DE L'INSTRUMENT A) SUR LEQUEL NOUS POUVONS VOIR LE TELESCOPE, LA CAMERA ET LA CASE A EQUIPEMENT. A DROITE B) NOUS POUVONS VOIR UNE PHOTO DE L'INSTRUMENT INTEGRE LORS DES ESSAIS DE COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE.....	31
FIGURE 2-8 : SCHEMA OPTIQUE.....	33
FIGURE 2-9 : BLOC FOCAL.....	34
FIGURE 2-10 : SCHEMA DU BLOC FOCAL.....	34
FIGURE 2-11 : CASE A EQUIPEMENT OUVERTE SUPPORTANT LES ELECTRONIQUES.....	35
FIGURE 2-12 : SCHEMA DE L'ELECTRONIQUE.....	36
FIGURE 2-13 : INTERACTIONS DU LOGICIEL DE VOL.....	38
FIGURE 2-14 : PSF ASTERO SIMULEE.....	39
FIGURE 2-15 : PSF EXO SIMULEE.....	40
FIGURE 2-16 : SPECTRE OBTENU SUR UNE ETOILE EXO. LA ZONE BLEU CORRESPOND AU MOINS A 30% DU FLUX LE PLUS BLEU ET LA ROUGE AU MOINS A 40% DU FLUX LE PLUS ROUGE.....	41
FIGURE 2-17 : ORGANIGRAMME GENERAL DE LA CHAINE DE TRAITEMENT N0 → N1. DES DONNEES AUXILIAIRES N1 SONT PRODUITES ET UTILISEE DANS LES TRAITEMENTS SCIENTIFIQUES TIE, TIA, TEX ET TAS.....	42
FIGURE 2-18 : ORGANIGRAMME DE LA CHAINE DE TRAITEMENT N0 → N1 DES COURBES DE LUMIERE DE LA VOIE ASTERO (TAS).....	43
FIGURE 2-19 : ORGANIGRAMME DE LA CHAINE DE TRAITEMENT N0 → N1 DES COURBES DE LUMIERE DE LA VOIE EXO (TEX).....	44
FIGURE 3-1 : DETERMINATION DE LA SURFACE DE CORRECTION DU JITTER EN UTILISANT (A) L'ESTIMATION BASEE SUR MODELE, ET (B) LA DECORRELATION.....	46
FIGURE 3-2 : SCHEMA GENERAL DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER EN UTILISANT UNE SURFACE DE CORRECTION BASEE SOIT SUR UNE PSF A HAUTE RESOLUTION, SOIT SUR UNE DECORRELATION.....	47
FIGURE 3-3 : REPRESENTATION 2D DU MASQUE SUR LA PSF POUR UNE GRILLE DE DEPOINTAGE.....	48
FIGURE 3-4 : SURFACE TYPIQUE DE CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER BASEE SUR LE MODELE DE PSF.....	49
FIGURE 3-5 : ILLUSTRATION DE LA GRILLE UTILISEE POUR CALCULER LE FLUX MOYEN EN FONCTION DU DEPOINTAGE.....	49
FIGURE 3-6 : SURFACE TYPIQUE DE CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER BASEE SUR LA CORRELATION DES SIGNAUX.....	50
FIGURE 3-7 : EXEMPLE DE PSF D'ETOILE EXO AVEC SES ZONES DE CONTAMINATION CHROMATIQUE.....	51
FIGURE 3-8 : SCHEMA GENERAL DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER EXO EN UTILISANT SOIT DES SURFACES DE CORRECTION (BLANCHE OU CHROMATIQUE) SOIT UN SPECTRE INTEGRE (CHROMATIQUE).....	52
FIGURE 3-9 : EXEMPLE DE MASQUE CHROMATIQUE EXO.....	52
FIGURE 3-10 : EXEMPLES DE SURFACES DE CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LA PHOTOMETRIE BLANCHE ET CHROMATIQUE D'UNE ETOILE EXO.....	53
FIGURE 3-11 : SPECTRE DE REFERENCE DE L'ETOILE.....	53
FIGURE 3-12 : CONTAMINATION CHROMATIQUE DU SPECTRE DE REFERENCE PAR LE DEPOINTAGE.....	54
FIGURE 3-13 : BIAIS ENTRE LES SPECTRES DE REFERENCE MESURE ET REEL.....	54
FIGURE 3-14 : SPECTRE INTEGRE DE L'ETOILE.....	55
FIGURE 3-15 : CONTAMINATION CHROMATIQUE PAR LE DEPOINTAGE SUR LE SPECTRE INTEGRE.....	55
FIGURE 3-16 : SPECTRE DE FOURIER DU JITTER SIMULE EN X ET Y.....	56
FIGURE 3-17 : REPRESENTATION DES CONTRAINTES DU PROJET DANS L'ESPACE DE FOURIER LIEES AUX BRUITS SUR LA VOIE ASTERO.....	57
FIGURE 3-18 : PSF CoRoT SIMULEE D'UNE ETOILE DE MAGNITUDE 9. RESOLUTION A 1/4 DE PIXEL.....	58
FIGURE 3-19 : JITTER SIMULE EN X (COURBE NOIR) ET Y (COURBE BLEU).....	59

FIGURE 3-20 : RENDEMENT QUANTIQUE SIMULE DES PIXELS DE LA FENETRE ETOILE.....	59
FIGURE 3-21 : OSCILLATIONS STELLAIRES SIMULEES.....	60
FIGURE 3-22 : ACTIVITE STELLAIRE SIMULEE.....	60
FIGURE 3-23 : OUVERTURE PHOTOMETRIQUE DE 25X25 PIXELS. ELLE A 168 PIXELS UTILES ET UN SSB DE 601.	61
FIGURE 3-24 : A) PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NORMALISEE D'UNE ETOILE SIMULEE DE MV = 9 ET B) SON SPECTRE DE FOURIER EN PPM.....	61
FIGURE 3-25 : A) PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NORMALISEE D'UNE ETOILE SIMULEE DE MV = 9 ET B) SON SPECTRE DE FOURIER EN PPM. SIMULATION SANS JITTER.....	62
FIGURE 3-26 : SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR A) LA PSF A HAUTE RESOLUTION ET B) LA DECORRELATION. LES RESOLUTIONS DE GRILLE SONT DE 0.25 PIXELS ET DE 0.025 PIXELS, RESPECTIVEMENT.....	62
FIGURE 3-27 : PHOTOMETRIE D'OUVERTURE CORRIGEE DU JITTER EN UTILISANT A) L'EVALUATION BASEE SUR MODELE ET B) LA DECORRELATION, ET LEURS SPECTRES DE FOURIER EN PPM EN C) ET D), RESPECTIVEMENT.....	63
FIGURE 3-28 : REPRESENTATION DES CONTRAINTES DE PROJET DANS L'ESPACE DE FOURIER LIEES AUX BRUITS DE LA VOIE EXO.....	65
FIGURE 3-29 : PSF CoRoT EXO SIMULEE D'UNE ETOILE DE MAGNITUDE 14.....	66
FIGURE 3-30 : TRANSIT PLANETAIRE SIMULE.....	66
FIGURE 3-31 : OUVERTURE PHOTOMETRIQUE DE 15X15 PIXELS. ELLE A 61 PIXELS UTILES ET UN SSB DE 377.....	67
FIGURE 3-32 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 32 SEC NORMALISEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE MV = 14 DANS LE BLEU, LE VERT, LE ROUGE ET LE BLANC (COURBE NOIRE) ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	67
FIGURE 3-33 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 32 SEC NORMALISEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE MV = 14 DANS LE BLEU, LE VERT, LE ROUGE ET LE BLANC (COURBE NOIRE) ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM. SIMULATIONS SANS JITTER.....	68
FIGURE 3-34 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 512 SEC NORMALISEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE MV = 14 DANS LE BLEU, LE VERT, LE ROUGE ET LE BLANC (COURBE NOIRE) ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	69
FIGURE 3-35 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 512 SEC NORMALISEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE MV = 14 DANS LE BLEU, LE VERT, LE ROUGE ET LE BLANC (COURBE NOIRE) ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM. SIMULATIONS SANS JITTER.....	69
FIGURE 3-36 : SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR LA PSF EN BLEU, VERT, ROUGE ET BLANC RESPECTIVEMENT. LA RESOLUTION DE LA GRILLE DES SURFACES EST DE 0.5 PIXELS.....	70
FIGURE 3-37 : SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR CORRELATION DE SIGNAUX EN BLEU, VERT, ROUGE ET BLANC RESPECTIVEMENT. LA RESOLUTION DE LA GRILLE DES SURFACES EST DE 0.025 PIXELS.....	70
FIGURE 3-38 : SPECTRE INTEGRE POUR L'ETOILE SIMULEE.....	70
FIGURE 3-39 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 32 SEC DANS LE BLEU CORRIGES DU JITTER COMPAREES A L'IDEALE ET B) LEURS SPECTRES DE FOURIER. LA FIGURE A) CONTIENT AUSSI LE FLUX MESURE EN NOIR A TITRE DE COMPARAISON AVEC CEUX CORRIGES. LE SPECTRE DE FOURIER NE CONTIENT PAS LE TRANSIT STELLAIRE, CE QUI NOUS PERMET D'EVALUER PRECISEMENT LE BRUIT DU JITTER.....	71
FIGURE 3-40 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 32 SEC DANS LE ROUGE CORRIGES DU JITTER COMPAREES A L'IDEALE ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	72
FIGURE 3-41 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 32 SEC DANS LE BLANC CORRIGES DU JITTER COMPAREES A L'IDEALE ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	73
FIGURE 3-42 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 512 SEC DANS LE BLEU CORRIGES DU JITTER COMPAREES A L'IDEALE ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	74
FIGURE 3-43 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 512 SEC DANS LE ROUGE CORRIGES DU JITTER COMPAREES A L'IDEALE ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	74
FIGURE 3-44 : A) PHOTOMETRIES D'OUVERTURE 512 SEC DANS LE BLANC CORRIGES DU JITTER COMPAREES A L'IDEALE ET B) LES SPECTRES DE FOURIER CORRESPONDANT EN PPM.....	75
FIGURE 3-45 : SYSTEME OPTIQUE POUR LES VALIDATIONS DE LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE DANS LE BANC DE TEST CoRoT. DIMENSIONS EN MM.....	77
FIGURE 3-46 : DIAGRAMME DE FLUX DE LA CHAINE DE REDUCTION DE DONNEES.....	77
FIGURE 3-47 : SPECTRE DE FOURIER DE LA PHOTOMETRIE CALCULEE SUR TOUTE LA FENETRE ETOILE APRES LES CORRECTIONS DE FOND DE CIEL ET D'OFFSET EN PPM. L'ECHELLE DE L'AXE Y EST PROLONGEE A 4000 PPM	

POUR PERMETTRE LA COMPARAISON AVEC LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE DE LA FIGURE 3-51. $F_0$ ET SES MULTIPLES SONT INDICUES SUR L'AXE DES X POUR SIMPLIFIER LEUR IDENTIFICATION. ....	78
FIGURE 3-48 : ERREUR DE POINTAGE LE LONG DES AXES A) X ET B) Y, ET LEURS SPECTRES DE FOURIER RESPECTIVEMENT DANS C) ET D). ....	79
FIGURE 3-49 : PSF A HAUTE RESOLUTION NORMALISEE. LA RESOLUTION EST DE 1/4 DE PIXELS. ....	79
FIGURE 3-50 : OUVERTURE PHOTOMETRIQUE DE 50x50 PIXELS. ELLE A 269 PIXELS UTILES ET UN SSB DE 2155. ....	80
FIGURE 3-51 : A) PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NORMALISEE D'UNE ETOILE ET B) SON SPECTRE DE FOURIER EN PPM. ....	80
FIGURE 3-52 : ILLUSTRATION DE L'EFFET DE JITTER SUR LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE. ....	81
FIGURE 3-53 : SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR A) LA PSF A HAUTE RESOLUTION ET B) LA DECORRELATION. LES RESOLUTIONS DE GRILLE SONT DE 0.25 PIXELS ET DE 0.1 PIXELS, RESPECTIVEMENT. ....	82
FIGURE 3-54 : PHOTOMETRIE D'OUVERTURE CORRIGEE DU JITTER EN UTILISANT A) L'EVALUATION BASEE EN MODELE ET B) LA DECORRELATION, ET LEURS SPECTRES DE FOURIER EN PPM EN C) ET D), RESPECTIVEMENT. ....	83
FIGURE 4-1 : MESURES BORD DU BARYCENTRE D'UNE ETOILE DE $M_V = 5.45$ . PRESQUE AUCUN EFFET DES COSMIQUES SUR CES MESURES. ....	87
FIGURE 4-2 : MESURES BORD DU BARYCENTRE D'UNE ETOILE DE $M_V = 9.36$ . VALEURS FORTEMENT BRUTEES A CAUSE DES COSMIQUES. ....	88
FIGURE 4-3 : REPRESENTATION DU REPERE SATELLITE $R_S$ ET DU REPERE DE VISEE $R_V$ . POUR PLUS DE DETAIL SUR LA DEFINITION DE CHAQUE REPERE VOIR BOISNARD (2004). ....	89
FIGURE 4-4 : ENSEMBLE DE REPERES CoRoT LIES AU BLOC FOCAL UTILISE POUR RESOUDRE LE PROBLEME DE CALCUL DU JITTER. POUR PLUS DE DETAIL SUR LA DEFINITION DE CHAQUE REPERE VOIR BOISNARD (2004). ....	90
FIGURE 4-5 : RAPPORT ENTRE LES REPERES LIES AU SATELLITE ( $R_S$ ET $R_V$ ) ET LE BLOC FOCAL. ....	91
FIGURE 4-6 : REPRESENTATION DES REPERES FENETRE ET CCD DE LA VOIE ASTERO. ....	92
FIGURE 4-7 : REPRESENTATION DES REPERES CCD DE LA VOIE ASTERO ET BLOC FOCAL. ....	93
FIGURE 4-8 : REPRESENTATION DES REPERES BLOC FOCAL ET ZEMAX BLOC FOCAL. ....	94
FIGURE 4-9 : REPRESENTATION DES REPERES ZEMAX BLOC FOCAL ET ZEMAX D'ENTREE. ....	94
FIGURE 4-10 : REPRESENTATION DES ANGLES D'INCIDENCE DANS LE REPERE DE VISEE. ....	96
FIGURE 4-11 : ILLUSTRATION DU REPERE SENSEUR PAR RAPPORT AU REPERE DE VISEE. ....	97
FIGURE 4-12 : ENSEMBLE DE REPERES POUR ECRIRE L'ECARTOMETRIE. ....	98
FIGURE 4-13 : ILLUSTRATION TRIGONOMETRIQUE DU CALCUL DE LA COMPOSANTE DU VECTEUR POSITION MESUREE. ....	98
FIGURE 4-14 : REPRESENTATION DE LA ROTATION ENTRE LES REPERES DE CONSIGNE ET SENSEUR A TRAVERS LES ANGLES DE CARDAN. ....	100
FIGURE 4-15 : REPRESENTATION DES REPERES EQUATORIAL ET INSTRUMENT. ....	104
FIGURE 4-16 : REPRESENTATION DES ANGLES D'INCIDENCE EN REPERE DE VISEE. ....	105
FIGURE 4-17 : REPRESENTATION DES REPERES CCD DE LA VOIE EXO ET BLOC FOCAL. ....	107
FIGURE 4-18 : REPRESENTATION DES REPERES FENETRE ET CCD DE LA VOIE EXO. ....	108
FIGURE 4-19 : DIAGRAMME DE FLUX DU TRAITEMENT DE DONNEES LIE AU JITTER. ....	111
FIGURE 5-1 : ILLUSTRATION 2D DU PROCESSUS D'UTILISATION DU MASQUE SUR LA TACHE-IMAGE D'UNE ETOILE CIBLE. ....	113
FIGURE 5-2 : ENSEMBLE DES SIGNAUX CONTENUS DANS UN PIXEL. ....	114
FIGURE 5-3 : EXEMPLE DE COURBE DE SSB CALCULEE A PARTIR DE L'EQUATION (5.14) POUR UNE ETOILE BRILLANTE. LA FLECHE INDICANT LA VALEUR MAXIMALE EST LA SOLUTION RECHERCHEE. ....	116
FIGURE 5-4 : (A) EXEMPLE DE MASQUE ET (B) PIXELS AFFECTES DU BRUIT DE JITTER EN BLEU. ....	116
FIGURE 5-5 : DIAGRAMME DE FLUX DE L'EVALUATION NUMERIQUE DU SSB A PARTIR DE LA PSF A HAUTE RESOLUTION. ....	117
FIGURE 5-6 : COUPE 3D D'UNE FENETRE 50x50 PIXELS DE L'IMAGE PLEIN CADRE CONTENANT UNE ETOILE DE LA VOIE ASTEROSISMOLOGIE UTILISEE POUR LE CALCUL DU MASQUE GROSSIER. CETTE IMAGE, ACQUISE PENDANT LE DEBUT DES OBSERVATIONS, EST LE RESULTAT D'UNE INTEGRATION DE 1 SECONDE. NOUS VOYONS NOTAMMENT L'EFFET DU BRUIT SUR LES PIXELS PERIPHERIQUES QUI ONT UN TRES MAUVAIS SSB. ....	118
FIGURE 5-7 : DIAGRAMME DE FLUX DU CALCUL DU MASQUE GROSSIER A PARTIR DES IMAGES PLEIN CADRE. ....	119

FIGURE 5-8 : EXEMPLE DE MASQUE AVEC UN PIXEL DIAGONAL ISOLE.....	120
FIGURE 5-9 : COUPE 3D D'UNE PSF HAUTE RESOLUTION ISSUE DES IMAGETTES 35X35 PIXELS DE LA VOIE ASTEROSISMOLOGIE UTILISEE POUR LE CALCUL DU MASQUE FIN. CE MODELE SE BASE SUR UN ENSEMBLE DE QUELQUES CENTAINES D'IMAGETTES 35X35 PIXELS A LA CADENCE DE 8 SECONDES ACQUISES PENDANT LE DEBUT DES OBSERVATIONS EN MODE DE POINTAGE FIN. NOUS VOYONS NOTAMMENT L'AUGMENTATION DE PRECISION SUR LES PIXELS PERIPHERIQUES, CE QUI PERMET UNE TRES BONNE EVALUATION DU SSB DE N'IMPORTE QUEL PIXEL. A COMPARER AVEC LA FIGURE 5-6. ....	121
FIGURE 5-10 : DIAGRAMME DE FLUX DU CALCUL DU MASQUE FIN A PARTIR DES PSFs A HAUTE RESOLUTION...122	122
FIGURE 5-11 : (A) ETOILE CIBLE DE $MV = 6$ ET UN IMPACT A SON COTE. (B) ZOOM SUR LE BAS DE L'IMAGE. ....	124
FIGURE 5-12 : ZOOM SUR LE BAS DE L'ETOILE CIBLE BRILLANTE APRES FILTRAGE DES IMPACTS. ....	124
FIGURE 5-13 : (A) REGION D'INTENSITE DECREOISSANTE. (B) REGION D'INTENSITE DECREOISSANTE APPLIQUEE A L'IMAGE PLEIN CADRE. ....	125
FIGURE 5-14 : COURBE DE SSB OBTENUE. MAXIMUM DU SSB A 2791 POUR 585 PIXELS. ....	126
FIGURE 5-15 : (A) MASQUE GROSSIER. (B) MASQUE GROSSIER APPLIQUE A L'ETOILE CIBLE DE $MV = 6$ . ....	126
FIGURE 5-16 : COMPARAISON ENTRE LES ZOOMS DE L'IMAGE PLEIN CADRE (A) SANS ET (B) AVEC LE MASQUE APPLIQUE. ....	127
FIGURE 5-17 : EFFET DU PARAMETRE G. (A) REGION DE DECREOISSANCE. (B) MASQUE GROSSIER .....127	127
FIGURE 5-18 : ETOILE CIBLE DE $MV = 9$ ET DEUX PARASITES DE $MV = 10$ (L'UNE COLLE ET L'AUTRE NON COLLE A LA CIBLE). ....	128
FIGURE 5-19 : ETOILE CIBLE FAIBLE APRES FILTRAGE DES ETOILES PARASITES. ....	128
FIGURE 5-20 : (A) REGION D'INTENSITE DECREOISSANTE. (B) REGION D'INTENSITE DECREOISSANTE APPLIQUEE A L'IMAGE PLEIN CADRE. ....	129
FIGURE 5-21 : COURBE DE SSB OBTENUE. MAXIMUM DU SSB A 677 POUR 242 PIXELS.....130	130
FIGURE 5-22 : (A) MASQUE GROSSIER. (B) MASQUE GROSSIER APPLIQUE A L'ETOILE CIBLE DE $MV = 9$ . A COMPARER A LA FIGURE 5-18. ....	130
FIGURE 5-23 : MASQUES GROSSIERS TYPIQUES EN FONCTION DE LA MAGNITUDE DE L'ETOILE CIBLE. ....	131
FIGURE 5-24 : (A) PSF D'UNE ETOILE CIBLE DE $MV = 6$ . (B) ZOOM SUR LA BASE DE L'ETOILE. ....	131
FIGURE 5-25 : MASQUE INITIAL. SSB A 2640 POUR 490 PIXELS. ....	132
FIGURE 5-26 : PIXELS DE BORD A ETRE EVALUES. ....	132
FIGURE 5-27 : COURBE DE SSB OBTENUE POUR LES PIXELS DE BORD. MAXIMUM DU SSB A 2464 POUR UN AJOUT DE 72 PIXELS, SOIT 562 PIXELS AU TOTAL DANS LE MASQUE. ....	133
FIGURE 5-28 : (A) MASQUE FIN. (B) MASQUE FIN APPLIQUE A L'ETOILE CIBLE DE $MV = 6$ . ....	133
FIGURE 5-29 : ETOILE CIBLE DE $MV = 9$ ET DEUX PARASITES DE $MV = 10$ (L'UNE COLLE ET L'AUTRE NON COLLE A LA CIBLE). ....	134
FIGURE 5-30 : MASQUE INITIAL. SSB A 260 POUR 212 PIXELS. ....	134
FIGURE 5-31 : PIXELS DE BORD A ETRE EVALUES. ....	135
FIGURE 5-32 : COURBE DE SSB OBTENUE POUR LES PIXELS DE BORD. MAXIMUM DU SSB A 268 POUR UN AJOUT DE 26 PIXELS, SOIT 238 PIXELS AU TOTAL DANS LE MASQUE. ....	135
FIGURE 5-33 : (A) MASQUE FIN. (B) MASQUE FIN APPLIQUE A L'ETOILE CIBLE DE $MV = 9$ . A COMPARER A LA FIGURE 5-22. ....	136
FIGURE 5-34 : MASQUES FINIS TYPIQUES EN FONCTION DE LA MAGNITUDE DE L'ETOILE CIBLE. ....	136
FIGURE 5-35 : LES DIFFERENTES ETAPES DE CALCUL DES MASQUES.....137	137
FIGURE 6-1 : SPECTRES DE FOURIER DE LA PHOTOMETRIE DE LA FENETRE ETOILE COMPLETE A) AVANT ET B) APRES SOUSTRACTION DU FOND EN PPM. NOTEZ QUE, MEME APRES LA SOUSTRACTION DU FOND, PLUSIEURS FREQUENCES SONT ENCORE SOUILLEES PAR LA LUMIERE DIFFUSEE PAR LA TERRE. ....	141
FIGURE 6-2 : ERREUR DE POINTAGE MOST LE LONG DES AXES A) X ET B) Y EN REPERE FENETRE, ET LEURS SPECTRES DE FOURIER RESPECTIVES EN C) ET D). NOTEZ L'EXISTENCE DE PLUSIEURS HARMONIQUES. LES DEUX HARMONIQUES LES PLUS IMPORTANTES ET D'AMPLITUDE LES PLUS ELEVEES SONT A $2F_0$ ET A $4F_0$ (0.32 ET 0.64 MHz). ....	141
FIGURE 6-3 : PSF A HAUTE RESOLUTION NORMALISEE DE L'ETOILE HD61199. LA RESOLUTION EST DE 1/4 DE PIXEL. ....	142
FIGURE 6-4 : OUVERTURE PHOTOMETRIQUE DE 16X16 PIXELS POUR HD61199. ELLE A 10 PIXELS UTILES ET UN SSB DE 198.6. ....	142
FIGURE 6-5 : A) PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NORMALISEE DE HD61199, ET B) SON SPECTRE DE FOURIER EN PPM. DANS A) LA NORMALISATION EST FAITE A PARTIR DU FLUX MOYEN PREVU A L'INTERIEUR DU MASQUE QUAND IL N'Y A AUCUN JITTER. ....	143

FIGURE 6-6 : SURFACES DE CORRECTION POUR HD61199 BASEES SUR A) LA PSF A HAUTE RESOLUTION ET B) LA DECORRELATION. LES RESOLUTIONS DE GRILLE SONT DE 0.25 PIXELS ET 0.1 PIXELS, RESPECTIVEMENT...	144
FIGURE 6-7 : PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NORMALISEE DE HD61199 CORRIGEE DU JITTER EN UTILISANT A) L'EVALUATION BASEE SUR MODELE ET B) LA DECORRELATION, ET LEURS SPECTRES DE FOURIER EN PPM EN C) ET D), RESPECTIVEMENT. A COMPARER A LA FIGURE 6-5.	144
FIGURE 6-8 : SPECTRE DE FOURIER DU JITTER MESURE EN VOL EN X ET Y DE L'ETOILE CoRoT ID 116 DU LRA01. A COMPARER AVEC CEUX DE LA FIGURE 3-16.	146
FIGURE 6-9 : BARYCENTRE MESURE EN VOL EN X DE L'ETOILE CoRoT ID 116 DU LRA01.	147
FIGURE 6-10 : A) MASQUE GROSSIER ET B) MASQUE FIN APPLIQUES A L'ETOILE CoRoT ID 7780.	149
FIGURE 6-11 : COMPARAISON ENTRE LES PHOTOMETRIES BASEES SUR LES IMAGETTES ET CELLES MESUREES EN VOL. ETOILE CoRoT ID 7780 DU SRC01. ECHELLE X EN NOMBRE DE POINTS ET PAS EN TEMPS. IMAGETTES DU 12 AVRIL. PHOTOMETRIE N0 AVEC MASQUE VIA DU 12 AVRIL ET MASQUE OBS DU 28 AVRIL.	150
FIGURE 6-12 : SPECTRE DE L'ETOILE CoRoTID 8527 SUR 5 JOURS DE DONNEES (DU 24 AU 28 JUIN). MV = 9.14. PERIODE SANS ECLIPSES. CORRECTIONS : POINTS ABERRANTS ET EMI 32 SEC.	152
FIGURE 6-13 : SPECTRE DE L'ETOILE CoRoTID 8527 SUR 5 JOURS DE DONNEES (DU 15 AU 19 MAI). PERIODE AVEC ECLIPSES. CORRECTIONS : POINTS ABERRANTS ET EMI 32 SEC.	153
FIGURE 6-14 : COUPE A 100 E SUR A) LE MORCEAU D'IMAGE PLEIN CADRE DE 1 SEC D'INTEGRATION UTILISE POUR LE CALCUL DU MASQUE GROSSIER ET B) LA PSF A HAUTE RESOLUTION UTILISEE POUR LE CALCUL DU MASQUE FIN DE L'ETOILE CoRoT ID 400.	154
FIGURE 6-15 : POUR L'ETOILE CoRoT ID 400 A) LE MASQUE GROSSIER, B) LE MASQUE GROSSIER APPLIQUE A LA PSF, C) LE MASQUE FIN, ET D) LE MASQUE FIN APPLIQUE A LA PSF.	154
FIGURE 6-16 : SPECTRE DE FOURIER DE LA PHOTOMETRIE DE QUELQUES ETOILES FAIBLES SUR 5 JOURS DE DONNEES AVEC ECLIPSES. IRA01 DU 15 AU 19 FEVRIER AVEC MASQUE GROSSIER, SRC01 DU 25 AU 29 AVRIL AVEC MASQUE FIN ET LRC01 DU 24 AU 28 JUIN AVEC MASQUE FIN. CORRECTIONS : POINTS ABERRANTS ET EMI 32 SEC.	155
FIGURE 6-17 : LIGNE DE VISEE DE L'IRA01 CALCULEE A BORD EN UTILISANT LES DEUX ETOILES DE POINTAGE CoRoT IDs 116 ET 20. JOURNEE DU 7 FEVRIER.	156
FIGURE 6-18 : COMPARAISON DU CALCUL DE $\Psi$ EN VOL A CELUI AU SOL EN UTILISANT 4 ETOILES BRILLANTES (CoRoT IDs : 116, 20, 400 ET 223). IRA01, JOURNEE DU 7 FEVRIER.	157
FIGURE 6-19 : COMPARAISON DU CALCUL DE $\Phi$ EN VOL A CELUI AU SOL EN UTILISANT 4 ETOILES BRILLANTES (CoRoT IDs : 116, 20, 400 ET 223). IRA01, JOURNEE DU 7 FEVRIER.	157
FIGURE 6-20 : DIFFERENCE ENTRE LA LIGNE DE VISEE CALCULEE A BORD ET CELLE RECONSTITUEE AU SOL EN UTILISANT 4 ETOILES BRILLANTES (CoRoT IDs : 116, 20, 400 ET 223). IRA01, JOURNEE DU 7 FEVRIER.	158
FIGURE 6-21 : SPECTRE DE PUISSANCE DES LIGNES DE VISEE CALCULEES A BORD ET AU SOL EN UTILISANT 4 ETOILES BRILLANTES (CoRoT IDs : 116, 20, 400 ET 223). IRA01, JOURNEE DU 7 FEVRIER.	159
FIGURE 6-22 : JITTER RECONSTITUE DE L'ETOILE CoRoT ID 116 ET LA DIFFERENCE ENTRE CETTE RECONSTITUTION ET LA MESURE BORD.	161
FIGURE 6-23 : DIFFERENCE ENTRE LE JITTER RECONSTITUE ET SA MESURE BORD POUR L'ETOILE CoRoT ID 116. PRESENCE DE VARIATION LIEE A LA FREQUENCE ORBITALE.	161
FIGURE 6-24 : SPECTRES DE LA DIFFERENCE ENTRE LE JITTER RECONSTITUE ET SA MESURE BORD POUR L'ETOILE CoRoT ID 116.	162
FIGURE 6-25 : JITTER MESURE A BORD ET JITTER RECONSTITUE AU SOL DE L'ETOILE CoRoT ID 187.	163
FIGURE 6-26 : JITTER RECONSTITUE DE L'ETOILE CoRoT ID 187 ET LA DIFFERENCE ENTRE CETTE RECONSTITUTION ET LA MESURE BORD.	164
FIGURE 6-27 : PHOTOMETRIE DE NIVEAU N0 DE L'ETOILE CoRoT ID 187 CORRIGEE DE POINTS ABERRANTS.	164
FIGURE 6-28 : IMAGETTE DE L'ETOILE CoRoT ID 10272192.	165
FIGURE 6-29 : JITTER MESURE SUR LES IMAGETTES ET JITTER RECONSTITUE DE L'ETOILE CoRoT ID 10272192.	166
FIGURE 6-30 : JITTER RECONSTITUE DE L'ETOILE CoRoT ID 10272192 ET LA DIFFERENCE ENTRE CETTE RECONSTITUTION ET LA MESURE BORD.	166
FIGURE 6-31 : DIFFERENCE ENTRE LE JITTER RECONSTITUE ET SA MESURE BORD POUR L'ETOILE CoRoT ID 10272192. PRESENCE DE VARIATION LIEE A LA FREQUENCE ORBITALE.	167
FIGURE 6-32 : PHOTOMETRIE D'OUVERTURE DE L'ETOILE CoRoT ID 263 CORRIGEE DES PASSAGES DANS LA SAA, DES POINTS ABERRANTS ET DES EMIS.	168

FIGURE 6-33 : ETOILE CoRoT ID 263 - SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR A) LA PSF A HAUTE RESOLUTION ET B) LA DECORRELATION. LES RESOLUTIONS DE GRILLE SONT DE 0.25 PIXELS ET DE 0.05 PIXELS, RESPECTIVEMENT. ....	169
FIGURE 6-34 : PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGES DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 263 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF ET LA DECORRELATION. ....	169
FIGURE 6-35 : SPECTRES DE FOURIER DES PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGES DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 263 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF ET LA DECORRELATION. ....	170
FIGURE 6-36 : SPECTRE DE FOURIER DES PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 263 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. ....	171
FIGURE 6-37 : SPECTRE DE FOURIER DE LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NON CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 8872 (LRC01, mv=7.94). PERIODE SANS ECLIPSES AVEC MASQUE FIN. ....	172
FIGURE 6-38 : ZOOM SUR LE SPECTRE DE FOURIER DE LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE NON CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 8872 (LRC01, mv=7.94). LES TRAITS EN ROUGE REPRESENTENT LES MULTIPLES DE LA FREQUENCE ORBITALE. ....	172
FIGURE 6-39 : PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 263 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. ....	173
FIGURE 6-40 : PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGES DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 187 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF ET LA DECORRELATION. ....	174
FIGURE 6-41 : SPECTRES DE FOURIER DES PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGES DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 187 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF ET LA DECORRELATION. ....	175
FIGURE 6-42 : ETOILE CoRoT ID 187 - SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR A) LA PSF A HAUTE RESOLUTION ET B) LA DECORRELATION. LES RESOLUTIONS DE GRILLE SONT DE 0.25 PIXELS ET DE 0.05 PIXELS, RESPECTIVEMENT. ....	175
FIGURE 6-43 : PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGES DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 116 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF ET LA DECORRELATION. ....	177
FIGURE 6-44 : SPECTRES DE FOURIER DES PHOTOMETRIES D'OUVERTURE NON CORRIGEE ET CORRIGES DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 116 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF ET LA DECORRELATION. ....	177
FIGURE 6-45 : ETOILE CoRoT ID 116 - SURFACES DE CORRECTION BASEES SUR A) LA PSF A HAUTE RESOLUTION ET B) LA DECORRELATION. LES RESOLUTIONS DE GRILLE SONT DE 0.25 PIXELS ET DE 0.05 PIXELS, RESPECTIVEMENT. ....	178
FIGURE 6-46 : PERFORMANCE PHOTOMETRIQUE DE L'INSTRUMENT CoRoT SUR LA VOIE ASTERO MESUREE A PARTIR DU CHAMP IRA01. ....	179
FIGURE 6-47 : AMELIORATION ENVISAGEABLE DE PERFORMANCE PHOTOMETRIQUE A PARTIR DES CORRECTIONS SOL DE L'INSTRUMENT CoRoT SUR LA VOIE ASTERO, MESUREE A PARTIR DU CHAMP IRA01. ....	180
FIGURE 6-48 : EXEMPLE DE COURBE DE LUMIERE BLANCHE 512 SEC EXO BRUTEE PAR LE JITTER ET DES PIXELS CHAUDS. ....	181
FIGURE 6-49 : PSF A HAUTE RESOLUTION (1/2 PIXEL) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 ET SON MASQUE PHOTOMETRIQUE. ....	182
FIGURE 6-50 : PHOTOMETRIES CHROMATIQUES 32 SEC NON CORRIGES (EN BLEU, VERT, PUIS ROUGE) ET CORRIGES DU JITTER (EN NOIR) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. ....	182
FIGURE 6-51 : PHOTOMETRIES CHROMATIQUES 32 SEC NON CORRIGES (EN BLEU, VERT, PUIS ROUGE) ET CORRIGES DU JITTER (EN NOIR) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE. ....	183
FIGURE 6-52 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES BLEUES 32 SEC NON CORRIGEE (EN NOIR) ET CORRIGES DU JITTER (EN ROUGE POUR L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE ET EN VERT POUR CELLE BASEE SUR LA PSF) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925. ....	183
FIGURE 6-53 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES VERTES 32 SEC NON CORRIGEE (EN NOIR) ET CORRIGES DU JITTER (EN ROUGE POUR L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE ET EN VERT POUR CELLE BASEE SUR LA PSF) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925. ....	184
FIGURE 6-54 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES ROUGES 32 SEC NON CORRIGEE (EN NOIR) ET CORRIGES DU JITTER (EN ROUGE POUR L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE ET EN VERT POUR CELLE BASEE SUR LA PSF) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925. ....	184

FIGURE 6-55 : PHOTOMETRIES BLANCHES 32 SEC NON CORRIGEE ET CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. ....	186
FIGURE 6-56 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES BLANCHES 32 SEC NON CORRIGEE ET CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF.....	186
FIGURE 6-57 : PHOTOMETRIES CHROMATIQUES 512 SEC NON CORRIGEEES (EN BLEU, VERT, PUIS ROUGE) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN NOIR) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. ....	187
FIGURE 6-58 : PHOTOMETRIES CHROMATIQUES 512 SEC NON CORRIGEEES (EN BLEU, VERT, PUIS ROUGE) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN NOIR) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE. ....	188
FIGURE 6-59 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES BLEUES 512 SEC NON CORRIGEE (EN NOIR) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN ROUGE POUR L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE ET EN VERT POUR CELLE BASEE SUR LA PSF) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925. ....	188
FIGURE 6-60 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES VERTES 512 SEC NON CORRIGEE (EN NOIR) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN ROUGE POUR L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE ET EN VERT POUR CELLE BASEE SUR LA PSF) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925. ....	189
FIGURE 6-61 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES ROUGES 512 SEC NON CORRIGEE (EN NOIR) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN ROUGE POUR L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE ET EN VERT POUR CELLE BASEE SUR LA PSF) DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925. ....	189
FIGURE 6-62 : PHOTOMETRIES BLANCHES 512 SEC NON CORRIGEE ET CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. ....	190
FIGURE 6-63 : SPECTRES DES PHOTOMETRIES BLANCHES 512 SEC NON CORRIGEE ET CORRIGEE DU JITTER DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF.....	191
FIGURE 6-64 : IMAGE DE L'ETOILE CoRoT ID 102705788 (mv = 12.1) ISSUE DE L'IMAGE PLEIN CADRE.....	192
FIGURE 6-65 : PHOTOMETRIES CHROMATIQUES 32 SEC NON CORRIGEEES (EN BLEU, VERT, PUIS ROUGE) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN NOIR) DE L'ETOILE CoRoT ID 102705788 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LE SPECTRE INTEGRE. ....	192
FIGURE 6-66 : PHOTOMETRIES CHROMATIQUES 32 SEC NON CORRIGEEES (EN BLEU, VERT, PUIS ROUGE) ET CORRIGEEES DU JITTER (EN NOIR) DE L'ETOILE CoRoT ID 102705788 EN UTILISANT L'EVALUATION BASEE SUR LA PSF. LES COURBES NON CORRIGEEES POUR LE BLEU ET LE ROUGE SONT « MASQUEES » PAR LES COURBES CORRIGEEES EN NOIR. ....	193
FIGURE 6-67 : DIFFERENCE EN X PUIS EN Y ENTRE LE JITTER RECONSTITUE ET SA MESURE BORD POUR L'ETOILE CoRoT 116 DU 10 AU 14 FEVRIER 2007. ON NOTE LA PRESENCE D'UNE DERIVE DES POSITIONS SUR LES DEUX AXES.....	195
FIGURE 7-1 : RELATIONS DE DEPENDANCE ENTRE LES ALGORITHMES DE LA VOIE ASTERO.....	198



## Liste de tableaux

<i>TABLEAU 2-1 : QUELQUES CARACTERISTIQUES DU SATELLITE CoRoT.</i> .....	32
<i>TABLEAU 3-1 : SIGNAUX CONTENUS DANS LA SIMULATION PHOTOMETRIQUE DE LA VOIE ASTERO.</i> .....	57
<i>TABLEAU 3-2 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE <math>M_V = 9</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER).</i> .....	64
<i>TABLEAU 3-3 : SIGNAUX CONTENUS DANS LA SIMULATION PHOTOMETRIQUE DE LA VOIE EXO.</i> .....	65
<i>TABLEAU 3-4 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE <math>M_V = 14</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER). ECHANTILLONNAGE A 32 SEC.</i> ....	75
<i>TABLEAU 3-5 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES D'UNE ETOILE SIMULEE DE <math>M_V = 14</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER). ECHANTILLONNAGE A 512 SEC.</i> ..	76
<i>TABLEAU 3-6 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES D'UNE ETOILE SIMULEE SUR LE BANC DE TEST COMPAREE AU CAS IDEAL. CE DERNIER CORRESPOND AU BRUIT DE PHOTON UNIQUEMENT. FAUTE DE CONNAISSANCE DETAILLEE SUR LES AUTRES BRUITS.</i> .....	84
<i>TABLEAU 5-1 : CHIFFRES CLES DES MASQUES GROSSIERS TYPIQUES EN FONCTION DE LA MAGNITUDE DE L'ETOILE CIBLE.</i> .....	131
<i>TABLEAU 5-2 : CHIFFRES CLES DES MASQUES FINS TYPIQUES EN FONCTION DE LA MAGNITUDE DE L'ETOILE CIBLE.</i> .....	136
<i>TABLEAU 6-1 : COMPARAISON DES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES TECHNIQUES ENTRE LES SATELLITES MOST ET CoRoT EN CE QUI CONCERNE LA PHOTOMETRIE D'OUVERTURE SUR LA VOIE ASTERO (WALKER, 2003 ET AUVERGNE, 2003).</i> .....	139
<i>TABLEAU 6-2 : STATISTIQUES DES CORRECTIONS PHOTOMETRIQUES DE JITTER POUR HD61199 COMPAREES AU CAS IDEAL. DANS CE CAS, LE CAS IDEAL CORRESPOND A L'EXISTENCE DU BRUIT DE PHOTON UNIQUEMENT, FAUTE DE CONNAISSANCE DETAILLEE SUR LES AUTRES BRUITS.</i> .....	145
<i>TABLEAU 6-3 : RESUME DES RESULTATS DU CALCUL DES MASQUES PHOTOMETRIQUES GROSSIERS (VIA) ET FINS (OBS) POUR LE CHAMP D'OBSERVATION SRC01.</i> .....	148
<i>TABLEAU 6-4 : RESUME DES RESULTATS DU CALCUL DES MASQUES PHOTOMETRIQUES GROSSIERS (VIA) ET FINS (OBS) POUR LE CHAMP D'OBSERVATION LRC01.</i> .....	151
<i>TABLEAU 6-5 : RESUME DES RESULTATS DU CALCUL DES MASQUES PHOTOMETRIQUES GROSSIERS (VIA) POUR LE CHAMP D'OBSERVATION IRA01.</i> .....	153
<i>TABLEAU 6-6 : BRUIT DE FOND MESURE SUR 5 JOURS DE DONNEES A PARTIR DE 5 MHz APRES CORRECTION DU JITTER SUR TOUTES LES CIBLES DU CHAMP IRA01.</i> .....	178
<i>TABLEAU 6-7 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 DE <math>M_V = 12.1</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER). ECHANTILLONNAGE A 32 SEC. UNE JOURNEE DE DONNEES.</i> .....	185
<i>TABLEAU 6-8 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 DE <math>M_V = 12.1</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER). ECHANTILLONNAGE A 32 SEC. UNE JOURNEE DE DONNEES.</i> .....	187
<i>TABLEAU 6-9 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 DE <math>M_V = 12.1</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER). ECHANTILLONNAGE A 512 SEC. UNE JOURNEE DE DONNEES.</i> .....	190
<i>TABLEAU 6-10 : STATISTIQUE DE LA CORRECTION PHOTOMETRIQUE DU JITTER POUR LES DONNEES DE L'ETOILE CoRoT ID 102721925 DE <math>M_V = 12.1</math> COMPAREE AU CAS IDEAL (SANS BRUIT DE JITTER). ECHANTILLONNAGE A 512 SEC. UNE JOURNEE DE DONNEES.</i> .....	191



# 1 Introduction

CoRoT (Convection, Rotation et Transits planétaires) est une mission spatiale de photométrie à haute précision dédiée à la sismologie stellaire et à la recherche de planètes extrasolaires. La mission est sous la maîtrise d'œuvre du CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) en association avec des laboratoires français (LESIA, LAM, IAS, OMP) et des coopérants en Allemagne, Autriche, Belgique, Brésil et Espagne. L'instrument est composé d'un télescope afocal et d'une camera à grand champ développés par des industrielles sous la responsabilité du CNES et des laboratoires français. Il est monté sur une plateforme satellitaire réutilisable (PROTEUS) fournie par Alcatel Alenia Space, pour une insertion en orbite terrestre basse. Les deux programmes scientifiques requièrent des longues durées d'observations ininterrompues, qui se déroulent sur des régions contiguës du ciel.

Pour l'étude des oscillations stellaires, l'instrument doit être capable de mesurer pour une étoile de magnitude apparente 5.5 des variations périodiques de l'ordre de 4 ppm pour une durée de 5 jours. Pendant la mission il sera capable d'observer une cinquantaine d'étoiles de magnitudes comprises entre 5.4 et 9.5. Pour la recherche d'exoplanètes, basée sur la méthode de transits planétaires, le but est de détecter l'occultation de l'étoile par la planète en orbite, ce qui se traduit par une faible diminution du flux stellaire collecté. Pour cela, l'instrument est conçu pour détecter des variations de l'ordre de 700 ppm pour une étoile de magnitude 15.5 en 1 heure d'intégration. Au total 60000 étoiles seront mesurées pendant 2 ans et demi de mission, de magnitudes comprises entre 12 et 15.5. Les détections de quelques dizaines de planètes telluriques et plusieurs centaines de Jupiters chauds sont attendues.

Ces spécifications atteignent presque le niveau du bruit de photon intrinsèque au processus physique de conversion de photon en électron par les détecteurs de l'instrument. Pour atteindre cette performance tous les autres bruits doivent être rendus négligeables ou limités à certaines valeurs. C'est l'ensemble *logiciel vol plus corrections photométriques sol* qui ont le rôle de maximiser la performance de l'instrument. C'est dans ce contexte de diminution et/ou d'élimination des bruits autres que celui des propres étoiles cibles que s'insère cette thèse. Ici on traitera spécifiquement de l'un des bruits les plus gênants dans le processus de calcul photométrique bord : le bruit dû au bougé du satellite ou le bruit de jitter, conséquence directe du choix de la méthode de photométrie par ouverture fixe utilisée par CoRoT que l'on décrira plus tard dans cette thèse.

L'ouverture photométrique (ou le masque) fait partie elle aussi du sujet de cette thèse. Du fait d'être capable d'évaluer l'effet du jitter nous pouvons aussi le prendre en compte pour définir les masques optimum qui doivent être chargés à bord sur le logiciel vol de façon à maximiser le rapport signal sur bruit de la photométrie mesurée et minimiser les besoins de correction au sol.

Dans le but de décrire et de valider, d'une part, la correction photométrique du jitter de deux voies scientifiques et, d'autre part, le calcul des masques photométriques de la voie astérosismologie, cette thèse est divisée en 6 chapitres :

*La mission CoRoT* – chapitre dédié à la description de la mission et ses principales caractéristiques. On y décrira l'instrument et on introduira le concept de masque photométrique fixe. Les chaînes de traitements sont également présentées.

*Correction photométrique du jitter* – chapitre qui décrit plusieurs méthodes développées pour ces corrections en tenant compte des caractéristiques et de la disponibilité des données de chaque voie scientifique. Des résultats de simulations et du banc de test CoRoT nous permettent de constater et d'évaluer l'efficacité de ces méthodes.

*Reconstitution de la variation des barycentres* – ce chapitre présente comment on peut, au sol, calculer les positions au cours du temps de chaque cible projetée sur les détecteurs CCD de l'instrument afin de pouvoir appliquer les méthodes de corrections photométriques du jitter.

*Calcul des masques photométriques de la voie asterosismologie* – ce chapitre introduit la solution du problème d'optimisation qui définit les pixels qui doivent être pris en compte durant l'intégration du flux de chacune des dix cibles de la voie asterosismologie par le logiciel de vol.

*Validation des méthodes avec les données de vol* – afin de valider toutes les méthodes développées dans ce travail, ce chapitre présente les principaux résultats obtenus avec le satellite canadien MOST lancé en 2003 et avec l'instrument CoRoT après la réussite de son lancement le 27 décembre 2006.

*Conclusions* – on finit par une évaluation globale de ce travail et des conclusions que nous pouvons en tirer.

## 2 La mission CoRoT

Ce chapitre introduit dans un premier temps les deux objectifs scientifiques et les spécifications générales de projet auxquelles ils aboutissent. Ensuite il décrit de façon générale l'instrument et ses sous-systèmes. Nous faisons une présentation du choix de la photométrie d'ouverture (très important pour ce travail) et leurs conséquences sur les traitements de données en vol et au sol. Nous présentons finalement la chaîne de traitements de données sol.

### 2.1 Les objectifs scientifiques

#### 2.1.1 L'asterosismologie

L'asterosismologie est l'étude de la structure interne des étoiles à travers l'analyse de ses modes d'oscillation. Ces oscillations fournissent des informations sur l'intérieur des étoiles qui ne peuvent pas être observées autrement. Cette technique est analogue à celle utilisée par les géologues quand ceux-ci profitent des données sismiques récoltées pendant des tremblements de terre de notre planète pour étudier sa formation interne.

Dans les étoiles les oscillations peuvent être excitées par de la turbulence ou par la conversion interne d'énergie thermique en énergie cinétique de pulsation. Les modes d'oscillation résultants peuvent être divisés entre deux groupes principaux : celui des modes de pression (p) – caractérisés par des fluctuations de pression interne – et celui des modes de gravité – caractérisés par flottabilité.

Les caractéristiques de ces oscillations dépendent exclusivement de la structure globale de l'étoile et des propriétés physiques de son intérieur. Dans ce sens-là l'asterosismologie est le seul outil disponible pour mesurer la structure interne des étoiles. Les informations dérivées de ces mesures sont utilisées pour contraindre et raffiner les modèles d'évolution stellaire, l'un des principaux objectifs de l'astrophysique.

##### 2.1.1.1 Les oscillations et la détection de fréquence

Les fonctions propres des modes d'oscillation d'une étoile sont données par la relation :

$$\xi(r, \theta, \phi, t) = K_n(r) \cdot Y_{l,m}(\theta, \phi) \cdot e^{2i\pi\nu_{n,l,m}t} \quad (2.1)$$

Où  $\xi(r, \theta, \phi, t)$  représente le déplacement d'un élément de fluide donné en coordonnées sphériques. L'indice  $n$  est l'ordre radial d'oscillation, i.e., le nombre des nœuds dans la direction radiale. Les nombres d'onde  $l$  et  $m$  déterminent la structure transverse de l'oscillation, comme présenté sur la *Figure 2-1*. Le degré  $l$  représente le nombre de lignes de surface nodale, alors que l'ordre azimutal  $m$  indique combien de ces lignes définit l'endroit contenant l'axe de rotation de l'étoile.

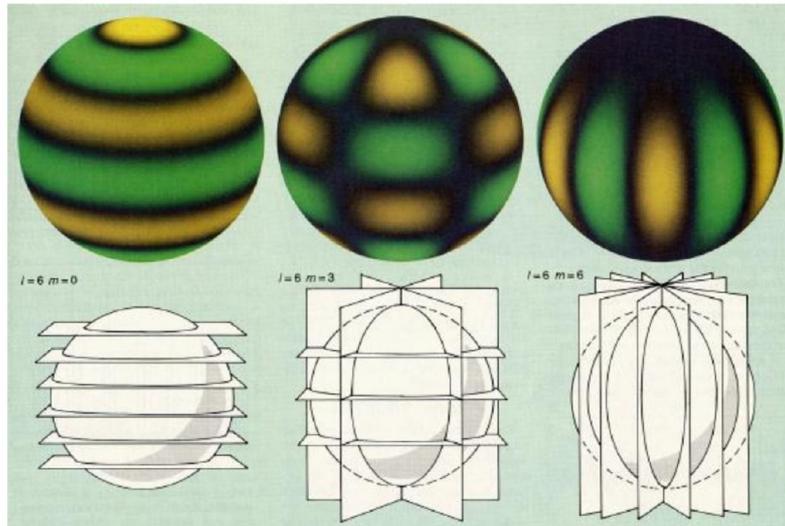


Figure 2-1 : Représentation graphique des quelques harmoniques sphériques d'oscillation stellaires (GONG/NSO).

Dans la figure ci-dessus, le déplacement de matière est représenté en jaune (contraction) et en vert (expansion). Ce profil alterne à chaque cycle d'oscillation. Les régions noires sont les lignes nodales.

Les déplacements de matière sur la surface de l'étoile peuvent être mesurés par spectroscopie car ils induisent un déplacement des raies par effet *Doppler*. Dans le Soleil, par exemple, les ondes de pression sont générées par turbulence dans la zone convective et plusieurs milliers de modes d'oscillation ont été détectés (cf. la Figure 2-2).

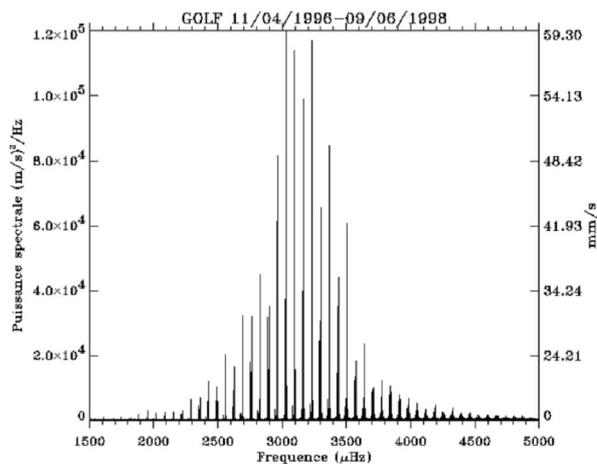
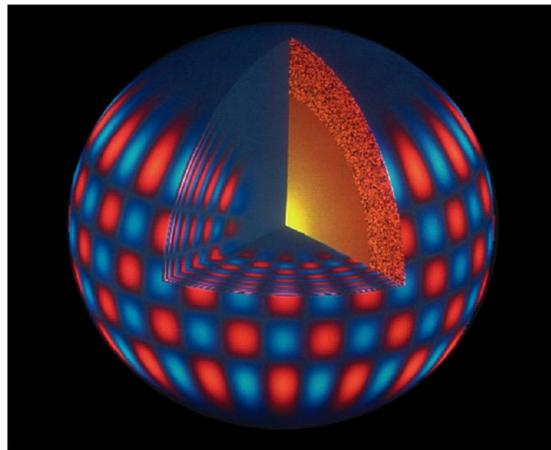


Figure 2-2 : Spectre de fréquence du Soleil observé par l'instrument GOLF/SOHO (ESA/NASA)

Nous observons la détection d'un spectre de fréquence assez structuré, c'est qui a permis l'estimation précise de la profondeur de la zone de convection aussi bien que les profils détaillés de rotation interne.

Néanmoins les vitesses radiales sont très faibles, de l'ordre de 1 *m/s* pour les étoiles du type solaire. Pour les autres étoiles il est très difficile de mesurer des spectres précis. Alors une technique alternative est de détecter telles oscillations par leurs effets sur le flux émis par l'étoile. En effet, le flux émis est modulé par les oscillations suivant des variations périodiques de température dans les zones de contraction et expansion.

Sur le Soleil des variations photométriques périodiques de l'ordre de 2.5 *ppm* correspondant à plusieurs modes d'oscillation ont été déjà détectés. Ce même type de détection sur d'autres étoiles en utilisant une photométrie très précise est l'un des principaux objectifs de CoRoT. Les fréquences d'oscillations typiques du Soleil sont de l'ordre de 3 *mHz* (période aux alentours de 5 *minutes*, cf. *Figure 2-2*). Dépendant du type d'étoile, des périodes de quelques minutes à quelques heures sont attendues avec une durée de vie des quelques jours (typiquement 5 *jours* pour le Soleil).



*Figure 2-3 : Représentation d'une harmonique sphérique d'oscillation stellaire (GONG/NSO).*

### 2.1.1.2 Les spécifications scientifiques de la voie asterosismologie

Pour garantir une détection fiable des fréquences, CoRoT doit pouvoir détecter une oscillation d'amplitude 4 *ppm* en 5 *jours* avec un rapport signal sur bruit de 15 dans le spectre de puissance (Baglin, 2002). En conséquence, le niveau de bruit relatif en amplitude doit être alors de :

$$\frac{\sigma}{N\sqrt{n}} < \frac{a}{2\sqrt{K}} = 0,6 \text{ ppm} \quad (2.2)$$

Ce niveau de bruit doit être atteint pour des étoiles de  $m_v = 5.5$ . Au cours de la mission (2.5 ans), l'objectif est d'observer une soixantaine d'étoiles : de type solaire et  $\delta$  Scuti<sup>2</sup> afin d'avoir une bonne couverture du diagramme HR au voisinage du cas solaire.

Cette spécification doit être respectée dans l'intervalle de fréquences scientifiques [0,1 ; 10] *mHz*. On peut accepter que cette spécification ne soit pas respectée pour des fréquences bien définies et en nombre limité. En particulier, pour la fréquence orbitale et ses harmoniques, on tolère un bruit de 2 *ppm*.

---

<sup>2</sup> Dans la bande d'instabilité du diagramme HR, entre 1,5 et 2 masses solaires.

Pour atteindre la fréquence maximale de 10 *mHz*, le temps d'échantillonnage doit être inférieur à 50 s. Il est spécifié que les observations doivent être continues sur 150 jours, ce qui est réalisable techniquement avec une orbite basse et qui permet d'atteindre la résolution en fréquences demandée. La disponibilité opérationnelle doit être supérieure à 80% sur la durée totale d'une observation.

### 2.1.2 La recherche d'exoplanètes

Les exoplanètes ont été mises en évidence depuis les premières détections réalisées par Wolszczan (1994) et Mayor & Queloz (1995). Depuis plus de 250 exoplanètes (dernières données de juillet 2007) ont été détectées, la majorité à travers des mesures sol de la vitesse radiale des étoiles. Cette technique exploite l'effet de gravitation d'une planète orbitant autour de son étoile. La force de gravité exercée par la planète sur l'étoile provoque une variation de position de son centre de gravité. Plus proche et/ou plus massive est la planète, plus prononcé est cet effet.

Due aux particularités de cette technique, la majorité des découvertes correspond à des planètes du type Jupiter chaud fréquemment orbitant à moins de 1 UA de son étoile. L'existence des corps planétaires avec ces caractéristiques n'était pas attendu, c'est qui a obligé la révision des modèles de formation des planètes et qui a augmenté l'intérêt pour des nouvelles détections de planètes pour des fins statistiques. Néanmoins des planètes rocheuses du type Terre restent pour le moment inaccessibles à la méthode des vitesses radiales.

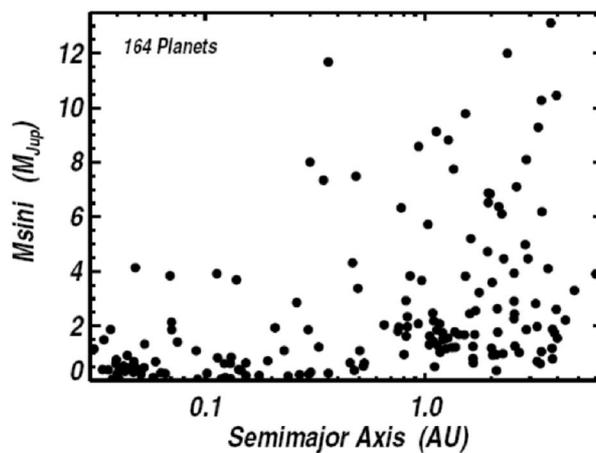


Figure 2-4 : Caractéristiques de 167 exoplanètes connues jusqu'en 2006 (*exoplanets.org*).

#### 2.1.2.1 La détection de planètes par CoRoT

Une autre façon de détecter des exoplanètes c'est par la méthode de transits planétaires, c'est-à-dire, par la détection de la baisse de luminosité émise par l'étoile grâce au passage de la planète sur le plan d'observation de l'étoile conforme la Figure 2-5.

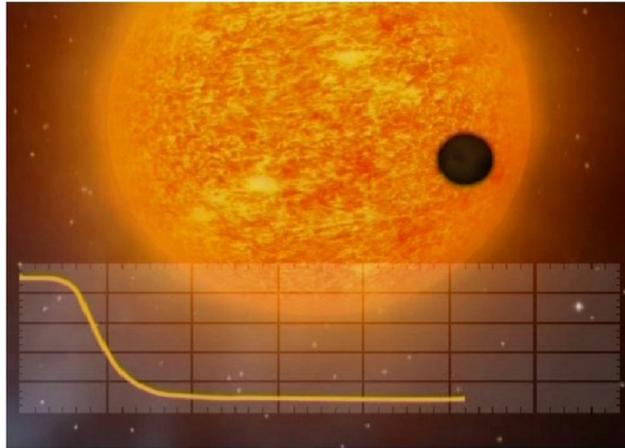


Figure 2-5 : Effet d'un transit planétaire sur la courbe de lumière de son étoile (CNES).

Lorsque le plan de l'orbite de la planète contient la ligne de visée, le passage de la planète sur le disque stellaire produit une diminution de flux qui est proportionnelle au rapport des surfaces :

$$\frac{\Delta F}{F} = \left( \frac{R_{\text{planète}}}{R_{\text{étoile}}} \right)^2$$

Où  $R_{\text{planète}}$  est le rayon de la planète et  $R_{\text{étoile}}$  est le rayon de l'étoile.

La diminution de flux est de l'ordre de 1% pour un système Jupiter-Soleil, par exemple, tandis qu'elle est de 0.1% pour le cas d'Uranus et seulement 0.01% pour le cas de la Terre.

Si une étoile a une planète la probabilité que le plan de l'orbite contienne la ligne de visée est :

$$P = \frac{R_{\text{étoile}}}{a}$$

Où  $R_{\text{étoile}}$  est le rayon de l'étoile et  $a$  est la distance de la planète.

En supposant que 20% des étoiles ont une planète il faudra observer de l'ordre de 10000 étoiles pour détecter une centaine de planètes. Pour une étoile du type solaire, par exemple, la probabilité d'occultation par la planète à 1 UA est à peine 0.5% et 5% si elle est à 0.1 UA.

Ces observations doivent être menées pendant des longues périodes de temps pour maximiser la probabilité d'observation du phénomène.

Nous devons encore y ajouter une autre contrainte. Du fait qu'un simple transit sur une courbe de lumière ne fournit pas une évidence suffisamment forte de l'existence de la planète, pour confirmer la détection l'occurrence d'au moins trois transits doit être vérifiée. Cette exigence est nécessaire car des patrons similaires au transit peuvent être causés par, par exemple, l'activité stellaire (le passage de taches solaires).

Cette contrainte peut être relaxée si l'on fait de la photométrie chromatique, car avec seulement un ou deux transits l'analyse photométrique en différentes couleurs peut aider à distinguer un transit planétaire (phénomène achromatique) de l'activité stellaire, dont la signature photométrique dépend de la longueur d'onde. Une telle analyse

chromatique permet l'accès à des planètes de période orbitale longue, pour une même durée d'observation.

Finalement, en utilisant la méthode de détection par transit planétaire et en considérant l'hypothèse que 10% des étoiles doivent héberger des géantes gazeuse et que ce pourcentage doit être d'environ 50% pour les planètes rocheuses, il est espéré la détection par CoRoT de 10 à 40 planètes telluriques et des centaines des Jupiters chauds, sur la durée de la mission.

### **2.1.2.2 Les spécifications scientifiques de la voie exoplanètes**

Pour obtenir un nombre significatif de détections, CoRoT doit observer environ 60000 étoiles de la séquence principale pendant 150 *jours* (Baglin, 2002). Ce qui constitue le programme principal. Ces observations photométriques doivent atteindre un niveau de bruit inférieur à 700 *ppm* pour un temps d'intégration de 1 h pour une étoile de magnitude  $m_v = 15.5$  et de type spectral K0 (température effective 4500 K).

Pour les étoiles plus brillantes que la magnitude  $m_v = 14$ , la photométrie doit être réalisée dans trois couleurs représentant 30%, 30% et 40% de l'énergie reçue. Elles sont considérées respectivement comme une photométrie bleu, verte et rouge.

## **2.2 Le profil de mission CoRoT**

Le satellite CoRoT a été lancé avec succès le 27/12/2006 (14 :23 UT) par un lanceur Soyouz-2.1b à partir du cosmodrome de Baikonur. Il a été inséré en orbite basse du type LEO (*Low Earth Orbit*) pour une mission qui doit durer au moins deux ans et demie. Une orbite à la fois polaire, circulaire et inertielle a été sélectionnée (inclinaison de  $90^\circ$ ), à une altitude nominale de 896 km. La période orbitale mesurée post-lancement est de 6184 sec ( $\approx 1$  h 43).

Le plan de l'orbite est donc fixe par rapport aux étoiles et CoRoT observe dans un cône de  $10^\circ$  dans la direction perpendiculaire à ce plan, il n'y a donc pas d'occultation de la Terre. Dès que le Soleil arrive dans le plan de l'orbite le satellite opère une rotation de  $180^\circ$  et observe alors dans la direction opposée pour les six mois suivants. Les deux directions d'observation de CoRoT ainsi définies sont dans le plan de l'écliptique, et correspondent aux ascensions droites de 6h50 en hiver et 18h50 en été. Ces directions sont voisines du centre et de l'anti-centre galactique donc des régions fortement peuplées d'étoiles (voie lactée), idéales pour la recherche de planètes qui nécessite d'observer un maximum d'étoiles.

Chaque demi-année d'observation se décompose dans une grande séquence d'observation de 150 jours qui constitue le programme central et en une séquence plus courte de 20 jours qui constitue le programme exploratoire (*Figure 2-6*).

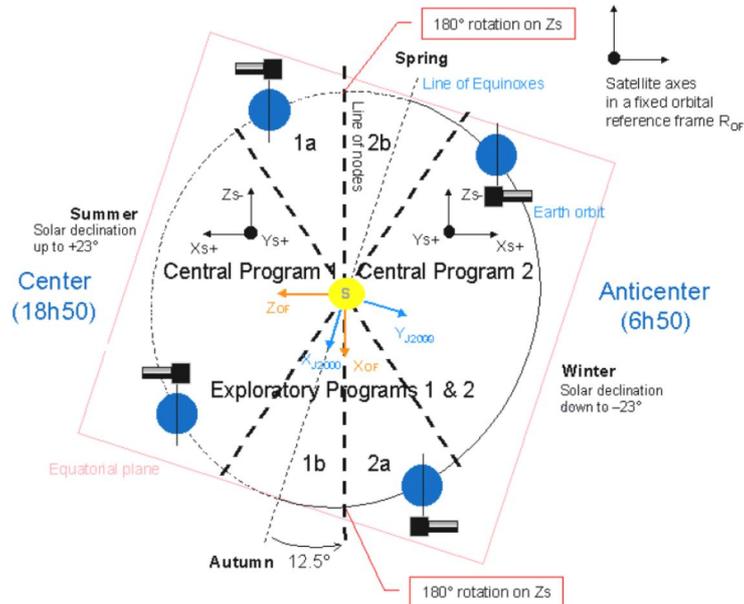


Figure 2-6: Déroulement de la mission (source : site web CNES)

### 2.3 L'instrument CoRoT

Une vue de l'ensemble est présentée sur la Figure 2-7.

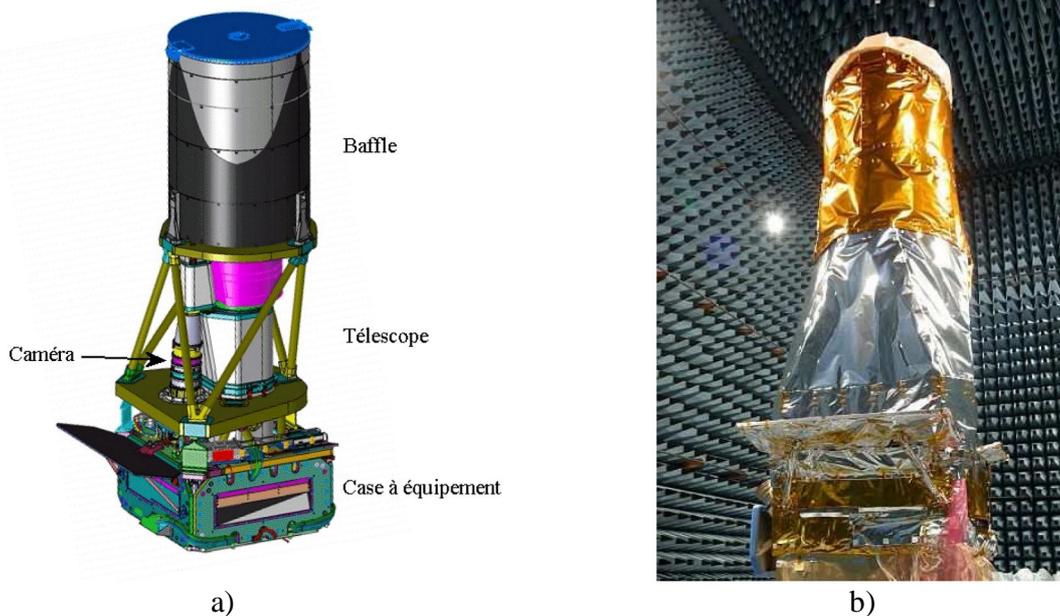


Figure 2-7 : Schéma de l'instrument a) sur lequel nous pouvons voir le télescope, la caméra et la case à équipement. A droite b) nous pouvons voir une photo de l'instrument intégré lors des essais de compatibilité électromagnétique.

L'instrument est intégré sur une plate-forme PROTEUS. Elle est conçue pour des satellites de masse de 500 à 700 kg au lancement, soit 200 à 300 kg de charge utile.

CoRoT utilise le 3<sup>ème</sup> modèle de cette série. Jason 1 en est le premier utilisateur et vole depuis décembre 2001 et Calipso en est le deuxième et vole depuis Avril 2006.

Le tableau ci-après résume quelques caractéristiques du modèle de CoRoT :

*Tableau 2-1 : Quelques caractéristiques du satellite CoRoT.*

Masse autour de	600 kg	Précision du pointage	0.4 arcsec
Masse charge utile	270 kg	Téléométrie	900 Mbit/jour
Longueur	4100 mm	Capacité mémoire	2 Gbit
Diamètre	1984 mm	Delta V	120 m/s
Puissance électrique	380 W	Durée de la mission	2.5 ans

### 2.3.1 L'optique

L'optique de CoRoT est composée de trois éléments, un baffle dont le rôle est de limiter la lumière parasite, un télescope qui collecte les photons et un objectif qui focalise les photons sur les CCDs (Perruchot, 2004).

#### 2.3.1.1 Le baffle

Lors des observations, CoRoT aura toujours le soleil à plus de 90° de l'axe de visée. En revanche la principale source de lumière parasite est la lumière réfléchiée par la Terre. Dans le cas idéal où la direction de visée est exactement perpendiculaire à l'orbite, le limbe de la Terre est à 30° de la ligne de visée. Mais dès qu'on s'en écarte, cet angle diminue et l'instrument est plus sensible à la lumière diffusée par la Terre. Pour minimiser cette lumière parasite, le baffle optique limite le cône de visibilité de l'instrument par des diffusions multiples.

Au-delà de 20° le taux de réjection du baffle est de  $10^{-11}$ , il est de  $10^{-12}$  au-delà de 40°. Des simulations en prenant en compte ces taux de réjection mesurés par le CSL (Centre Spatiale de Liège) ont abouti à des niveaux maximum de l'ordre de 1 e-/px/sec. Les mesures réalisées pour des dépointages pire cas ont montrées une amplitude orbitale plus petite que 6 e-/px/sec. Pour les trois séquences d'observation l'amplitude orbitale est de l'ordre de 0.3 e-/px/sec.

#### 2.3.1.2 Le télescope

CoRoT est constitué d'un télescope afocal à deux miroirs (*Figure 2-8*). La lumière des étoiles provenant de l'infini n'est donc pas focalisée par ce télescope, il se contente de concentrer la lumière en réduisant le diamètre du faisceau. Cette optique présente un intérêt pour la sensibilité à la lumière parasite. Entre les deux miroirs, il existe un plan où les faisceaux sont focalisés, c'est le foyer des deux miroirs. Nous pouvons placer dans ce plan un diaphragme de champ qui permet de ne laisser passer que les photons qui proviennent réellement de la direction du champ d'observation et ainsi de réduire considérablement la lumière parasite.

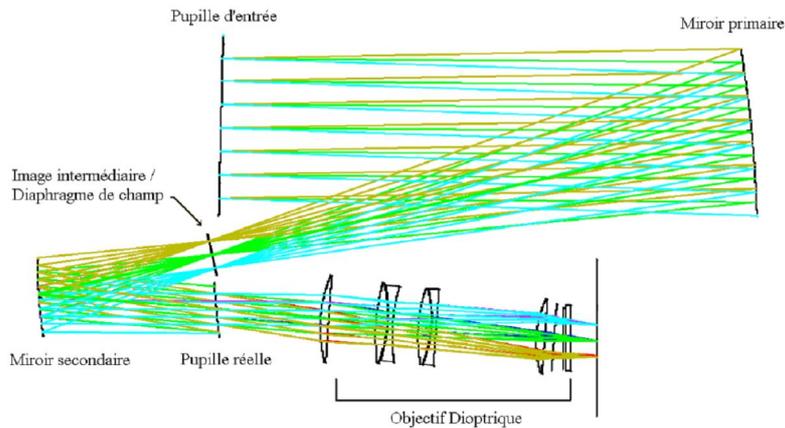


Figure 2-8 : Schéma optique

La surface de la pupille d'entrée, qui est matérialisée par un diaphragme d'entrée placé dans le plan conjugué à l'entrée de l'objectif dioptrique, est de 583,9 cm<sup>2</sup>, soit un diamètre équivalent de 27,26 cm. Cette surface permet de récolter suffisamment de photons pour atteindre les performances radiométriques requises. On notera qu'une variation de surface du diaphragme d'entrée est directement liée à une variation de la surface de la pupille d'entrée et à une variation du flux reçu par les détecteurs.

Les réglages optiques ayant été faits à 20° au sol, il est nécessaire de tenir cette température en vol. Cette régulation permet aussi de minimiser les effets thermo élastiques sur la structure pouvant induire des déformations des images. Sept lignes de régulations sont utilisées. Elles sont situées sur les barres reliant les plateaux supports et sur ces derniers. Ce système permet d'avoir une température de fonctionnement du télescope comprise entre 18 et 22°C sur l'ensemble de la mission et une stabilité de l'ordre de ±0,2 K sur une orbite (dans le pire cas d'éclipse).

### 2.3.1.3 L'objectif dioptrique

Comme nous venons de le voir, le premier élément de cet objectif dioptrique est le diaphragme d'entrée. Il est en invar pour garantir une stabilité sa surface à la température. Ensuite il est composé de six lentilles dont le rôle est de faire une image du ciel sur le plan focal et de corriger au mieux les aberrations de l'afocal. Son optimisation permet de le rendre très peu sensible à la thermique. La focale de cet objectif est de 1200 mm pour une ouverture à f/4.

### 2.3.2 Le bloc focal

Le bloc de focal CoRoT contient quatre CCDs ainsi qu'un prisme placé au-dessus des deux CCDs EXO visible sur la Figure 2-9. Il est le dernier élément d'optique avant les CCDs. Ce bloc focal est séparé en deux parties pour répondre aux besoins spécifiques de chacune des voies ASTERO et EXO, deux CCDs étant dédiés à chacune d'elles (Figure 2-10).

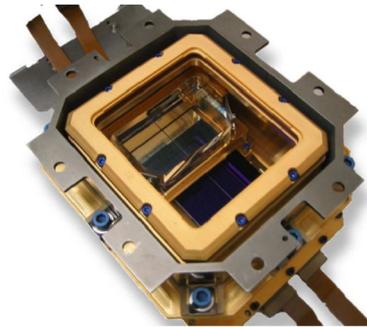


Figure 2-9 : Bloc focal

La voie *ASTERO* présente la particularité d'être défocalisée. Cette défocalisation de  $760 \mu\text{m}$  en intra-focal permet d'atteindre les performances requises en stabilité photométrique, homogénéité des images dans le champ et non-saturation des CCDs. Du côté de la voie *EXO*, le prisme a pour effet de disperser la lumière et donne ainsi accès à une information chromatique sur la photométrie. Les CCDs *EXO* sont dans le plan focal de l'instrument (Figure 2-10).

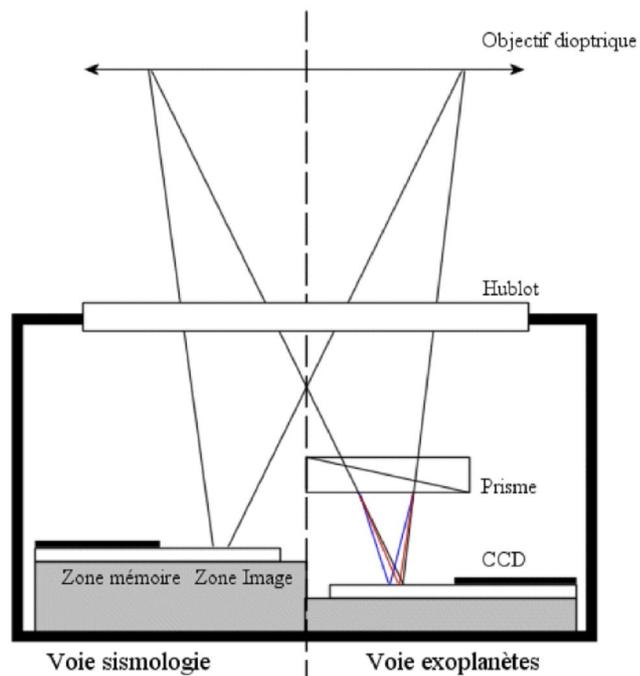


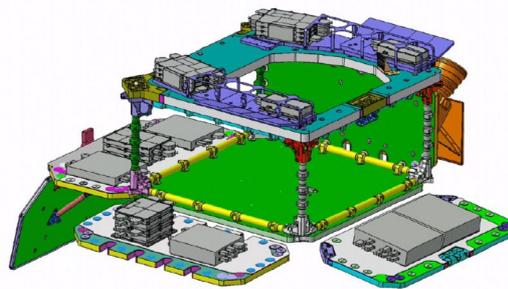
Figure 2-10 : Schéma du bloc focal

Le bloc focal est refroidi par un lien thermique passif qui le relie à un radiateur. Ce radiateur, qui doit toujours être dans l'ombre du satellite, évacue les calories accumulées par le bloc focal et permet de descendre les CCDs à une température de  $-40^{\circ}\text{C}$ . Une régulation fine permet par le biais d'une chaufferette de minimiser les oscillations de température à la période orbitale et d'atteindre une stabilité de  $\pm 5 \text{ mK}$ .

### 2.3.3 L'électronique et la case à équipement

L'architecture électrique doit permettre de gérer l'ensemble de l'instrument : l'acquisition des images, la régulation thermique de l'instrument, et le traitement des données (Epstein, 2004). C'est la plate-forme PROTEUS qui fournit l'alimentation électrique (grâce à ses panneaux solaires), et qui gère la télémétrie (la transmission vers le sol des informations utiles : scientifiques et techniques).

Onze boîtiers électroniques placés dans la case à équipement (*Figure 2-11*) sont nécessaires. Ils sont placés, selon leur sensibilité, dans des zones où la température est plus ou moins stable.



*Figure 2-11 : Case à équipement ouverte supportant les électroniques.*

Nous distinguons deux chaînes photométriques complètes et indépendantes qui pilotent chacune un CCD dédié à l'astérosismologie et un CCD dédié à la recherche d'exoplanètes (encadrée en bleu et en vert sur la *Figure 2-12*). Cette redondance permet en cas de défaillance de l'un des boîtiers, de garder au moins la moitié du champ exploitable et de poursuivre les deux programmes scientifiques.

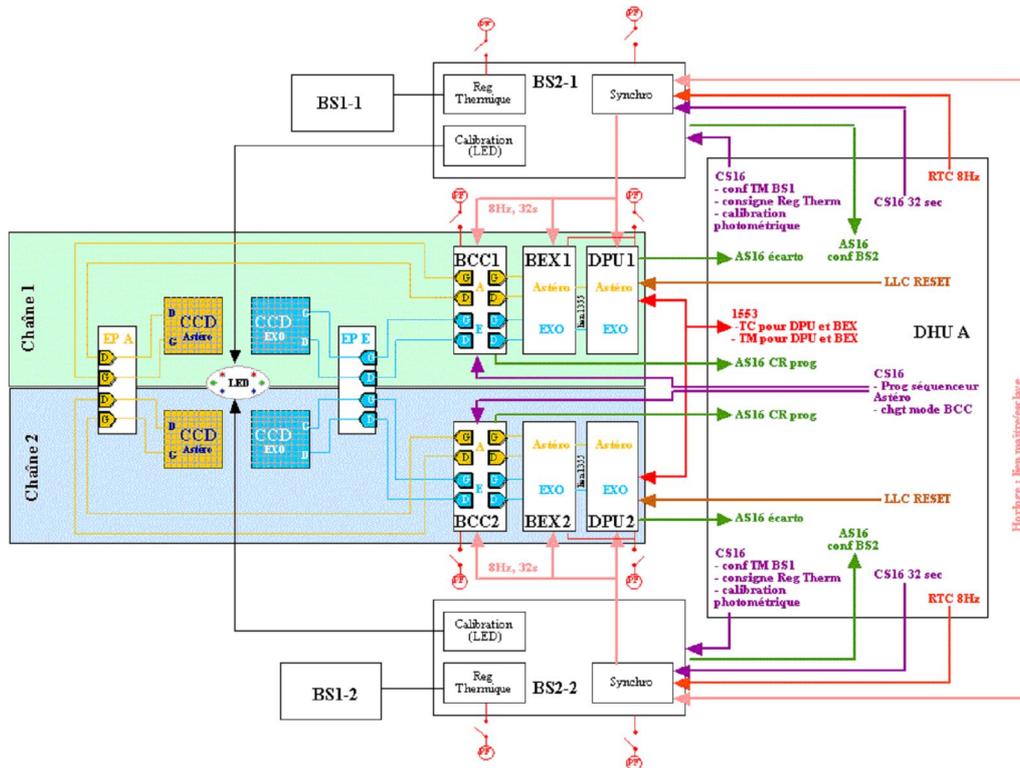


Figure 2-12 : Schéma de l'électronique

Chaque chaîne se compose en quatre éléments : une électronique de proximité (EP) chargée d'amplifier le signal vidéo, un boîtier de contrôle caméra (BCC) qui numérise le signal vidéo et qui commande les CCDs, un ensemble de traitement numérique (DPU) chargée de faire la photométrie à bord, et un boîtier de servitude (BS2) chargé de la synchronisation, du contrôle thermique et du système d'étalonnage en vol.

## 2.4 La photométrie d'ouverture fixe

En tant que photomètre CoRoT doit collecter les photons qui tombent sur ses détecteurs CCD à chaque pose, traiter ces données et en déduire le flux provenant de chaque cible observée.

Adda (2000) a fait une étude photométrique préparatoire de la mission CoRoT. Dans son travail elle a évalué les diverses méthodes de photométrie CCD et leurs conséquences sur la charge du DPU et la précision des résultats. Les méthodes étudiées ont été celles par ajustement de PSF (*point spread function*) et par ouverture variable et fixe.

La photométrie par ajustement consiste à ajuster un modèle de l'image de l'étoile sur l'étoile. L'image d'une étoile étant en fait la PSF de l'instrument, nous parlons d'ajustement de PSF (ou de *fit* de PSF). Cette méthode repose en grande partie sur la connaissance de cette PSF qui varie dans le champ, il est donc nécessaire de disposer d'un modèle pour chaque étoile. La détermination de ce modèle peut se faire par une approche analytique à l'aide d'un modèle mathématique mais qui est limité dès que la forme de la tache devient complexe. Une deuxième méthode consiste en une approche

empirique basée sur les images observées et la résolution d'un problème inverse. Une fois ce modèle connu, l'ajustement peut se faire par la méthode classique des moindres carrés.

L'avantage principal de cette méthode est qu'elle suit l'étoile sur le CCD et n'est donc pas sensible à son déplacement. Elle est, de ce point de vue, performante en particulier pour les étoiles faibles. Mais ses défauts principaux sont sa demande importante en temps de calcul et sa complexité d'implémentation.

La photométrie d'ouverture consiste à sommer simplement les intensités des pixels des étoiles. Il suffit de définir les pixels qui appartiennent à l'étoile, où plutôt ceux qui contiennent plus de signal venant de l'étoile que de bruit ou de signal parasite. Cela revient à définir un masque photométrique qui permet de sommer tous les pixels qui sont contenus dans son intérieur.

Nous pouvons nous demander si pour calculer une courbe de lumière ce masque doit être réévalué à chaque point ou s'il doit être déterminé une fois pour toutes. Les limites d'un masque fixe se font sentir quand la tache image se déplace, ce qui est le cas sur un instrument spatial où le *jitter* du satellite déplace constamment l'étoile sur le CCD. Certains pixels utiles peuvent alors sortir du masque et introduire un bruit important dans la photométrie, ce que nous appelons les effets de bord. Si nous recalculons le masque à chaque fois, nous avons l'avantage de suivre l'étoile qui se déplace sur le CCD, ce qui limite le bruit de jitter mais en contrepartie la surface du masque n'est pas constante et les calculs du logiciel vol sont plus délicats.

Adda (2000) en tenant compte des spécifications de performance de l'instrument est arrivée à la conclusion que l'ouverture fixe était le meilleur compromis entre simplicité de mise en œuvre et performance photométrique. Nous tirons ainsi les conséquences directes de ce choix, les problèmes de définition des masques fixes et de la correction photométrique de l'effet du jitter.

## **2.5 Les traitements scientifiques des données**

### **2.5.1 Le logiciel de vol**

Son rôle est de recevoir, de traiter et de transmettre les données scientifiques et techniques. Le logiciel est dédoublé sur deux DPUs indépendants, un sur chaque chaîne photométrique. Il interagit avec le BEX correspondant, le système de pointage (AOCS – *Attitude and Orbit Control System*) et les gestionnaires de télécommandes (TC) et de télémesures (TM) (Plasson & Pontet, 2004).

Le logiciel de vol assume plusieurs tâches qui sont :

- ⇒ La réception, le décodage et la mise en œuvre des télécommandes en provenance de PROTEUS ;
- ⇒ La configuration et la gestion du BEX en accord avec les TCs reçues ;
- ⇒ Le traitement des données scientifiques en provenance du BEX (*ASTERO* et *EXO*) ;
- ⇒ Le calcul des erreurs de pointage sur les données *ASTERO* et leurs transmissions à l'AOCS ;
- ⇒ Le formatage et l'envoi des TMs techniques et scientifiques à PROTEUS ;
- ⇒ Sa mise à jour en vol par le biais des TCs.

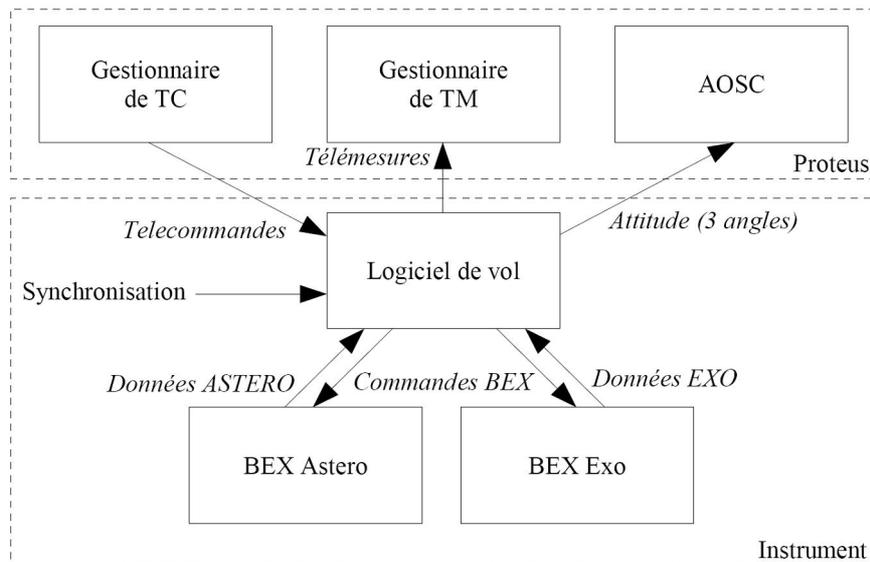


Figure 2-13 : Interactions du logiciel de vol

Le débit de la télémétrie ne permet pas de transmettre toutes les images pour faire les calculs au sol, seules les courbes de lumière sont transmises systématiquement. Sous certaines conditions des imagerie sommées autour d'étoiles intéressantes peuvent être également transmises. Pour faire cela, le logiciel s'appuie sur des paramètres fournis par TCs comme les masques photométriques, le nombre d'images à sommer, le type de traitement à effectuer, etc...

### 2.5.1.1 Les traitements bord de la voie asterosismologie

Lors d'une observation, cinq étoiles cibles sont étudiées par CCD, la totalité de la surface du détecteur n'est donc pas utilisée. Pour gagner du temps lors de la lecture des CCDs on ne lit que des fenêtres de 50x50 pixels autour de chaque étoile ainsi que des fenêtres *binnées* de fond de ciel placées à proximité de chaque étoile. Cela représente un total de 10 fenêtres sur l'ensemble du CCD.

Le plan des CCDs est défocalisé de manière à étaler le flux sur environ 500 pixels. L'avantage de cette défocalisation est d'augmenter la précision photométrique, en répartissant le flux sur un grand nombre de pixels. Nous moyennons ainsi leurs différences de sensibilité et cela diminue les variations de flux lorsque la tache image se déplace sur le CCD. La surface de cette tache résulte d'un compromis entre cette stabilité et le bruit de lecture qui augmente avec la racine carrée du nombre de pixels de la tache.

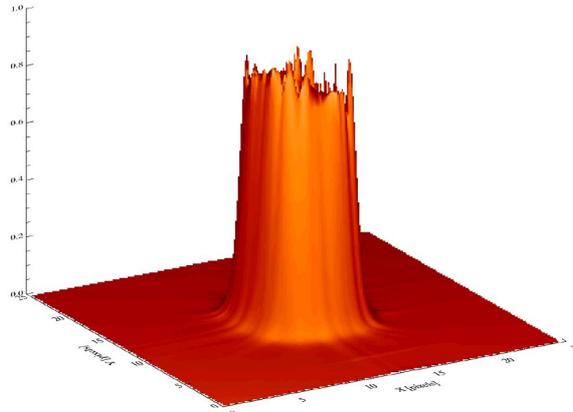


Figure 2-14 : PSF ASTERO simulée

Un autre avantage issu de cette tâche image étalée est la précision des mesures des positions des étoiles. La voie *ASTERO* doit fournir la position du satellite à la boucle d'asservissement d'attitude de la plateforme. CoRoT est ainsi le capteur de position de la boucle. Il doit pour cela effectuer les calculs d'écartométrie, c'est-à-dire, les différences entre les angles de la ligne de visée de consigne et celle effective. Ces écarts sont déduits des mesures des barycentres des deux étoiles les plus brillantes du champ observé.

Le calcul de la courbe de lumière est effectué à bord par le logiciel de vol au fur et à mesure que les images arrivent. Chaque seconde, le logiciel de vol nécessite en entrée une fenêtre étoile, la fenêtre de fond associée (*binnée*) et la fenêtre d'*offset*. Il utilise également un masque adapté à l'étoile. L'*offset* est évalué en prenant la moyenne de la fenêtre d'*offset*. Le fond est évalué en soustrayant l'*offset* à la fenêtre de fond puis en divisant la moyenne de ce fond par le taux de *binning*. La photométrie est calculée selon la formule suivante :

$$f_m(k) = \sum_{x,y} \left( \left( I(x,y,k) - \frac{D(k) - O(k)}{T_{bin}} - O(k) \right) * M(x,y) \right)$$

Où  $x$  et  $y$  représentent la position du pixel dans la fenêtre,  $k$  l'indice de l'image,  $I(x,y,k)$  est l'intensité de chaque pixel,  $D(k)$  est la moyenne du fond de ciel mesuré,  $O(k)$  est la moyenne d'*offset*,  $T_{bin}$  est le taux de *binning*, et  $M(x,y)$  est le masque (ensemble de zéros et d'uns).

Ce calcul est fait toutes les secondes à la fin de la pose. Seules les données de flux  $f_m(k)$  sont transmises au sol avec les différents paramètres qui les caractérisent, à savoir le barycentre de l'étoile dans la fenêtre, la position de la fenêtre sur le CCD, les niveaux de fond de ciel et d'*offset* utilisés pour le calcul du flux et une référence de temps.

On remarque qu'il n'y a pas de filtre dans l'optique de l'instrument, la mesure du flux se fait sur toute la bande passante de l'instrument (400-950 nm).

Outre cela, des images fenêtrées (les imagerettes) sont également sommées à bord pendant 32 sec, et toutes les 32 sec une image par fenêtre est renvoyée au sol. Ces imagerettes sont utiles à plusieurs traitements, notamment le calcul de PSFs à haute résolution des cibles (Pinheiro da Silva, 2006) utilisées dans les corrections photométriques du jitter et les calculs des masques optimum.

### 2.5.1.2 Les traitements bord de la voie exoplanètes

Lors d'une observation, environ 6000 étoiles cibles sont mesurées par CCD, la totalité de la surface du détecteur dans ce cas est donc utilisée. Alors contrairement à la voie *ASTERO* la totalité du CCD est lue.

Le plan des CCDs est focalisé et un bi-prisme placé à l'entrée du bloc focal disperse la lumière. La PSF s'étale sur une soixantaine de pixel. La présence du bi-prisme empêche en revanche la mesure directe des barycentres des étoiles car la notion de position pour ces PSFs est très ambiguë. De plus, le *SSB* (rapport signal sur bruit) est trop bas pour offrir des mesures satisfaisantes des positions des cibles.

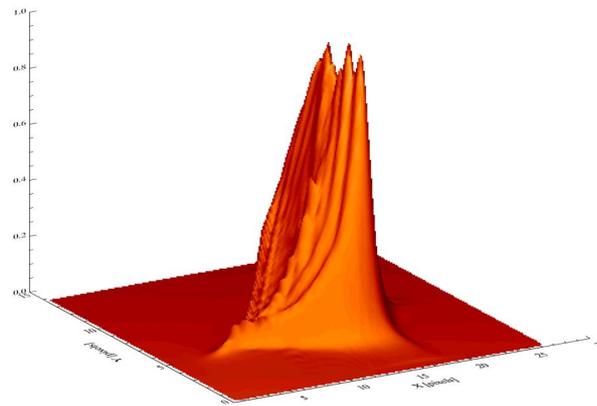


Figure 2-15 : PSF EXO simulée

Le prisme permet d'obtenir un spectre de chaque étoile d'une quinzaine de pixels (*Figure 2-16*). Si le flux le permet, pour les étoiles de  $m_v < 14$ , ce spectre est séparé en deux parties. On considère comme bleue la partie du spectre représentant au moins 30% du flux le plus bleu, et comme rouge la partie du spectre représentant au moins 40% du flux le plus rouge. Un pixel au moins doit séparer les couleurs rouge et bleue. Les frontières entre les deux flux dits rouge et bleu ne sont pas prédéfinies et dépendent donc du type spectral de l'étoile et de la position de l'étoile sur le CCD. Pour les étoiles plus faibles la couleur bleue est trop bruitée pour que la mesure ait un sens.

La dispersion moyenne du prisme est de  $100 \text{ nm/px}$ .

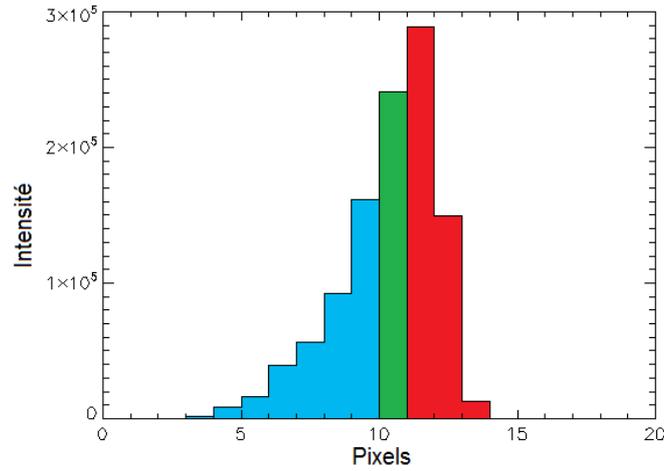


Figure 2-16 : Spectre obtenu sur une étoile EXO. La zone bleue correspond au moins à 30% du flux le plus bleu et la rouge au moins à 40% du flux le plus rouge.

Le flux de chaque étoile cible est mesuré au travers d'un masque choisi *a priori* entre 256 masques optimum chargés à bord. Ce choix est fait au sol ainsi comme l'attribution de frontières chromatiques pour les étoiles les plus brillantes.

L'intégration du flux à bord est beaucoup plus simple que celle de la voie *ASTERO*. Pour les étoiles observées et à chaque pose on calcule d'abord le spectre comme suit :

$$SP(x) = \sum_y (I(x, y) * M(x, y))$$

Où  $x$  et  $y$  représentent la position du pixel dans la fenêtre,  $I(x,y)$  est l'intensité de chaque pixel et  $M(x,y)$  est le masque.

On calcule ensuite la photométrie monochromatique pour certaines étoiles comme suit :

$$f_{m_{blanc}}(k) = \sum_{x=1}^N SP(x, k)$$

Où  $N$  est le nombre des pixels en  $x$ .

Et la photométrie chromatique pour d'autres étoiles comme suit :

$$f_{m_{bleu}}(k) = \sum_{x=1}^{n_b-1} SP(x, k)$$

$$f_{m_{vert}}(k) = \sum_{x=n_b}^{n_r-1} SP(x, k)$$

$$f_{m_{rouge}}(k) = \sum_{x=n_r}^N SP(x, k)$$

Où  $n_b$  et  $n_r$  sont les pixels qui définissent les frontières bleue et rouge respectivement.

Quelques centaines des fenêtres de fond de ciel distribuées sur des régions favorables des CCDs sont aussi lues et transmises au sol, tout comme quelques fenêtres d'*offset*. L'ensemble des fenêtres sera utilisé dans les réductions des données sol.

La période d'acquisition est ici de 32 sec, soit une intégration du signal de 31.7 sec à laquelle s'ajoute un transfert dans la zone mémoire de 0.3 sec. Les flux mesurés toutes les 32 sec sont sommés sur 512 sec, soit 16 accumulations, et transmis au sol. Il est possible de réduire l'échantillonnage à 32 sec sur quelques étoiles où des transits ont été détectés.

Les images de 40 étoiles sont également transmises au sol.

### 2.5.2 Les traitements sol de niveau *N0* → *N1*

Une fois les paquets de données arrivés au sol, ceux-ci sont convertis au format *N0* par le CCC (Centre de Contrôle CoRoT). Les données doivent ensuite passer par plusieurs couches de traitement avant d'être livrées à la communauté scientifique, la première étant celle du passage des niveaux *N0* à *N1*. Cette chaîne de traitement est un enchaînement de plusieurs algorithmes censés « nettoyer » le signal photométrique d'un ensemble de bruits instrumentaux et environnementaux. La figure ci-après montre son organigramme général :

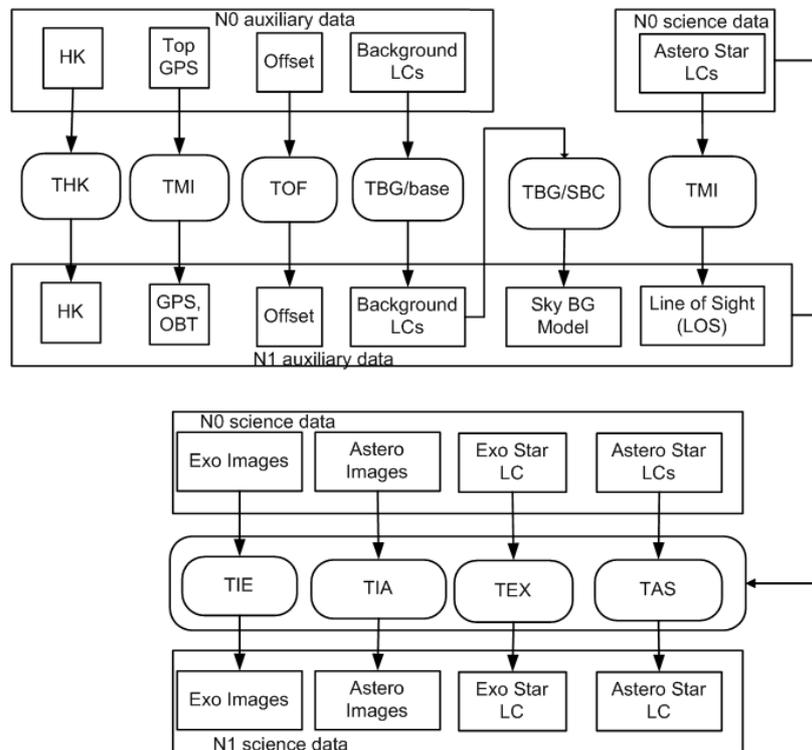


Figure 2-17 : Organigramme général de la chaîne de traitement *N0* → *N1*. Des données auxiliaires *N1* sont produites et utilisées dans les traitements scientifiques *TIE*, *TIA*, *TEX* et *TAS*.

La chaîne *N0* → *N1* scientifique est divisée en quatre traitements principaux : imagerie *EXO* (*TIE*), imagerie *ASTERO* (*TIA*), courbes de lumière *EXO* (*TEX*) et courbes de lumière *ASTERO* (*TAS*).

Chacun de ces traitements dépend de données auxiliaires pour fonctionner. Ces données auxiliaires peuvent être de types *House Keeping* (issues de *THK*), horloge

(issues de TMI GPS, OBT), offset (issues de TOF), fond de ciel (issues de TBG) ou ligne de visée (issues de TMI LOS).

Dans le contexte de cette thèse les traitements les plus importants sont le TAS et le TEX.

### 2.5.2.1 Traitements des courbes de lumière ASTERO (TAS)

Il est composé de 7 traitements effectués dans l'ordre suivant : correction de l'offset, correction du fond de ciel, correction de l'interférence électromagnétique de lecture des CCDs entre les voies EXO et ASTERO, correction du gain d'électronique, correction du temps d'intégration des poses, correction photométrique du jitter, et correction des points aberrants (dus aux passages dans la SAA et aux impacts de particules de haute énergie hors SAA).

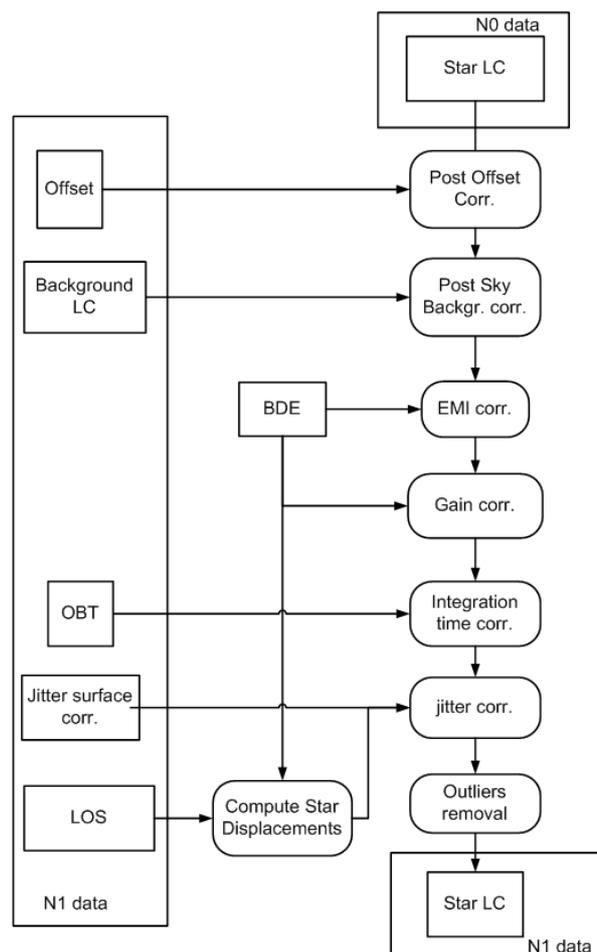


Figure 2-18 : Organigramme de la chaîne de traitement N0 → N1 des courbes de lumière de la voie ASTERO (TAS).

Ces traitements ont un point en commun : ils sont tous exécutés au fur et à mesure que les données arrivent. Les traitements de tendances long terme ne sont pas compris pour l'instant dans ce niveau de traitement. Cela veut dire que les bruits liés par exemple au vieillissement de l'instrument ne sont pas corrigés dans cette étape.

Pour les détails sur chaque boîte, voir Samadi *et al* (2007).

### 2.5.2.2 Traitements des courbes de lumière EXO (TEX)

Les traitements TEX suivent presque le même schéma que les traitements TAS. On y retrouve les mêmes corrections, avec quelques adaptations liées aux besoins et aux caractéristiques de la voie *EXO*.

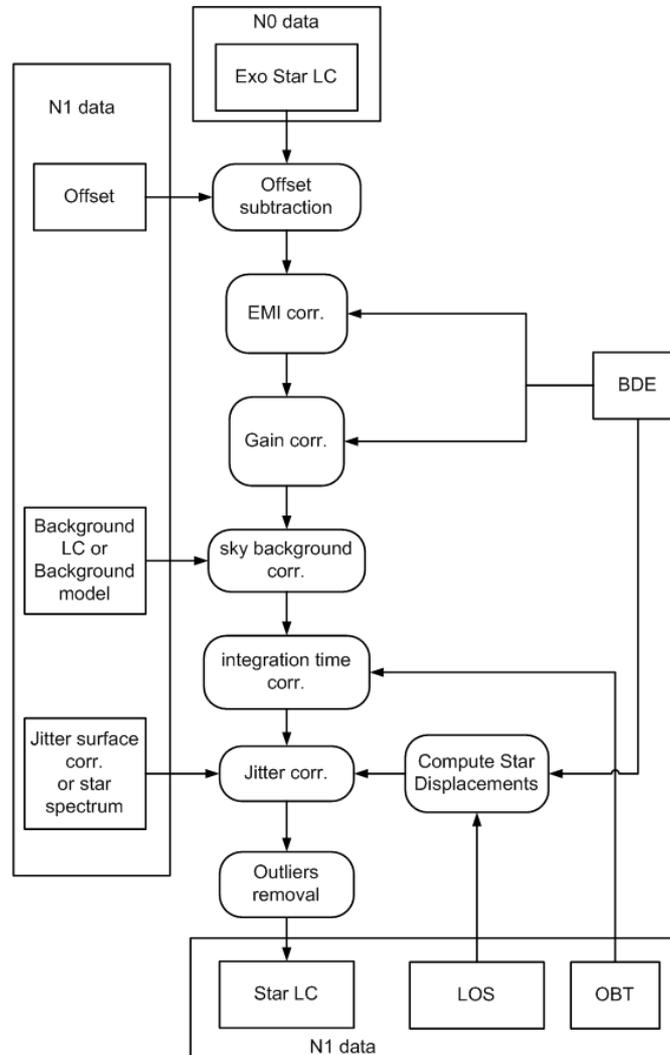


Figure 2-19 : Organigramme de la chaîne de traitement N0 → N1 des courbes de lumière de la voie EXO (TEX).

Pour les détails sur chaque boîte, voir Samadi *et al* (2007).

Les chaînes de traitement sont encore en évolution. Les organigrammes ici présentés peuvent évoluer dans les mois qui viennent.

### 3 Correction photométrique du jitter

Ce chapitre traite l'une des corrections les plus importantes sur le signal photométrique mesuré par CoRoT : celle du jitter ou dépointage du satellite. Différentes méthodes ont été développées pour résoudre ce problème sur les deux voies scientifiques, en fonction des informations disponibles, et des spécificités de chaque voie.

D'une part ces méthodes ont été examinées sur des données simulées. D'autre part, un banc de caractérisation des *CCDs* de vol, monté à l'observatoire de Paris - Meudon (LESIA), nous a permis d'imager des taches images très proche du vol et de valider ainsi les corrections avant le lancement.

Ce chapitre décrit donc le développement réalisé avant le lancement de CoRoT pour corriger le bruit de jitter de la photométrie.

#### 3.1 Voie asterosismologie

##### 3.1.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre d'introduction sur la mission, CoRoT fait de la photométrie d'ouverture fixe (section 2.4). Dans la section 2.5.1.1 nous avons vu que la photométrie calculée par le logiciel vol se base sur l'équation :

$$f_m(k) = \sum_{x,y} \left( \left( I(x, y, k) - \frac{D(k) - O(k)}{T_{bin}} - O(k) \right) * M(x, y) \right)$$

Cela veut dire que le flux mesuré est le résultat de l'intégration de la lumière contenue dans le masque.

Comme le masque est numériquement figé sur les *CCDs*, deux effets se produisent. Premièrement, la quantité de lumière d'une étoile cible qui tombe à l'intérieur dépend de la position réelle du satellite par rapport à sa ligne de visée de consigne. C'est ce que nous appelons l'effet de bord du masque. Deuxièmement, la réponse d'un *CCD* n'est pas uniforme. Les rendements des pixels sont différents les uns des autres, ce qui induit de fluctuations du flux donc de fausses mesures de bougé des cibles. Par conséquent, de mauvaises informations sont passées au système d'asservissement d'attitude (ACS) du satellite, ce qui augmente l'erreur de pointage et, donc, les pertes photométriques au niveau du bord du masque. C'est ce que nous appelons l'effet du « *flat-field* » du *CCD*. Ces deux effets combinés génèrent le bruit de jitter sur la photométrie. Nous appelons jitter la différence entre la ligne de visée de consigne et celle mesurée.

Sur la voie *ASTERO*, même si ces effets ont été pris en compte pendant la phase de conception de l'instrument, ils peuvent causer une pollution non négligeable sur la photométrie. Ainsi, la correction du jitter dans les courbes photométriques est une étape importante de la chaîne de réduction de données. Cela permet d'éliminer ce bruit et/ou de s'assurer qu'aucune harmonique relevant de jitter ne sera présente dans les données réduites.

##### 3.1.2 Méthode

La correction photométrique du jitter pour la voie *ASTERO* se base sur l'équation suivante :

$$f_c(k) = G(\Delta x(k), \Delta y(k)) \cdot f_m(k) \quad (3.1)$$

Où  $G(\Delta x, \Delta y)$  est la matrice de facteur de correction,  $f_m(k)$  est le flux mesuré et  $f_c(k)$  est le flux corrigé.

Le principe est donc une simple récupération du signal à travers un facteur multiplicatif. La question qui se pose est comment déterminer  $G(\Delta x, \Delta y)$  ?

Afin de répondre à cette question, nous avons considéré deux approches différentes : une du type boîte blanche, et une du type boîte noire. Ceci a eu comme conséquence deux méthodes distinctes : une estimation basée sur un modèle et une correction par décorrélation. Pour la première, nous considérons que le processus de détection est bien connu. Cela signifie que nous disposons d'un ensemble d'images qui nous permettent de créer une *PSF* à haute résolution (Pinheiro da Silva, 2006 et annexe I) qui sera employée pour estimer les pertes de flux dues au jitter. Pour la seconde, nous supposons que nous ne disposons d'aucune connaissance du processus de détection : nous avons juste les entrées et les sorties - un système du type boîte noire. Dans ce cas-là, la décorrélation est une approche raisonnable pour s'affranchir des perturbations du signal. La figure ci-dessous montre ces deux approches schématiquement.

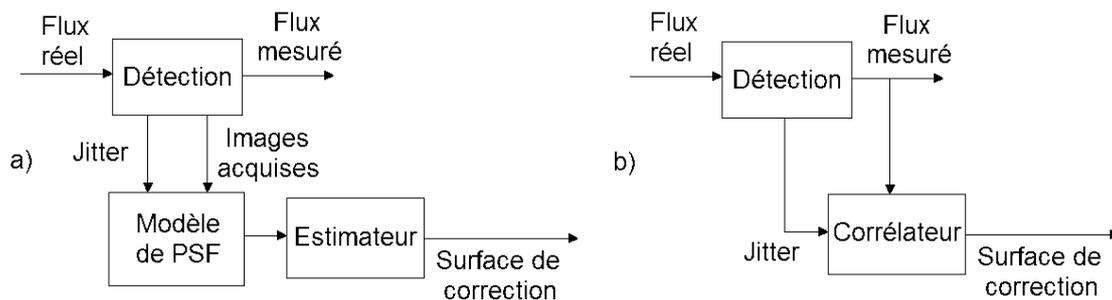
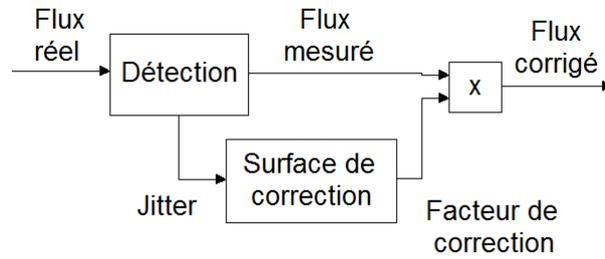


Figure 3-1 : Détermination de la surface de correction du jitter en utilisant (a) l'estimation basée sur modèle, et (b) la décorrélation.

En a), en connaissant la perturbation (jitter mesuré) et le modèle du processus de détection (la *PSF* + l'ouverture photométrique), nous pouvons estimer les pertes de flux et calculer la surface de correction devant être appliquée à la photométrie mesurée.

En b), sans connaissance du processus de détection, la corrélation 2D est calculée à partir des signaux mesurés, fournissant la surface de correction devant être appliquée à la photométrie mesurée.

Une fois les surfaces de correction calculées, la correction de jitter de l'équation (3.1) peut être exécutée comme représenté ci-dessous.



*Figure 3-2 : Schéma général de la correction photométrique du jitter en utilisant une surface de correction basée soit sur une PSF à haute résolution, soit sur une décorrélation.*

Si pour la méthode basée sur la *PSF*, la précision du modèle détermine la qualité des corrections, pour la méthode par décorrélation c'est le nombre de points de mesures et la variance du signal qui la détermine.

Les deux prochaines sections détaillent le calcul de ces deux types de surfaces.

### 3.1.2.1 Surface de correction calculée par modèle de PSF

Si nous disposons de la *PSF* et du masque photométrique associés à une étoile, nous pouvons estimer la perte de flux en faisant varier la *PSF* en fonction du dépointage et en lui appliquant le masque. Pour une grille de dépointage nous pouvons déterminer  $\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y)$  tel que :

Où  $\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y)$  est le flux moyen estimé pour un dépointage  $(\Delta x, \Delta y)$ ,  $M(x, y)$  est le masque (un tableau de zéros et de uns) et \* est une multiplication terme à terme (et non pas une multiplication matricielle).

Ce processus est illustré ci-dessous :  $\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y) = PSF(x - \Delta x, y - \Delta y) * M(x, y)$

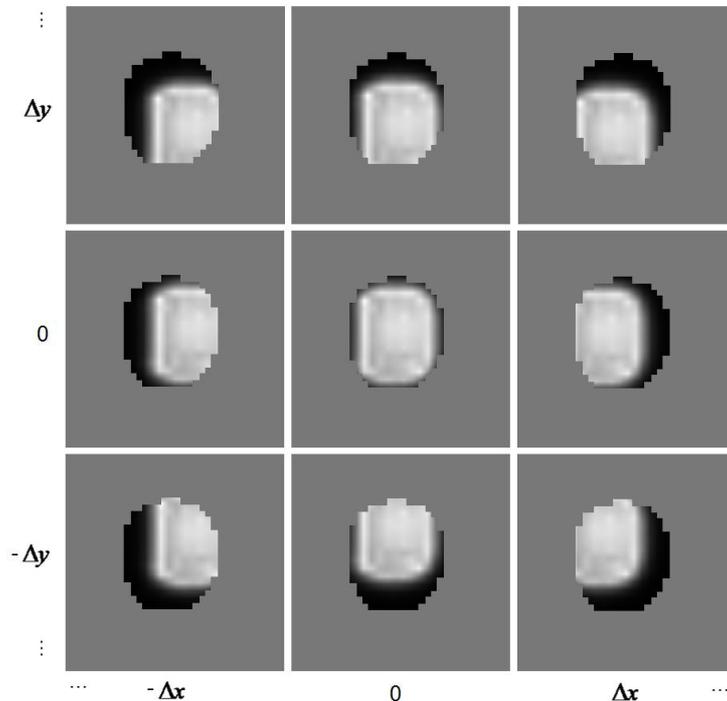


Figure 3-3 : Représentation 2D du masque sur la PSF pour une grille de dépointage.

Cette matrice d'estimation de flux peut alors être normalisée par le flux correspondant à un dépointage nul, ce qui nous donne la surface de correction  $S$  :

$$S(\Delta x, \Delta y) = \frac{\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y)}{\bar{\varphi}(0,0)} \quad (3.2)$$

Cette surface est représentée par des formes telles que la suivante :

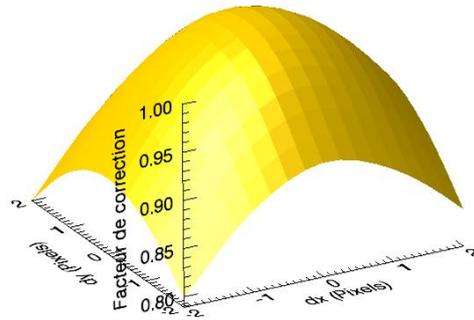


Figure 3-4 : Surface typique de correction photométrique du jitter basée sur le modèle de PSF.

La correction du jitter à l'instant  $k$  se basera finalement sur  $S(\Delta x, \Delta y)^{-1}$  interpolé à  $\Delta x(k), \Delta y(k)$ , une fois que le gain est donné par l'inverse de  $S$  :

$$G(\Delta x(k), \Delta y(k)) = S(\Delta x(k), \Delta y(k))^{-1} \quad (3.3)$$

### 3.1.2.2 Surface de correction calculée par corrélation des signaux

Si nous ne disposons pas de la *PSF*, nous pouvons quand même estimer la perte de flux en déterminant la corrélation entre la photométrie mesurée et le jitter. Nous définissons une grille de dépointage et nous déterminons quelles sont les valeurs de flux mesuré associées à chaque carré de la grille. La moyenne des flux contenus dans une grille donne une estimation du vrai flux moyen pour cette même grille. Ce processus est illustré ci-dessous :

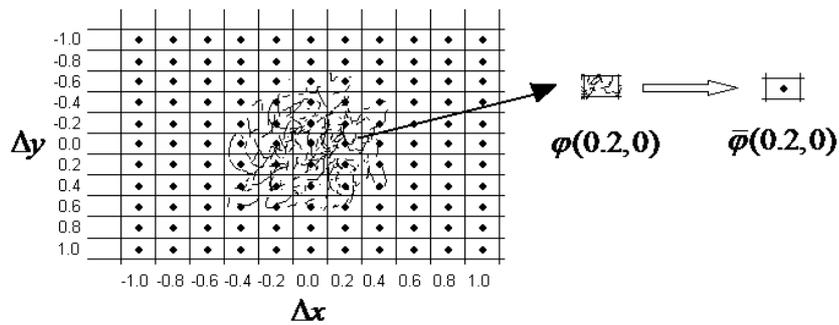


Figure 3-5 : Illustration de la grille utilisée pour calculer le flux moyen en fonction du dépointage.

Dans l'exemple, nous avons un nuage de dépointage parcouru par le satellite. Toutes les valeurs qui tombent aux voisinages de  $(0.2, 0)$  sont associées à cette grille. Ensuite, sa valeur moyenne est calculée :

$$\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\Delta x, \Delta y}} \varphi_i(\Delta x, \Delta y)}{n_{\Delta x, \Delta y}} \quad (3.4)$$

Où  $\varphi_i(\Delta x, \Delta y)$  est l'ième flux instantané aux voisinages de  $(\Delta x, \Delta y)$  et  $n_{\Delta x, \Delta y}$  le nombre de points qui tombent dans ce carré de la grille.

La matrice d'estimation de flux peut alors être normalisée par le flux correspondant à un dépointage nul, ce qui donne la surface de correction  $S$  :

$$S(\Delta x, \Delta y) = \frac{\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y)}{\bar{\varphi}(0,0)} \quad (3.5)$$

Dans ce cas la surface de correction aura des formes comme par exemple la suivante :

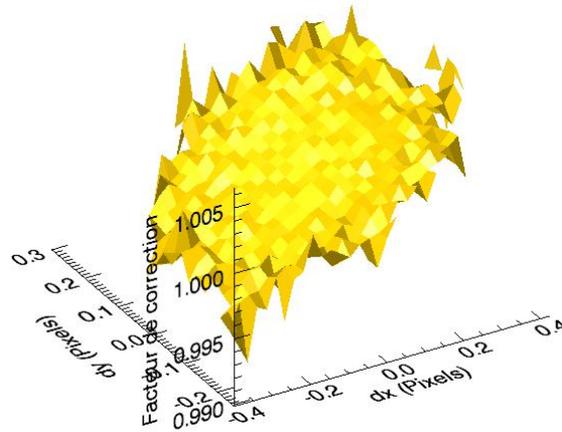


Figure 3-6 : Surface typique de correction photométrique du jitter basée sur la corrélation des signaux.

La précision est meilleure au centre, car la majorité des points du jitter est naturellement concentrée autour de  $(0,0)$ , nous avons donc plus d'information à utiliser sur cette partie pour déterminer la surface qu'à l'extérieur. Cela veut dire aussi que le nombre de points photométriques utilisés pour construire la surface détermine sa variance.

Comme pour la méthode précédente, la correction du jitter à l'instant  $k$  se basera finalement sur  $S(\Delta x, \Delta y)^{-1}$  interpolé à  $\Delta x(k), \Delta y(k)$ .

A noter que cette méthode ne permet pas la présence de discontinuités sur la photométrie. Cela entrainerait un biais sur la surface de correction, car les discontinuités sont de biais sur la photométrie moyenne et  $\varphi(\Delta x, \Delta y)$  serait alors une moyenne constituée par des points non biaisés et biaisés.

## 3.2 Voie exoplanètes

### 3.2.1 Introduction

Pour la voie *EXO*, nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction sur CoRoT (section 2.5.1.2), la photométrie calculée par le logiciel vol peut être de deux types : monochromatique et chromatique. La différence entre les deux est liée au choix de la portion du masque utile aux calculs. Ces derniers étant très simples, du type :

$$f_{m_{couleur}}(k) = \sum_{x,y} (I(x, y, k) * M_{couleur}(x, y))$$

Où *couleur* vaut blanc, bleu, vert ou rouge.

Cette formule est une façon simplifiée d'écrire le calcul fait à bord et utile au développement qui suit.

Ici encore, la photométrie est à ouverture fixe. Cela implique des effets de bord du masque et de « flat-field ». De plus, un autre effet vient perturber la photométrie : celui des frontières chromatiques. De petites portions de la tâche-image sont associées à des couleurs différentes, induisant des effets de contamination de frontière, où des photons des couleurs voisines viennent se mélanger en fonction du dépointage du satellite.

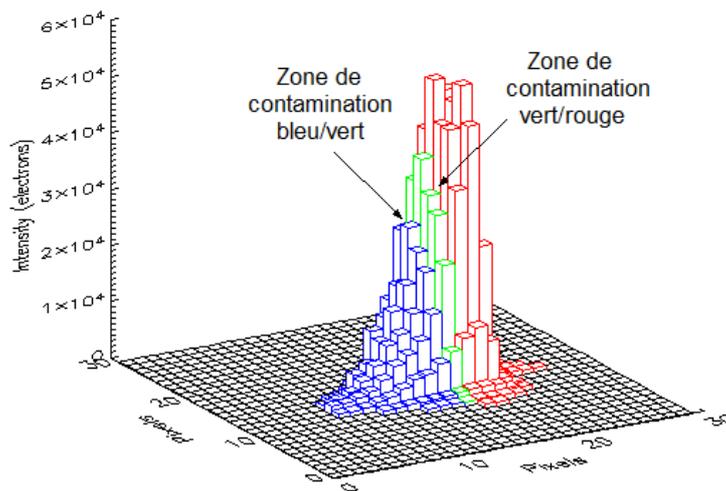


Figure 3-7 : Exemple de PSF d'étoile EXO avec ses zones de contamination chromatique.

Cette contamination est le bruit dominant de la voie EXO, bien plus élevé que ceux du bord du masque et du « flat-field ».

### 3.2.2 Méthode

Les méthodes de correction de la voie EXO reposent elles aussi sur la récupération du signal à travers un facteur multiplicatif. Nous allons cependant se servir des spécificités de cette voie pour développer les méthodes de calcul de ces facteurs de correction.

Nous allons d'une part utiliser la méthode de surface de correction développée pour la voie ASTERO et l'appliquer sur les photométries blanche et chromatique de la voie EXO. D'autre part nous allons développer une seconde façon de corriger la photométrie chromatique basée sur la distribution d'intensité photométrique (que nous appelons ici spectre intégré) qui estime de façon très précise les contaminations des frontières de couleurs.

Ces deux méthodes sont évidemment basées sur un modèle et sont donc du type (a) de la Figure 3-1.

Comme le jitter n'est pas mesuré sur la voie *EXO*, il faut le calculer. Pour l'instant nous considérons que nous le connaissons. Le chapitre 4 traitera de la façon dont nous le calculons.

Une fois les surfaces de correction ou le spectre intégré calculés, la correction de jitter de l'équation (3.1) peut être exécutée comme représenté ci-dessous :

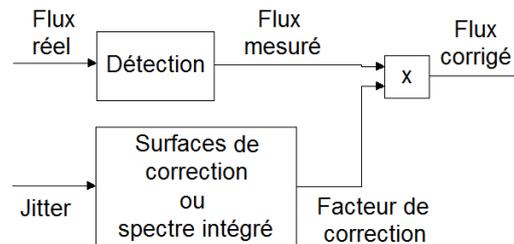


Figure 3-8 : Schéma général de la correction photométrique du jitter *EXO* en utilisant soit des surfaces de correction (blanche ou chromatique) soit un spectre intégré (chromatique).

La qualité des corrections dépend évidemment de la qualité du modèle de *PSF*. Les prochaines sections détaillent le calcul des deux types de corrections.

### 3.2.2.1 Surface de correction calculée par modèle de *PSF*

La correction par modèle de *PSF* développée pour la voie *ASTERO* est appliquée à la voie *EXO*. L'inconvénient repose sur le faible nombre de pixels qui constitue la *PSF*. Ceci réduit la précision des interpolations pour évaluer les flux moyens  $\bar{\varphi}(\Delta x, \Delta y)$ .

Comme on fait, soit de la photométrie monochromatique soit de la photométrie chromatique pour chaque cible, plusieurs surfaces de correction doivent être calculées. On a pour une étoile chromatique trois surfaces :  $S_{bleu}$ ,  $S_{vert}$  et  $S_{rouge}$  ; et une seule pour une étoile monochromatique :  $S_{blanc}$ . Elles sont définies par :

$$S_{couleur}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\bar{\varphi}_{couleur}(\Delta x, \Delta y)}{\bar{\varphi}_{couleur}(0,0)} \quad (3.6)$$

Où  $\bar{\varphi}_{couleur}(\Delta x, \Delta y) = PSF(x - \Delta x, y - \Delta y) * M_{couleur}(x, y)$

Par exemple, prenons pour la *PSF* de la Figure 3-7 le masque suivant :

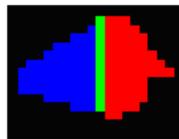


Figure 3-9 : Exemple de masque chromatique *EXO*.

Si nous faisons l'estimation de la perte de flux liée à chaque bande de couleur, nous obtenons les surfaces de correction suivantes :

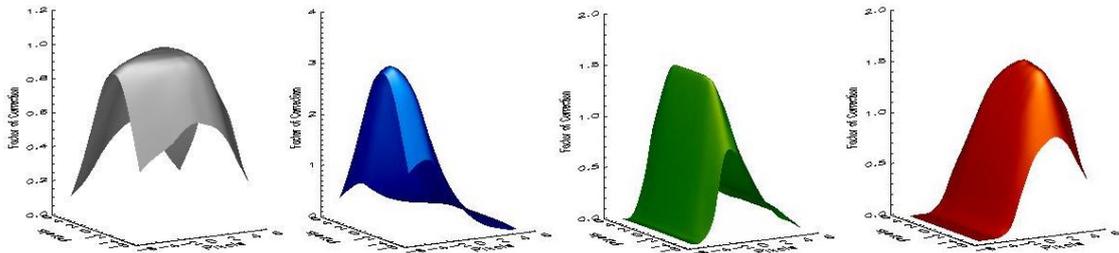


Figure 3-10 : Exemples de surfaces de correction photométrique du jitter pour la photométrie blanche et chromatique d'une étoile EXO.

Ici encore la connaissance d'une *PSF* à haute résolution est essentielle car cette méthode ne peut marcher que si l'on estime correctement les variations intra pixels. L'annexe II fait une brève présentation de la méthode d'obtention de cette *PSF* à partir du travail réalisé par Vanderlei Cunha Parro avec l'aide de Leonardo Pinheiro da Silva et de l'auteur de cette thèse.

### 3.2.2.2 Spectre intégré

La correction par spectre intégré a pour but d'estimer précisément les pertes photométriques au niveau des frontières chromatiques, au détriment de la correction des effets de bord du masque. Elle ne s'applique donc qu'à la photométrie chromatique.

Cette méthode a été mise au point par Ollivier (2002) et reprise par ce travail pour implémentation sur la chaîne de traitement.

Si nous reprenons la *PSF* avec son masque appliqué de la *Figure 3-7* et que nous faisons la somme de tous les pixels en *y*, nous obtenons ce que l'on appelle le spectre de référence de l'étoile dans le sens de la dispersion du prisme tout comme le fait le logiciel vol, c'est-à-dire :

$$Sp_{réf}(x) = \sum_y PSF(x, y) * M_{blanc}(x, y) \quad (3.7)$$

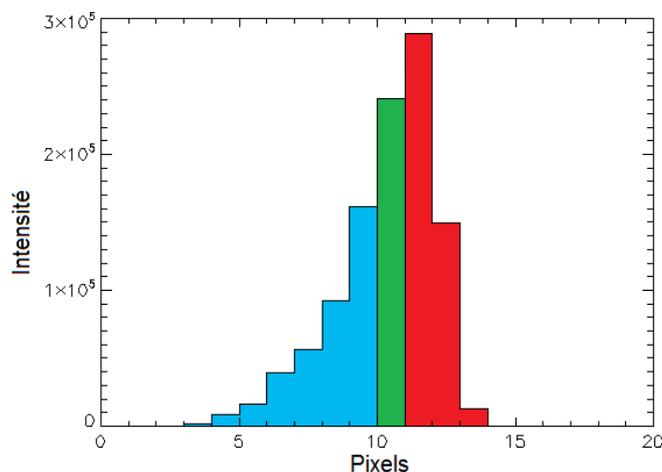


Figure 3-11 : Spectre de référence de l'étoile.

Ce spectre peut être utilisé pour estimer les pertes de flux liées aux frontières chromatiques. La connaissance du jitter nous permet en effet d'évaluer la nouvelle

position du spectre et, par conséquent, le gain/perte d'électrons entre les frontières, comme la montre la figure ci-dessous :

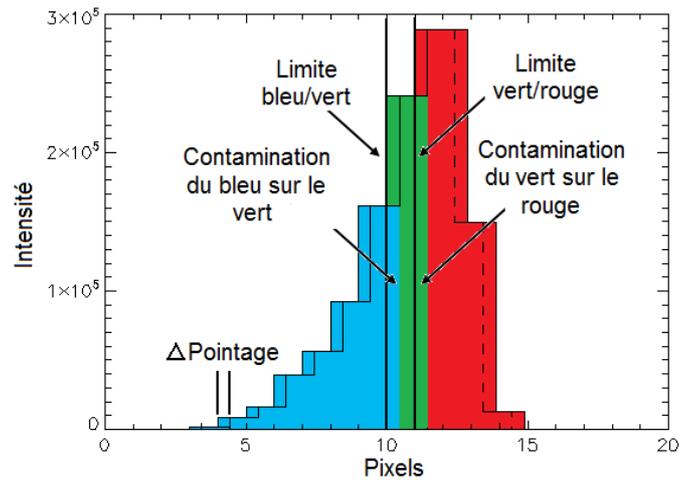


Figure 3-12 : Contamination chromatique du spectre de référence par le dépointage.

Le problème qui se pose est la précision de cette estimation, car le spectre de référence contient beaucoup moins de pixels pour décrire l'étoile que la voie ASTERO, et donc, encore moins de précision sur les interpolations. De plus, le spectre de référence est le résultat de mesure et il n'est pas forcément identique au spectre réel de l'étoile. Au contraire, il peut en être assez différent comme l'illustre la prochaine figure :

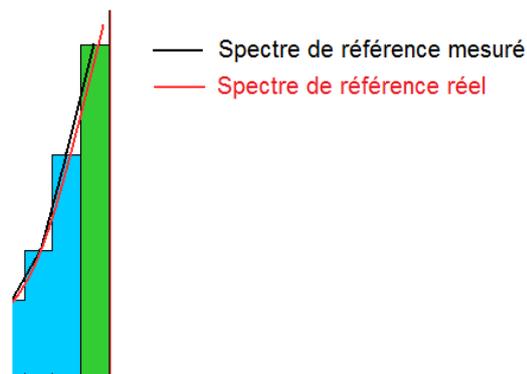


Figure 3-13 : Biais entre les spectres de référence mesuré et réel.

Pour s'affranchir de cette limitation de précision, nous calculons l'intégrale en  $x$  du spectre de référence, que l'on appelle le spectre intégré de l'étoile, c'est-à-dire :

$$SI(l) = \sum_{i=1}^l Sp_{réf}(i) \quad (3.8)$$

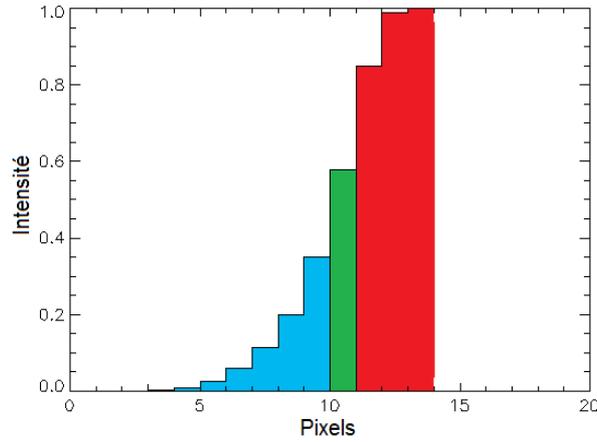


Figure 3-14 : Spectre intégré de l'étoile.

Ce spectre intégré nous dit précisément combien de pixels sont contenus dans chaque bande de couleur, car il s'affranchit du biais causé par l'échantillonnage de l'étoile. En même temps, il diminue beaucoup l'incertitude d'interpolation, puisque les frontières chromatiques se trouvent sur des régions plus linéaires que sur le spectre non intégré.

La figure suivante illustre la contamination sur le spectre intégré :

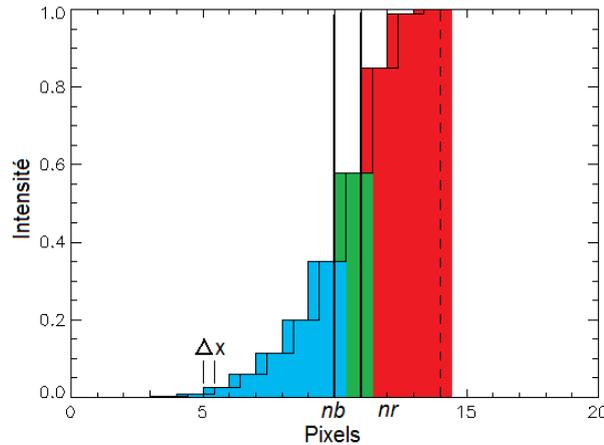


Figure 3-15 : Contamination chromatique par le dépointage sur le spectre intégré.

Pour estimer la correction sur chaque bande, on utilise les relations suivantes :

$$f_{c_{bleu}}(k) = \left(1 - (SI(nb) - SI(nb - \Delta x(k)))\right) \cdot f_{m_{bleu}}(k) \quad (3.9)$$

$$f_{c_{vert}}(k) = \left(1 + (SI(nb) - SI(nb - \Delta x(k))) - (SI(nr-1) - SI(nr-1 - \Delta x(k)))\right) \cdot f_{m_{vert}}(k) \quad (3.10)$$

$$f_{c_{rouge}}(k) = \left(1 + (SI(nr-1) - SI(nr-1 - \Delta x(k)))\right) \cdot f_{m_{rouge}}(k) \quad (3.11)$$

Où  $nb$  et  $nr$  sont les positions des frontières bleu et rouge en *pixels*.  $SI$  est le spectre intégré normalisé. Et les indices  $c$  et  $m$  sont les flux correspondant aux flux corrigé et mesuré.

Evidemment cette méthode ne prend pas en compte ce qui se passe au bord du masque, ni en  $x$ , ni en  $y$ . Elle se base par contre sur une hypothèse qui limite des éventuels résidus de correction : le masque doit être suffisamment élargi afin de rendre les effets de bord négligeables. C'est cela qui assure l'efficacité de la correction.

Sur la chaîne *EXO* cette hypothèse a été traduite en contrainte de calcul de l'ensemble de patrons (masques) programmés à bord de l'instrument.

### 3.2.2.3 Surface de correction calculée par corrélation des signaux

La correction par décorrélation développée pour la voie *ASTERO* est aussi appliquée à la voie *EXO*. Naturellement la correction est calculée pour les photométries blanche et chromatique.

## 3.3 Résultats des simulations

Traisons maintenant les simulations réalisées avec ces méthodes sur les deux voies scientifiques.

Ces simulations se basent sur le *modèle instrument* (Baron et Auvergne, 2003), un simulateur développé au LESIA qui intègre les principaux phénomènes instrumentaux et environnementaux connus avant le lancement du satellite. Même si certains effets découverts *a posteriori* n'y sont pas implémentés, il nous permet de tester les méthodes de correction du jitter.

Pour toutes les simulations nous allons utiliser un jitter avec la distribution spectrale suivante :

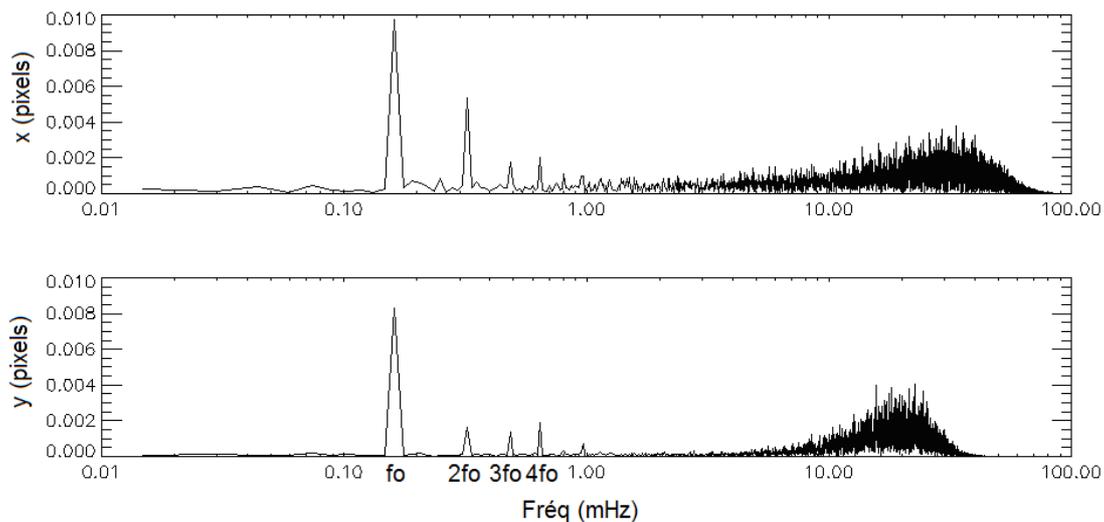


Figure 3-16 : Spectre de Fourier du jitter simulé en  $x$  et  $y$ .

Ces données sont issues des simulations réalisées par Alcatel Alenia Space et le *CNES* (Centre National d'Etudes Spatiales). On y voit notamment quelques raies de fréquence liées à la période orbitale ( $6184 \text{ sec}$  ou  $0.162 \text{ mHz}$ ) générées par les couples de gravité et de champ magnétique et une zone de forte intensité du bruit vers  $20 \text{ mHz}$  liée aux incertitudes de la boucle d'asservissement (loi de contrôle, capteur, actuateur).

### 3.3.1 Voie asterosismologie

La spécification de la voie *ASTERO* dit que le bruit relatif doit être inférieur à 0,6 ppm en amplitude avec 5 jours de données. Ce niveau de bruit doit être atteint pour des étoiles de  $m_v = 5,5$  au moins. Cette spécification doit être respectée dans l'intervalle de fréquences scientifiques [0,1 ; 10] mHz. On peut accepter que cette spécification ne soit pas respectée pour des fréquences bien définies et en nombre limité. En particulier, pour la fréquence orbitale et ses harmoniques, on tolère un bruit de 2 ppm. Le pas d'échantillonnage est de 1 sec.

Si nous traçons ces contraintes dans l'espace de fréquences, nous obtenons :

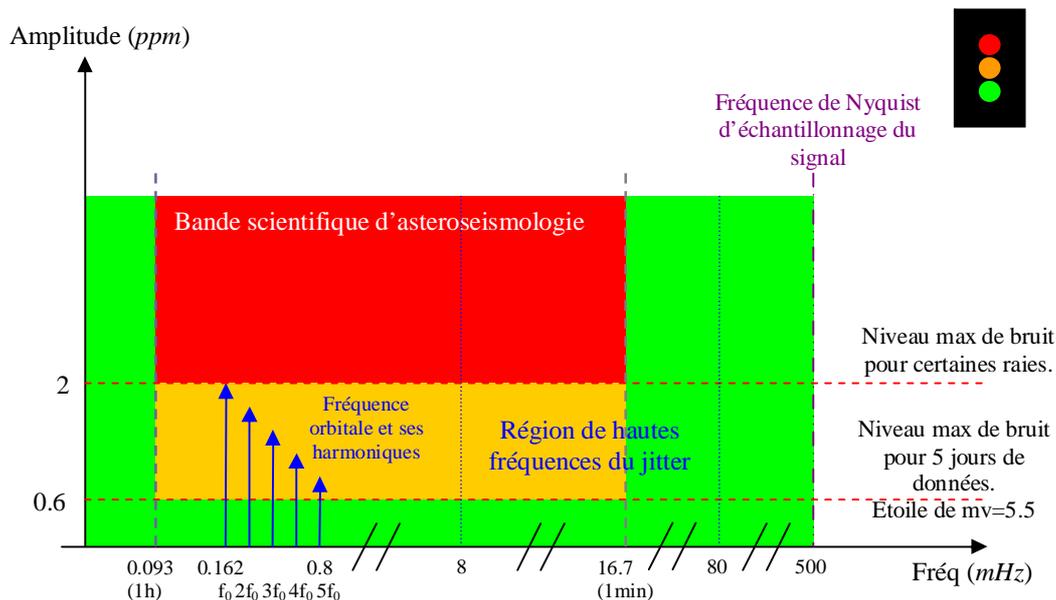


Figure 3-17 : Représentation des contraintes du projet dans l'espace de Fourier liées aux bruits sur la voie *ASTERO*.

Naturellement après la correction de jitter, le bruit résiduel doit être toujours contenu dans la bande représentée en vert et, éventuellement, quelques raies dans la bande orange. Comme la fréquence de Nyquist est beaucoup plus élevée que la bande du jitter, en théorie, du point de vue de l'échantillonnage, on peut enlever parfaitement tout le bruit de jitter dans la bande scientifique.

En ce qui concerne la simulation que nous allons traiter ici, la magnitude choisie de l'étoile cible est de 9, car l'amplitude du jitter simulé ne nous permet pas d'avoir du bruit de jitter suffisamment élevé pour dépasser le seuil de 0,6 ppm pour une étoile de  $m_v=5.5$ . En effet, à l'époque des tests de simulation, le jitter était un bruit négligeable, mais potentiellement dangereux pour les étoiles faibles ( $m_v < 9$ ). Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de la simulation que nous allons traiter :

Tableau 3-1 : Signaux contenus dans la simulation photométrique de la voie *ASTERO*.

Instrument	Moyenne	Ecart-type	Modèle
Lecture	0 e-/sec	$\pm 8$ e-/sec	Bruit gaussien
Jitter	0 px	$\pm 0.1$ px	Conforme fig. 3-16
Flat-field	0 e-	$\pm 1\%$	Bruit gaussien
Environnement	Moyenne	Ecart-type	
Fond de ciel	20 e-/px/sec	$\pm 4.47$ e-/px/sec	Bruit de Poisson
	Amplitude	Fréquence	
Oscillations stellaires	500 ppm	1.1/3.3/10 mHz	Sinusoïdes
Activité stellaire	750 ppm max	Solaire	Observations du Soleil
Simulation			
MV de la cible	9		
Période orbitale	6184 sec		
Durée	11 orbites		
Echantillonnage	1 sec		
Fenêtre étoile	25x25 px		

Les images (ou fenêtre étoile) issues de cette simulation se basent sur la *PSF* suivante :

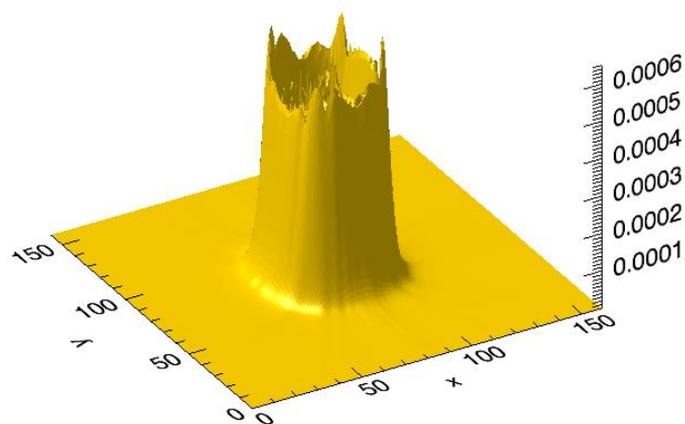


Figure 3-18 : *PSF* CoRoT simulée d'une étoile de magnitude 9. Résolution à  $\frac{1}{4}$  de pixel.

Les principaux signaux simulés de départ sont montrés ci-dessous :

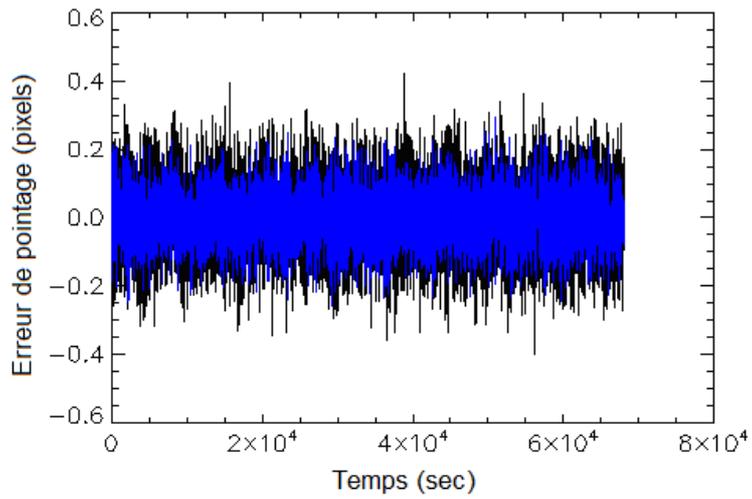


Figure 3-19 : Jitter simulé en x (courbe noir) et y (courbe bleu).

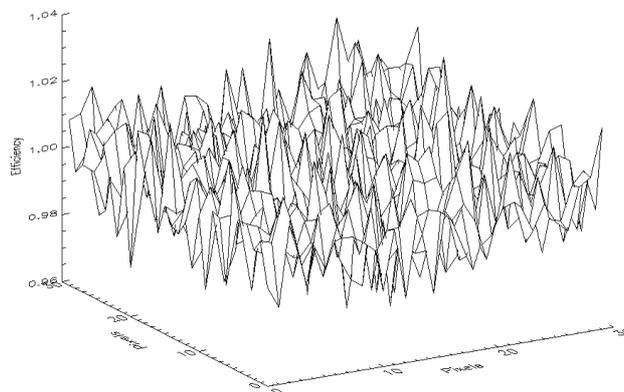


Figure 3-20 : Rendement quantique simulé des pixels de la fenêtre étoile.

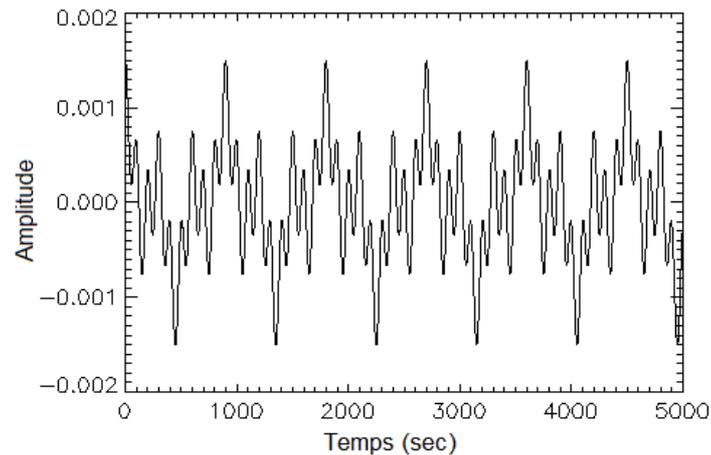


Figure 3-21 : Oscillations stellaires simulées.

Ces oscillations contiennent trois fréquences :  $T0 = 900 \text{ sec}$ ,  $T1 = 300 \text{ sec}$  et  $T2 = 100 \text{ sec}$  ( $f_{oscil_1} = 1.1\text{mHz}$ ,  $f_{oscil_2} = 3.3\text{mHz}$  et  $f_{oscil_3} = 10\text{mHz}$ ). Toutes ont l'amplitude de  $500 \text{ ppm}$ .

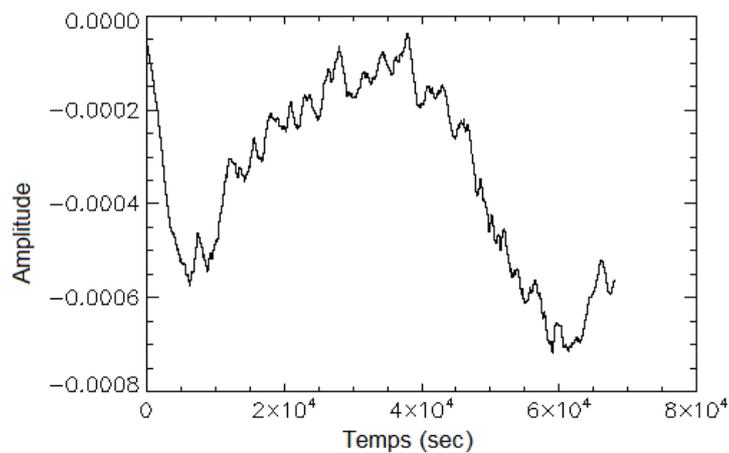


Figure 3-22 : Activité stellaire simulée.

Cette activité se base sur des données d'observation de notre Soleil, ce qui veut dire que l'on simule ici une étoile du type solaire.

Après la correction du jitter, l'activité et les oscillations stellaires doivent rester intactes, car celles-ci sont les signaux scientifiques que nous cherchons à détecter.

Le masque utilisé pour le calcul de la photométrie d'ouverture est montré ci-dessous :

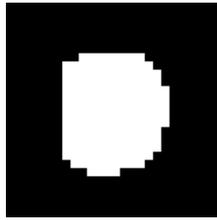


Figure 3-23 : Ouverture photométrique de 25x25 pixels. Elle a 168 pixels utiles et un SSB de 601.

Ce masque a été conçu pour mettre en évidence le bruit de jitter, car il est beaucoup plus étroit qu'un masque optimum pour cette magnitude. Cela provoque ainsi des effets de bord plus prononcés et faciles à voir. L'amplitude du jitter simulé ne suffit pas à provoquer des variations sensibles sur la photométrie sans cet artifice.

La photométrie d'ouverture sera donnée alors par :

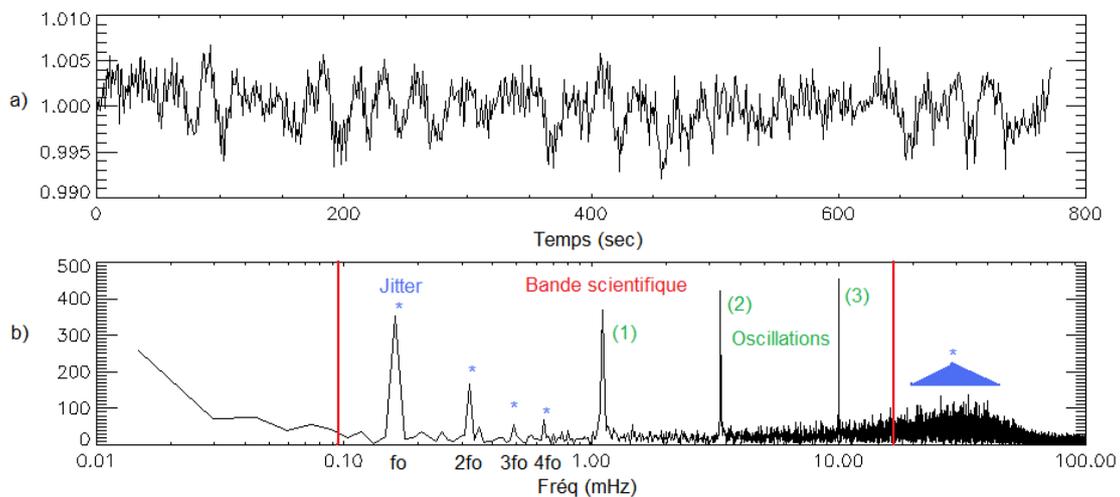


Figure 3-24 : a) Photométrie d'ouverture normalisée d'une étoile simulée de  $m_v = 9$  et b) son spectre de Fourier en ppm.

Pour que l'on puisse y voir plus facilement l'effet du jitter, la même simulation réalisée sans la présence du jitter nous donne :

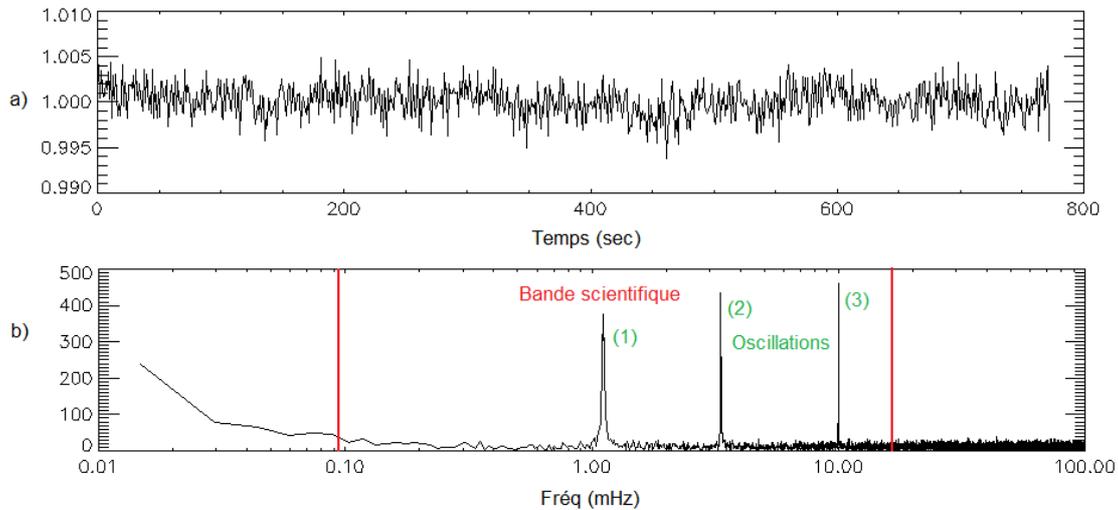


Figure 3-25 : a) Photométrie d'ouverture normalisée d'une étoile simulée de  $m_v = 9$  et b) son spectre de Fourier en ppm. Simulation sans jitter.

En comparant ces courbes nous voyons très nettement l'effet du jitter. Dans le domaine temporel le jitter provoque de grosses variations photométriques et dans le domaine des fréquences nous retrouvons sa signature sur toutes les raies où sa puissance est élevée (Figure 3-16).

Nous notons que la normalisation des courbes photométriques est faite sur le flux moyen de la PSF simulée. Et comme nous avons des oscillations stellaires, et le bruit de photon lui-même, qui augmentent le flux par rapport à sa moyenne, nous remarquons plusieurs valeurs largement au-dessus de 1 sur ces figures.

### 3.3.1.1 Correction du jitter

A présent, nous allons appliquer les deux méthodes développées dans la section 3.1.2 et comparer leurs résultats.

Le calcul des surfaces de correction constitue la première étape de la correction de jitter. La figure suivante montre les surfaces pour les deux méthodes.

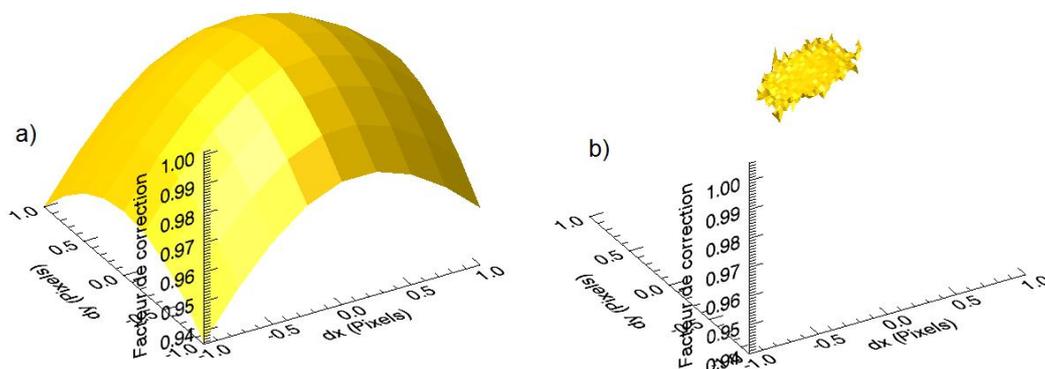
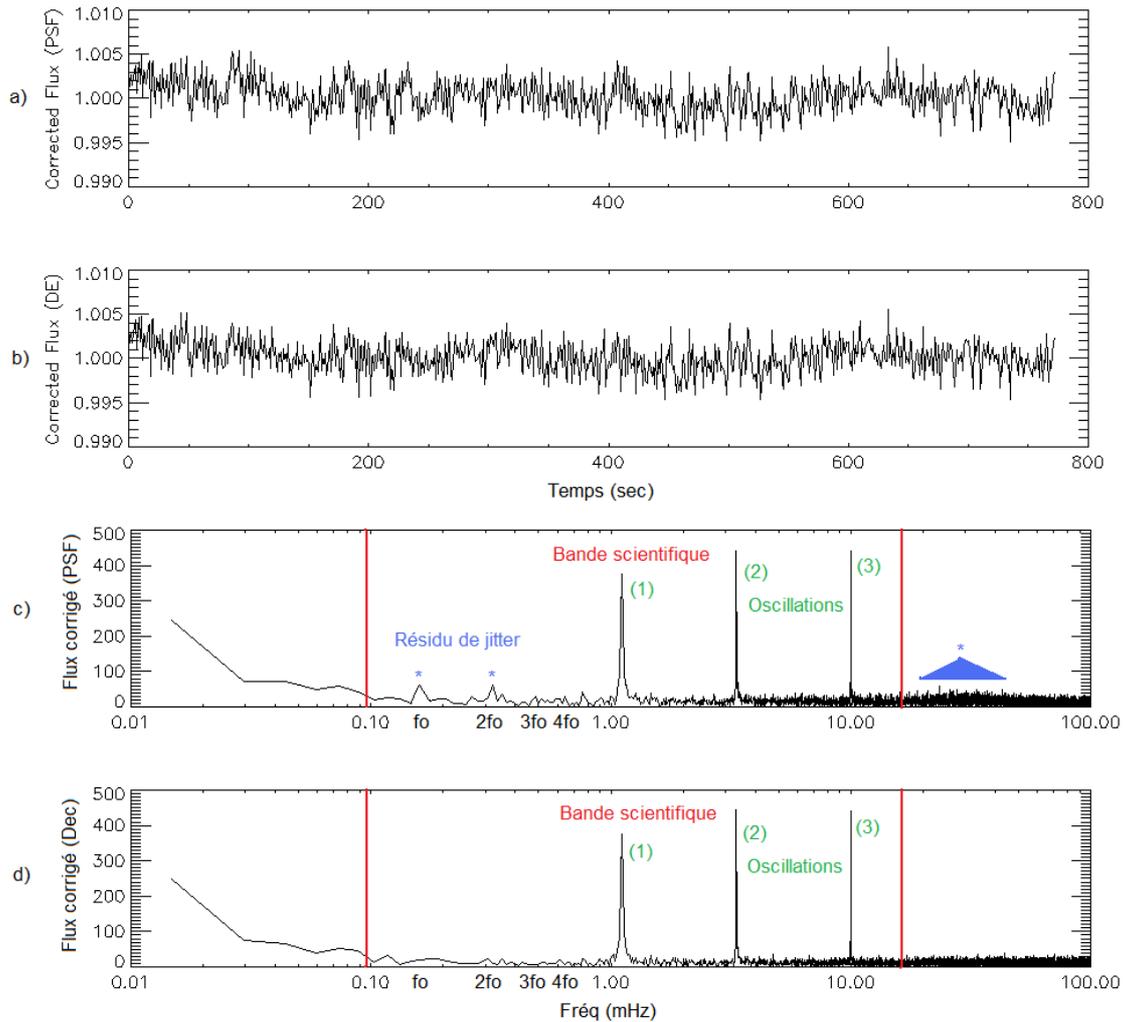


Figure 3-26 : Surfaces de correction basées sur a) la PSF à haute résolution et b) la décorrélation. Les résolutions de grille sont de 0.25 pixels et de 0.025 pixels, respectivement.

En utilisant ces surfaces nous pouvons exécuter les corrections photométriques de jitter qui sont montrées sur la *Figure 3-27* :



*Figure 3-27 : Photométrie d'ouverture corrigée du jitter en utilisant a) l'évaluation basée sur le modèle et b) la décorrélation, et leurs spectres de Fourier en ppm en c) et d), respectivement.*

Si nous comparons visuellement les courbes de la *Figure 3-27 a)* et *b)* à la *Figure 3-24 a)*, nous voyons que le flux a été très bien récupéré et la principale source de bruit est maintenant le bruit de photon. En comparant la *Figure 3-27 c)* (correction basée sur modèle) à la *Figure 3-24 b)* (avant correction), nous pouvons encore voir du résidu de jitter. Ce problème est en réalité dû à la résolution de la *PSF*. Pour cette simulation nous avons calculé l'image déplacée à partir d'une *PSF* de 1 pixel de résolution et pas d'une fraction de pixel, c'est qui a diminué fortement la précision d'évaluation de la surface de correction et la qualité des images simulées. Pinheiro da Silva et al. (2006) démontre que l'on peut restituer le flux correctement à partir d'une *PSF* de résolution de  $\frac{1}{4}$  de pixel.

Malheureusement, le modèle instrument ne nous permet pas de produire de données avec telle précision. Des modifications assez importantes auraient été nécessaires pour lui apporter cette capacité.

De plus nous ne ferons pas d'analyse par rapport à la *Figure 3-17* car nous n'avons pas la durée de données nécessaires pour autant. Par contre nous le ferons sur le chapitre des données vol.

En termes de statistique, le tableau ci-dessous résume les résultats :

*Tableau 3-2 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données d'une étoile simulée de  $m_v = 9$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter).*

Flux	Ecart-type	SSB
Mesuré	0.00245	408
Corrigé (PSF)	0.00187	533
Corrigé (Dec)	0.00177	562
Cas idéal	0.00177	563

Les corrections basées soit sur l'estimation du modèle, soit sur la décorrélation, produisent des résultats similaires comme l'on a vérifié sur les courbes, avec une légère perte de performance de la correction par *PSF*.

Avec ces méthodes on a restitué la photométrie sans toucher au signal scientifique comme nous voulions.

### 3.3.2 Voie exoplanètes

La spécification de la voie *EXO* dit que les observations photométriques doivent atteindre un niveau de bruit inférieur à 700 *ppm* pour un temps d'intégration de 1 *h* pour une étoile de  $m_v = 15.5$  et de type spectral *K0* (température effective de 4500 *K*). Et que pour les étoiles plus brillantes que la magnitude 14, la photométrie doit être réalisée dans trois couleurs. Le pas d'échantillonnage peut valoir 32 *sec* ou 512 *sec* en fonction des définitions du mode alarme.

Si nous traçons ces contraintes dans l'espace de fréquences, nous obtenons :

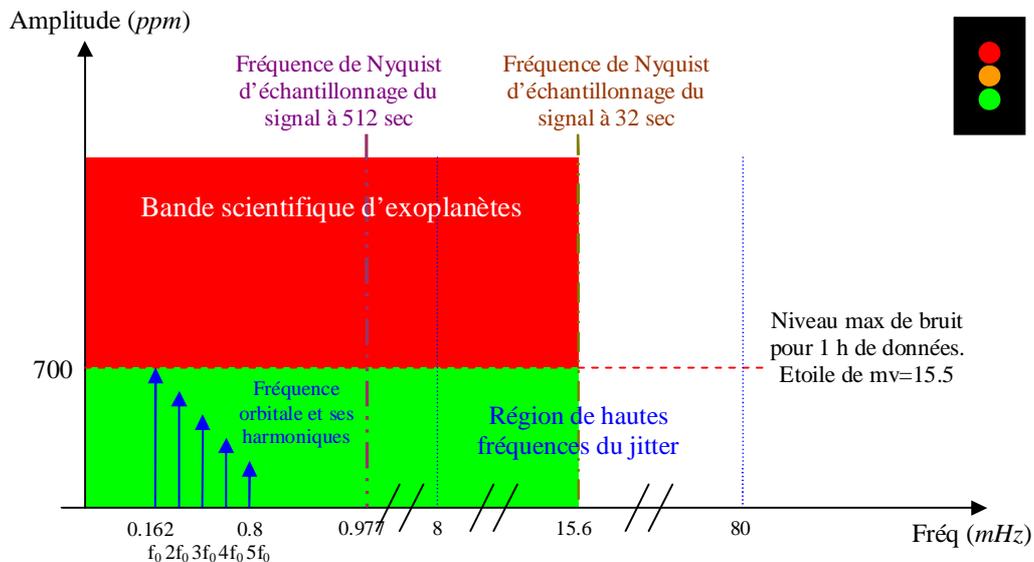


Figure 3-28 : Représentation des contraintes de projet dans l'espace de Fourier liées aux bruits de la voie EXO.

Comme la fréquence de Nyquist est beaucoup moins élevée que la bande de jitter, alors du point de vue de l'échantillonnage, on ne peut pas enlever tout le bruit de jitter. Nous reviendrons sur ce point un peu plus tard.

En ce qui concerne la simulation que nous allons traiter ici, la magnitude choisie de l'étoile cible cette fois-ci est de 14, car c'est la magnitude la plus faible sur laquelle on fait de la photométrie chromatique. Le transit aura les caractéristiques d'un transit produit par une planète du type Jupiter chaud pour faciliter la visualisation des résultats. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de la simulation que nous allons traiter :

Tableau 3-3 : Signaux contenus dans la simulation photométrique de la voie EXO.

Instrument	Moyenne	Ecart-type	Modèle
Lecture	0 e-/sec	$\pm 8$ e-/sec	Bruit gaussien
Jitter	0 px	$\pm 0.1$ px	Conforme fig. 3-16
Flat-field	0 e-	$\pm 1\%$	Bruit gaussien
Environnement	Moyenne	Ecart-type	
Fond de ciel	20 e-/px/sec	$\pm 4.47$ e-/px/sec	Bruit de Poisson
	Amplitude	Fréquence	
Activité stellaire	750 ppm max	Solaire	Observations du Soleil
Transit	10000 ppm		Jupiter
Simulation			
MV de la cible	14		
Période orbitale	6184 sec		
Durée	48 orbites		
Echantillonnage	32 - 512 sec		
Fenêtre étoile	15x15 px		

Les images issues de cette simulation se basent sur la *PSF* suivante :

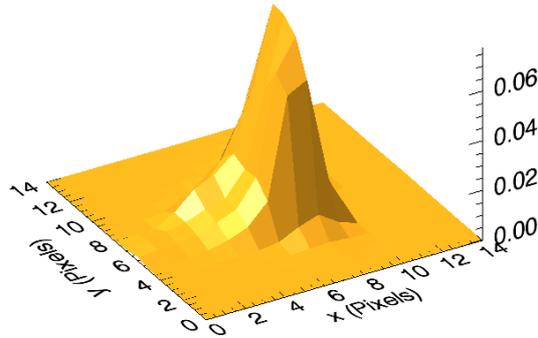


Figure 3-29 : *PSF CoRoT EXO simulée d'une étoile de magnitude 14.*

Nous notons par rapport à l'étoile simulée du côté *ASTERO* (Figure 3-18) une énorme perte de résolution spatiale. Cela engendre une perte sensible de qualité des simulations, ce qui met en évidence le besoin d'utiliser un modèle à haute résolution, tout comme pour la voie *ASTERO*. Le modèle instrument n'est pas en mesure non plus de fournir facilement des simulations plus précises, donc adéquates aux évaluations que nous désirons faire ici. Néanmoins, ces simulations restent quand même très utiles pour la mise au point et les premières évaluations des méthodes.

Le rendement quantique des pixels de la fenêtre étoile, l'activité stellaire et le jitter simulés sont les mêmes que ceux de la voie *ASTERO*, cf. la Figure 3-20, la Figure 3-22 et la Figure 3-19, respectivement.

Le transit planétaire est montré ci-dessous :

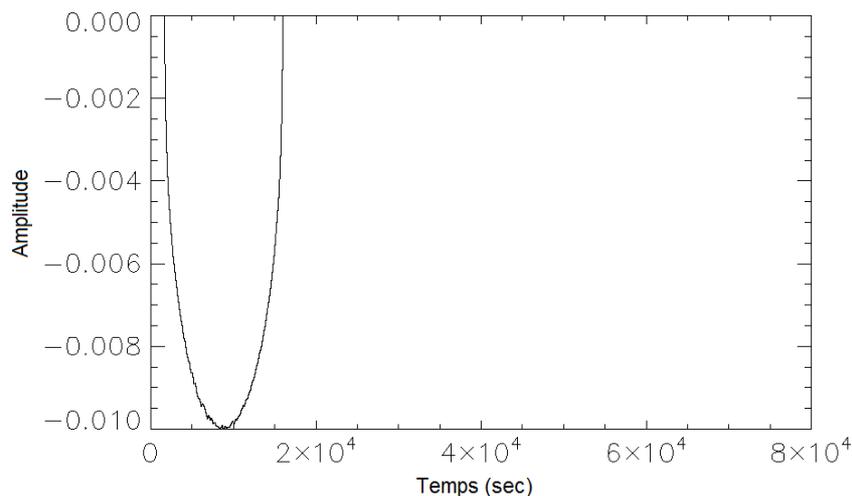


Figure 3-30 : *Transit planétaire simulé.*

Après la correction du jitter, l'activité stellaire et le transit planétaire doivent rester intacts, car ceux-ci sont les signaux scientifiques que l'on cherche à détecter sur ces simulations.

Le masque chromatique utilisé pour le calcul de la photométrie d'ouverture est montré ci-dessous :

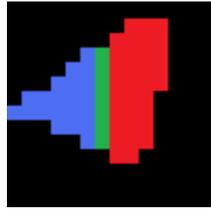


Figure 3-31 : Ouverture photométrique de 15x15 pixels. Elle a 61 pixels utiles et un SSB de 377.

Ce masque est optimisé pour minimiser les effets de bord liés au jitter, condition nécessaire pour le bon fonctionnement de la méthode de correction par spectre intégré.

Les photométries d'ouverture chromatique et monochromatique sur-échantillonnées seront données alors par :

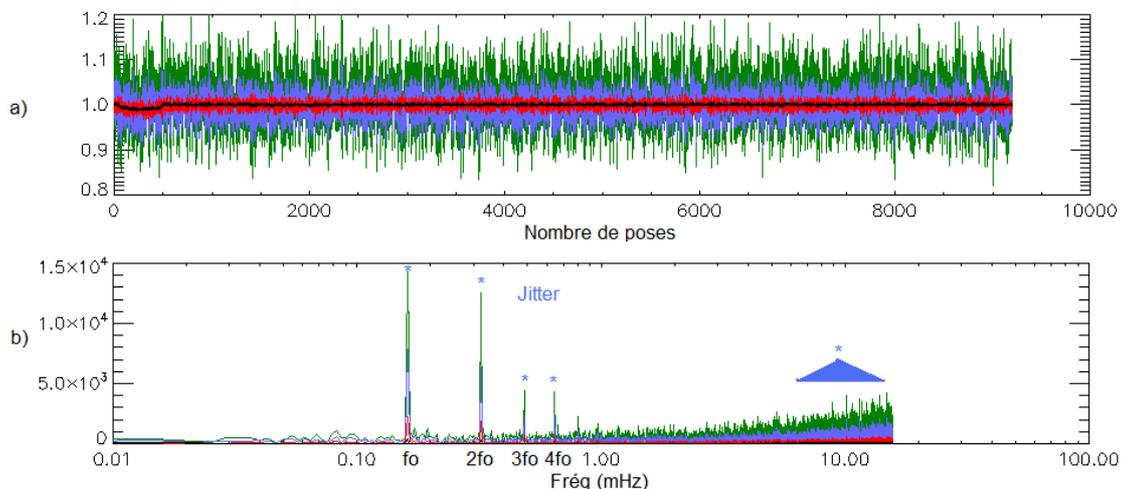


Figure 3-32 : a) Photométries d'ouverture 32 sec normalisées d'une étoile simulée de  $m_v = 14$  dans le bleu, le vert, le rouge et le blanc (courbe noire) et b) les spectres de Fourier<sup>3</sup> correspondant en ppm.

On remarque le transit au début de la série et les très mauvais SSB sur le vert et le bleu. Le spectre de Fourier de la photométrie blanche est très bas comme attendu, car elle ne souffre pas des effets de frontière chromatique.

Pour que nous puissions y voir plus facilement l'effet du jitter, la même simulation réalisée sans la présence du jitter nous donne :

<sup>3</sup> Certaines figures de ce chapitre ne sont pas assez lisibles, soit parce que ce sont de vieilles illustrations basées sur des données difficiles à reprendre, soit parce que ce sont de courbes avec des amplitudes très différentes sur le même tracé qui n'ont pas pu être améliorées.

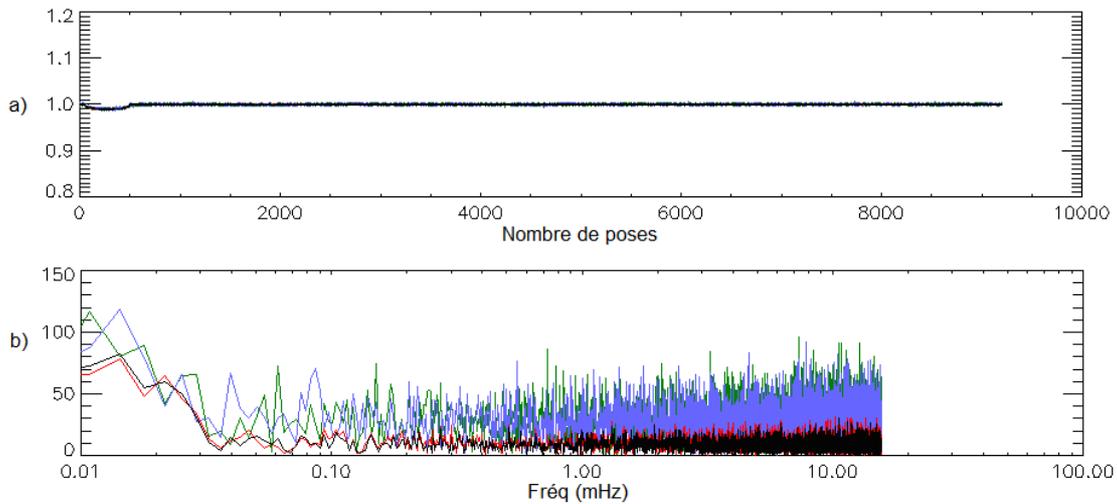


Figure 3-33 : a) Photométries d'ouverture 32 sec normalisées d'une étoile simulée de  $mv = 14$  dans le bleu, le vert, le rouge et le blanc (courbe noire) et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm. Simulations sans jitter.

On note que les courbes temporelles se confondent sur a) et qu'idéalement on est capable de voir le transit sur n'importe quelle couleur. Par contre sur b) on note déjà que les SSBs du vert et du bleu restent bien plus bas que ceux du rouge et du blanc. En effet, ces deux derniers sont les courbes les mieux exploitables du programme d'exoplanètes, comme nous le confirmerons plus tard.

En comparant ces courbes à celles de la Figure 3-32 on voit très nettement l'effet du jitter. Dans le domaine temporel le jitter crée de très grosses variations photométriques chromatiques. Celles-ci doivent poser de gros soucis de performance de correction, car sur la voie *EXO* nous sommes loin de la précision des modèles et de mesure de la voie *ASTERO*. Dans le domaine fréquentiel on retrouve facilement la signature du jitter et l'effet de l'échantillonnage à 32 sec : on ne mesure qu'une partie du bruit de haute fréquence du jitter sur la photométrie.

Les photométries d'ouverture chromatique et monochromatique 512 sec sont données par :

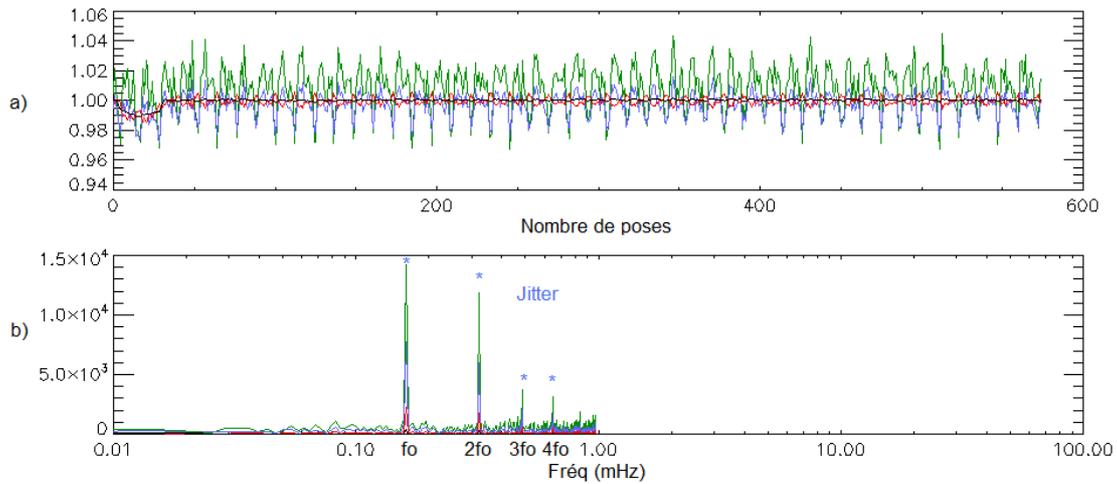


Figure 3-34 : a) Photométries d'ouverture 512 sec normalisées d'une étoile simulée de  $mv = 14$  dans le bleu, le vert, le rouge et le blanc (courbe noire) et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm.

Nous remarquons le transit au début de la série et les très mauvais SSB sur le vert et le bleu, comme précédemment. Le jitter est surtout présent sur environ 4 raies de fréquence.

La simulation réalisée sans la présence du jitter nous donne :

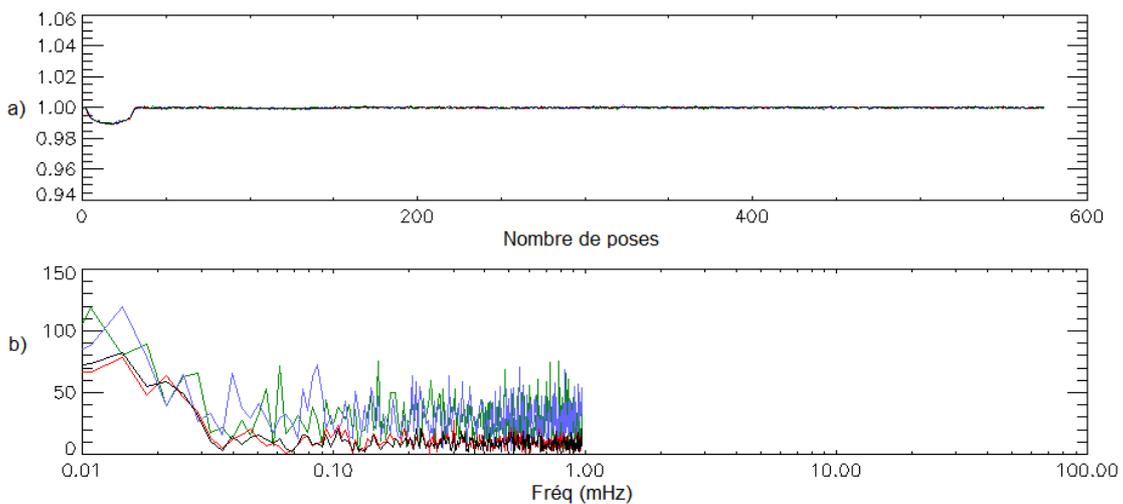


Figure 3-35 : a) Photométries d'ouverture 512 sec normalisées d'une étoile simulée de  $mv = 14$  dans le bleu, le vert, le rouge et le blanc (courbe noire) et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm. Simulations sans jitter.

Nous rencontrons le même comportement de la photométrie 32 sec, c'est-à-dire, d'une part le transit peut idéalement être récupéré par n'importe quel couleur et d'autre part les bandes bleue et verte sont plus bruitées. Comme le pas d'échantillonnage est beaucoup plus grand, le jitter ne sera observé que sur une petite bande de fréquence.

Nous pouvons maintenant passer à la correction du jitter.

### 3.3.2.1 Correction du jitter

Le calcul des surfaces de correction est la première étape de la correction de jitter. La figure ci-dessous montre les surfaces de correction pour la méthode de *PSF* :

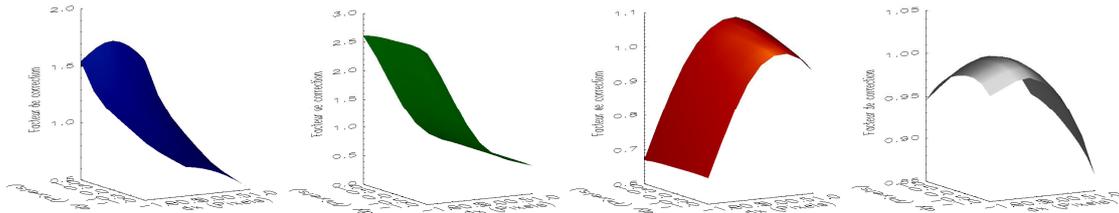


Figure 3-36 : Surfaces de correction basées sur la PSF en bleu, vert, rouge et blanc respectivement. La résolution de la grille des surfaces est de 0.5 pixels.

Et la prochaine figure montre ces mêmes surfaces de correction à partir de la corrélation des signaux :

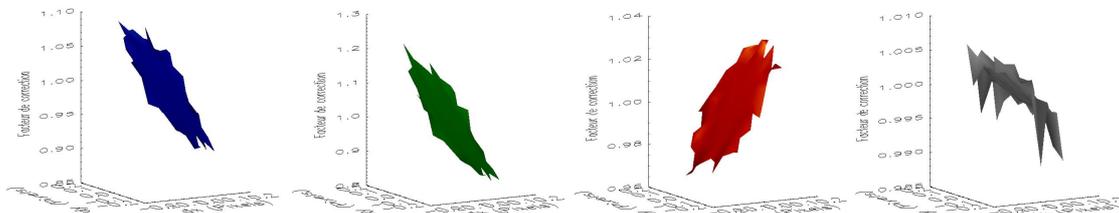


Figure 3-37 : Surfaces de correction basées sur corrélation de signaux en bleu, vert, rouge et blanc respectivement. La résolution de la grille des surfaces est de 0.025 pixels.

Enfin, pour la méthode basée sur le spectre, celui-ci sera :

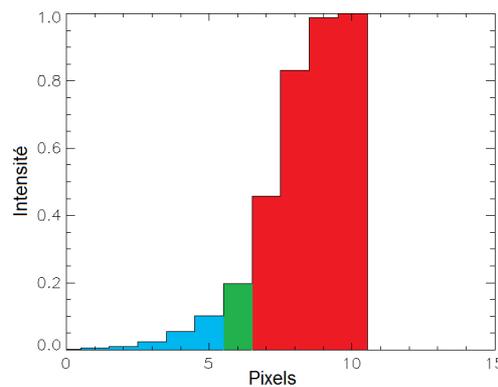


Figure 3-38 : Spectre intégré pour l'étoile simulée.

A partir de ces surfaces et du spectre intégré, nous calculons les corrections photométriques chromatiques suivantes :

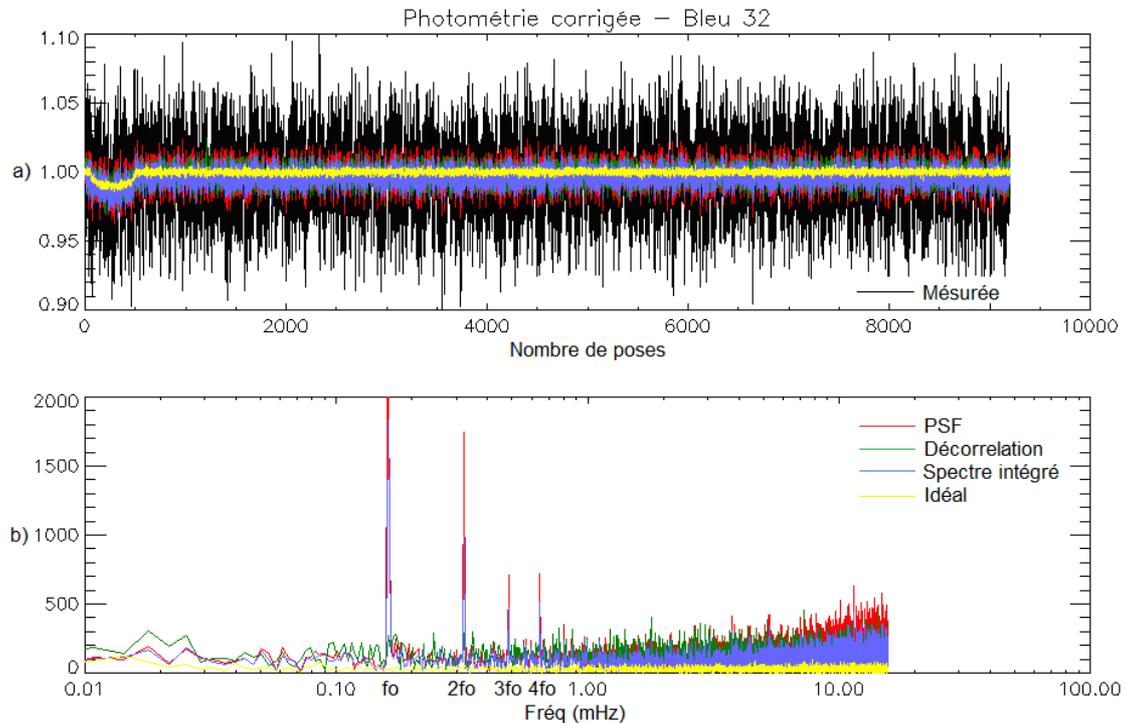
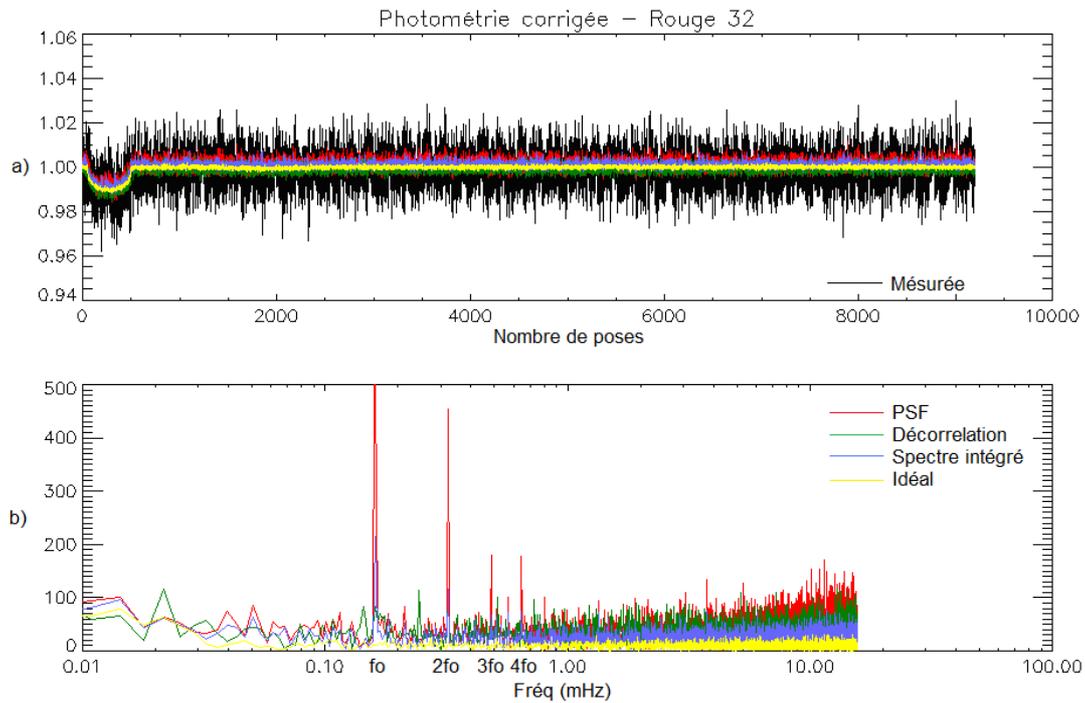


Figure 3-39 : a) Photométries d'ouverture 32 sec dans le bleu corrigées du jitter comparées à l'idéale et b) leurs spectres de Fourier. La figure a) contient aussi le flux mesuré en noir à titre de comparaison avec ceux corrigés. Le spectre de Fourier ne contient pas le transit stellaire, ce qui nous permet d'évaluer précisément le bruit du jitter.

Sur la Figure 3-39 a) nous remarquons d'un côté un gain très important sur la photométrie de départ, et de l'autre côté des performances des photométries corrigées encore assez modestes par rapport à l'idéal. La clef de la réponse à ces remarques est dans la Figure 3-39 b). La correction par spectre intégré est censée nous donner une correction très performante, car le masque a été calculé pour, même s'il reste toujours des effets de bord. En plus, on connaît la *PSF* et le jitter. Or nous constatons des pics élevés sur la raie orbitale et ses harmoniques et du bruit résiduel sur tout le spectre. Le problème vient de la précision des simulations, plus exactement des interpolations réalisées pour créer le bougé sur les images, c'est-à-dire le même problème que celui rencontré sur la voie *ASTERO*. Il est par contre ici amplifié par la résolution spatiale plus faible de la *PSF EXO*.

Regardons la photométrie en rouge :



La performance de la correction par spectre est un peu meilleure. Le *SSB* étant plus élevé pour cette couleur, les effets de bord sont moins importants et il restera l'erreur de simulation. La décorrélation est toujours très affectée par cette erreur. Et la méthode par PSF reste la moins performante dans ce cas. En effet, elle est la plus sensible aux erreurs de modélisation.

Finalement, la photométrie sur le vert n'est pas montrée ici, car les effets des erreurs de simulation du bougé sont tellement importants que les résultats ne sont pas exploitables.

La correction photométrique monochromatique donne les résultats suivants :

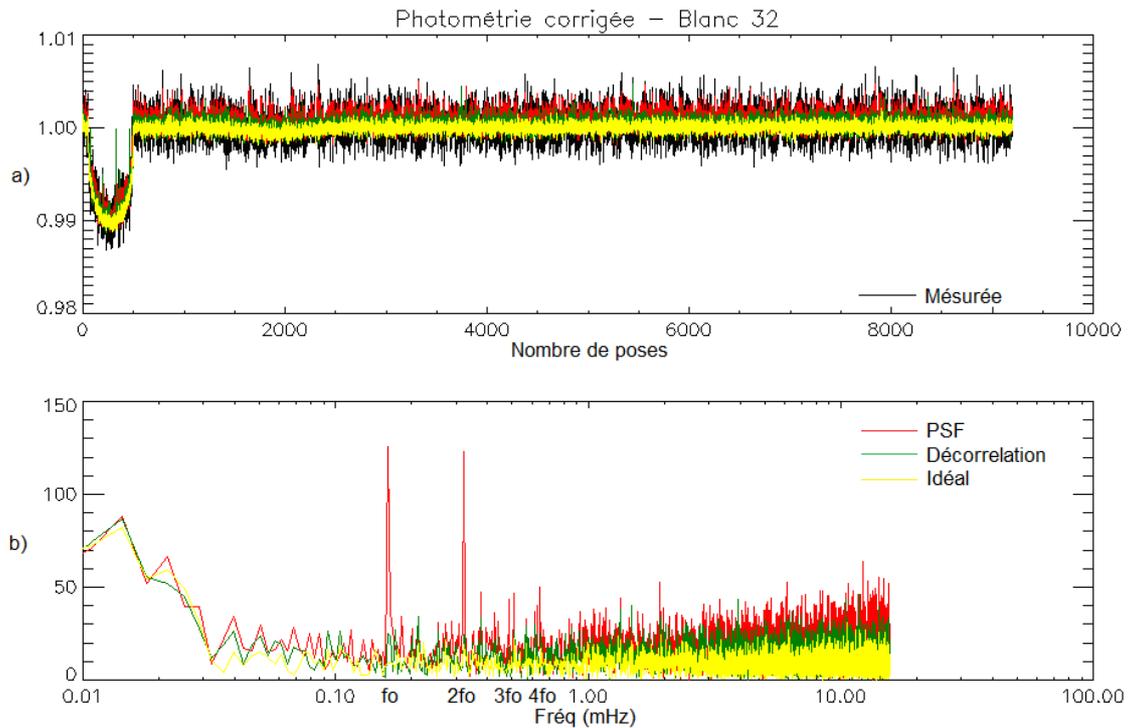


Figure 3-41 : a) Photométries d'ouverture 32 sec dans le blanc corrigées du jitter comparées à l'idéale et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm.

Le gain sur la photométrie blanche est beaucoup plus faible, car ce sont les effets de bord sur un masque large qui produisent le bruit. En réalité, pour cette couleur le gain des corrections sera très limité par l'erreur d'évaluation de la *PSF* et/ou du jitter, comme on le verra plus tard.

La photométrie chromatique à 512 sec est présentée ci-après:

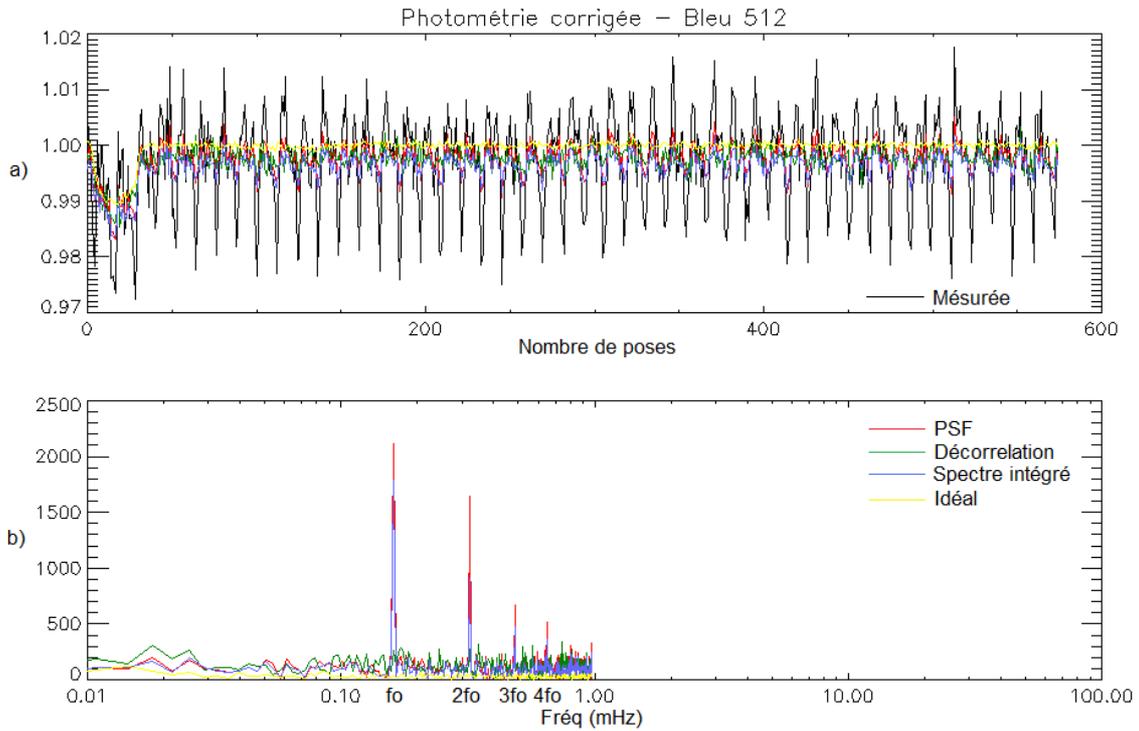


Figure 3-42 : a) Photométries d'ouverture 512 sec dans le bleu corrigées du jitter comparées à l'idéale et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm.

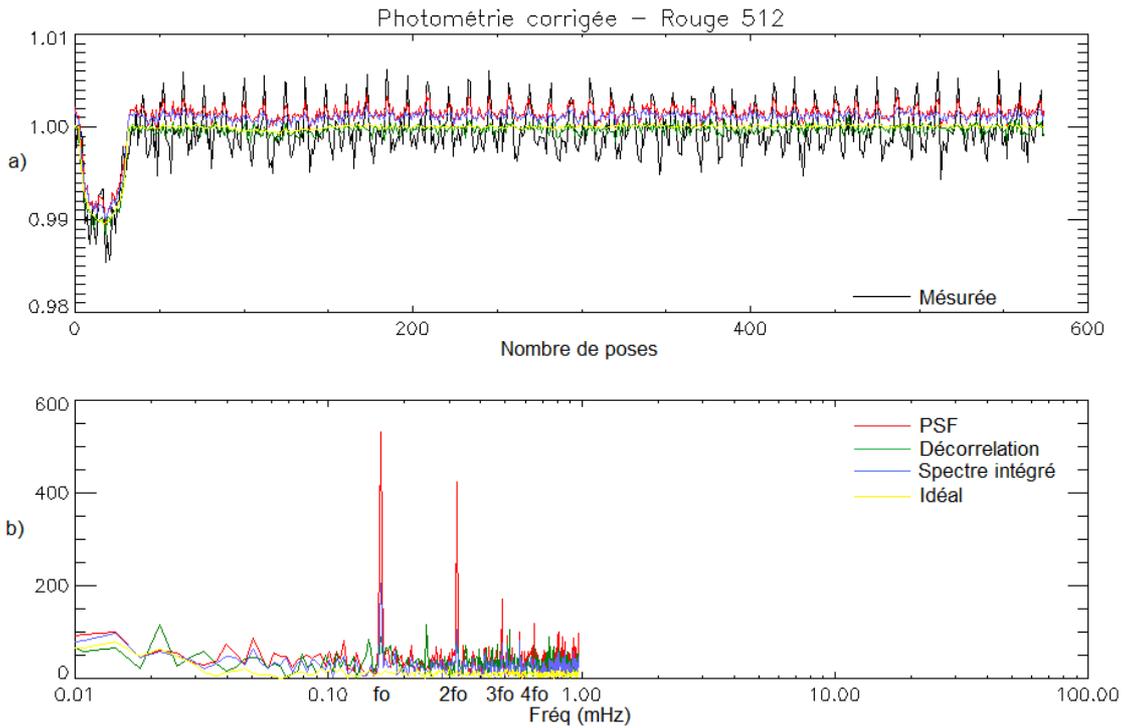


Figure 3-43 : a) Photométries d'ouverture 512 sec dans le rouge corrigées du jitter comparées à l'idéale et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm.

Et finalement la photométrie monochromatique à 512 sec :

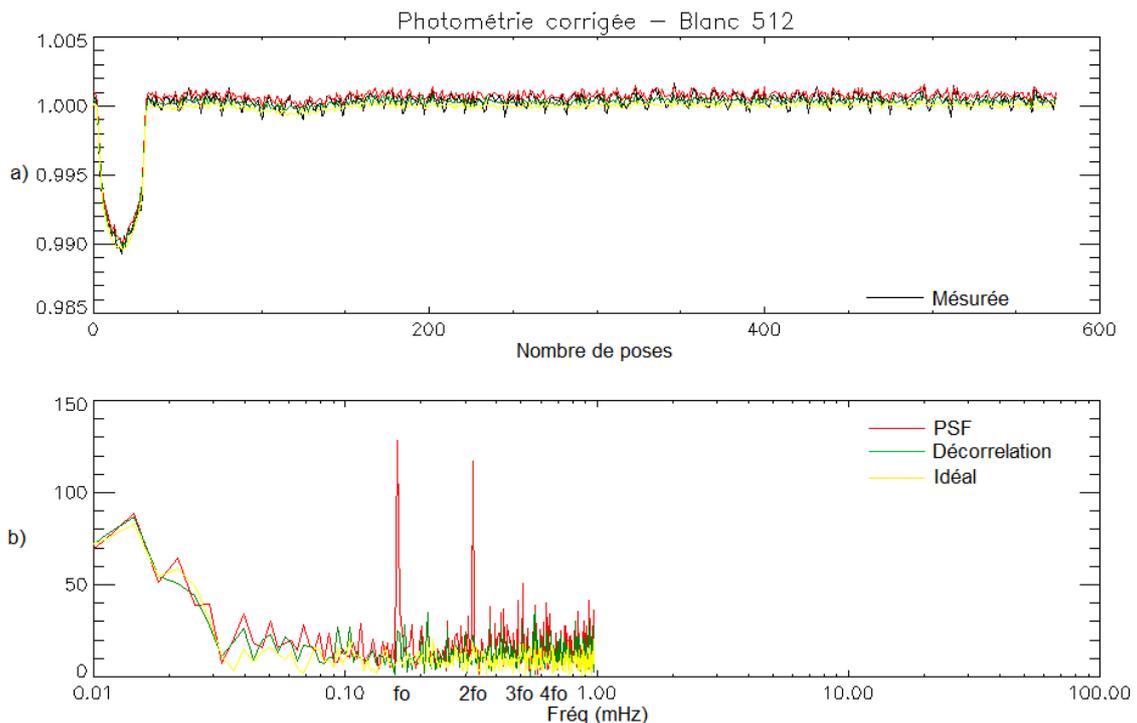


Figure 3-44: a) Photométries d'ouverture 512 sec dans le blanc corrigées du jitter comparées à l'idéale et b) les spectres de Fourier correspondant en ppm.

Les remarques que nous venons de faire pour les photométries à 32 sec restent valables pour les photométries à 512 sec.

La seule différence est évidemment le pas d'échantillonnage du signal photométrique. D'ailleurs, on ne voit pas de différence de performance sur les corrections, car une astuce a été utilisée pour s'affranchir de la contrainte du pas d'échantillonnage présentée au début de la section 3.3.2 : la correction est calculé à partir du jitter à la seconde puis appliquée aux courbes à 32 ou 512 sec. Cela évite d'une part que l'on utilise un jitter moins précis à cause de l'échantillonnage, et d'autre part que l'on évalue des corrections extrêmement petites sur les surfaces de correction ou spectre intégré, également moins précis.

Du point de vue statistique les tableaux suivants résument les résultats des corrections :

Tableau 3-4 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données d'une étoile simulée de  $m_v = 14$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter). Echantillonnage à 32 sec.

	Bleu		Vert		Rouge		Blanc	
Flux (32 sec)	Ecart-type	SSB	Ecart-type	SSB	Ecart-type	SSB	Ecart-type	SSB
Mesuré	0.02913	6	0.05705	3	0.00855	21	0.00162	109
Corrigé (PSF)	0.00878	20	0.01523	11	0.00246	72	0.00094	187
Corrigé (SI)	0.00609	29	0.01535	11	0.00128	138	-	-
Corrigé (Dec)	0.00667	26	0.01287	14	0.00184	96	0.00068	261
Cas idéal	0.00147	120	0.00150	118	0.00054	329	0.00048	365

Tableau 3-5 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données d'une étoile simulée de  $m_v = 14$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter). Echantillonnage à 512 sec.

	Bleu		Vert		Rouge		Blanc	
Flux (512 sec)	Ecart-type	SSB	Ecart-type	SSB	Ecart-type	SSB	Ecart-type	SSB
Mesuré	0.00824	5	0.01561	3	0.00239	18	0.00045	98
Corrigé (PSF)	0.00248	18	0.00423	10	0.00071	62	0.00028	158
Corrigé (SI)	0.00190	23	0.00428	10	0.00039	113	-	-
Corrigé (Dec)	0.00165	27	0.00314	14	0.00046	95	0.00022	204
Cas idéal	0.00041	108	0.00041	108	0.00019	230	0.00018	240

La spécification de performance photométrique de la voie *EXO* peut être traduite de la façon suivante :

$$\sigma_{\text{bruit}} \llsim 2\sigma_{\text{photons}}$$

Où  $\sigma_{\text{bruit}}$  est le bruit instrumental.

Nous voyons que cette spécification est tenue pour la photométrie monochromatique, mais qu'elle ne l'est pas du tout pour la photométrie chromatique. Comme la performance est fortement perturbée par les erreurs de simulation, nous sommes contraints de garder cette analyse pour les données de vol de CoRoT.

De plus les écart-types des mesures à 512 sec sont très élevés à cause de la faible quantité de points simulés, d'où les *SSB* assez différent sur le rouge et le blanc par rapport aux résultats à 32 sec.

On retient quand même de cette section que ces méthodes sont applicables à la voie *EXO* et qu'une attention spéciale doit être portée sur la qualité du jitter et de la *PSF*.

### 3.4 Banc de test CoRoT

Le banc de test CoRoT a été développé pour caractériser les *CCDs* de vol. Il consiste en un *CCD* monté dans un système cryostat qui nous permet de maintenir sa pression aux alentours de  $10^{-5}$  mbar et sa température à  $-40^{\circ}\text{C}$  avec des fluctuations de moins de  $0.01^{\circ}\text{C}$ .

Pour les tests photométriques, la configuration optique est montrée ci-dessous :

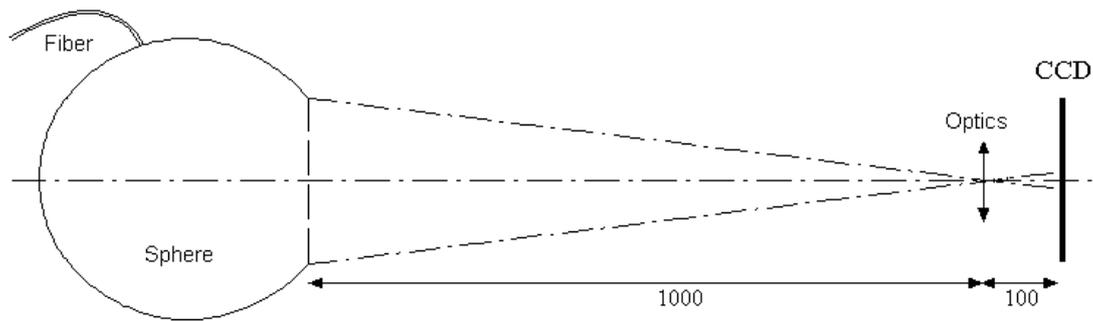


Figure 3-45 : Système optique pour les validations de la photométrie d'ouverture dans le banc de test CoRoT. Dimensions en mm.

Pour résumer, de la lumière issue d'une *LED* (*Light Emitting Diode*) est introduite dans une sphère au moyen d'une fibre optique et un plan perforé crée le champ d'étoile illuminé de façon homogène à la sortie de la sphère. Le jitter est créé en déplaçant le système optique avec un servomécanisme.

Le test photométrique a été conçu pour évaluer l'efficacité pour des niveaux élevés de jitter. Ainsi, nous avons choisi de simuler une sinusoïde de 2 pixels crête-à-crête avec une période de 2 min ( $f_0 = 8.33 \text{ mHz}$ ) sur les deux axes pour éviter les bruits de basse fréquence sur le banc de test.

Pour plus d'information sur le banc de test CoRoT, voir Lapeyriere (2006).

### 3.4.1 Réduction de données sur le banc de test CoRoT

Le banc de test fournit des images numérisées contenant des fenêtres de fond de ciel, d'offset et d'étoile en *ADU* (*Analog-Digital Unit*). Notre but est, à ce stade, de calculer la photométrie d'ouverture. Afin de réaliser ceci nous devons calculer l'erreur de pointage, la *PSF* à haute résolution, l'ouverture et le flux intégré. Le schéma fonctionnel ci-dessous montre toutes les étapes nécessaires :

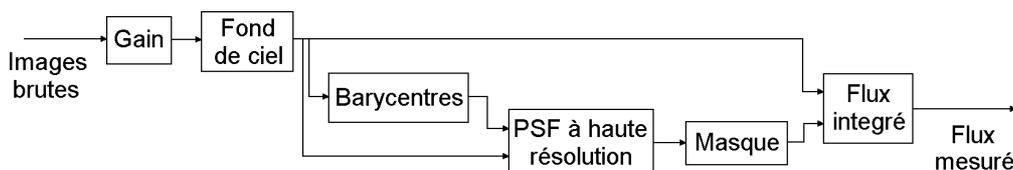
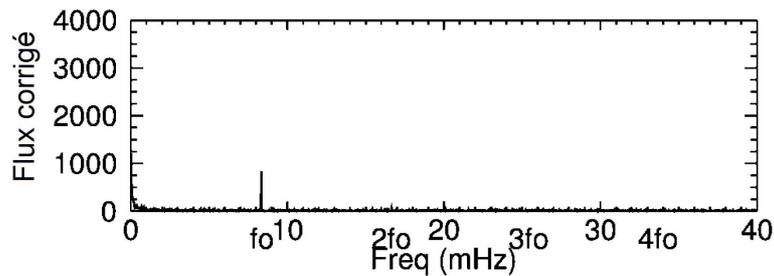


Figure 3-46 : Diagramme de flux de la chaîne de réduction de données.

Celle-ci est une version de la photométrie d'ouverture de CoRoT adaptée aux besoins du banc de test. L'*offset* est pris en compte dans le bloc de calcul du fond de ciel et la *PSF* à haute-résolution est calculé à la place d'une *PSF* à 1 pixel de résolution. Cette dernière étape est nécessaire pour arriver à la performance photométrique demandée par CoRoT.

Le bruit issu de l'*offset* du *CCD* est plus important sur le banc de test que sur le satellite. Cela est dû à la contamination par le bruit électronique du banc de test et le couplage entre le servomécanisme de guidage et le système électronique. Ainsi, le bruit d'*offset* pollue plusieurs fréquences dans le spectre. Une manière simple de le corriger est

d'employer l'*offset* moyen. Pour que nous puissions vérifier si la correction est bien appliquée, nous devons utiliser toute la fenêtre étoile au lieu du masque pour éviter les effets de bord dus au jitter, car cette fois-ci nous ne disposons que des images dépointées. La *Figure 3-47* montre le spectre de Fourier de la photométrie calculée sur toute la fenêtre étoile après les corrections de fond de ciel et d'*offset*.



*Figure 3-47 : Spectre de Fourier de la photométrie calculée sur toute la fenêtre étoile après les corrections de fond de ciel et d'*offset* en ppm. L'échelle de l'axe y est prolongée à 4000 ppm pour permettre la comparaison avec la photométrie d'ouverture de la Figure 3-51.  $f_0$  et ses multiples sont indiqués sur l'axe des x pour simplifier leur identification.*

Seule une raie de fréquence reste contaminée, correspondant à la fréquence fondamentale du jitter  $f_0$  (2 min ou 8.33 mHz). Cette fréquence résiduelle n'est pas due aux interférences entre le servomécanisme et le système électronique, mais à l'effet du «*flat-field*». Il est important de garder en tête que le bruit de «*flat-field*» sur la photométrie basée sur les données de vol ne constitue pas un gros problème. La seule raie affectée sera celle à la fréquence orbitale. La spécification de performance de l'instrument accepte que cette raie ne soit pas tout à fait corrigée.

Nous avons choisi de produire le jitter avec une période d'oscillation de 2 minutes, toutefois les non-linéarités du banc de test nous ont forcé à créer des erreurs de pointage légèrement différentes. Cela est dû aux changements de température qui font déplacer le CCD – la stabilité du banc de test n'est pas au niveau de celle de l'instrument. La *Figure 3-48* montre les erreurs de pointage calculées dans le bloc «*barycentres*» (*Figure 3-46*) et leurs spectres de Fourier.

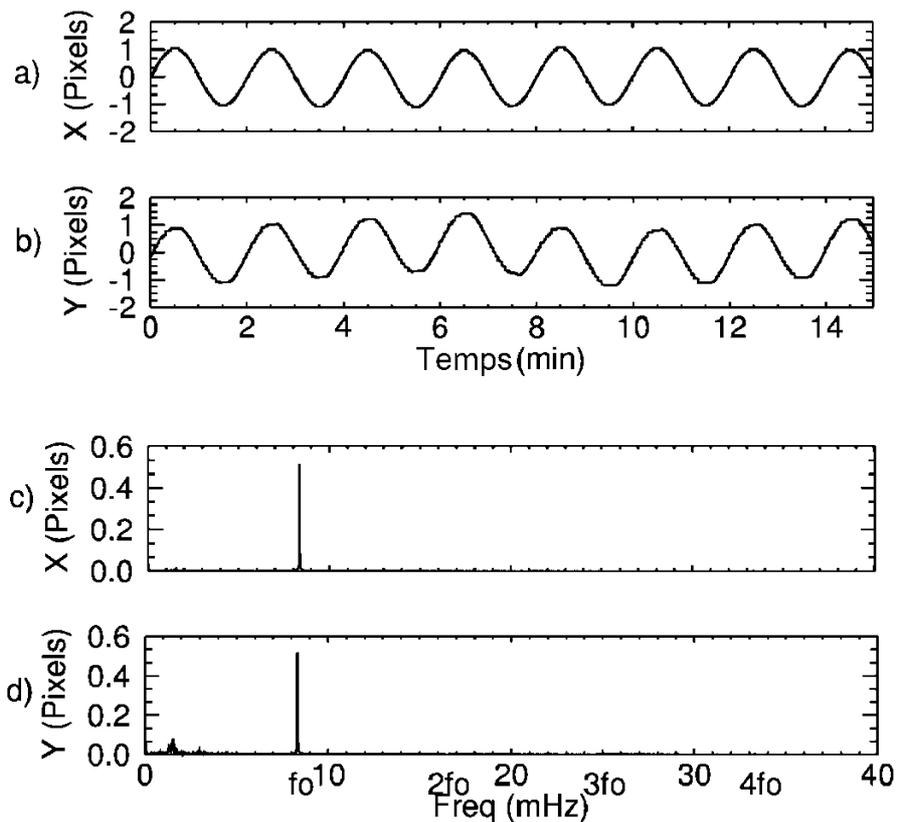


Figure 3-48 : Erreur de pointage le long des axes a) x et b) y, et leurs spectres de Fourier respectivement dans c) et d).

Les spectres montrent une raie à  $f_0$  (période de 2 min) comme prévu, mais une certaine puissance apparaît autour de 1.55 mHz et elle aura un impact sur la photométrie comme on le verra dans la Figure 3-51.

La PSF à haute résolution est calculée à partir des erreurs de pointage et des images corrigées du fond de ciel et de l'offset (voir annexe I). La Figure 3-49 montre le résultat :

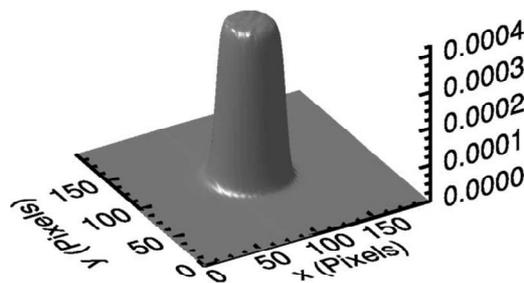
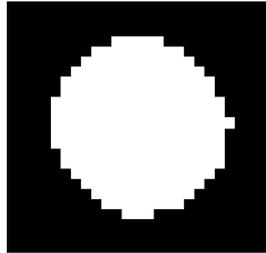


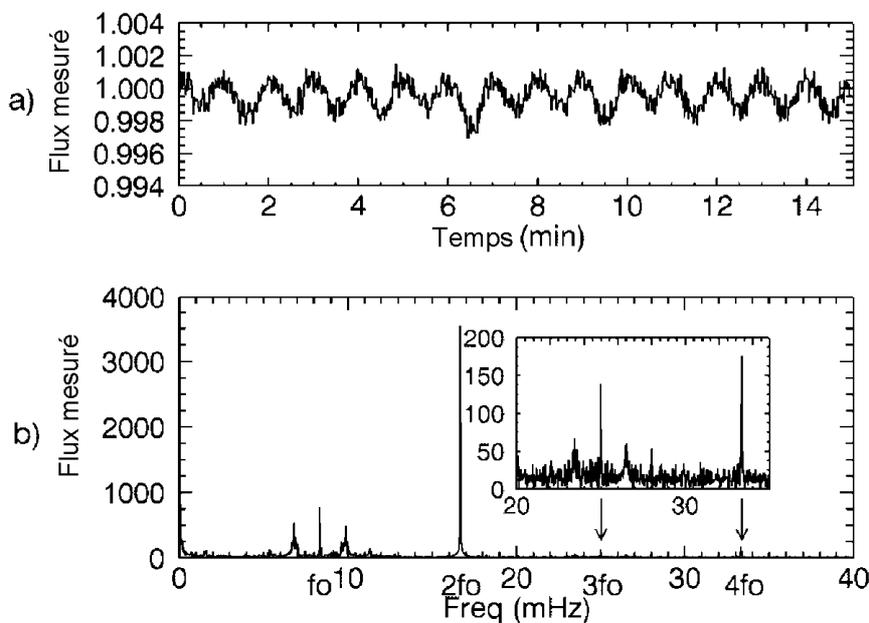
Figure 3-49 : PSF à haute résolution normalisée. La résolution est de 1/4 de pixels.

Cette *PSF* nous permet de calculer l'ouverture photométrique (masque) basée sur l'optimisation du *SSB*. Le chapitre 5 discutera du calcul du masque en détail. La *Figure 3-50* montre le résultat :



*Figure 3-50* : Ouverture photométrique de 50x50 pixels. Elle a 269 pixels utiles et un *SSB* de 2155.

Comme dernière étape de la réduction de données, on mesure le flux dans l'ouverture. La *Figure 3-51* montre les résultats :



*Figure 3-51* : a) Photométrie d'ouverture normalisée d'une étoile et b) son spectre de Fourier en ppm.

Quelques détails importants sont révélés par ce spectre de Fourier, le plus important de tous étant la non-linéarité du problème. Commençons par l'harmonique la plus puissante : celle à 16.66 mHz, c'est-à-dire, à  $2f_0$ . Presque toute la puissance due au bruit de jitter est à cette fréquence. Ceci est dû à la symétrie du problème que nous manipulons. La *Figure 3-52* est une illustration 1D simplifiée de l'effet du jitter sur la photométrie qui nous permettra de mieux comprendre cette symétrie.

Imaginons que la *PSF* n'est rien d'autre qu'un demi-cercle et que le masque est juste deux barrières définissant les bords gauches et droits. Le flux stellaire est constant et

la seule perturbation est le jitter qui correspond à une sinusoïde de période  $p$  et d'amplitude variant entre  $\pm dx$ . En raison de la symétrie, une période de jitter provoque deux périodes d'oscillation sur la photométrie, c'est-à-dire, le signal de jitter dans  $f_0$  produit du bruit photométrique dans  $2f_0$ .

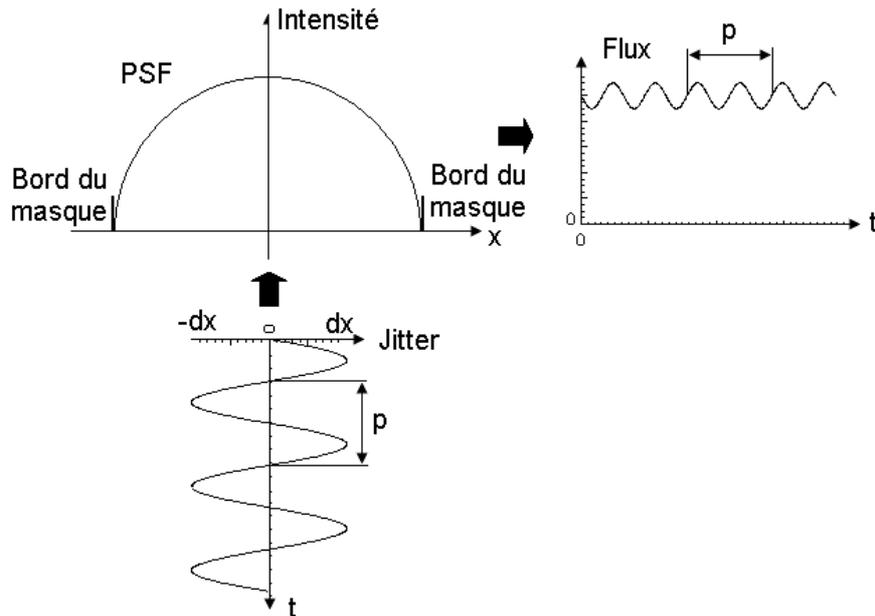


Figure 3-52 : Illustration de l'effet de jitter sur la photométrie d'ouverture.

En réalité, la Figure 3-51 montre beaucoup de fréquences autres que  $f_0$ . Il est clair que dans des conditions réelles (télescope afocal) la PSF et le masque ne seront pas symétriques. Des déformations sur la photométrie seront alors créées, et ceux-ci ont comme conséquence des combinaisons de fréquence, comme celles que l'on voit autour de la fréquence fondamentale. Elles sont des combinaisons entre  $f_0$  et les fréquences autour de  $1.55 \text{ mHz}$  (que l'on voit sur la Figure 3-48 d)). Nous pouvons également tirer profit de cette non-linéarité dans le signal de jitter pour montrer comment les résultats d'essai se généralisent aux fréquences et aux amplitudes multiples du jitter. En raison de la symétrie et de la réponse non linéaire du problème expliqué ci-dessus, les fréquences autour de  $1.55 \text{ mHz}$  se recombinaient avec la fréquence fondamentale, ce qui provoquera des « patterns » sur la photométrie comme ceux que l'on voit répétés à chaque  $2n \cdot f_0$  dans le zoom de la Figure 3-51 b).

Une autre conséquence de cette symétrie est le fait que le « flat-field » demeure la source principale de bruit à  $f_0$  quand l'on compare la Figure 3-51 b) à la Figure 3-47.

### 3.4.2 Validation de la correction du jitter sur le banc de test

Toutes les validations ci-dessous sont basées sur les schémas fonctionnels de la Figure 3-1 et de la Figure 3-2, et toutes les données nécessaires ont été produites comme décrit dans la section précédente. Comme nous avons déjà vu, la première étape de la correction de jitter est le calcul des surfaces de correction. La Figure 3-53 montre des surfaces pour les deux méthodes.

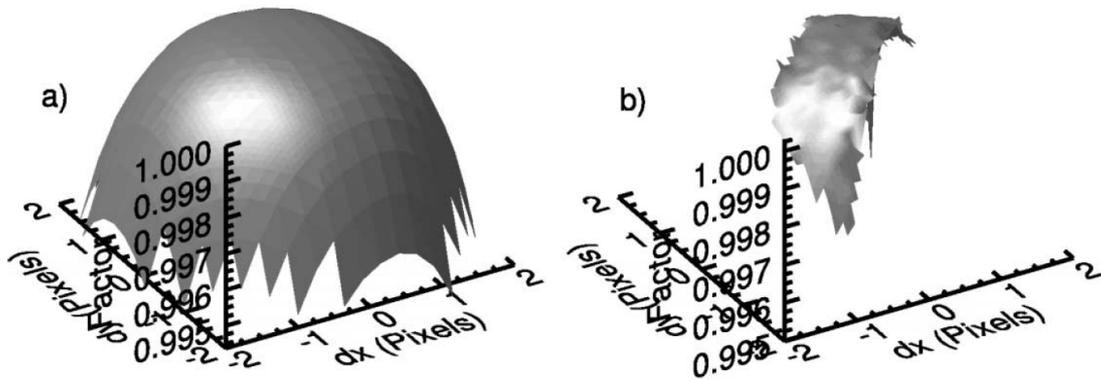


Figure 3-53 : Surfaces de correction basées sur a) la PSF à haute résolution et b) la décorrélation. Les résolutions de grille sont de 0.25 pixels et de 0.1<sup>4</sup> pixels, respectivement.

En utilisant ces surfaces nous pouvons exécuter la correction photométrique de jitter qui est montrée sur la Figure 3-54.

---

<sup>4</sup> La résolution de grille pourrait être en principe augmentée pour b) la décorrélation, mais ceci exigerait plus de mesures photométriques pour parvenir à la précision acceptable pour chaque point de la surface.

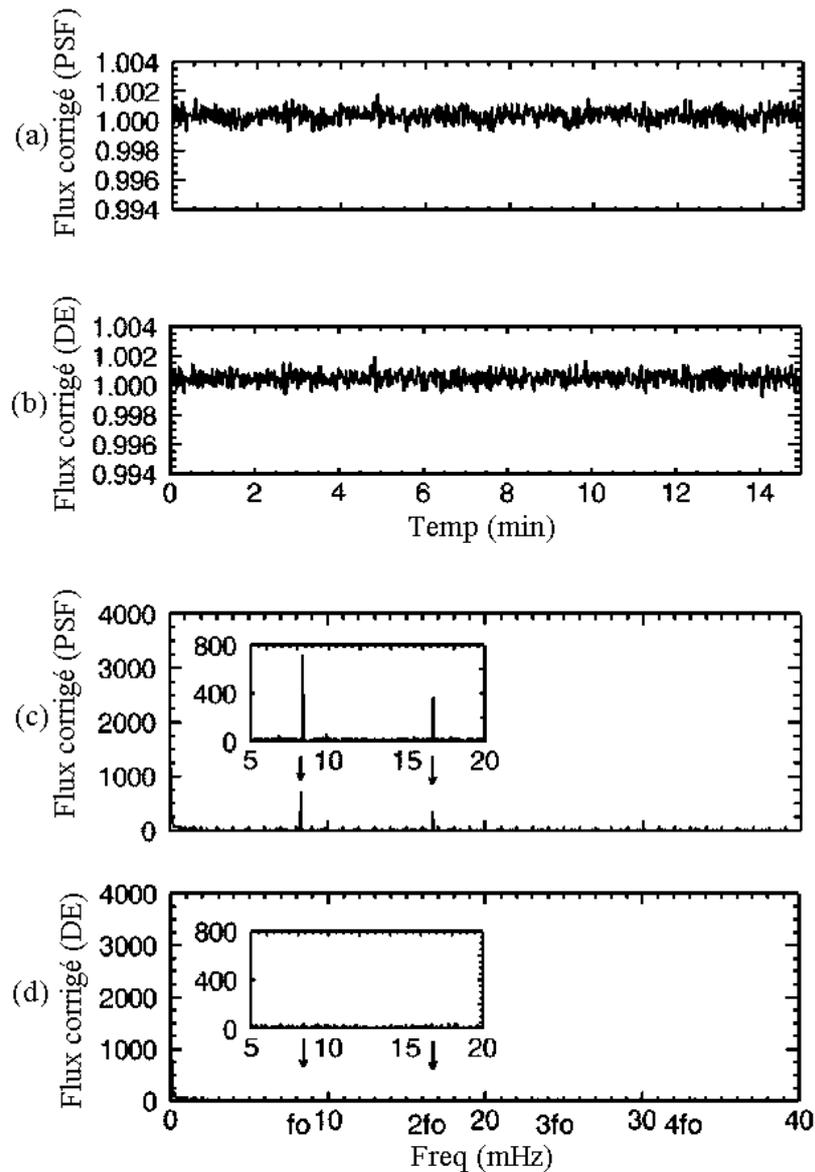


Figure 3-54 : Photométrie d'ouverture corrigée du jitter en utilisant a) l'évaluation basée en modèle et b) la décorrélation, et leurs spectres de Fourier en ppm en c) et d), respectivement.

Si nous comparons visuellement les courbes de la Figure 3-54 a) et b) à la Figure 3-51 a), nous voyons que le flux a été très bien récupéré et la principale source de bruit est maintenant le bruit de photon. En comparant la Figure 3-54 c) (correction basée sur modèle) à la Figure 3-51 b) (avant correction), nous pouvons encore voir du résidu de jitter à  $2f_0$ . Cela était attendu et est dû à la limitation de précision du modèle. Néanmoins, la précision des corrections est assurée par l'utilisation du modèle de *PSF* à haute résolution.

Nous voyons aussi que le bruit de «*flat-field*» est encore présent à  $f_0$  sur la Figure 3-54 c). La correction par modèle n'est pas supposée le corriger. La carte de PRNU doit aussi être utilisée si l'on veut corriger cet effet.

La méthode de décorrélation (Figure 3-54 d)) a corrigé le flux des deux effets du jitter – le «*flat-field*» et le bord du masque. Cela démontre que la décorrélation corrige les variations de flux qui sont en phase avec les déplacements de barycentre. Si une oscillation d'étoile a la même fréquence et phase qu'une raie de bougé du satellite, alors elle sera «*corrigée*» aussi, il en résultera une perte de signal scientifique. Et si ces signaux ne sont pas en phase, alors on verra un pic sur le spectre de puissance avec une amplitude correspondante au décalage de phase. Il faut alors faire attention à l'utilisation de cette méthode.

En termes de statistique, le tableau ci-dessous résume les résultats :

Tableau 3-6 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données d'une étoile simulée sur le banc de test comparée au cas idéal. Ce dernier correspond au bruit de photon uniquement. Faute de connaissance détaillée sur les autres bruits.

Flux	Ecart-type	SSB
Mesuré	0.00087	1144.5
Corrigé (PSF)	0.00043	2302.2
Corrigé (Dec)	0.00042	2392.2
Cas idéal	0.00036	2754.4

Les corrections basées soit sur l'estimation par modèle soit sur la décorrélation, produisent des résultats similaires comme nous l'avons vérifié sur les courbes. La différence de SSB entre les deux méthodes est issue de la correction du «*flat-field*» par la méthode de décorrélation. Et la différence de SSB par rapport au cas idéal vient du résidu sur la correction d'*offset* et fond de ciel.

Le fait que les tests que nous venons de décrire sont basés sur un déplacement de 2 pixels crête-à-crête nous assure de la robustesse de la correction du jitter face à une dégradation de l'ACS.

### 3.5 Discussion du chapitre

Ce chapitre a traité d'une correction qui à la base était conçue pour assurer la qualité photométrique en cas de dégradation du pointage du satellite. Différentes méthodes ont été proposées et testées sur des données issues des simulations et du banc de test monté à Meudon. Les données des simulations nous ont permis de vérifier le bon fonctionnement des méthodes et les points à travailler : les précisions des PSFs et du jitter. D'autres points comme la basse amplitude du dépointage et les erreurs des simulations ont toujours induit des difficultés liées aux précisions de résultats et leurs évaluations. En revanche, le banc de test nous a offert la possibilité de valider ces méthodes pour la voie ASTERO. Nous avons pu y créer des images les plus proches possible de celles que l'on attend en vol. A partir d'un gros dépointage (cas de figure d'un SCAO dégradé) nous avons pu vérifier le bon comportement de méthodes et obtenir des résultats de performance très élevés qui nous ont rassuré sur l'analyse faite pendant la phase de développement. Malheureusement, la voie EXO n'a pas pu être testée car le montage avec le prisme et une source de lumière - qui n'avait pas la même émission

qu'une étoile - n'a pas produit de résultats satisfaisants. En tout cas, les tests de la voie *ASTERO* ont servi à évaluer deux des trois méthodes *EXO*.

Par rapport à ces méthodes nous pouvons dire que :

- la méthode par *PSF* ne marche qu'avec un modèle bien résolu. Un très bon modèle de *PSF* à haute résolution a été créé à partir de 1000 images du banc de test. Néanmoins cette méthode peut laisser des résidus dus aux limitations de précision du modèle et aussi dus au « *flat-field* » - moins grave dans le cas de données vol de CoRoT. Par contre elle est insensible aux discontinuités du signal, très efficace en temps de calcul, et surtout elle ne sur-corrige pas le signal scientifique. Sur la voie *EXO* elle peut être appliquée à la photométrie monochromatique.

- la méthode de décorrélation a besoin de  $10^5$  points photométriques pour atteindre la précision nécessaire sur la voie *ASTERO*. Cette méthode corrige l'effet du « *flat-field* » aussi bien que les effets du bord du masque, pourtant elle peut réduire le signal scientifique si ce dernier a la même fréquence et s'il est en phase avec le jitter. Une attention spéciale doit être portée sur le signal à traiter pour assurer la conformité des résultats. D'autres questions pratiques par rapport à cette méthode n'ont pas été abordées dans ces premières sections par souci de clarté. Néanmoins, des questions sur la continuité de la photométrie et le rapport entre le signal du jitter et le signal scientifique se posent. Nous y reviendrons dans le chapitre concernant les validations. Enfin, le temps de calcul va être conséquent pour plusieurs mois de données et la précision va dépendre de la plage de données choisie.

- la méthode du spectre intégré est bien moins sensible aux erreurs de modélisation que celle de *PSF* et constitue une solution robuste pour la correction chromatique de la voie *EXO*. Pour éviter des résidus trop importants sur les résultats de correction liés aux effets de bord, le masque doit être soigneusement défini.

Finalement, le jitter de chaque étoile de la voie *EXO* doit impérativement être connu à la seconde pour que l'échantillonnage de la photométrie ne limite pas la précision des résultats des corrections.

Une dernière conclusion qui ressort de ce chapitre est que l'ensemble des difficultés trouvées pendant le développement de ces méthodes - incertitudes des simulations ; masse de données à traiter ; méconnaissances de la vraie amplitude du jitter et autres manques de connaissance sur les données dans l'étape précédant le lancement - ont largement compliqué l'étape de développement, mais l'expérience issue de cette phase a été très efficacement utilisée après le lancement, comme on le verra dans le chapitre concernant les validations sur les données vol.



## 4 Reconstitution de la variation des barycentres

Le chapitre précédent a toujours considéré que l'on disposait du jitter échantillonné à la seconde associé à chaque cible des deux programmes scientifiques. De l'autre côté, pendant le chapitre d'introduction de cette thèse, il a été expliqué que l'on faisait la mesure bord de position de chaque cible de la voie *ASTERO* chaque seconde et que l'on ne la faisait pas pour les cibles de la voie *EXO*. Or, la correction photométrique du jitter a besoin de cette information pour les deux chaînes. De plus, la performance des corrections est intimement liée à la précision de ce jitter. Cela fait qu'il faut d'une part que nous reconstituions les déplacements des cibles de la voie *EXO*, et d'autre part que nous nous assurions de la précision des mesures réalisées sur la voie *ASTERO*.

Pour autant ce chapitre décrit la méthode de reconstitution de jitter développée pour les deux chaînes. Il montre comment faire pour déterminer les positions non mesurées des étoiles *EXO* aussi bien que pour redéterminer celles des étoiles *ASTERO*, car notamment pour les étoiles de  $mv > 8$ , la précision de mesure bord ne suffit pas pour les corrections photométriques.

### 4.1 Introduction

Prenons quelques mesures de barycentre *ASTERO* obtenues pendant le début de vie de l'instrument pour caractériser ses précisions en fonction de ses magnitudes:

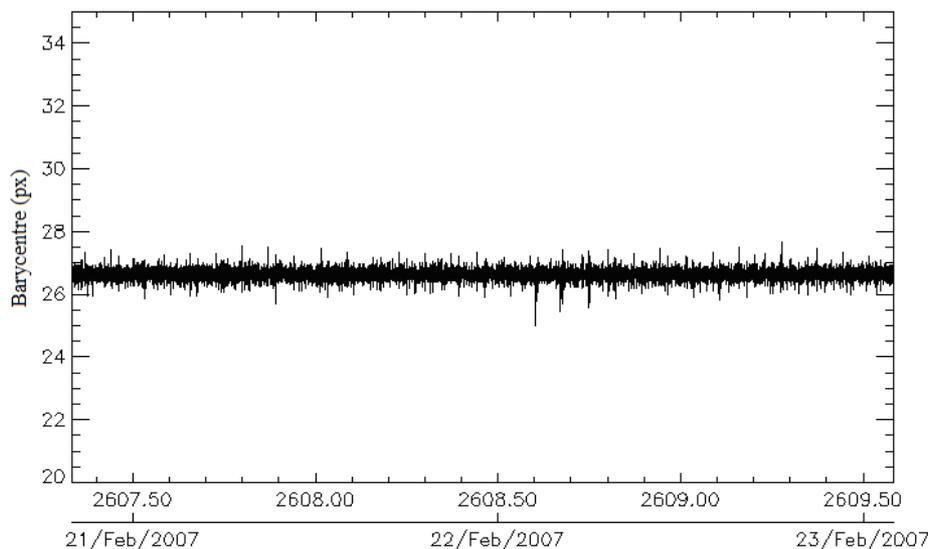


Figure 4-1 : Mesures bord du barycentre d'une étoile de  $mv = 5.45$ . Presque aucun effet des cosmiques sur ces mesures.

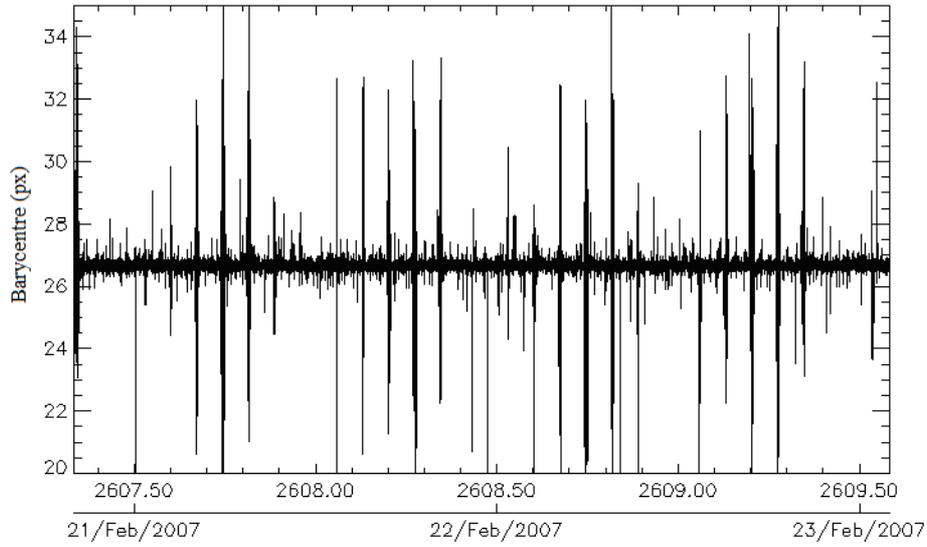


Figure 4-2 : Mesures bord du barycentre d'une étoile de  $mv = 9.36$ . Valeurs fortement bruitées à cause des cosmiques.

Une étoile très brillante est peu sensible aux impacts de particules, car ceux-ci ont, en général, une énergie moyenne faible par rapport à celle de l'étoile, même pendant la traversée de la SAA. Une étoile très faible (dans l'exemple  $mv = 9.36$ ) est fortement perturbée par les cosmiques même hors SAA. Les déplacements réels de cette étoile sont à peu de chose près identique à ceux de l'étoile brillante, c'est-à-dire,  $\mu = 26.7 \text{ px}$  et  $\sigma = \pm 0.15 \text{ px}$ . Or, les mesures directes étant bruitées ne nous donnent pas la bonne statistique. Alors, il faut obtenir l'information correcte autrement. Une façon de faire cela est à travers la reconstitution du bougé en utilisant seulement les mesures des étoiles brillantes. Le problème qui se pose est donc celui d'écrire la fonction :

$$(\Delta x_i(k), \Delta y_i(k))_{WIND} = f \left( \left( (x_1(k), y_1(k)), (x_2(k), y_2(k)), \dots, (x_n(k), y_n(k)) \right)_{WIND\_ASTERO} \right) \quad (4.1)$$

Où  $(x_l(k), y_l(k))_{WIND\_ASTERO}$  est la position mesurée de l'étoile  $l$  en repère *fenêtre* à l'instant  $k$  et  $n$  est le nombre total d'étoiles qui varie entre 2 et 10. Le nombre optimum étant à déterminer.  $(\Delta x_i(k), \Delta y_i(k))_{WIND}$  est le jitter reconstitué de l'étoile  $i$  à l'instant  $k$  en repère *fenêtre* de n'importe quel CCD, qu'il appartienne à la voie *ASTERO* ou à la voie *EXO*.

Néanmoins, pour simplifier le développement mathématique et diminuer le temps de calcul, nous allons diviser le problème de détermination de l'équation (4.1) en deux : la reconstitution de la ligne de visée du satellite à partir des barycentres *ASTERO* mesurés ; et le calcul du jitter *ASTERO* ou *EXO* à partir de la ligne de visée reconstituée.

Pour le calcul de la ligne de visée nous cherchons à écrire :

$$(\varphi(k), \theta(k), \psi(k))_{VISEE} = g \left( \left( (x_l(k), y_l(k)) \right)_{WIND\_ASTERO} \right) \quad (4.2)$$

Où  $(\varphi(k), \theta(k), \psi(k))_{VISEE}$  sont les angles de Cardan (lacet, tangage et roulis) à l'instant  $k$  et ils correspondent à l'erreur de pointage du satellite par rapport à sa consigne en repère de visée.

Et pour le calcul du jitter :

$$(\Delta x_i(k), \Delta y_i(k))_{WIND} = h\left((\varphi(k), \theta(k), \psi(k))_{VISEE}\right) \quad (4.3)$$

## 4.2 Méthode

Dans les prochaines sections, nous allons expliquer comment nous pouvons écrire les équations (4.2) et (4.3). La méthode développée ici s'appuie sur les documents Sebbag (1999), Boissard (2004) et Jorda et Perruchot (2004).

L'ensemble de repères utilisés dans ce problème est défini dans Boissard (2004). Un bref rappel est fait ci-dessus.

Les deux principaux repères liés au satellite pour nos calculs sont :

$R_S$  – repère *satellite*, utilisé par la plateforme,

$R_V$  – repère *de visée de référence* ou *instrument*, utilisé par le télescope pour décrire les angles de Cardan.

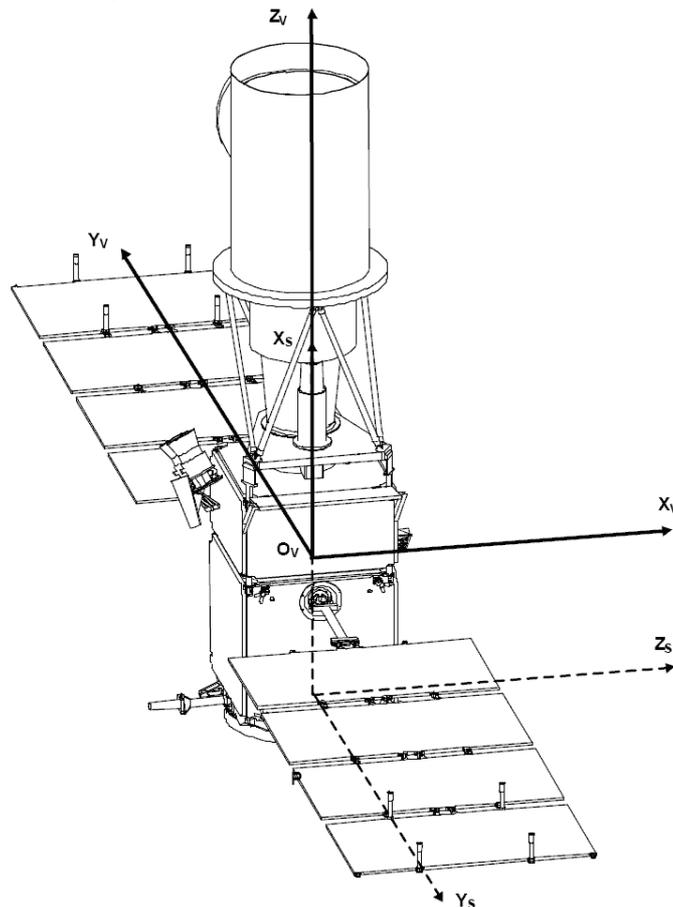


Figure 4-3 : Représentation du repère satellite  $R_S$  et du repère de visée  $R_V$ . Pour plus de détail sur la définition de chaque repère voir Boissard (2004).

Les repères liés au bloc focal du télescope sont les suivants :

$R_{BF}$  – repère *bloc focal* ;

$R_{4CCD}$  – repère *4CCD*, utilisé pour écrire le modèle linéaire d'écartométrie du télescope,

$R_{CCD}$  – repère *CCD*, utilisé pour la programmation du fenêtrage du logiciel vol,

$R_{WIND}$  – repère *fenêtre*, utilisé pour la programmation du fenêtrage du logiciel vol,

$R_{ZBF}$  – repère *Zemax bloc focal*, utilisé par le logiciel de simulation optique.

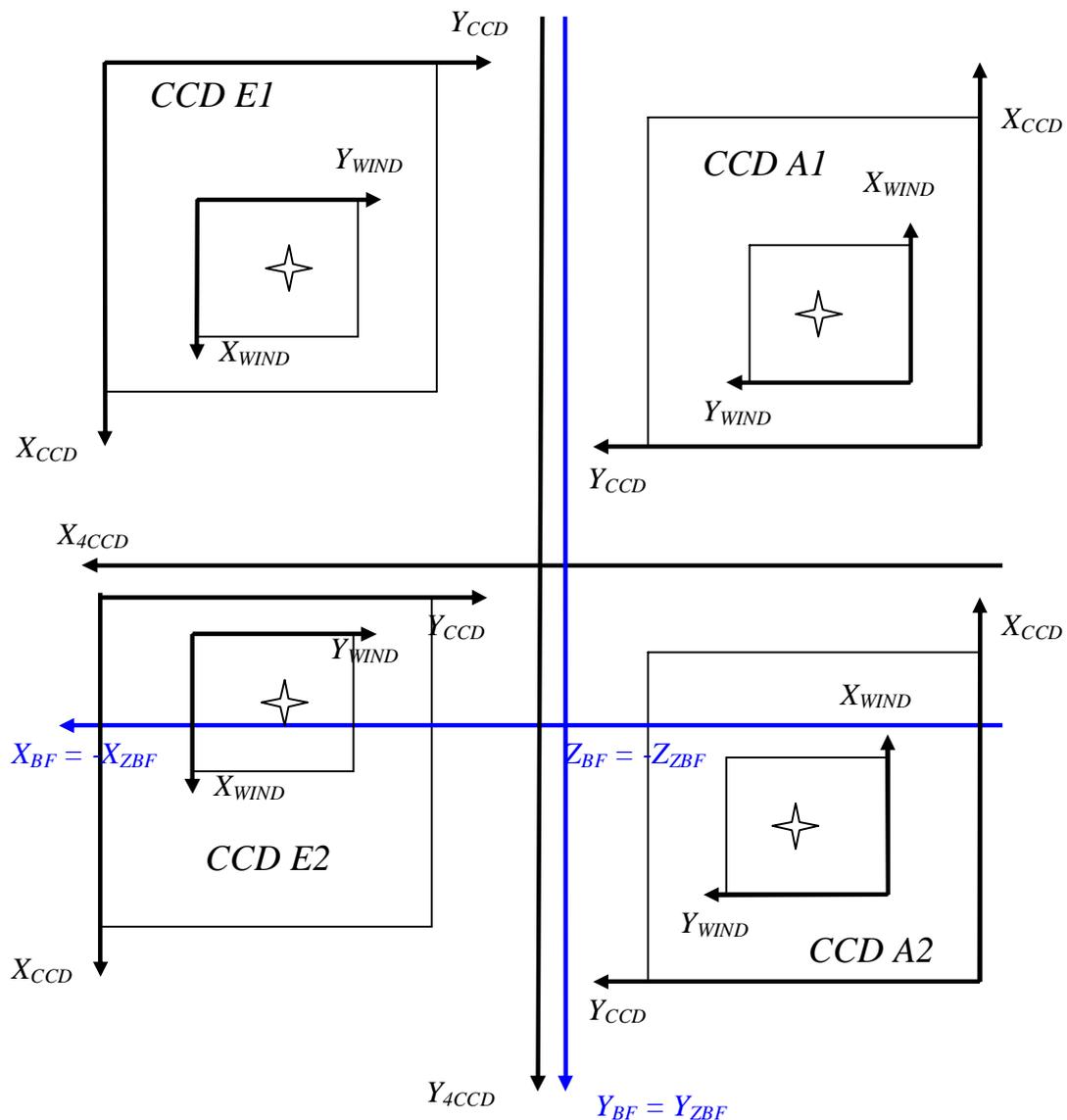


Figure 4-4 : Ensemble de repères CoRoT liés au bloc focal utilisé pour résoudre le problème de calcul du jitter. Pour plus de détail sur la définition de chaque repère voir Boisnard (2004).

Le montage des quatre sur le bloc focal *CCDs* sont affichés aussi sur les *Figures 2-9 et 2-10*.

Le rapport entre les repères liés au satellite et le bloc focal est montré ci-dessous :

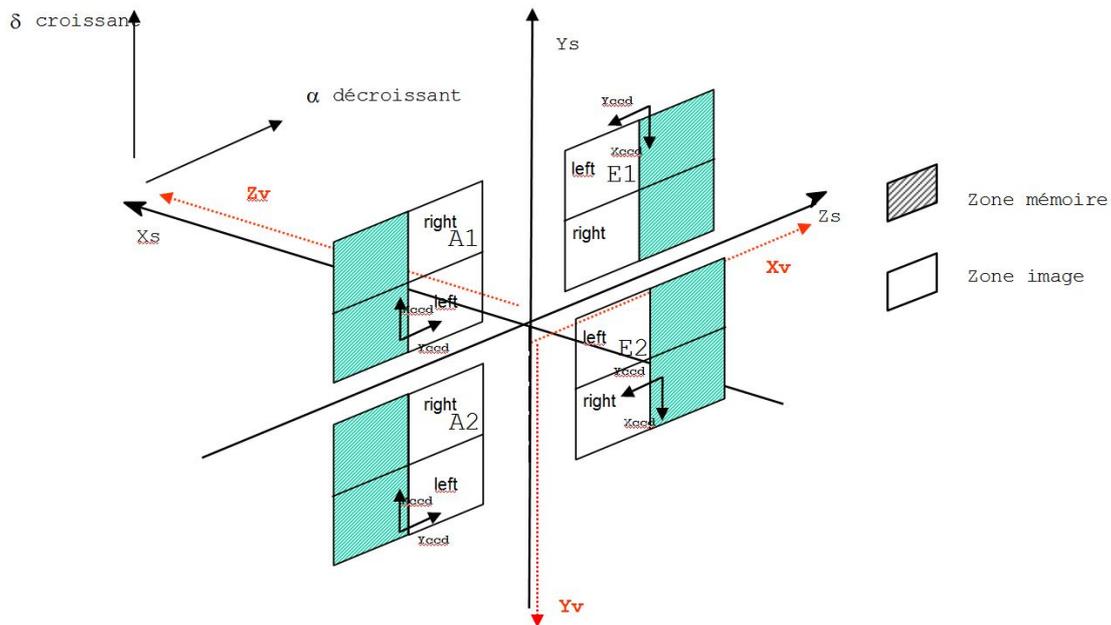


Figure 4-5 : Rapport entre les repères liés au satellite ( $R_S$  et  $R_V$ ) et le bloc focal.

C'est important de remarquer que le bloc focal fait un angle de  $1.2^\circ$  avec l'axe de visée  $Z_v$  de l'instrument, malgré le fait qu'il ne soit pas représenté sur la figure ci-dessus.

#### 4.2.1 Reconstitution de la ligne de visée à partir des barycentres de la voie asterosismologie

Tout d'abord nous abordons le problème de calculer l'évolution au fil du temps de la ligne de visée du satellite au sol par rapport à sa consigne de pointage.

Nous disposons de l'évolution temporelle du barycentre de chacune des dix étoiles *ASTERO* dans le repère *fenêtre* ( $R_{WIND}$ ). Comme il s'agit des mesures bord, elles sont bruitées par des cosmiques et par le bruit de photon, comme nous avons vu sur la *Figure 4-2*. En plus, leur précision dépend de la magnitude de chaque cible. Alors, l'utilisation de ces mesures doit se faire de façon rigoureuse.

La ligne de visée doit être décrite dans le repère de *visée* ( $R_V$ ), car c'est ce système là qui décrit les fluctuations d'attitude du satellite : le trio  $\varphi(k), \theta(k), \psi(k)$ .

Ces deux constats plus le besoin d'être performant sur la vitesse de calcul, vu qu'on le fera sur *150 jours* de données échantillonnées à *la seconde*, nous amène à choisir une approche basée sur la linéarisation autour des cibles. Cela est possible, car les déplacements des étoiles sont toujours petits ( $0.15 \text{ pixels}$  d'écart-type et  $1.5 \text{ pixels}$  d'excursion maximale, soit  $4.8 \text{ secondes d'arc}$  au maximum), c'est-à-dire, en petits angles et les positions des étoiles elles mêmes sont déjà très proches de  $0^\circ$  par rapport à

l'axe de visée. De plus, dans Sebbag (1999) il a été démontré qu'il n'y avait pas de perte significative de précision en utilisant un modèle linéaire.

Donc, d'un côté il faut que nous disposions de tous les points de mesure dans le même repère que notre solution et de l'autre côté il faut que nous résolvions un système d'équations basé sur un modèle linéaire de la géométrie CoRoT.

Passer du repère *fenêtre* au repère *de visée* ce n'est qu'une séquence de changement de repère donnée par les étapes suivantes :  $R_{WIND} \xrightarrow{(1)} R_{CCD} \xrightarrow{(2)} R_{BF} \xrightarrow{(3)} R_{ZBF} \xrightarrow{(4)} R_{ZE} \xrightarrow{(5)} R_V$ .

Les passages  $R_{ZBF} \xrightarrow{(4)} R_{ZE}$  et  $R_{ZE} \xrightarrow{(5)} R_V$  sont ceux qui posent problèmes. Le premier doit tenir compte de la distorsion optique provoqué par les miroirs et les lentilles du télescope. Le second correspond à une rotation entre deux repères, donc l'utilisation de soit une matrice de rotation, soit un quaternion de passage, ou bien une linéarisation autour d'un même vecteur décrit dans les différents repères. Comme nous venons de dire, la linéarisation sera la solution adoptée.

Nous décrivons ensuite chaque changement de repères.

**(1) Changement de repère  $R_{WIND} \rightarrow R_{CCD}$  :**

La Figure 4-6 nous montre la géométrie du passage :

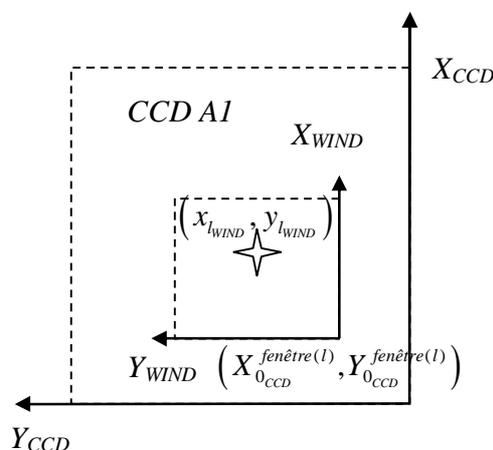


Figure 4-6 : Représentation des repères fenêtre et CCD de la voie ASTERO.

D'après la figure, valable aussi pour le CCD A2 :

$$\begin{pmatrix} x_{l_{CCD}} \\ y_{l_{CCD}} \end{pmatrix}_{ASTERO} = \begin{pmatrix} x_{l_{WIND}} + X_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)} \\ y_{l_{WIND}} + Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)} \end{pmatrix}_{ASTERO} \quad (4.4)$$

Où  $(X_{l_{WIND}}, Y_{l_{WIND}})$  est l'origine en *pixels* de la fenêtre étoile de l'étoile  $l$  pour n'importe quel CCD ASTERO.  $(x_{l_{CCD}}, y_{l_{CCD}})$  sont donnés en *pixels*.

**(2) Changement de repère  $R_{CCD} \rightarrow R_{BF}$  :**

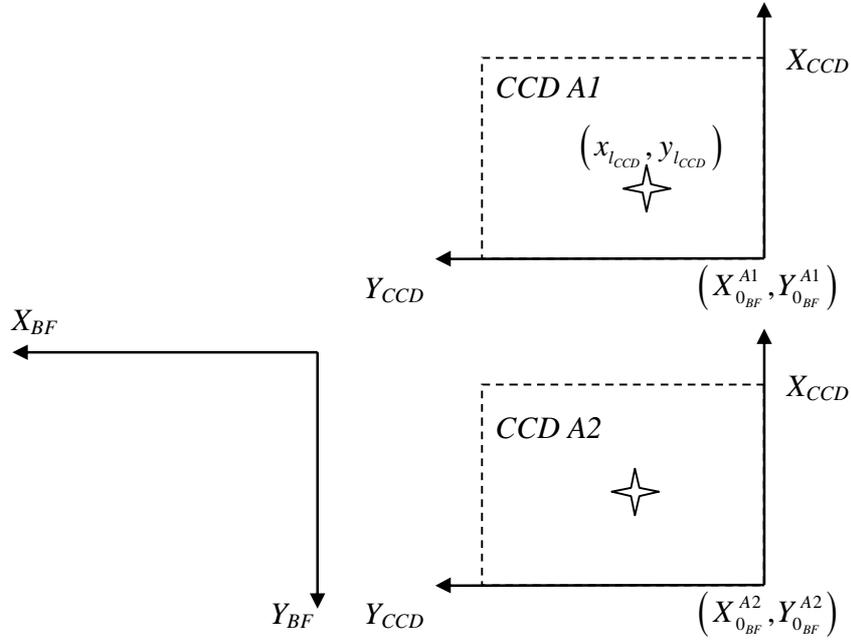


Figure 4-7 : Représentation des repères CCD de la voie ASTERO et bloc focal.

Si on néglige la rotation de chaque CCD pendant leur intégration sur le bloc focal par rapport aux axes du repère *bloc focal* (erreur plus petit que le millième de pixel), on obtient pour le *CCD A1* :

$$\begin{pmatrix} x_{l_{BF}} \\ y_{l_{BF}} \end{pmatrix}_{ASTERO} = \begin{pmatrix} y_{l_{CCD}} \cdot px2mm + X_{0_{BF}}^{A1} \\ -x_{l_{CCD}} \cdot px2mm + Y_{0_{BF}}^{A1} \end{pmatrix}_{ASTERO}$$

Et pour le *CCD A2* :

$$\begin{pmatrix} x_{l_{BF}} \\ y_{l_{BF}} \end{pmatrix}_{ASTERO} = \begin{pmatrix} y_{l_{CCD}} \cdot px2mm + X_{0_{BF}}^{A2} \\ -x_{l_{CCD}} \cdot px2mm + Y_{0_{BF}}^{A2} \end{pmatrix}_{ASTERO}$$

Alors, l'équation générale qui permet de passer de  $R_{CCD}$  à  $R_{BF}$  est :

$$\begin{pmatrix} x_{l_{BF}} \\ y_{l_{BF}} \end{pmatrix}_{ASTERO} = \begin{pmatrix} y_{l_{CCD}} \cdot px2mm + X_{0_{BF}}^{ccdA} \\ -x_{l_{CCD}} \cdot px2mm + Y_{0_{BF}}^{ccdA} \end{pmatrix}_{ASTERO} \quad (4.5)$$

Où  $(X_{0_{BF}}^{ccdA}, Y_{0_{BF}}^{ccdA}) = \begin{cases} (X_{0_{BF}}^{A1}, Y_{0_{BF}}^{A1}) \rightarrow CCD A1 \\ (X_{0_{BF}}^{A2}, Y_{0_{BF}}^{A2}) \rightarrow CCD A2 \end{cases}$  et  $px2mm$  est la constante de passage des pixels aux millimètres, soit  $13.5 \times 10^{-3} \text{ mm} / px$ .

**(3) Changement de repère :  $R_{BF} \rightarrow R_{ZBF}$**

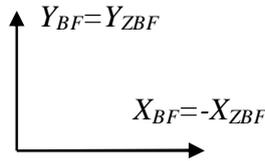


Figure 4-8 : Représentation des repères bloc focal et Zemax bloc focal.

$$\begin{pmatrix} x_{l_{ZBF}} \\ y_{l_{ZBF}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -x_{l_{BF}} \\ y_{l_{BF}} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Où  $(x_{l_{ZBF}}, y_{l_{ZBF}})$  sont obtenus en *mm*.

Jusque-là, de façon simplifiée, les passages de (1) à (3) pour une étoile *l* ASTERO à l'instant *k* se font par l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} x_{l_{ZBF}}(k) \\ y_{l_{ZBF}}(k) \end{pmatrix}_{ASTERO} = \begin{pmatrix} -(y_{l_{WIND}}(k) + Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)}) \cdot px2mm - X_{0_{BF}}^{ccdA} \\ -(x_{l_{WIND}}(k) + X_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)}) \cdot px2mm + Y_{0_{BF}}^{ccdA} \end{pmatrix}_{ASTERO} \quad (4.7)$$

**(4) Changement de repère  $R_{ZBF} \rightarrow R_{ZE}$  :**

Ce passage de repère tient compte de la distorsion optique créée par l'instrument. Il décrit le point d'impact sur le bloc focal en termes des angles d'incidence du faisceau de lumière  $(\alpha_{X_{ZE}}, \alpha_{Y_{ZE}})$ . La figure suivante montre la géométrie du passage :

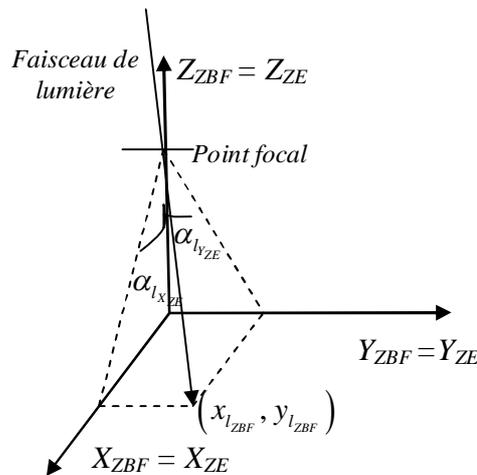


Figure 4-9 : Représentation des repères Zemax bloc focal et Zemax d'entrée.

Ce passage a été modélisé par l'équipe optique du LAM (Jorda et Perruchot, 1999). Il a été convenu l'utilisation d'une approximation polynomiale pour l'exécuter. Cet approximation est donné par :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{l_{xZE}} \\ \alpha_{l_{yZE}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{j=0}^J \sum_{k=0}^K IS_{X,kj} \cdot x_{l_{ZBF}}^k \cdot y_{l_{ZBF}}^j \\ \sum_{j=0}^J \sum_{k=0}^K IS_{Y,kj} \cdot x_{l_{ZBF}}^k \cdot y_{l_{ZBF}}^j \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Où  $IS$  (INVERSE SIMO) sont les coefficients de distorsion de la voie *ASTERO* dans le sens inverse (projection du *CCD* vers l'espace). On précise que l'impact provient du rayon principal (passant par le centre de la pupille) à la longueur d'onde choisie et ne correspondent pas au barycentre de la tache polychromatique. Cela veut dire que le barycentre peut être décalé par rapport au point d'impact d'un rayon à  $650 \text{ nm}$  passant par le centre de la pupille. La cause du décalage vient de ce que la *PSF* n'a pas la symétrie de révolution.

Des simulations réalisées montre qui le polynôme de troisième degré suffit en termes de précision. L'équation (4.8) devient donc :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{l_{xZE}} \\ \alpha_{l_{yZE}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 IS_{X,kj} \cdot x_{l_{ZBF}}^k \cdot y_{l_{ZBF}}^j \\ \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 IS_{Y,kj} \cdot x_{l_{ZBF}}^k \cdot y_{l_{ZBF}}^j \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Où  $x_{ZBF}$  et  $y_{ZBF}$  sont donnés en *mm* et  $\alpha_{l_{xZE}}$  et  $\alpha_{l_{yZE}}$  sont donnés en *degrés*.

##### (5) Changement de repère $R_{ZE} \rightarrow R_V$ :

Maintenant on calcule les angles d'incidence obtenus précédemment pour le repère  $R_{ZE}$  dans le repère de visée  $R_V$ .

Le repère *Zemax d'entrée* a son axe  $Z$  parallèle à l'axe des paraboles (« axe commun aux paraboles » dans Boisnard, 2004) mais dirigé du ciel vers l'instrument. Il s'écarte d'environ  $\alpha_{X_0} = 0.0007^\circ$  et  $\alpha_{Y_0} = 0.9919^\circ$  de l'axe  $Z$  du repère  $R_V$  en tournant autour de l'axe  $X$  de ce même repère :

$$\begin{pmatrix} \psi_{l_x} \\ \psi_{l_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{l_{xZE}} - \alpha_{X_0} \\ \alpha_{Y_0} - \alpha_{l_{yZE}} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Pour obtenir la description cartésienne des angles d'incidence on prend ces tangentes, conforme la figure ci-après :

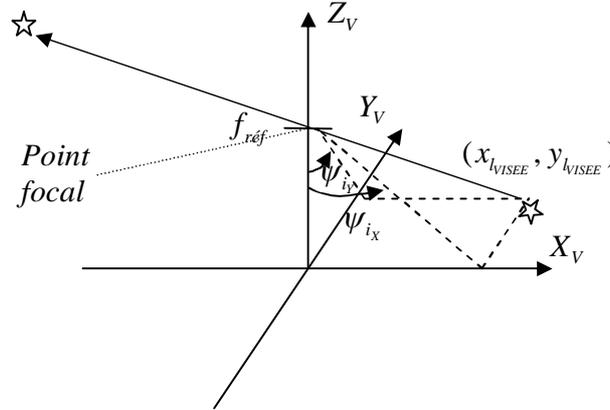


Figure 4-10 : Représentation des angles d'incidence dans le repère de visée.

$$\begin{pmatrix} x_{I_{VISEE}} \\ y_{I_{VISEE}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{réf} \cdot \tan \psi_{i_x} \\ f_{réf} \cdot \tan \psi_{i_y} \end{pmatrix}$$

Jusque-là en combinant toutes les équations à partir de (4.4) valable pour tous les instants  $k$ , on obtient :

$$\begin{pmatrix} x_{I_{VISEE}}(k) \\ y_{I_{VISEE}}(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{réf} \cdot \tan(\alpha_{I_{XZE}}(k) - \alpha_{X_0}) \\ f_{réf} \cdot \tan(\alpha_{Y_0} - \alpha_{I_{YZE}}(k)) \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Où  $\alpha_{I_{XZE}}(k) = \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 IS_{X,kj} \cdot \left( -(y_{I_{WIND}}(k) + Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)}) \cdot px2mm - X_{0_{BF}}^{ccdA} \right)^k \cdot \left( -(x_{I_{WIND}}(k) + X_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)}) \cdot px2mm + Y_{0_{BF}}^{ccdA} \right)^j$

et  $\alpha_{I_{YZE}}(k) = \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 IS_{Y,lkj} \cdot \left( -(y_{I_{WIND}}(k) + Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)}) \cdot px2mm - X_{0_{BF}}^{ccdA} \right)^k \cdot \left( -(x_{I_{WIND}}(k) + X_{0_{CCD}}^{fenêtre(l)}) \cdot px2mm + Y_{0_{BF}}^{ccdA} \right)^j$ .

Malgré l'apparente complexité de l'équation (4.11), le temps de calcul est faible pour une machine au sol. Cette équation tient compte de la distorsion optique de façon plus précise que celle qui est utilisée en vol. En plus, cette équation nous dit comment traduire un déplacement sur n'importe quel CCD ASTERO en déplacement sur le repère *de visée*, comme nous le voulions au début de cette section. Maintenant il ne nous reste qu'à traduire les variations de déplacements cartésiens  $(\Delta x_{I_{VISEE}}, \Delta y_{I_{VISEE}})$  en variations d'angles de Cardan dans ce même repère.

Quand on parle de la mesure des variations d'angles de Cardan, on parle de l'écartométrie, car c'est une mesure de l'écart de la position du satellite par rapport à sa position de consigne que nous voulons. CoRoT est un instrument qui fait partie de la boucle d'asservissement d'attitude en tant que capteur de position dû à sa précision astrométrique, ce qui permet d'améliorer la qualité de l'information reçu par le SCAO (Système de contrôle d'attitude et d'orbite) de la plateforme PROTEUS. Cela nous permet de réaliser les performances de pointage scientifique.

L'écartométrie est basé sur un modèle linéaire de rotation et translation d'un vecteur étoile vraie par rapport à un vecteur étoile mesurée en repère *de visée*, entre autres linéarisations. Et à cause des limitations du logiciel vol, l'écartométrie ne s'applique qu'à deux étoiles. Par contre, au sol, on n'a pas les contraintes du DPU de

CoRoT. Nous pouvons donc généraliser le modèle linéaire d'écartométrie à  $n$  étoiles et ne garder que la linéarisation de translation et de rotation de champ.

Le travail se résume maintenant à écrire la fonction  $(\varphi(k), \theta(k), \psi(k))_{VISEE} = f\left(\left(\Delta x_l(k), \Delta y_l(k)\right)_{VISEE\_ASTERO}\right)$  et résoudre le système d'équations que l'on obtient, car comme les mesures des barycentres sont affectées d'une erreur aléatoire de lecture liée au bruit de photon, il est impératif d'utiliser plusieurs étoiles pour calculer la ligne de visée.

Nous faisons l'hypothèse que les effets élastiques de l'instrument sont négligeables, cela veut dire qu'en moyenne les déplacements de chacune des dix étoiles peuvent être reconstitués par simple géométrie à partir de la connaissance de la ligne de visée.

Pour une raison historique, nous allons utiliser un repère non officiel du projet défini dans Sebbag (1999). Ce repère a été utilisé dans plusieurs documents, y compris dans le codage du logiciel vol et du modèle de validation sol. Des changements de signe seront nécessaires à la fin des calculs pour enlever cette nuance et conduire aux bons résultats liés aux repères du projet.

On définit donc un repère tridimensionnel associé au senseur comme suit :

$Z_{SENSEUR}$  est la normale au CCDs dirigée vers l'espace ;

$X_{SENSEUR}$  et  $Y_{SENSEUR}$  sont dans le plan des CCDs asterosismologie ;

$O_{SENSEUR}$  coïncide avec celle du repère de visée.

En réalité nous pouvons voir le repère *senseur* comme le repère *de visée* (ou même le repère *satellite*) avec ses axes changés et une rotation de  $1.2^\circ$  autour de  $X_V$ .

La figure suivante illustre la similarité entre ses repères :

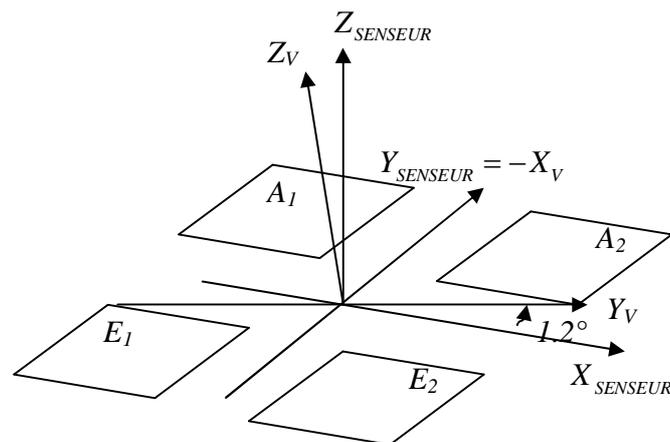


Figure 4-11 : Illustration du repère senseur par rapport au repère de visée.

A partir de là nous allons oublier le repère *de visée*, et nous allons associer à chaque étoile  $l$  un vecteur normalisé  $W_l$  en repère senseur qui correspond à la mesure de position à l'instant  $k$ . Au même temps nous allons définir le repère *de consigne* qui est simplement la rotation du repère *senseur*. Cela est nécessaire, car nous avons besoin de décrire, pour la même étoile  $l$ , quel est sa position de consigne. Pour autant nous allons

aussi lui associer un vecteur normalisé  $V_l$  en repère consigne. La figure ci-après illustre le raisonnement :

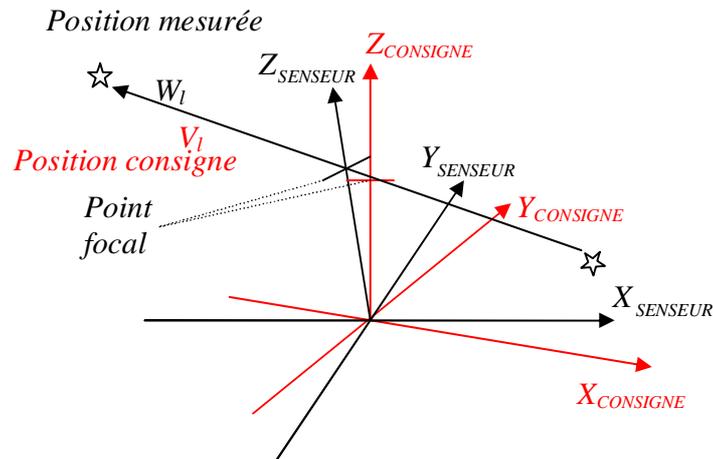


Figure 4-12 : Ensemble de repères pour écrire l'écartométrie.

C'est cet ensemble de repères et vecteur que nous allons utiliser pour écrire l'écartométrie.

On écrit maintenant le vecteur position mesurée d'une étoile  $l$  en repère senseur :

$$W_{l_{SENSEUR}} = \begin{pmatrix} w_{l_x} \\ w_{l_y} \\ w_{l_z} \end{pmatrix}_{SENSEUR} \quad (4.12)$$

Ce vecteur étant normalisé, la relation suivante est valable :

$$\sqrt{w_{l_x}^2 + w_{l_y}^2 + w_{l_z}^2} = 1 \quad (4.13)$$

De l'autre côté, par trigonométrie, nous pouvons en tirer la relation suivante pour une étoile placée à l'infini :

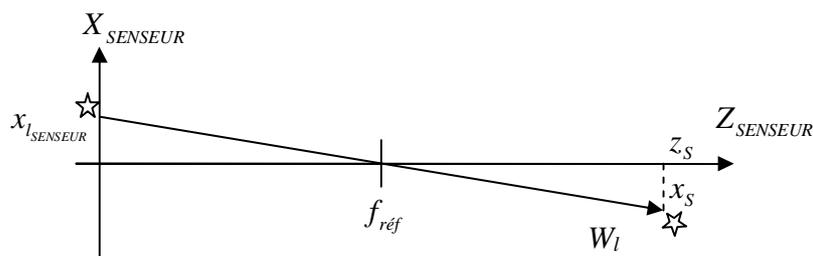


Figure 4-13 : Illustration trigonométrique du calcul de la composante du vecteur position mesurée.

$$\frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}} = \frac{-x_s}{z_s - f_{réf}} \approx -\frac{x_s}{z_s}$$

Donc :

$$x_{l_{SENSEUR}} = -f_{réf} \cdot \frac{x_S}{z_S} = -f_{réf} \cdot \frac{w_{l_x}}{w_{l_z}} \quad (4.14)$$

De la même façon, on obtient l'équation de l'axe y :

$$y_{l_{SENSEUR}} = -f_{réf} \cdot \frac{y_S}{z_S} = -f_{réf} \cdot \frac{w_{l_y}}{w_{l_z}} \quad (4.15)$$

Les équations (4.13), (4.14) et (4.15) forment un système de trois équations à trois inconnues. La résolution de ce système nous donne alors :

$$w_{l_x} = - \frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2}}$$

$$w_{l_y} = - \frac{y_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2}}$$

$$w_{l_z} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2}}$$

Et finalement :

$$W_{l_{SENSEUR}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}}\right)^2}} \begin{pmatrix} -\frac{x_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}} \\ -\frac{y_{l_{SENSEUR}}}{f_{réf}} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

En utilisant la même procédure dans le repère de consigne, on écrit le vecteur position de consigne de la même étoile  $l$  :

$$V_{l_{CONSIGNE}} = \begin{pmatrix} v_{l_x} \\ v_{l_y} \\ v_{l_z} \end{pmatrix}_{CONSIGNE} \quad (4.17)$$

Et en fonction des positions des consignes sur le plan des CCDs :

$$V_{l_{CONSIGNE}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_{l_{CONSIGNE}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{l_{CONSIGNE}}}{f_{réf}}\right)^2}} \begin{pmatrix} -\frac{x_{l_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} \\ -\frac{y_{l_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

La restitution d'attitude, ou écartométrie, consiste à estimer les écarts angulaires entre le repère *senseur* et le repère *de consigne*. Cela se fait par le biais des angles de Cardan :

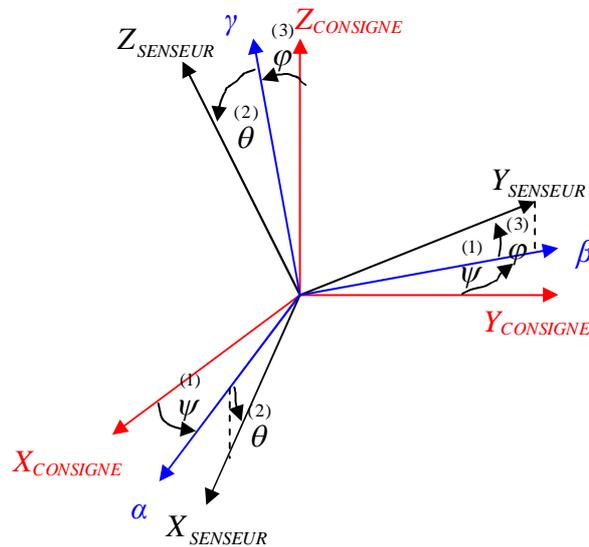


Figure 4-14 : Représentation de la rotation entre les repères de consigne et senseur à travers les angles de Cardan.

Ce passage se fait dans la convention suivante :

$$R_{CONSIGNE} \xrightarrow[(1)]{\psi Z_{CONSIGNE}} R' \xrightarrow[(2)]{\theta \beta} R'' \xrightarrow[(3)]{\phi \alpha} R_{SENSEUR}$$

Cela veut dire que  $\psi$  est le lacet,  $\theta$  est le tangage et  $\phi$  est le roulis.

On cherche donc à écrire la matrice de rotation telle que :

$$W_{l_{SENSEUR}} = M_R \cdot V_{l_{CONSIGNE}} \quad (4.19)$$

Cette matrice de rotation, bien connue dans la littérature, est :

$$M_R = \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \theta & \sin \psi \cos \theta & -\sin \theta \\ \cos \psi \sin \theta \sin \phi - \sin \psi \cos \phi & \sin \psi \sin \theta \sin \phi + \cos \psi \cos \phi & \cos \theta \sin \phi \\ \cos \psi \sin \theta \cos \phi + \sin \psi \sin \phi & \sin \psi \sin \theta \cos \phi - \cos \psi \sin \phi & \cos \theta \cos \phi \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Evidemment le système non linéaire (4.19) avec  $M_R$  décrit par (4.20) demande un énorme effort mathématique et de machine pour être résolu. Alors, nous allons réécrire  $M_R$  avec le développement de Taylor de premier ordre (approximations petits angles). Dans cette approximation le problème est indépendant de l'ordre dans lequel on fait les diverses rotations :

$$M_{R_{linéaire}} = \begin{pmatrix} 1 & \psi & -\theta \\ -\psi & 1 & \varphi \\ \theta & -\varphi & 1 \end{pmatrix}$$

Ainsi nous pouvons écrire :

$$W_{I_{SENSEUR}} = \begin{pmatrix} 1 & \psi & -\theta \\ -\psi & 1 & \varphi \\ \theta & -\varphi & 1 \end{pmatrix} \cdot V_{I_{CONSIGNE}} \quad (4.21)$$

Il existe quelques façons de résoudre le problème linéaire de l'équation (4.21). Sebbag (1999) a montré qu'en présence de bruit, la méthode par moindres carrés s'avérait une bonne solution sans pour autant engendrer d'erreur résiduelle importante pour CoRoT. En plus, nous pouvons après ajouter la variation de la focale. Nous allons donc réécrire le système (4.21) pour pouvoir le résoudre. En substituant (4.12) et (4.17) en (4.21), on obtient :

$$\begin{pmatrix} w_{l_x} \\ w_{l_y} \\ w_{l_z} \end{pmatrix}_{SENSEUR} = \begin{pmatrix} 1 & \psi & -\theta \\ -\psi & 1 & \varphi \\ \theta & -\varphi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{l_x} \\ v_{l_y} \\ v_{l_z} \end{pmatrix}_{CONSIGNE}$$

Ce qui nous donne :

$$\frac{w_{l_x}}{w_{l_z}} = \frac{v_{l_x} + \psi \cdot v_{l_y} - \theta \cdot v_{l_z}}{\theta \cdot v_{l_x} - \varphi \cdot v_{l_y} + v_{l_z}}$$

$$\frac{w_{l_y}}{w_{l_z}} = \frac{-\psi \cdot v_{l_x} + v_{l_y} + \varphi \cdot v_{l_z}}{\theta \cdot v_{l_x} - \varphi \cdot v_{l_y} + v_{l_z}}$$

Après quelques manipulations du terme de droite, on arrive à :

$$\frac{w_{l_x}}{w_{l_z}} - \frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} = \varphi \cdot \frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} - \theta \cdot \left( 1 + \frac{v_{l_x}^2}{v_{l_z}^2} \right) + \psi \cdot \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}}$$

$$\frac{w_{l_y}}{w_{l_z}} - \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} = \varphi \cdot \left( 1 + \frac{v_{l_y}^2}{v_{l_z}^2} \right) - \theta \cdot \frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} - \psi \cdot \frac{v_{l_x}}{v_{l_z}}$$

Du côté gauche, cela revient à un calcul de variation de position :

$$\frac{w_{l_x}}{w_{l_z}} - \frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} = \frac{x_{I_{SENSEUR}}}{f_{réf}} - \frac{x_{I_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} = \frac{\Delta x_l}{f_{réf}}$$

$$\frac{w_{l_y}}{w_{l_z}} - \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} = \frac{y_{I_{SENSEUR}}}{f_{réf}} - \frac{y_{I_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} = \frac{\Delta y_l}{f_{réf}}$$

Finalement la variation de position des vecteurs en fonction de  $(\varphi(k), \theta(k), \psi(k))_{SENSEUR}$  vaut :

$$\begin{pmatrix} \frac{\Delta x_l(k)}{f_{réf}} \\ \frac{\Delta y_l(k)}{f_{réf}} \end{pmatrix}_{SENSEUR} = \begin{pmatrix} \frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} & -(1 + \frac{v_{l_x}^2}{v_{l_z}^2}) & \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} \\ (1 + \frac{v_{l_y}^2}{v_{l_z}^2}) & -\frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} & -\frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi(k) \\ \theta(k) \\ \psi(k) \end{pmatrix}_{SENSEUR} \quad (4.22)$$

Cette équation est du type  $Y = K.X$  et, en présence d'erreur de mesure, se résout par moindres carrés à travers la solution moindre carré  $X = (K^T.K)^{-1}.K^T.Y$ .

La méthode des moindres carrés permet d'intégrer des inconnues supplémentaires telles que la fluctuation de la distance focale, moyennant une adaptation des équations de mesure. On définit alors la variation de la distance focale estimée ( $\delta f$ ) :

$$\delta f = \frac{f_{est} - f_{réf}}{f_{réf}} \quad (4.23)$$

Où  $f_{est}$  est la distance focale estimée.

Si  $\delta f \ll 1$ , on établit les équations suivantes pour chaque étoile  $l$  :

$$\begin{pmatrix} \frac{\Delta x_l(k)}{f_{réf}} \\ \frac{\Delta y_l(k)}{f_{réf}} \end{pmatrix}_{SENSEUR} = \begin{pmatrix} \frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} & -(1 + \frac{v_{l_x}^2}{v_{l_z}^2}) & \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} & \frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} \\ (1 + \frac{v_{l_y}^2}{v_{l_z}^2}) & -\frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} & -\frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} & \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi(k) \\ \theta(k) \\ \psi(k) \\ \delta f(k) \end{pmatrix}_{SENSEUR} \quad (4.24)$$

La solution de (4.24), un système linéaire du type  $Y = K.X$ , qui minimise le critère :

$$C = \sum \left( \left( \frac{x_{l_{SENSEUR}} - x_{l_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} \right)^2 + \left( \frac{y_{l_{SENSEUR}} - y_{l_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} \right)^2 \right) \quad (4.25)$$

est donnée par une inversion du type  $X = (K^T.K)^{-1}.K^T.Y$ , c'est-à-dire :

$$\begin{pmatrix} \varphi(k) \\ \theta(k) \\ \psi(k) \\ \delta f(k) \end{pmatrix}_{SENSEUR} = \left[ \sum_l (\dots J_l^T \dots) \cdot \begin{pmatrix} \vdots \\ J_l \\ \vdots \end{pmatrix} \right]^{-1} \cdot \sum_l (\dots J_l \dots)^T \cdot \begin{pmatrix} \frac{\Delta x_l(k)}{f_{réf}} \\ \frac{\Delta y_l(k)}{f_{réf}} \end{pmatrix}_{SENSEUR} \quad (4.26)$$

Où  $J_l$  sera dite la jacobienne avec pour valeur :  $J_l = \begin{pmatrix} \frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} & -(1 + \frac{v_{l_x}^2}{v_{l_z}^2}) & \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} & \frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} \\ (1 + \frac{v_{l_y}^2}{v_{l_z}^2}) & -\frac{v_{l_x} \cdot v_{l_y}}{v_{l_z}^2} & -\frac{v_{l_x}}{v_{l_z}} & \frac{v_{l_y}}{v_{l_z}} \end{pmatrix}$ .

$$\begin{pmatrix} v_{l_x} \\ v_{l_y} \\ v_{l_z} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_{l_{CONSIGNÉ}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{l_{CONSIGNÉ}}}{f_{réf}}\right)^2}} \begin{pmatrix} -\frac{x_{l_{CONSIGNÉ}}}{f_{réf}} \\ -\frac{y_{l_{CONSIGNÉ}}}{f_{réf}} \\ 1 \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} \Delta x_l(k) \\ \Delta y_l(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{l_{SENSEUR}}(k) - x_{l_{CONSIGNÉ}} \\ y_{l_{SENSEUR}}(k) - y_{l_{CONSIGNÉ}} \end{pmatrix}.$$

La focale estimée vaut :

$$f_{est} = (\delta f + 1) \cdot f_{réf}$$

Où  $f_{réf} = 1.2 \text{mètres}$ .

Le résultat ci-dessus doit être ramené à un vrai repère CoRoT. Pour cela, nous allons utiliser le repère de visée. Si nous revenons à la *Figure 4-11*, on voit que le bloc focal n'est pas aligné avec l'axe de visée de l'instrument ( $Z_{SENSEUR} \neq Z_V$ ), mais nous pouvons quand même établir la relation entre ces deux repères. Par contre, pour simplifier cela, nous allons faire une approximation subtile : nous allons négliger la rotation autour de l'axe  $X_V$  et dire que ces deux repères se confondent. Cela est possible, car même si cela représente une mauvaise estimation de valeur absolue de position, l'impact sur l'estimation de la variation de position est négligeable.

Avec la bonne définition de repères CoRoT, on alimente les équations à partir de :

$$\begin{pmatrix} x_{l_{SENSEUR}}(k) \\ y_{l_{SENSEUR}}(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_{l_{VISEE}}(k) \\ -x_{l_{VISEE}}(k) \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

Et la solution finale est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \varphi \\ \theta \\ \psi \\ \delta f \end{pmatrix}_{VISEE} = \begin{pmatrix} -\theta \\ \varphi \\ \psi \\ \delta f \end{pmatrix}_{SENSEUR} \quad (4.28)$$

La solution du système linéaire (4.26) est intimement dépendante du calcul du couple  $(x_{l_{CONSIGNÉ}}, y_{l_{CONSIGNÉ}})$ , car ceci ne peut être connu que par application du modèle géométrique de prise de vue ou par mesure directe sur les données vol de barycentres des cibles. Quel que soit la méthode, l'erreur d'estimation reste à analyser. Nous reviendrons sur ce point pendant les validations avec les données vol.

Une possibilité d'amélioration de la précision de la solution du système linéaire se fait au travers de l'utilisation d'une pondération. En effet, si nous substituons le critère

d'optimisation (4.25) par le critère  $C = \sum \left( \left( \frac{x_{l_{SENSEUR}} - x_{l_{CONSIGNÉ}}}{f_{réf} \cdot \sigma_{\Delta x_l}} \right)^2 + \left( \frac{y_{l_{SENSEUR}} - y_{l_{CONSIGNÉ}}}{f_{réf} \cdot \sigma_{\Delta y_l}} \right)^2 \right)$ ,

c'est-à-dire, si l'on pondère les mesures par leur précision, nous devons trouver des meilleurs résultats d'estimation. Cette solution n'a pas été implémentée par ce travail à cause de manque de temps, et reste une possibilité d'évolution de l'algorithme dans le futur.

Finalement la méthode d'inversion utilisée dans ce travail est la factorisation QR.

#### 4.2.2 Reconstitution du jitter de la voie exoplanètes à partir de la ligne de visée

Une fois que l'on connaît la ligne de visée, il faut calculer les déplacements des étoiles de la voie exoplanètes. Nous allons utiliser un processus qui est à peu près l'inverse de celui que nous avons utilisé dans la section précédente.

La philosophie de calcul choisie pour la chaîne de réduction de données  $N_0 \rightarrow N_1$  nous impose notre plus forte contrainte : les calculs doivent être très rapides, car on recalcule le jitter à partir de la ligne de visée calculé avec la voie *ASTERO* à chaque fois que l'on traite une courbe de lumière  $N_0$ . Il faut faire ce calcul sur 12000 étoiles. La conséquence c'est que nous allons éviter tous les calculs trop longs. Alors, autant que possible, nous allons préférer l'utilisation de modèles linéaires.

Nous commençons par le calcul du point d'impact d'une étoile *EXO* (définie par ses coordonnées équatoriales) sur le repère de visée  $R_V$  du satellite. Pour définir de façon précise la valeur absolue du point d'impact, nous pouvons effectuer le passage soit par une matrice de rotation soit par un quaternion. Etant donné que ce deuxième est beaucoup plus rapide en temps de calcul nous le choisissons.

On définit  $(\alpha_i^c, \delta_i^c)$  les coordonnées équatoriales catalogue d'une étoile  $i$  dans le repère  $R_{EQU}$  et  $(x_{i_{VISEE}}^c, y_{i_{VISEE}}^c, z_{i_{VISEE}}^c)$  les coordonnées de cette même étoile en repère  $R_V$  conforme la figure ci-dessous :

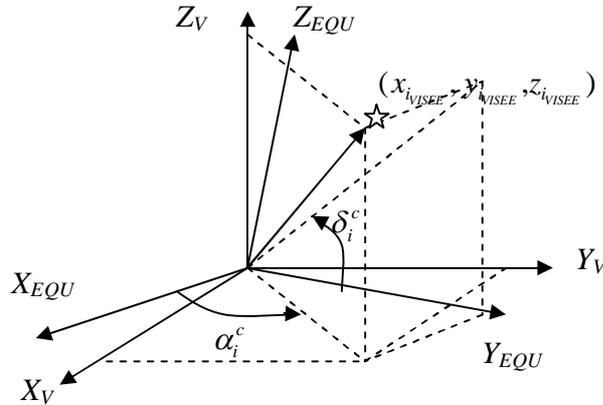


Figure 4-15 : Représentation des repères équatorial et instrument.

A l'aide des quaternions on fait le passage  $R_{EQU} \rightarrow R_V$  :

$$q_S(R_V) = q(R_{EQU} \rightarrow R_V) \cdot q_S(R_{EQU}) \cdot q^{-1}(R_{EQU} \rightarrow R_V) = [0; x_{i_{VISEE}}^c; y_{i_{VISEE}}^c; z_{i_{VISEE}}^c]$$

Où  $q_S(R_{EQU}) = [0; \cos \delta_i^c \cdot \cos \alpha_i^c; \cos \delta_i^c \cdot \sin \alpha_i^c; \sin \delta_i^c]$

$$\begin{pmatrix} \psi_{i_x} \\ \psi_{i_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tan^{-1} \frac{x_{i_{VISEE}}^c}{z_{i_{VISEE}}^c} \\ \tan^{-1} \frac{y_{i_{VISEE}}^c}{z_{i_{VISEE}}^c} \end{pmatrix}$$

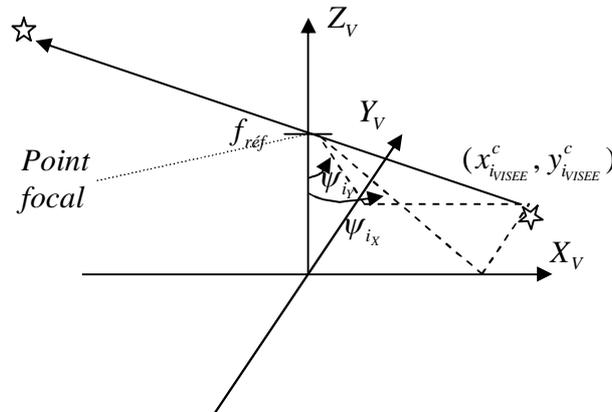


Figure 4-16 : Représentation des angles d'incidence en repère de visée.

$$\begin{pmatrix} x_{i_{VISEE}}^c \\ y_{i_{VISEE}}^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{réf} \cdot \tan \psi_{i_x} \\ f_{réf} \cdot \tan \psi_{i_y} \end{pmatrix}$$

Ou alors :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{VISEE}}^c \\ y_{i_{VISEE}}^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{réf} \cdot \frac{x_{i_{VISEE}}^c}{z_{i_{VISEE}}^c} \\ f_{réf} \cdot \frac{y_{i_{VISEE}}^c}{z_{i_{VISEE}}^c} \end{pmatrix}$$

La connaissance de la position de référence  $(x_{i_{VISEE}}^c, y_{i_{VISEE}}^c)$  permet le calcul de la jacobienne du modèle linéaire comme nous avons vu précédemment. Nous reprenons ici quelques uns des principaux résultats.

Tout d'abord, on passe au repère consigne du modèle linéaire :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{CONSIGNE}} \\ y_{i_{CONSIGNE}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_{i_{VISEE}}^c \\ -x_{i_{VISEE}}^c \end{pmatrix}$$

On a alors le vecteur consigne donné par :

$$\begin{pmatrix} v_{i_x} \\ v_{i_y} \\ v_{i_z} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x_{i_{CONSIGNE}}}{f_{réf}}\right)^2 + \left(\frac{y_{i_{CONSIGNE}}}{f_{réf}}\right)^2}} \begin{pmatrix} -\frac{x_{i_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} \\ -\frac{y_{i_{CONSIGNE}}}{f_{réf}} \\ 1 \end{pmatrix}$$

C'est ce qui nous permet de calculer la jacobienne d'une étoile  $i$  :

$$J_i = \begin{pmatrix} \frac{v_{i_x} \cdot v_{i_y}}{v_{i_z}^2} & -(1 + \frac{v_{i_x}^2}{v_{i_z}^2}) & \frac{v_{i_y}}{v_{i_z}} & \frac{v_{i_x}}{v_{i_z}} \\ (1 + \frac{v_{i_y}^2}{v_{i_z}^2}) & -\frac{v_{i_x} \cdot v_{i_y}}{v_{i_z}^2} & -\frac{v_{i_x}}{v_{i_z}} & \frac{v_{i_y}}{v_{i_z}} \end{pmatrix}$$

Et en appliquant le modèle linéaire ci-dessus, on obtient les variations des positions d'une étoile  $i$  en fonction de la variation de la ligne de visée :

$$\begin{pmatrix} \frac{\Delta x_i(k)}{f_{réf}} \\ \frac{\Delta y_i(k)}{f_{réf}} \end{pmatrix}_{SENSEUR} = J_i \cdot \begin{pmatrix} \varphi(k) \\ \theta(k) \\ \psi(k) \\ \delta f(k) \end{pmatrix}_{SENSEUR} \quad (4.29)$$

Où  $\delta f = \frac{f_{est} - f_{réf}}{f_{réf}}$ , et  $f_{est}$  est l'un des produits de la reconstruction de la ligne de visée et  $f_{réf} = 1.2m$ .

La position de l'étoile  $i$  en fonction du temps vaut alors :

$$\begin{pmatrix} x_{iSENSEUR}^d(k) \\ y_{iSENSEUR}^d(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta x_i(k) + x_{iCONSIGNE} \\ \Delta y_i(k) + y_{iCONSIGNE} \end{pmatrix}$$

Où l'indice  $d$  indique des valeurs déduites à partir de la ligne de visée.

L'équation ci-dessus n'est pas décrite dans les bons repères CoRoT, mais dans le repère auxiliaire défini dans la section précédente. Alors, pour qu'elle soit en repère *de visée* il faut changer son signe de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} x_{iVISEE}^d(k) \\ y_{iVISEE}^d(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -y_{iSENSEUR}^d(k) \\ x_{iSENSEUR}^d(k) \end{pmatrix}$$

Une fois que nous avons déduit la position de l'étoile  $i$  au fil du temps, on enchaîne plusieurs changements de repères pour arriver à sa position sur le CCD.

On commence par calculer les angles d'incidence  $(\psi_{i_x}, \psi_{i_y})$  de l'étoile  $i$  dans le repère *de visée* ( $R_V$ ) à partir de ses coordonnées cartésiennes  $(x_{iVISEE}^d, y_{iVISEE}^d)$ . A l'aide de la *Figure 4-16*, on obtient :

$$\begin{pmatrix} \psi_{i_x} \\ \psi_{i_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tan^{-1} \frac{x_{iVISEE}^d}{f_{réf}} \\ \tan^{-1} \frac{y_{iVISEE}^d}{f_{réf}} \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

Puis on calcule chaque changement de repère nécessaire pour arriver à la position de l'étoile dans le repère *fenêtre*. Pour cela on suit l'enchaînement de passage :

$$R_V \xrightarrow{(1)} R_{ZE} \xrightarrow{(2)} R_{ZBF} \xrightarrow{(3)} R_{BF} \xrightarrow{(4)} R_{CCD} \xrightarrow{(5)} R_{WIND}.$$

**(1) Changement de repère  $R_V \rightarrow R_{ZE}$  :**

$$\begin{pmatrix} \alpha_{i_x} \\ \alpha_{i_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{i_x} + \alpha_{x_0} \\ \alpha_{y_0} - \psi_{i_y} \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

**(2) Changement de repère  $R_{ZE} \rightarrow R_{ZBF}$  :**

$$\begin{pmatrix} x_{i_{ZBF}} \\ y_{i_{ZBF}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DE_{X,kj} \cdot \alpha_{i_{XZE}}^k \cdot \alpha_{i_{YZE}}^j \\ \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DE_{Y,kj} \cdot \alpha_{i_{XZE}}^k \cdot \alpha_{i_{YZE}}^j \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

Où  $DE$  sont les coefficients de distorsion de la voie  $EXO$  dans le sens directe,  $x_{i_{ZBF}}$  et  $y_{i_{ZBF}}$  sont donnés en  $mm$  et  $\alpha_{i_{XZE}}$  et  $\alpha_{i_{YZE}}$  sont donnés en  $radians$ .

On signale ici que la marche de  $8\text{ mm}$  existante entre le plan des  $CCD\ EXO$  et le repère *bloc focal* est prise en compte par les coefficients de l'équation ci-dessus.

**(3) Changement de repère  $R_{ZBF} \rightarrow R_{BF}$  :**

En se référant à la *Figure 4-8*, on obtient :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{BF}} \\ y_{i_{BF}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -x_{i_{ZBF}} \\ y_{i_{ZBF}} \end{pmatrix} \quad (4.33)$$

**(4) Changement de repère  $R_{BF} \rightarrow R_{CCD}$  :**

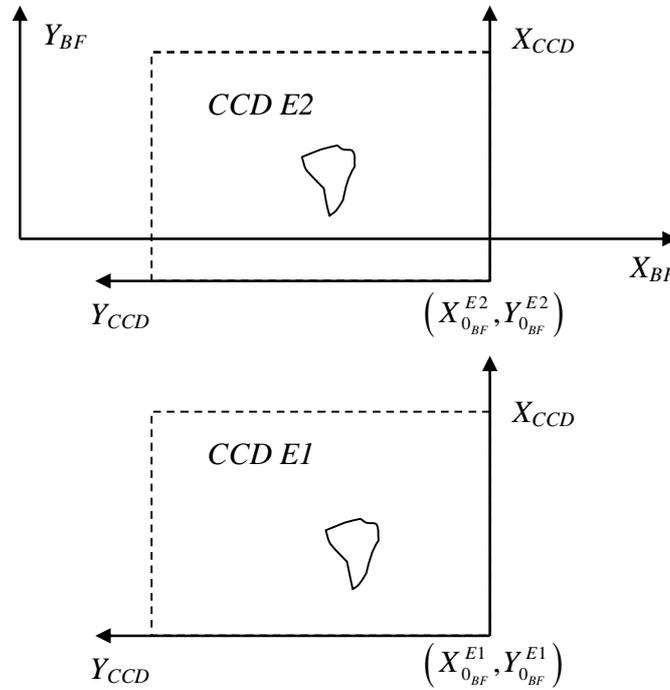


Figure 4-17 : Représentation des repères  $CCD$  de la voie  $EXO$  et bloc focal.

Si l'on néglige encore la rotation de chaque  $CCD$  pendant leur intégration sur le bloc focal par rapport aux axes du repère *bloc focal*, on obtient pour le  $CCD\ E1$  :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{CCD}} \\ y_{i_{CCD}} \end{pmatrix}_{EXO} = \begin{pmatrix} y_{i_{BF}} - Y_{0BF}^{E1} \\ X_{0BF}^{E1} - x_{i_{BF}} \end{pmatrix}_{EXO}$$

Et pour le CCD E2 :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{CCD}} \\ y_{i_{CCD}} \end{pmatrix}_{EXO} = \begin{pmatrix} y_{i_{BF}} - Y_{0_{BF}}^{E2} \\ X_{0_{BF}}^{E2} - x_{i_{BF}} \end{pmatrix}_{EXO}$$

Alors, l'équation générale qui permet de passer de  $R_{BF}$  à  $R_{CCD}$  est :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{CCD}} \\ y_{i_{CCD}} \end{pmatrix}_{EXO} = \begin{pmatrix} y_{i_{BF}} - Y_{0_{BF}}^{ccdE} \\ X_{0_{BF}}^{ccdE} - x_{i_{BF}} \end{pmatrix}_{EXO} .mm2px \quad (4.34)$$

Où  $(X_{0_{BF}}^{ccdE}, Y_{0_{BF}}^{ccdE}) = \begin{cases} (X_{0_{BF}}^{E1}, Y_{0_{BF}}^{E1}) \rightarrow CCDE1 \\ (X_{0_{BF}}^{E2}, Y_{0_{BF}}^{E2}) \rightarrow CCDE2 \end{cases}$  et  $mm2px$  est la constante de

passage des millimètres aux pixels, soit  $\frac{1}{13.5 \times 10^{-3}} px/mm$ .

(5) Changement de repère  $R_{CCD} \rightarrow R_{WIND}$  :

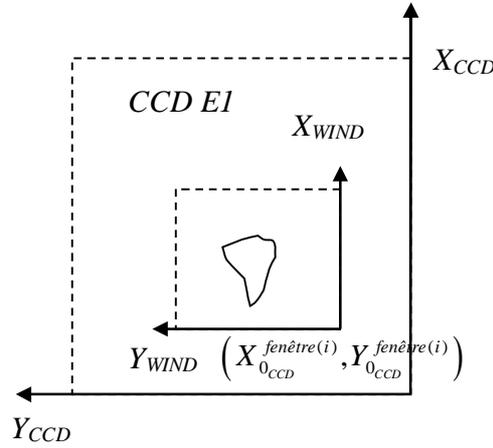


Figure 4-18 : Représentation des repères fenêtre et CCD de la voie EXO.

D'après la figure ci-dessus, valable aussi pour le CCD E2, nous avons :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{WIND}} \\ y_{i_{WIND}} \end{pmatrix}_{EXO} = \begin{pmatrix} x_{i_{CCD}} - X_{0_{CCD}}^{fenêtre(i)} \\ y_{i_{CCD}} - Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(i)} \end{pmatrix}_{EXO} \quad (4.35)$$

Si l'on regroupe les équations (4.30) à (4.35), on obtient :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{WIND}}^d \\ y_{i_{WIND}}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left( \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DE_{Y,kj} \cdot \left( \tan^{-1} \frac{x_{i_{WIND}}^d}{f_{réf}} + \alpha_{X_0} \right)^k \cdot \left( \alpha_{Y_0} - \tan^{-1} \frac{y_{i_{WIND}}^d}{f_{réf}} \right)^j - Y_{0_{BF}}^{ccdE} \right) .mm2px - X_{0_{CCD}}^{fenêtre(i)} \\ \left( X_{0_{BF}}^{ccdE} + \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DE_{X,kj} \cdot \left( \tan^{-1} \frac{x_{i_{WIND}}^d}{f_{réf}} + \alpha_{X_0} \right)^k \cdot \left( \alpha_{Y_0} - \tan^{-1} \frac{y_{i_{WIND}}^d}{f_{réf}} \right)^j \right) .mm2px - Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(i)} \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

Où  $(X_{0_{BF}}^{ccdE}, Y_{0_{BF}}^{ccdE}) = \begin{cases} (X_{0_{BF}}^{E1}, Y_{0_{BF}}^{E1}) \rightarrow CCDE1 \\ (X_{0_{BF}}^{E2}, Y_{0_{BF}}^{E2}) \rightarrow CCDE2 \end{cases}$

L'équation précédente nous permet de retrouver la position instantanée d'une étoile *EXO* quelconque en repère *fenêtre* ( $R_{WIND}$ ) à partir de sa position en repère *de visée* ( $R_V$ ).

Le résultat final que l'on cherche est :

$$\begin{pmatrix} \Delta x_i(k) \\ \Delta y_i(k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{i_{WIND}}^d(k) - x_{i_{WIND}}^c \\ y_{i_{WIND}}^d(k) - y_{i_{WIND}}^c \end{pmatrix}$$

Nous allons se contenter du développement des équations fait jusqu'ici, car 4.36 est suffisamment rapide en temps d'exécution pour la chaîne de traitement *EXO* d'après quelques tests sur des données, par contre elle pouvait être encore plus rapide en faisant le calcul de  $\left( \frac{dx_{i_{WIND}}^d}{dk}, \frac{dy_{i_{WIND}}^d}{dk} \right)$ , puisque l'on s'intéresse à des petites variations de pointage.

Cela reste une possibilité pour des futurs développements.

### 4.2.3 Reconstitution du jitter de la voie asterosismologie à partir de la ligne de visée

Le développement réalisé sur la voie *ASTERO* est essentiellement celui qui a été réalisé sur la voie *EXO*. Il y a simplement de petites différences dans le sens des repères et dans le polynôme de modélisation de la distorsion optique. La présentation qui suit sera donc succincte.

Une fois que nous traduisons les variations de la ligne de visée en variation de position sur le repère de visée comme cela a été déjà fait dans la section précédente, l'enchaînement de passage de repère se fait de la même façon que pour la voie *EXO* :

$R_V \xrightarrow{(1)} R_{ZE} \xrightarrow{(2)} R_{ZBF} \xrightarrow{(3)} R_{BF} \xrightarrow{(4)} R_{CCD} \xrightarrow{(5)} R_{WIND}$ . Les étapes 1, 3 et 5 sont rigoureusement identiques. Pour les autres nous avons :

**(2) Changement de repère  $R_{ZE} \rightarrow R_{ZBF}$  :**

$$\begin{pmatrix} x_{i_{ZBF}} \\ y_{i_{ZBF}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DS_{X,kj} \cdot \alpha_{i_{XZE}}^k \cdot \alpha_{i_{YZE}}^j \\ \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DS_{Y,kj} \cdot \alpha_{i_{XZE}}^k \cdot \alpha_{i_{YZE}}^j \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

Où  $DS$  sont les coefficients de distorsion de la voie *ASTERO* dans le sens directe,  $x_{i_{ZBF}}$  et  $y_{i_{ZBF}}$  sont donnés en *mm* et  $\alpha_{i_{XZE}}$  et  $\alpha_{i_{YZE}}$  sont donnés en *radians*.

**(4) Changement de repère  $R_{BF} \rightarrow R_{CCD}$  :**

En se référant à la *Figure 4-7* et au développement fait autour d'elle, on conclut que l'équation générale qui permet de passer de  $R_{BF}$  à  $R_{CCD}$  est :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{CCD}} \\ y_{i_{CCD}} \end{pmatrix}_{ASTERO} = \begin{pmatrix} Y_{0_{BF}}^{ccdA} - y_{i_{BF}} \\ x_{i_{BF}} - X_{0_{BF}}^{ccdA} \end{pmatrix}_{ASTERO} \cdot mm2px \quad (4.38)$$

$$\text{Où } (X_{0_{BF}}^{ccdA}, Y_{0_{BF}}^{ccdA}) = \begin{cases} (X_{0_{BF}}^{A1}, Y_{0_{BF}}^{A1}) \rightarrow CCDA1 \\ (X_{0_{BF}}^{A2}, Y_{0_{BF}}^{A2}) \rightarrow CCDA2 \end{cases} \text{ et } mm2px \text{ est la constante de passage}$$

des millimètres aux pixels, soit  $\frac{1}{13.5 \times 10^{-3}} px/mm$ . Evidemment on néglige la rotation de chaque CCD pendant leur intégration sur le bloc focal par rapport aux axes du repère *bloc focal*.

L'équation de l'ensemble des changements de repère vaut finalement :

$$\begin{pmatrix} x_{i_{WIND}}^d \\ y_{i_{WIND}}^d \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \left( \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DS_{Y,kj} \cdot \left( \tan^{-1} \frac{x_{i_{VISEE}}^d}{f_{réf}} + \alpha_{X_0} \right)^k \cdot \left( \alpha_{Y_0} - \tan^{-1} \frac{y_{i_{VISEE}}^d}{f_{réf}} \right)^j - Y_{0_{BF}}^{ccdA} \right) \cdot mm2px + X_{0_{CCD}}^{fenêtre(i)} \\ \left( X_{0_{BF}}^{ccdA} + \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^3 DS_{X,kj} \cdot \left( \tan^{-1} \frac{x_{i_{VISEE}}^d}{f_{réf}} + \alpha_{X_0} \right)^k \cdot \left( \alpha_{Y_0} - \tan^{-1} \frac{y_{i_{VISEE}}^d}{f_{réf}} \right)^j \right) \cdot mm2px + Y_{0_{CCD}}^{fenêtre(i)} \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

$$\text{Où } (X_{0_{BF}}^{ccdA}, Y_{0_{BF}}^{ccdA}) = \begin{cases} (X_{0_{BF}}^{A1}, Y_{0_{BF}}^{A1}) \rightarrow CCDA1 \\ (X_{0_{BF}}^{A2}, Y_{0_{BF}}^{A2}) \rightarrow CCDA2 \end{cases}$$

Par rapport à la voie *EXO*, c'est donc l'équation ci-dessus qui finalement est différente. Pour le reste, il suffit de se référer à la section précédente.

### 4.3 Discussion du chapitre

Le développement fait dans ce chapitre a demandé naturellement un gros effort de programmation pour être mis en place. Parallèlement, aucun modèle dynamique validé de l'ensemble plateforme plus instrument en condition de vol n'a été mis en place pour nous permettre de valider les calculs de reconstitution de variation de barycentres. Vue la complexité d'un tel modèle, et la difficulté pour le valider en conditions de vol, c'est bien raisonnable d'utiliser des solutions plus simples afin d'enlever le maximum de doutes possibles.

Dans cet esprit plusieurs simulations de sous-systèmes ont été réalisées pendant la phase de validation de calculs du logiciel vol ; nous avons pu en profiter pour accroître la connaissance du problème. Par contre, aucun vrai test sol de pointage n'a pu être réalisé sur l'instrument avant le lancement, sauf des tests simples quelques jours avant la livraison finale de l'instrument intégré à sa plateforme. Cela ne nous a pas laissé le temps d'utiliser ces données pour évaluer la consistance de ce calcul, vu le planning chargé juste avant le tir. La validation et le débogage ont été réalisés sur les données vol au tout début de la mission. Ces résultats seront présentés dans le chapitre concernant les validations sur les données vol. Les tests sur les simulations ne pouvant pas assurer la certitude des calculs, nous avons préféré ne les pas présenter ici.

La solution proposée par ce chapitre n'est pas forcément la meilleure ni la plus adaptée au compromis entre précision et vitesse de calcul. Le gros travail de regroupement des informations et l'impossibilité d'avoir un système réel sur lequel s'appuyer pour comprendre et diriger le développement de la méthode ont abouti à un effort moindre sur la recherche du bon compromis.

La qualité des résultats reste très liée au choix du calcul des positions de consignes des étoiles, comme on le verra plus tard.

Sur la voie *ASTERO* la reconstitution de barycentres sera surtout utile pour les étoiles faibles, très sensibles aux impacts de particules de haute énergie.

Finalement, la reconstitution du jitter n'a pas qu'une utilisation pour la correction photométrique. En réalité, il est indispensable aussi à la modélisation des *PSFs* des deux chaînes. Les annexes I et II de ce travail décrivent de façon succincte les solutions adoptées pour modéliser les *PSFs* des étoiles observées par CoRoT. On y voit notamment les termes qui dépendent de la connaissance précise du jitter.

La connaissance de la position des étoiles sert donc à plusieurs étapes du traitement de données comme le montre le diagramme ci-après.

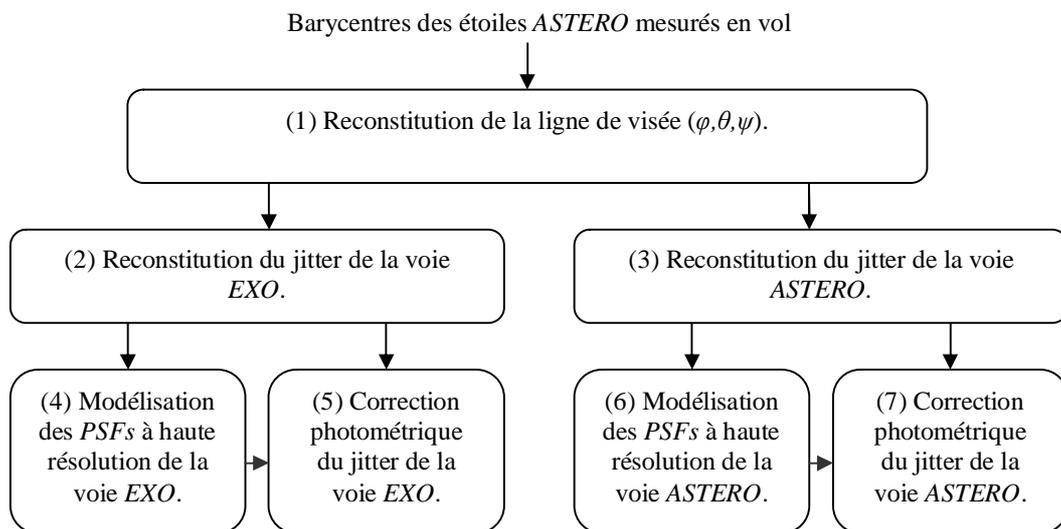


Figure 4-19 : Diagramme de flux du traitement de données lié au jitter.

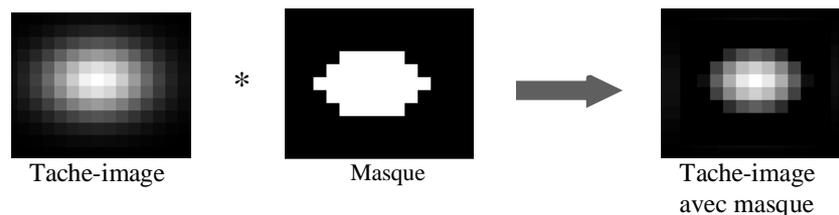


## 5 Calcul des masques photométriques de la voie asterosismologie

Comme on l'a expliqué pendant le chapitre d'introduction de la mission (section 2.4), CoRoT fait de la photométrie d'ouverture fixe. Pour réaliser cela, le problème qui se pose est de savoir quels sont les pixels qui doivent être inclus dans le masque de chaque étoile. Dans la littérature, il existe plusieurs façons de réaliser ce calcul (comme citées précédemment), notamment celle basée sur la maximisation du *SSB*. Ce chapitre, dans un premier temps, décrit cette méthode appliquée aux bruits instrumentaux locaux comme : bruit de photon, de lecture d'électronique, et de fond de ciel (lumière diffusée par le milieu interstellaire). Dans un deuxième temps, il décrit l'ajout d'un bruit global, le bruit de jitter, car celui-ci peut contribuer de façon très importante à la performance des mesures si le jitter est élevé, notamment pour les étoiles faibles. Les résultats de simulation prenant en compte les contraintes de CoRoT montrent le gain apporté par cette méthode en fonction des magnitudes des étoiles.

### 5.1 Introduction

Le problème de définition du masque photométrique de la voie asterosismologie est essentiellement un problème d'optimisation, où le facteur de mérite est donné par le *SSB* apporté par l'ensemble de pixels contenus dans le masque. La *Figure 5-1* illustre le masque et son effet sur la tache-image d'une étoile cible :



*Figure 5-1 : Illustration 2D du processus d'utilisation du masque sur la tache-image d'une étoile cible.*

La question qui se pose donc est celle de définir quels sont les pixels qui doivent être inclus dans le masque pour que l'image résultante ait le *SSB* maximum. Nous cherchons la valeur de  $k$  tel que  $\frac{d(SSB(k))}{dk} = 0$ , où  $k$  est le nombre de pixels du masque.

### 5.2 Méthode

On définit la variable aléatoire  $X_{i,j}$  comme étant la quantité d'électrons contenue dans le pixel de la ligne  $i$  et colonne  $j$ . Les bruits qui affectent ce pixel sont les suivants :

- I. Bruit de photon : bruit inhérent au processus physique de conversion de photons en électrons. Il suit la loi de Poisson, c'est-à-dire :

$$\mu_{photons_{i,j}} = \overline{N}_{photons_{i,j}} \quad (5.1)$$

$$\sigma^2_{photons_{i,j}} = \overline{N}_{photons_{i,j}} \quad (5.2)$$

Où  $\overline{N}_{photons_{i,j}}$  est le nombre moyen de photons issus de l'étoile cible.

- II. Bruit de fond de ciel : l'ensemble de photons qui proviennent de la lumière émise par le milieu interstellaire et aussi diffusée par la Terre. Il se traduit par un offset sur la mesure de la luminosité totale des étoiles cibles et est, bien évidemment, décrit par une loi de Poisson :

$$\mu_{fond_{i,j}} = \overline{N}_{fond} \quad (5.3)$$

$$\sigma^2_{fond_{i,j}} = \overline{N}_{fond} \quad (5.4)$$

Où  $\overline{N}_{fond}$  est le nombre moyen de photons issus du fond de ciel. Les données vol montrent que cette valeur est de 15 à 20  $e^-/px/sec$ .

- III. Bruit de lecture : Il provient de l'étape de lecture et de numérisation des charges stockées dans chaque pixel. C'est un bruit qui suit la loi de Gauss avec ses paramètres donnés par :

$$\mu_{lecture_{i,j}} = 0 \quad (5.5)$$

$$\sigma^2_{lecture_{i,j}} = \sigma^2_{lecture} \quad (5.6)$$

Où  $\sigma_{lecture}$  vaut  $\sim 8 e^-/px/sec$  (mesure vol).

Nous pouvons donc en conclure que la quantité d'électrons dans un pixel est donnée par un trio de variables aléatoires ( $X_{étoile_{i,j}}$ ,  $X_{fond_{i,j}}$ ,  $X_{lecture_{i,j}}$ ).

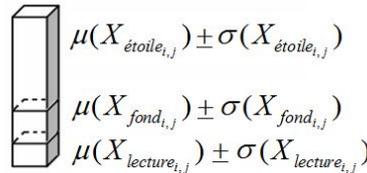


Figure 5-2 : Ensemble des signaux contenus dans un pixel.

Sachant qu'une distribution de Poisson peut être approximée par une distribution gaussienne pour  $\mu \gg 1$ , nous pouvons alors écrire que :

$$\mu(X_{i,j}) = \mu(X_{étoile_{i,j}}) + \mu(X_{fond_{i,j}}) + \mu(X_{lecture_{i,j}}) \quad (5.7)$$

$$\sigma(X_{i,j}) = \sqrt{\sigma^2(X_{étoile_{i,j}}) + \sigma^2(X_{fond_{i,j}}) + \sigma^2(X_{lecture_{i,j}})} \quad (5.8)$$

Finalement, nous pouvons décrire toute l'image de l'étoile en utilisant la matrice de variables aléatoires  $X$  :

$$X = \begin{bmatrix} X_{1,1} & \cdots & X_{1,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ X_{m,1} & \cdots & X_{m,n} \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

Où  $m$  et  $n$  sont respectivement les nombres de lignes et colonnes de l'image et les  $X_{i,j}$  sont des distributions gaussiennes caractérisés par les paramètres  $(\mu, \sigma)$  des équations (5.7) et (5.8).

Le flux contenu dans une image où un masque est appliqué vaut :

$$flux = \sum_n \sum_m (M * X) \quad (5.10)$$

Où  $M$  correspond au masque et  $*$  est une multiplication terme à terme (et pas une multiplication matricielle).

Le but étant de calculer le  $SSB$ , le flux moyen qui provient de l'étoile est donné par  $X_{\text{étoile}_{i,j}}$  :

$$S = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot \mu(X_{\text{étoile}_{i,j}}))$$

Ou tout simplement :

$$S = T \cdot \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot \bar{N}_{\text{photons}_{i,j}}) \quad (5.11)$$

Où  $T$  est le pas d'échantillonnage en secondes de l'image plein cadre.

Le bruit associé est donné par la somme de tous les bruits, c'est-à-dire :

$$B = \sqrt{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot [\mu(X_{\text{étoile}_{i,j}} + X_{\text{fond}_{i,j}}) + \sigma^2(X_{\text{lecture}_{i,j}})])} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow B = \sqrt{T \cdot \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot [\bar{N}_{\text{photons}_{i,j}} + \bar{N}_{\text{fond}_{i,j}} + \sigma_{\text{lecture}_{i,j}}^2])}$$

En enlevant la dépendance des bruits de fond et de lecture par rapport aux indices des pixels, nous avons alors :

$$B = \sqrt{T \cdot \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot [\bar{N}_{\text{photons}_{i,j}} + \bar{N}_{\text{fond}} + \sigma_{\text{lecture}}^2])} \quad (5.12)$$

Alors le  $SSB$  vaut :

$$SSB = \frac{T \cdot \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot \bar{N}_{\text{photons}_{i,j}})}{\sqrt{T \cdot \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (M_{i,j} \cdot [\bar{N}_{\text{photons}_{i,j}} + \bar{N}_{\text{fond}} + \sigma_{\text{lecture}}^2])}} \quad (5.13)$$

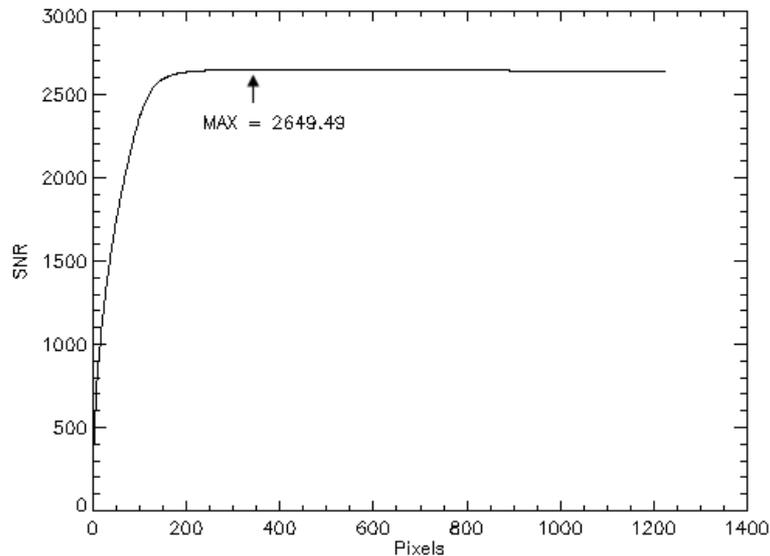
L'équation ci-dessus peut être encore simplifiée si nous la réécrivons en 1D en éliminant la matrice  $M$ , nous avons alors le  $SSB(k)$  :

$$SSB(k) = \frac{T \cdot \sum_{l=1}^k \bar{N}_{\text{photons}}(l)}{\sqrt{T \cdot \left[ \sum_{l=1}^k (\bar{N}_{\text{photons}}(l)) + k \cdot (\bar{N}_{\text{fond}} + \sigma_{\text{lecture}}^2) \right]}}, k = 1, 2, 3, \dots, P \quad (5.14)$$

Où  $P$  est le nombre total de pixels de l'image,  $\bar{N}_{\text{photons}}(l)$  est le nombre moyen de photons du pixel  $l$ .  $\bar{N}_{\text{photons}}(l)$ ,  $\bar{N}_{\text{fond}}$  et  $\sigma_{\text{lecture}}$  sont donnés en  $e^-/px/sec$  et  $T$  en sec. L'équation (5.14) nous fournit alors le  $SSB$  pour n'importe quel masque au fur et à

mesure que nous y additionnons des pixels, ce qui veut dire que nous pouvons construire une courbe d'évolution du *SSB*. Ceci dit, l'équation (5.14) sera appelée ici la forme simplifiée de calcul du *SSB*.

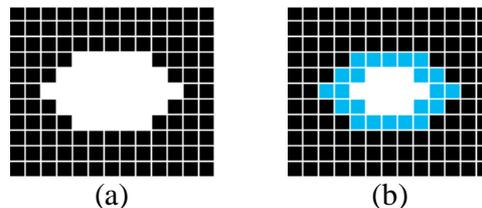
Typiquement, pour la voie *ASTERO*, cette équation fournit une courbe comme celle de la *Figure 5-3* :



*Figure 5-3 : Exemple de courbe de SSB calculée à partir de l'équation (5.14) pour une étoile brillante. La flèche indiquant la valeur maximale est la solution recherchée.*

Dans le cas de CoRoT, un quatrième bruit vient s'ajouter aux bruits décrits auparavant, le bruit de jitter. Ce bruit a un comportement différent des autres et doit être traité comme un phénomène lié à l'image et non plus au pixel. Le bruit de jitter est, en fait, un effet de bord, qui n'existe pas pour les pixels qui sont à l'intérieur du masque et à plus de  $\Delta x_{\max}$  et  $\Delta y_{\max}$  du bord, où  $\Delta x_{\max}$  et  $\Delta y_{\max}$  sont les variations maximales du dépointage sur le long de chaque axe du CCD.

Si nous prenons, par exemple,  $\Delta x_{\max} = 1px$  et  $\Delta y_{\max} = 1px$ , les pixels affectés du jitter sont ceux collés au bord comme le montre la figure ci-après :



*Figure 5-4 : (a) Exemple de masque et (b) pixels affectés du bruit de jitter en bleu.*

En plus, pour estimer le bruit de jitter lié à un pixel, il faut regarder ce qui se passe dans son voisinage. Cette tâche peut être facilitée si nous adoptons une approche numérique.

Cette solution consiste à évaluer le bruit de jitter sur la photométrie générée à partir de la *PSF* à haute résolution, une série temporelle de bougé typique du satellite et une condition initiale, le masque donné par l'équation (5.14). Ce dernier est le masque optimum sans la présence du jitter. Le jitter est un effet qui nous oblige à augmenter légèrement la taille du masque pour diminuer le bruit provoqué sur la photométrie, mais cette condition initiale est déjà une bonne estimation du masque final.

L'estimation du bruit de jitter consiste à faire bouger la *PSF* à haute résolution à partir du bougé typique du satellite, appliquer le masque et mesurer le *SSB* de la photométrie issue de ce procédé. La figure ci-dessous résume cet enchainement :

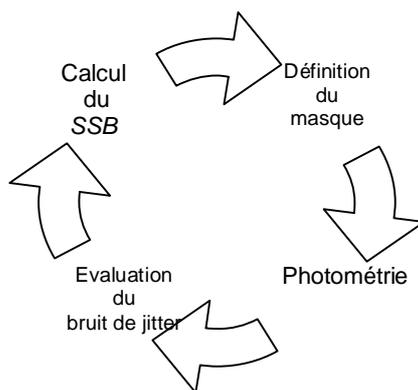


Figure 5-5 : Diagramme de flux de l'évaluation numérique du *SSB* à partir de la *PSF* à haute résolution.

Le calcul du *SSB* est fait en ajoutant le terme dû au jitter à l'équation (5.14) :

$$SSB(k) = \frac{T \cdot \sum_{l=1}^k \bar{N}_{photons}(l)}{\sqrt{T \cdot \left[ \sum_{l=1}^k (\bar{N}_{photons}(l)) + k \cdot (\bar{N}_{fond} + \sigma_{lecture}^2) + \sigma_{jitter}^2(k) \right]}}, k = 1, 2, 3, \dots, P \quad (5.15)$$

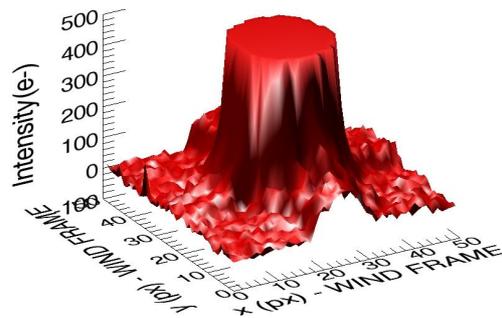
L'équation ci-dessus n'est évaluée que sur les pixels de bord et nous fournit une nouvelle courbe de *SSB* où son maximum définit le masque fin.

Un processus de classification de pixels est nécessaire pour définir quels sont les  $k$  premiers pixels à être considérés dans le calcul de l'équation (5.14) et (5.15). Cette sélection est faite à partir de la connaissance de la *PSF* de chaque étoile. Par contre ces *PSFs* sont issues des mesures vol qui ne se font qu'un mode de pointage fin. Or, ce mode-là a besoin aussi de la programmation des masques. Alors pour s'en passer, deux étapes de calcul des masques ont été définies en fonction de la qualité d'information dont nous disposons au départ. La première étape utilise le masque donné par l'équation (5.14). La seconde prend en compte le processus décrit par le diagramme de la Figure 5-5.

### 5.2.1 Calcul du masque grossier basé sur l'image plein cadre

Pour calculer les masques, nous avons besoin du modèle de *PSF* des étoiles. Pour que nous puissions démarrer les observations de chaque cible, CoRoT doit être programmé, c'est-à-dire, nous devons faire la reconnaissance du champ et le fenêtrage de la voie *ASTERO* de l'instrument. A la fin de ces procédures, les fenêtres des CCDs sont chargées sur le logiciel vol. Ces fenêtres doivent être lues soit pour faire de l'écartométrie, soit

pour faire de la photométrie, ou bien tout simplement pour stocker les imagerie. La seule information dont nous disposons à cette étape-là c'est une pose de 1 seconde de l'image complète (2024x2024 pixels) de chaque CCD *ASTERO*. Cette image est la première information que nous avons pour modéliser les étoiles observées. La précision étant très basse, elle donne une information qui limite la qualité de la modélisation. La figure ci-après met en évidence le bruit contenu dans ces images, qui domine au niveau des ailes de la *PSF*. Or, c'est exactement cette région la plus importante pour la définition du masque :



*Figure 5-6 : Coupe 3D d'une fenêtre 50x50 pixels de l'image plein cadre contenant une étoile de la voie asterosismologie utilisée pour le calcul du masque grossier. Cette image, acquise pendant le début des observations, est le résultat d'une intégration de 1 seconde.*

*Nous voyons notamment l'effet du bruit sur les pixels périphériques qui ont un très mauvais SSB.*

Pour cette phase nous cherchons seulement à calculer un masque approximatif. Ce masque se base alors sur la solution dite ici simplifiée expliquée dans la section précédente. Pour le processus complet, schématiquement nous avons :

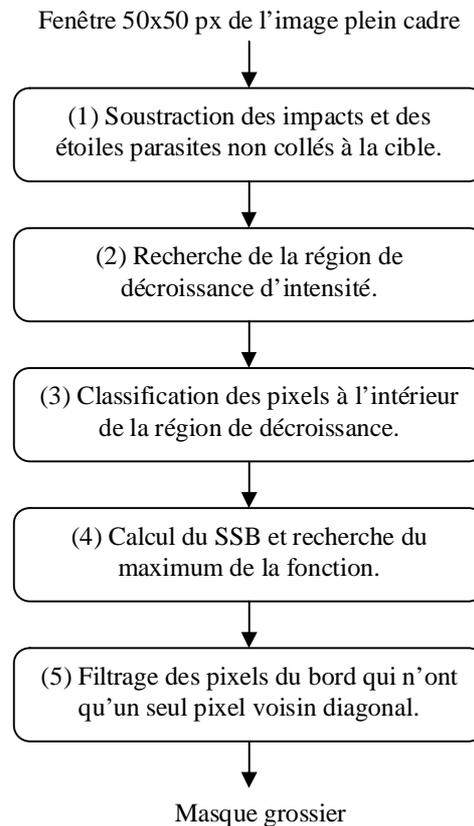


Figure 5-7 : Diagramme de flux du calcul du masque grossier à partir des images plein cadre.

Nous observons cinq étapes pour l'obtention du masque :

- (1) *Soustraction des impacts et des étoiles parasites non collés à la cible* : cette étape nettoie l'image des pixels qui ont plus de flux que le niveau moyen du fond et qui ne sont pas collés à l'étoile cible. Cela enlève, notamment, les impacts d'énergie supérieur à celle de la cible et permet à l'étape suivante de calculer correctement le barycentre.  
Le filtrage effectué ici se base sur la recherche de pixels contigus par une méthode d'arbre de longueur minimale. Le regroupement des pixels contigus définit un objet. Enfin tout objet composé de  $n$  pixels ( $n_1 < n < n_2$ ) est une étoile.
- (2) *Recherche de la région de décroissance d'intensité* : étape nécessaire pour assurer l'hypothèse que l'étoile cible a des intensités décroissantes dans la région des ailes, nécessaire au fonctionnement correct de la classification des pixels. Ce filtrage se traduit par le choix de pixels qui respectent la décroissance d'intensité à partir du centre de l'image. La condition de contour à respecter est :

$$\bar{N}_{photons_{pixel_i}} \leq G \cdot \bar{N}_{photons_{voisins\ intérieures}} \quad (5.16)$$

Où les voisins intérieurs sont donnés par :

$$\|bar_x - pixel_x\| + \|bar_y - pixel_y\| \geq \|bar_x - pixel_{x_{voisin}}\| + \|bar_y - pixel_{y_{voisin}}\| \quad (5.17)$$

En quelques mots, pour savoir si un pixel a moins d'intensité que ses voisins et peut alors rentrer dans la région, nous vérifions l'intensité des pixels voisins qui sont plus proche du barycentre que lui et nous les comparons au pixel en question. Si son intensité est toujours plus petite ou égale à n'importe quel pixel voisin collé à lui et plus proches du centre de la cible, il est pris. Le gain  $G$  varie de 0 à 1 et permet de contrôler la flexibilité du critère de choix, car quand nous arrivons aux ailes de l'image le bruit est trop important et tout de suite l'algorithme arrête la recherche. En descendant la valeur de  $G$  nous laissons la recherche continuer encore un peu, augmentant ainsi la région pour le calcul du masque. Ce choix de gain s'avère utile pour certains cas, notamment pour les étoiles brillantes.

Le centre de l'image est défini par la mesure de son barycentre :

$$bar_x = \frac{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (\bar{N}_{photons}(i, j) \cdot i)}{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m \bar{N}_{photons}(i, j)}, bar_y = \frac{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m (\bar{N}_{photons}(i, j) \cdot j)}{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m \bar{N}_{photons}(i, j)} \quad (5.18)$$

- (3) *Classification des pixels à l'intérieur de la région de décroissance* : étape où les pixels sont classés de façon décroissante en termes de  $SSB$ . Pour autant, nous utilisons l'image filtrée comme référence pour estimer  $SSB(l)$  donné par :

$$SSB(l) = \frac{T \cdot \bar{N}_{photons}(l)}{\sqrt{T \cdot (\bar{N}_{photons}(l) + \bar{N}_{fond} + \sigma_{lecture}^2)}}, l = 1, 2, \dots, Q \quad (5.19)$$

Où  $Q$  est la quantité de pixels dans la région de décroissance.

- (4) *Calcul du  $SSB$  et recherche du maximum de la fonction* : consiste à calculer le  $SSB$  à partir de l'équation (5.14) et à trouver le point maximum comme montré sur la *Figure 5-3*.
- (5) *Filtrage des pixels du bord qui n'ont qu'un seul pixel voisin diagonal* : à la fin du pas (4) il se peut que nous nous retrouvions avec un masque qui contient des pixels dans la configuration suivante :

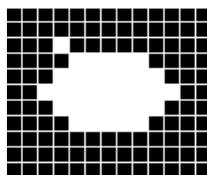


Figure 5-8 : Exemple de masque avec un pixel diagonal isolé.

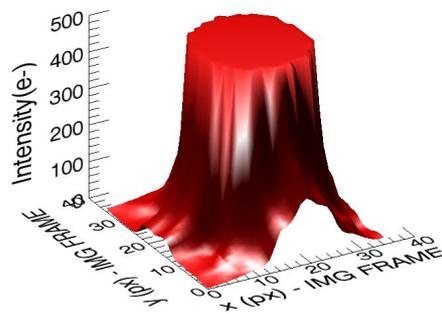
Malgré le fait que le pixel isolé en haut du masque ait un sens mathématique, sa présence n'est pas acceptée par le logiciel vol. Cette étape assure que ce genre de pixel soit enlevé du masque par simple détection à travers une recherche pixel à pixel.

Avec ces cinq étapes nous obtenons le masque grossier qui ne prend pas en compte l'effet de jitter, mais qui permet de passer au pointage fin et de démarrer les

observations. Il est important de souligner ici que nous faisons l'hypothèse que la probabilité que l'étoile cible a d'être contaminée par une autre étoile de magnitude comparable est faible, et que les impacts de particules intenses sur la cible sont très peu probable et invalident le modèle. En pratique les images sont obtenues à des positions sur l'orbite qui minimise le flux de particules.

### 5.2.2 Calcul du masque fin basé sur la PSF haute résolution

Une fois que nous sommes en pointage fin, nous avons accès aux "imassettes" qui sont des petites images 35x35 pixels contenant les étoiles cibles. Ces petites images sont acquises à la cadence de 8 secondes en quantité suffisante pour obtenir un modèle de *PSF* de haute résolution de chaque étoile cible.



*Figure 5-9 : Coupe 3D d'une PSF haute résolution issue des imassettes 35x35 pixels de la voie asterosismologie utilisée pour le calcul du masque fin. Ce modèle se base sur un ensemble de quelques centaines d'imassettes 35x35 pixels à la cadence de 8 secondes acquises pendant le début des observations en mode de pointage fin. Nous voyons notamment l'augmentation de précision sur les pixels périphériques, ce qui permet une très bonne évaluation du SSB de n'importe quel pixel. A comparer avec la Figure 5-6.*

Ce gain en précision rend possible l'amélioration du calcul des masques optimum. Les valeurs moyennes de l'intensité des étoiles sont bien connues même pour les pixels de très faible intensité. De plus, les imassettes utilisées pour le calcul des PSFs sont aussi utilisées pour estimer le bruit du jitter.

Ainsi, pour cette phase où nous cherchons à exécuter un calcul précis du masque, nous allons utiliser une solution hybride : moitié analytique, moitié numérique. D'abord nous déterminons la condition initiale, c'est-à-dire, le masque basé sur la solution simplifiée, et après nous calculons le masque optimisé en tenant compte du bruit de jitter. Pour le processus complet, schématiquement nous avons :

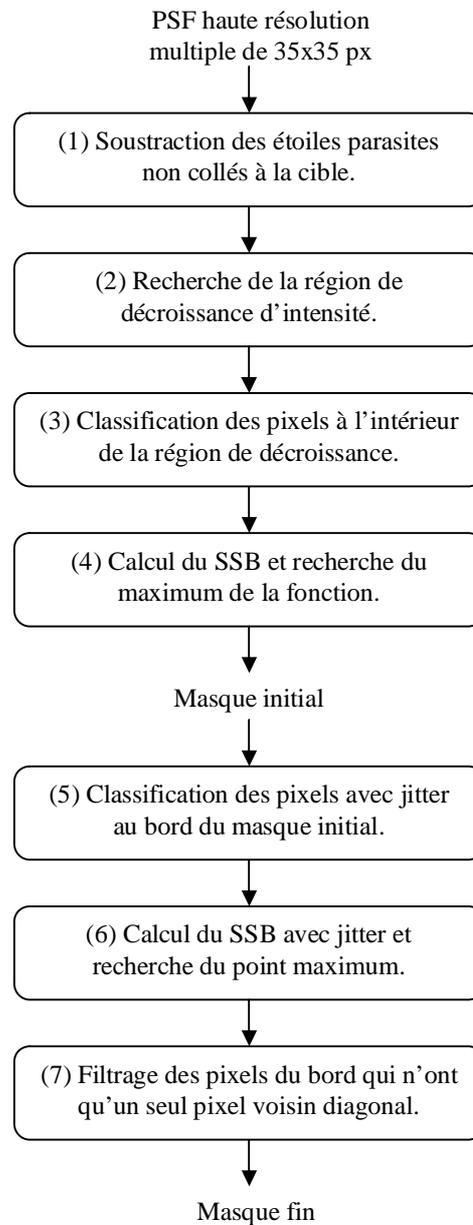


Figure 5-10 : Diagramme de flux du calcul du masque fin à partir des PSFs à haute résolution.

Les étapes (2), (3), (4) et (7) ci-dessus sont égales à celles du masque grossier. Les autres ont les fonctions suivantes :

- (1) *Soustraction des étoiles parasites non collées à la cible* : comme pour le masque grossier, sauf qu'il n'y a pas d'impacts sur la PSF à haute résolution.
- (5) *Classification des pixels avec jitter au bord du masque initial* : le masque obtenu dans l'item précédent sert comme point de départ pour l'évaluation numérique de divers masques qui additionnent de nouveaux pixels de bord. En

supposant que l'erreur de pointage du satellite soit inférieure à 1 pixel, l'effet du jitter peut être minimisé en ajoutant de pixels de bord. Dans cette étape nous définissons quels masques sont de bons candidats à partir de la convolution du bord par la *PSF*.

- (6) *Calcul du SSB avec jitter et recherche du point maximum* : afin d'évaluer numériquement l'effet du jitter, les masques candidats définis dans l'item précédent sont utilisés pour calculer la photométrie d'un ensemble d'images issues de l'affectation d'une série de points du bougé typique du satellite à la *PSF* à haute résolution. Cette photométrie sert à mesurer la contribution de bruit du jitter qui lui permet le calcul de la courbe de *SSB*. Finalement, le masque dont le *SSB* est maximal est défini.

Avec cette méthode nous obtenons, pour chaque champ observé par CoRoT, les dix masques fins des étoiles d'asterosismologie utilisés jusqu'à la fin de chaque « *run* ».

### 5.3 Résultats des simulations de masques

Une fois que les méthodes de calcul des masques ont été présentées, dans les sections qui suivent, quelques simulations permettent d'illustrer chaque étape de ces méthodes, et de montrer les résultats auxquels nous nous attendons en fonction de la magnitude de l'étoile cible et des éventuels contaminants.

#### 5.3.1 Résultats de masque grossier

Les premières simulations sont faites pour valider le calcul des masques grossiers. Les images utilisées pour cela simulent les images plein cadre obtenus en début d'observation de chaque nouveau champ, ce qui veut dire qu'elles sont affectées des bruits de photons, de fond de ciel de  $15e^-/px/sec$ , de lecture de  $8e^-/px/sec$ , de l'effet de trainage (« *smearing* ») pendant les transferts de charge du CCD, des étoiles parasites et des impacts de particules d'haute énergie. Le flux de particules qui atteignent les CCDs est de  $30e^-/cm^2/sec$ .

Comme cette image est une pose de 1 seconde, le bruit de jitter est négligé.

Pour ces simulations, nous utilisons soit des étoiles parasites soit des impacts de haute énergie qui sont équivalents à des étoiles parasites très fines en général. Malgré une probabilité très basse, il peut se produire aussi des impacts qui couvrent de dizaines de pixels, tombant aussi sur l'étoile cible. Dans ce cas la pose ne sera pas exploitable.

##### 5.3.1.1 Étoile cible brillante

Nous commençons par la simulation d'une étoile brillante de magnitude 6 avec un impact de protons très proche de la cible. Le but étant de vérifier si nous sommes capables de séparer des pixels au dessus du niveau de fond et ne récupérer que l'étoile, pour après faire le calcul du masque.

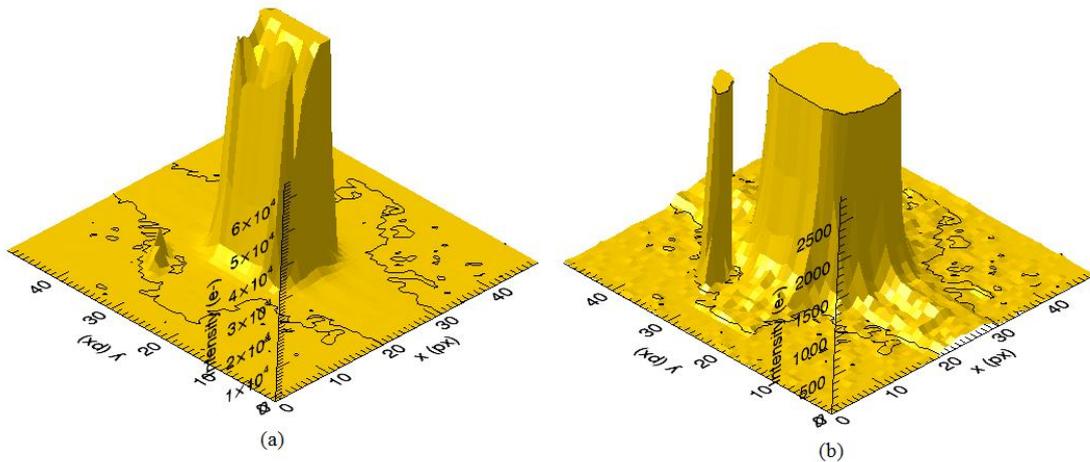


Figure 5-11 : (a) Etoile cible de  $m_v = 6$  et un impact à son côté. (b) Zoom sur le bas de l'image.

Le parasite à côté de la cible est bien supérieur au niveau moyen de fond qui lui doit être toujours aux alentours de zéro, si les corrections d'offset, EMI et fond de ciel ont été bien appliquées.

Nous présentons ensuite les résultats de chaque boîte du diagramme de flux de la Figure 5-7.

(1) *Soustraction des impacts et des étoiles parasites non collés à la cible :*

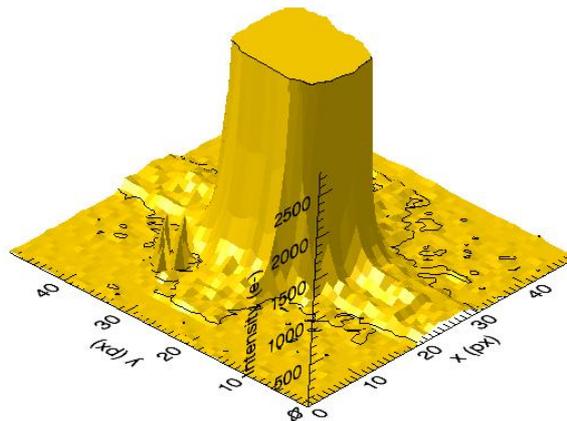


Figure 5-12 : Zoom sur le bas de l'étoile cible brillante après filtrage des impacts.

Un résidu est encore présent. Par contre il n'est pas gênant pour la prochaine étape car son effet sur le calcul du barycentre est négligeable.

(2) *Recherche de la région de décroissance d'intensité :*

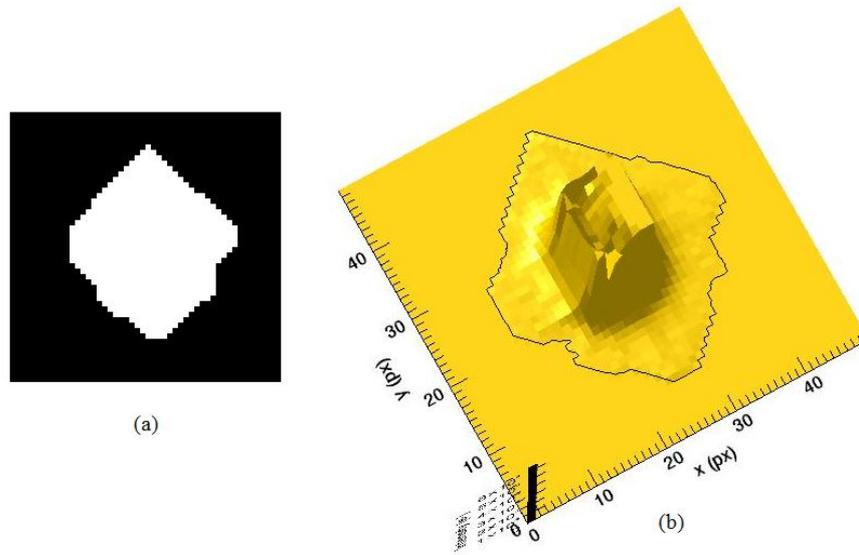


Figure 5-13 : (a) Région d'intensité décroissante. (b) Région d'intensité décroissante appliquée à l'image plein cadre.

Ce résultat démontre l'intérêt de réaliser ce passage. En effet, pour la réussite du calcul du masque, il faut que la classification de pixels (la prochaine étape) soit faite idéalement sur une PSF, c'est-à-dire, un modèle de comportement homogène et toujours décroissant. Néanmoins, l'image plein cadre ne l'est pas, principalement au niveau des ailes à cause du bruit. Cela fait qu'un pixel proche du bord du carré 50x50 puisse avoir plus d'intensité qu'un pixel proche de l'étoile. Alors le pixel du bord de l'image sera pris comme un pixel qui apporte plus d'information que celui proche de l'étoile, car nous considérons que l'intensité de chaque pixel de l'image plein cadre est sa vraie valeur moyenne. Et cela n'est visiblement pas vrai pour ce type d'image. La conséquence c'est que nous aurions pu avoir un masque discontinu. Afin d'éviter cela nous restreignons la surface de recherche à une région où nous assurons que le bruit ne domine pas. En grande partie, la réussite du calcul du masque grossier repose sur la définition de la région de décroissance.

(4) *Calcul du SSB et recherche du maximum de la fonction:*

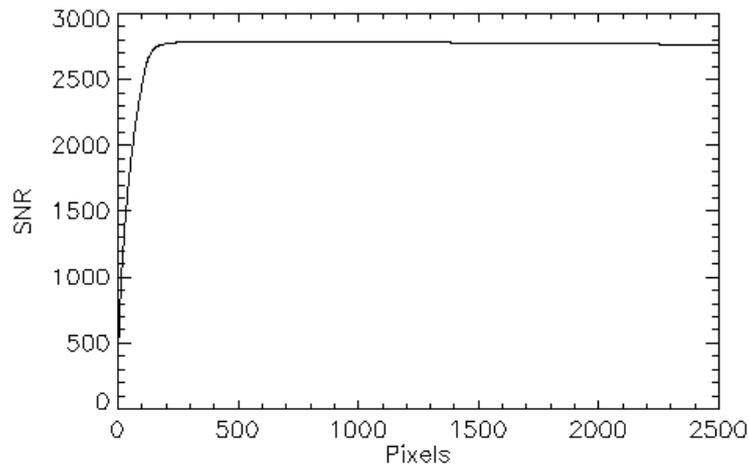


Figure 5-14 : Courbe de SSB obtenue. Maximum du SSB à 2791 pour 585 pixels.

Grâce aux résultats des étapes précédentes, la courbe de SSB nous permet de trouver mathématiquement la solution optimale du problème, ce qui définit le masque. Nous notons que le SSB varie très peu en fonction de la quantité de pixels à partir de 250 px. Physiquement ce n'est pas correct, car le bruit de jitter joue un rôle important sur le SSB et il n'est pas pris en compte ici à cause du manque de précision de l'image plein cadre.

(5) Filtrage des pixels du bord qui n'ont qu'un seul pixel voisin diagonal :

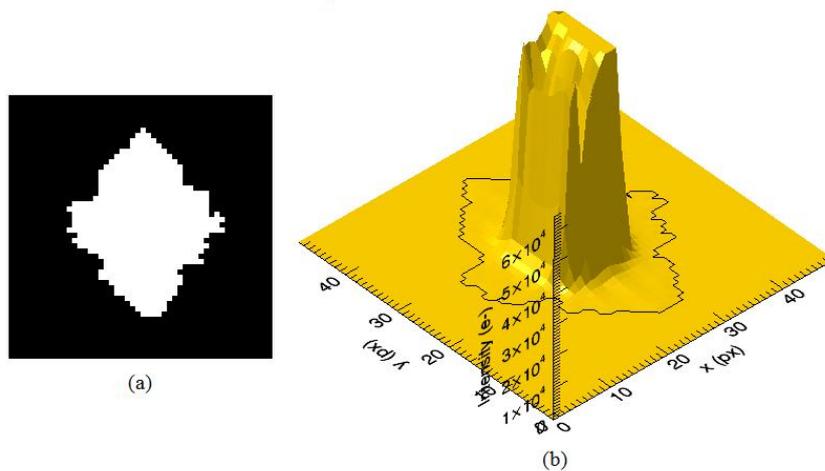


Figure 5-15 : (a) Masque grossier. (b) Masque grossier appliqué à l'étoile cible de  $mv = 6$ .

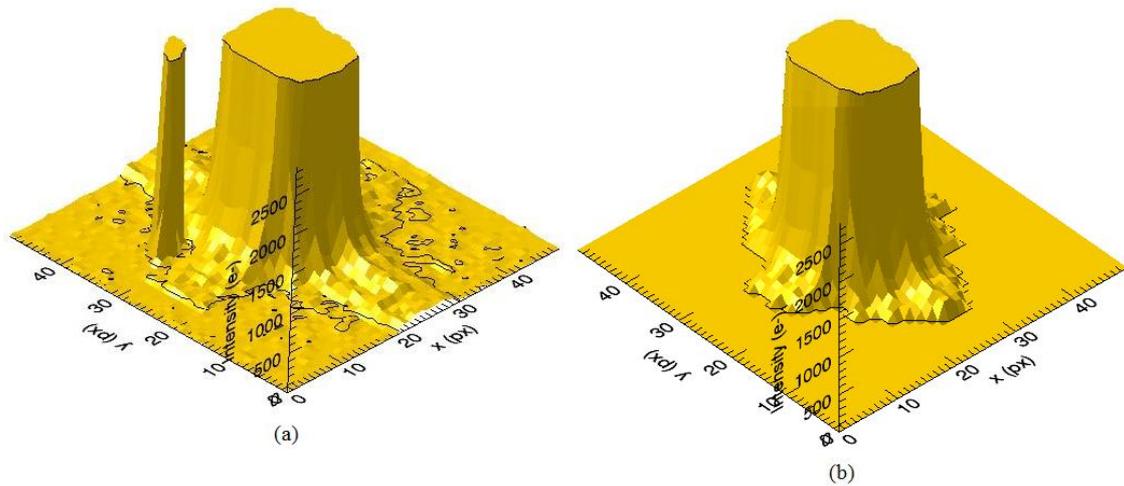


Figure 5-16 : Comparaison entre les zooms de l'image plein cadre (a) sans et (b) avec le masque appliqué.

Finalement le masque récupère le signal de l'étoile et laisse de côté l'impact. Nous pouvons nous poser la question de la validité de ses résultats, car un impact n'est qu'un phénomène qui atteint l'image pendant une pose, mais qui disparaît pour la suivante. Effectivement, nous avons perdu quelques pixels utiles du bord de l'étoile à cause de ces impacts. Malheureusement nous n'avons pas moyen de les récupérer (pendant l'étape des masques grossiers), et c'est bien pour cela que les poses plein cadre sont prises en dehors de la SAA et analysées avant d'être utilisées pour le calcul des masques.

Nous notons aussi que le masque grossier s'étale plus dans un sens que dans l'autre. Cela est dû au « *smearing* » et comme ces sont des électrons qui viennent de la cible, ils sont considérés comme de l'information utile. En réalité, c'est la région de décroissance qui limite la distance où nous allons chercher ces pixels. Nous reviendrons sur le sujet pendant les validations des masques à partir des données de vol.

Finalement, une dernière simulation nous permet de regarder l'effet du gain  $G$  (équation (5.16) du critère de calcul de la région de décroissance). La figure ci-dessous affiche les résultats que nous aurions obtenus si le paramètre  $G$  était configuré à 1.0 :

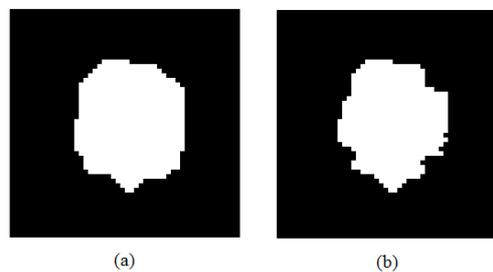


Figure 5-17 : Effet du paramètre  $G$ . (a) Région de décroissance. (b) Masque grossier

Dans ce cas, la région de décroissance serait beaucoup plus petite et le masque fortement limité par la propre région. Du coup, nous aurions eu un masque trop petit qui

aurait provoqué un bruit de jitter très élevé. C'est effet est nettement plus prononcé sur les étoiles plus brillantes, car la quantité de pixels des ailes, donc de très bas *SSB*, récupéré par le masque est de l'ordre de quelques centaines. Tandis qu'une étoile faible n'a pas d'ailes et, par conséquent, peu de pixels du fond utile pour le masque.

### 5.3.1.2 Etoile cible faible

Le but étant, maintenant, de tester aussi la robustesse de l'algorithme face à des parasites de magnitudes proches à celle de l'étoile cible et collés à celle-ci, nous simulons une étoile faible de magnitude 9 avec deux parasites de magnitude 10, plus ou moins collés à la cible. L'effet de « *smearing* » est négligeable pour ces magnitudes.

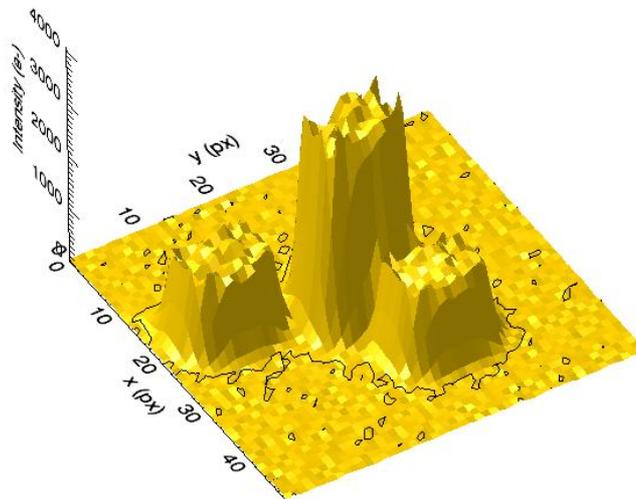


Figure 5-18 : Etoile cible de  $m_v = 9$  et deux parasites de  $m_v = 10$  (l'une collé et l'autre non collé à la cible).

(1) Soustraction des impacts et des étoiles parasites non collés à la cible :

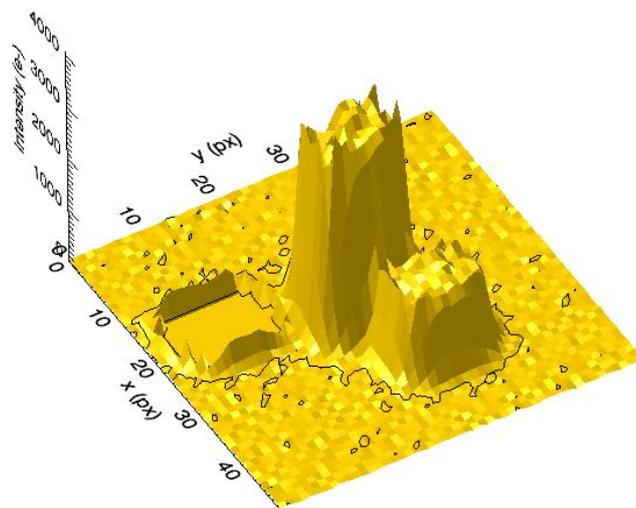


Figure 5-19 : Etoile cible faible après filtrage des étoiles parasites.

L'algorithme d'arbre de longueur minimale est capable d'identifier même les parasites légèrement collés à la cible. Par contre, un résidu très important de seuillage reste sur l'image filtrée. Cela n'est pas gênant, car le but ici est juste de permettre à la prochaine étape de trouver une bonne estimation du barycentre de l'étoile cible.

(3) Recherche de la région de décroissance d'intensité :

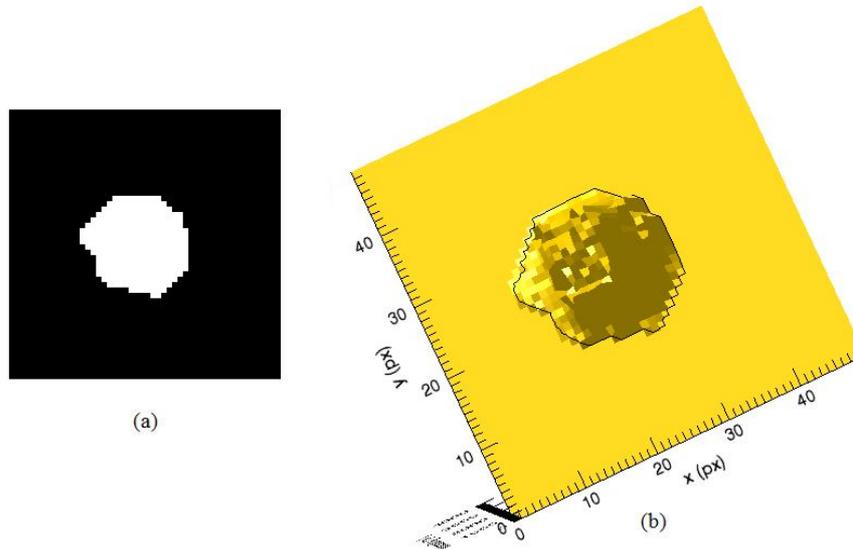


Figure 5-20 : (a) Région d'intensité décroissante. (b) Région d'intensité décroissante appliquée à l'image plein cadre.

Nous remarquons que les deux parasites ont été efficacement enlevés, alors qu'ils étaient mélangés à l'étoile cible. Cette simulation, en effet, met en évidence le pouvoir de filtrage de la stratégie ici développée.

(4) Calcul du SSB et recherche du maximum de la fonction :

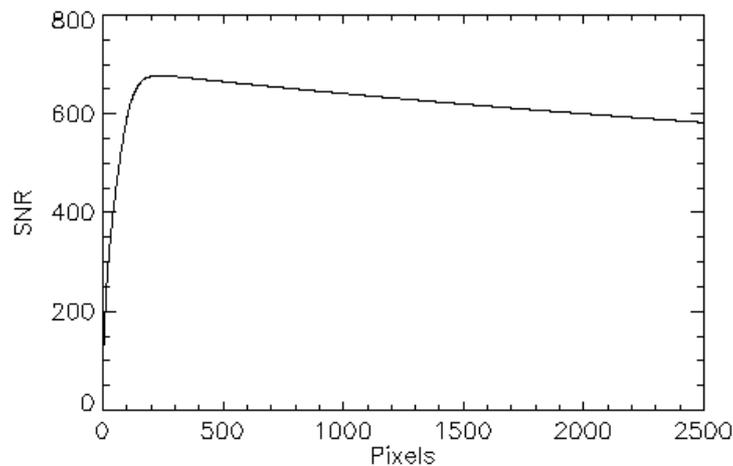


Figure 5-21 : Courbe de SSB obtenue. Maximum du SSB à 677 pour 242 pixels.

Nous notons que, pour une étoile faible, le SSB varie assez rapidement en fonction de la quantité de pixels. En effet, le concept de masque optimum est très pertinent pour ce genre de cible, car les performances photométriques y dépendent de façon étroite. Une mauvaise estimation du masque c'est une perte de l'ordre de 1% du SSB sans compter l'effet du jitter, dominant pour ces étoiles.

(5) Filtrage des pixels du bord qui n'ont qu'un seul pixel voisin diagonal :

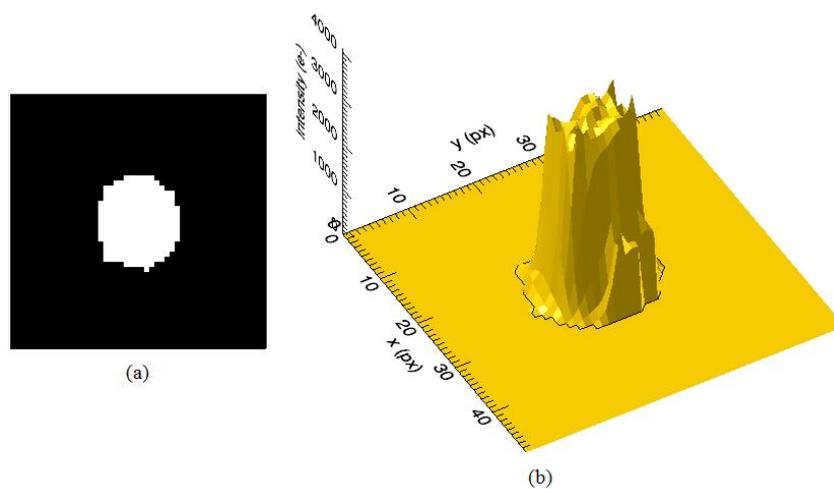


Figure 5-22 : (a) Masque grossier. (b) Masque grossier appliqué à l'étoile cible de  $m_v = 9$ . A comparer à la Figure 5-18.

Le masque grossier a efficacement enlevé les contaminants et la photométrie ne sera calculée que sur l'étoile cible. Evidemment une petite partie du flux intégré verra des étoiles parasites, à cause des effets de bord qui se produit au bord du masque avec ces étoiles. En pratique ce type de configuration est très rare.

### 5.3.1.3 Résumé des résultats des masques grossiers

De résultats typiques pour les masques grossiers sont présentés ci-après en fonction de la magnitude. Nous néglignons l'existence des impacts de particules, des contaminants et du « *smearing* ». Le but étant de comparer plus tard les gains du *SSB* avec les masques fins par rapport aux masques grossiers dans des conditions les plus favorables et probables en vol.



Figure 5-23 : Masques grossiers typiques en fonction de la magnitude de l'étoile cible.

Tableau 5-1 : Chiffres clés des masques grossiers typiques en fonction de la magnitude de l'étoile cible.

mv	6	7	8	9
SSB	2649	1664	1041	645
Pixels	424	313	245	206

### 5.3.2 Résultats de masque fin

Les images utilisées pour ces calculs simulent les *PSFs* à haute résolution issues des imageries acquises en début d'observation de chaque nouveau champ, ce qui veut dire que ces *PSFs* font 35x35 pixels quand elles sont ramenées à la précision de 1 pixel. Nous considérons pour les calculs des masques les bruits de photons, de fond de ciel de  $15e^-/px/sec$ , de lecture de  $8e^-/px/sec$ , du bruit de jitter d'écart-type de  $0.15px$  sur les deux axes et des étoiles parasites.

#### 5.3.2.1 Etoile cible brillante

Nous commençons par la simulation d'une étoile brillante de magnitude 6 sans impact. Le but est de voir nettement l'effet du masque fin par rapport au masque initial.

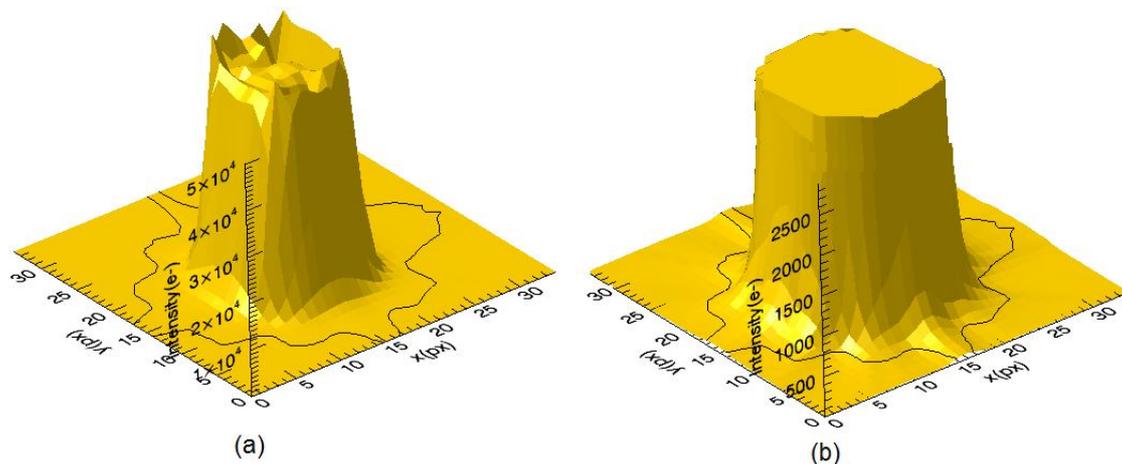
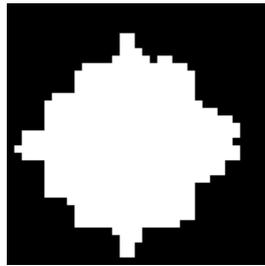


Figure 5-24 : (a) *PSF* d'une étoile cible de  $mv = 6$ . (b) Zoom sur la base de l'étoile.

Le contour dessiné sur la PSF correspond à un niveau de  $50 e^-$ . Cela met en évidence la précision du modèle en comparaison à l'image plein cadre de la *Figure 5-11*.

Le calcul du masque initial est essentiellement le calcul du masque grossier avec un meilleur modèle. Nous n'avons donc pas besoin de montrer les détails. Le résultat du masque initial est le suivant :

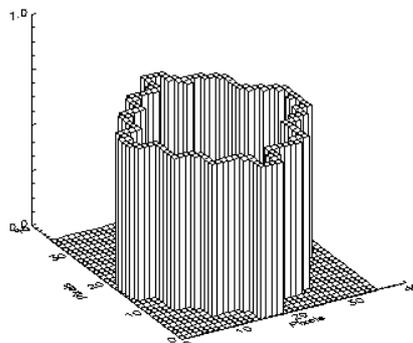


*Figure 5-25 : Masque initial. SSB à 2640 pour 490 pixels.*

Nous présentons ensuite les résultats de chaque boîte du diagramme de flux de la *Figure 5-10* à partir du numéro 5.

*(5) Classification des pixels avec jitter au bord du masque initial*

Tout d'abord les pixels qui forment le bord extérieur du masque sont identifiés.



*Figure 5-26 : Pixels de bord à être évalués.*

Chaque pixel à son tour est évalué par convolution avec la PSF et ordonne pour que nous puissions ensuite évaluer l'augmentation du masque par l'addition des pixels du bord.

*(6) Calcul du SSB avec jitter et recherche du point maximum*

Nous pouvons à présent calculer le SSB des nouveaux masques créés par l'addition des pixels rangés par SSB décroissant à l'étape précédente. Cela résulte dans la courbe de SSB d'où nous pouvons trouver le maximum.

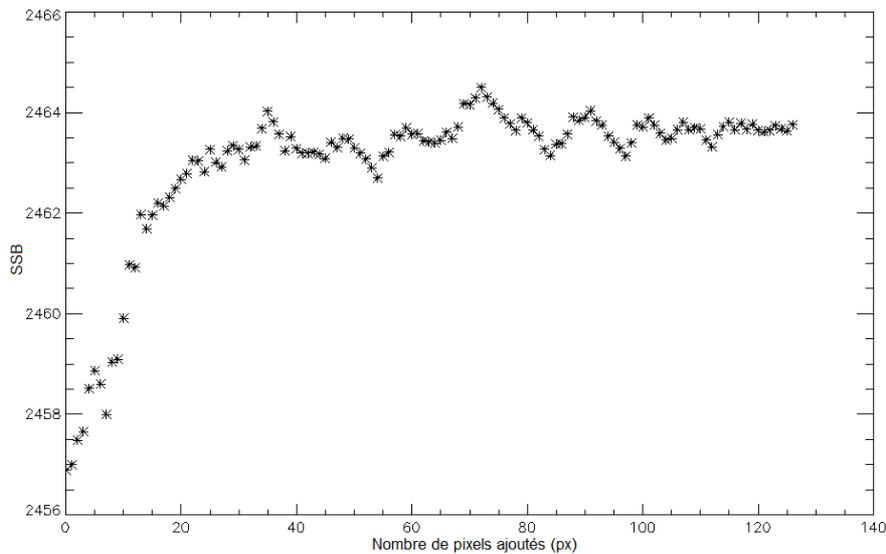


Figure 5-27 : Courbe de SSB obtenue pour les pixels de bord. Maximum du SSB à 2464 pour un ajout de 72 pixels, soit 562 pixels au total dans le masque.

La variation de dérivée vue sur cette courbe est due au nombre limité de points pour évaluer le bruit de jitter et plus fortement au fait que la convolution des pixels de bord par la *PSF* ne soit pas tout à fait la bonne évaluation du *SSB*. Il aurait fallu prendre en compte la contribution du voisinage de façon plus précise. Par contre, cela serait beaucoup plus compliqué et coûteux, et n'apporterait pas autant d'avantage sur les résultats finaux de *SSB* car on ne pourrait accroître le *SSB* que de 0.01%.

(7) Filtrage des pixels du bord qui n'ont qu'un seul pixel voisin diagonal :

Le masque optimum est finalement obtenu :

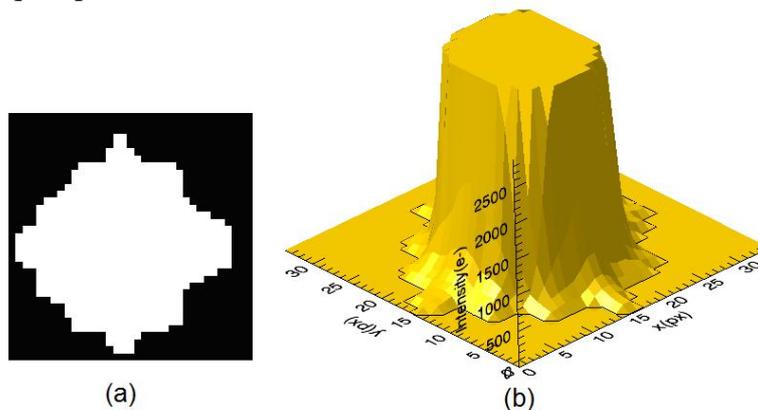


Figure 5-28 : (a) Masque fin. (b) Masque fin appliqué à l'étoile cible de  $mv = 6$ .

Le masque fin a 72 pixels de plus par rapport au masque initial et une augmentation de 0.16% sur le *SSB*. Ce gain est petit car la *PSF* est précise, ce qui nous permet de calculer une condition initiale (masque initial) très proche de la solution

optimale. Par contre, ce qui n'est pas montré ici c'est le gain sur la diminution des raies de fréquence liées au jitter avec le masque fin. En effet, si le jitter reste nominal, ces raies quasiment disparaissent. Les résultats des validations sur les données de vol mettront cela en évidence.

### 5.3.2.2 Etoile cible faible

Nous simulons maintenant une étoile faible de magnitude 9 avec deux parasites de magnitude 10, plus ou moins collés à la cible, comme nous avons fait pour le masque grossier. Vérifions son comportement.

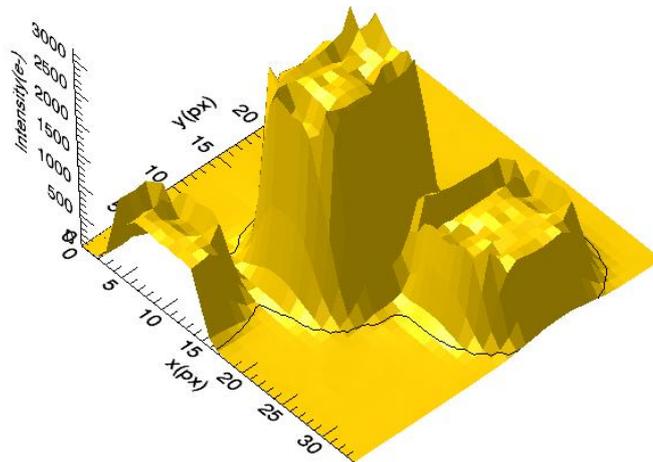


Figure 5-29 : Etoile cible de  $mv = 9$  et deux parasites de  $mv = 10$  (l'une collé et l'autre non collé à la cible).

Les étapes du calcul du masque initial résultent dans le masque suivant :

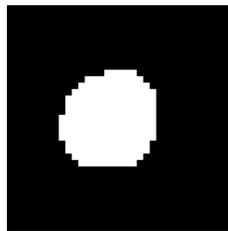


Figure 5-30 : Masque initial. SSB à 260 pour 212 pixels.

(5) Classification des pixels avec jitter au bord du masque initial

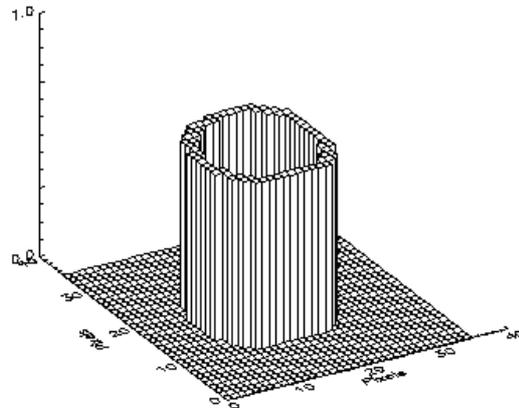


Figure 5-31 : Pixels de bord à être évalués.

(6) Calcul du SSB avec jitter et recherche du point maximum

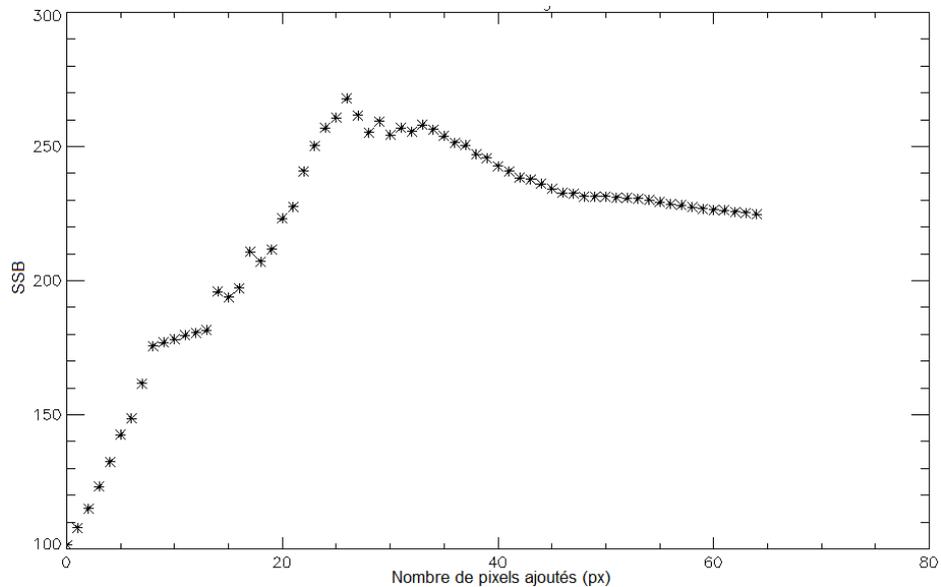


Figure 5-32 : Courbe de SSB obtenue pour les pixels de bord. Maximum du SSB à 268 pour un ajout de 26 pixels, soit 238 pixels au total dans le masque.

(7) Filtrage des pixels du bord qui n'ont qu'un seul pixel voisin diagonal :

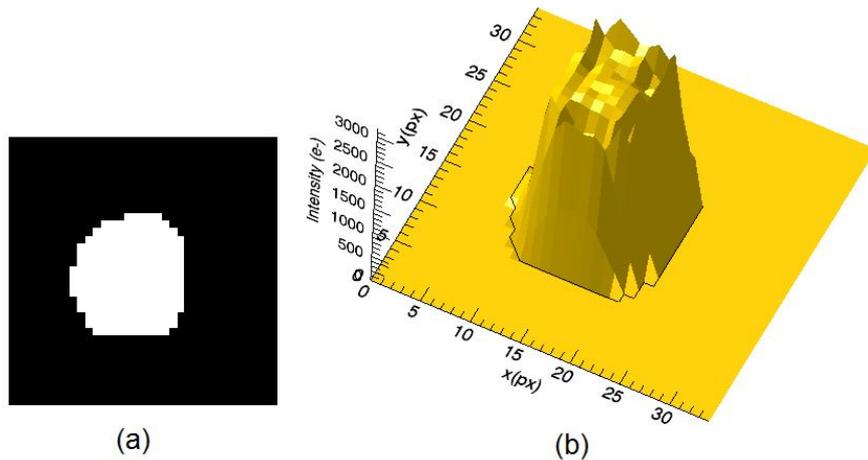


Figure 5-33 : (a) Masque fin. (b) Masque fin appliqué à l'étoile cible de  $mv = 9$ . A comparer à la Figure 5-22.

Ces résultats nous permettent de comparer le masque fin au grossier pour une étoile faible. Nous remarquons que le SSB est sensiblement amélioré (3.1%).

### 5.3.2.3 Résumé des résultats des masques fins

De résultats typiques pour les masques fins sont présentés ci-après en fonction de leur magnitude. On néglige l'existence des impacts de particules, de contaminants et du « smearing » comme nous l'avons fait pour les masques grossiers (section 5.3.1.3).

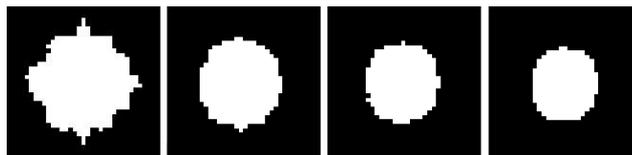


Figure 5-34 : Masques fins typiques en fonction de la magnitude de l'étoile cible.

Tableau 5-2 : Chiffres clés des masques fins typiques en fonction de la magnitude de l'étoile cible.

mv	6	7	8	9
SSB	2650	1668	1055	662
Pixels	485	358	280	231

Comparées aux masques grossiers, les SSBs qui augmentent les plus ce sont ceux des étoiles les plus faibles car naturellement l'ajout d'un pixel de bord a un impact plus fort sur la photométrie de ces masques.

## 5.4 Discussion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons vu comment les masques de la voie ASTERO sont calculés au sol de façon optimisée. A cause d'une contrainte opérationnelle du logiciel

vol, nous sommes obligés de calculer deux types de masque : un masque grossier et un masque fin. La différence entre ces deux masques réside dans le modèle de chaque étoile cible utilisé au départ. Un modèle très simple (l'image plein cadre) permet d'évaluer de façon approximative ce qui se passe aux ailes de l'étoile, tandis qu'un modèle beaucoup plus précis (la *PSF* à haute résolution) permet de calculer de façon très précise le masque même au niveau de son bord. Ces modèles, grossier et fin, sont disponibles à différentes étapes du processus de démarrage des observations pour chaque nouveau champ. La figure montre ces différents masques sur un schéma basé sur les courbes de *SSB*.

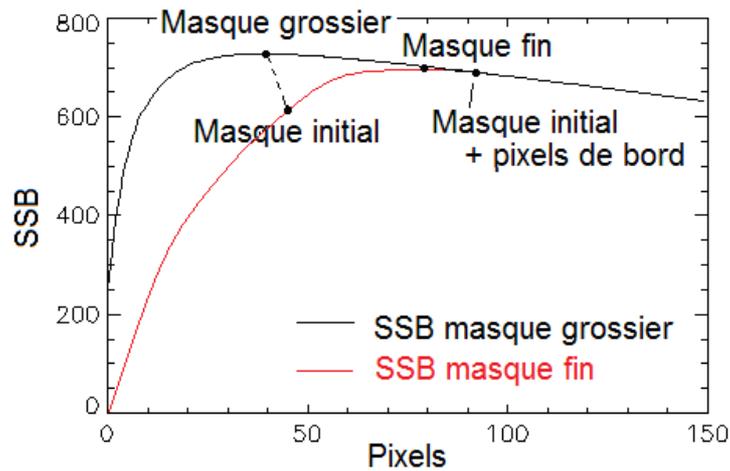


Figure 5-35 : Les différentes étapes de calcul des masques.

L'addition du terme lié au jitter fait baisser la courbe de *SSB*. Quand on augmente suffisamment le masque, le jitter devient négligeable et on revient à la courbe du masque grossier. Le masque initial est d'habitude plus grand que le masque grossier grâce au modèle de *PSF* utilisé. Le masque fin sera toujours compris entre ce masque initial et l'addition de tous les pixels du bord.

Les méthodes ici présentées peuvent être encore améliorées si nous modélisons chaque étoile parasite collée à l'étoile cible. Dans ce cas nous avons une information en plus à ajouter au calcul du *SSB* et cela nous permet d'optimiser le choix des pixels de l'étoile cible en prenant compte le bruit de l'étoile parasite. Une étoile parasite collée à l'étoile cible diminue la quantité de pixels avec le bon *SSB* pour introduire du signal parasite dans une région de pixels ayant un bon signal photométrique. Cette solution a été développée à l'époque que nous ne savions pas quel serait le modèle disponible pour les calculs. Finalement, la *PSF* à haute résolution considère les parasites comme du signal de l'étoile, donc cette solution a dû être abandonnée. Par contre, cela reste une amélioration techniquement envisageable.

Une autre évolution possible de l'algorithme est l'introduction de la correction du jitter dans la boucle d'évaluation du bruit de jitter. Cela permet de prendre en compte notre capacité de récupérer le signal : si nous faisons bien la correction nous n'avons pas besoin d'agrandir le masque et ajouter des pixels de bord, si au contraire nous la faisons très mal nous prenons le maximum de pixels de bord pour que le bruit de jitter soit négligeable. Cette approche permet d'augmenter la robustesse du calcul et garder la cohérence des résultats face à une éventuelle dégradation du SCAO. A principe cette

méthode a été celle intégrée sur la chaîne de traitement. Malheureusement nous avons été contraints d'ouvrir la boucle car le nombre d'images acquises en début de vie ne suffisait pas à évaluer correctement le résidu de la correction du jitter. C'est un aspect difficile de cet abordage.

Enfin, pour la voie *ASTERO* ces deux améliorations n'ont pas l'air indispensable du point de vue de gain du *SSB*. Par contre, la robustesse des méthodes est nettement accrue.

## 6 Validation des méthodes avec les données de vol

Nous avons présenté dans les chapitres précédents les théories autour de la correction photométrique du jitter, le calcul du jitter lui-même et finalement, le calcul du masque photométrique. Ces trois parties sont liées les unes aux autres et définissent ensemble la qualité de performance photométrique sur les deux voies scientifiques de CoRoT.

Nous vérifierons dans ce chapitre la validité de toutes les méthodes présentées précédemment à partir de leurs applications sur des données vol issues de CoRoT et du satellite canadien MOST<sup>5</sup> (Walker, 2003). Ce dernier est un photomètre stellaire semblable à CoRoT qui a été lancé en 2003. Une collaboration étroite nous a permis d'examiner les algorithmes de correction du jitter sur ces données de vol et de confirmer les résultats théoriques avant le lancement de CoRoT.

Les précises courbes de lumière de CoRoT seront ensuite présentées et traitées et plusieurs aspects des données vol seront soulignés.

Ce chapitre met en évidence l'importance de la correction photométrique du jitter en vue des vraies performances du système de pointage du satellite.

### 6.1 Validation de la correction du jitter sur les données MOST

Commençons par les données issues du satellite MOST appliquées à la voie *ASTERO*. Avant de parler du traitement de données, mettons en évidence les similitudes techniques qui nous permettent d'employer ces données pour valider des algorithmes développés pour CoRoT. Le *Tableau 6-1* récapitule les caractéristiques principales pour les instruments MOST et CoRoT en ce qui concerne ce travail.

*Tableau 6-1 : Comparaison des principales caractéristiques techniques entre les satellites MOST et CoRoT en ce qui concerne la photométrie d'ouverture sur la voie ASTERO (Walker, 2003 et Auvergne, 2003).*

Caractéristiques	MOST	CoRoT
Cibles principales	6 - 12.5	5.4 - 9.5
Période orbitale (min)	101.4	103
Altitude (km)	820	896
Temps d'observation (jours)	60	150
Résolution ( $\mu$ Hz)	0.2	0.1
CCD	E2V 47-20	E2V 42-80
Température des CCDs ( $^{\circ}$ C)	-40 $\pm$ 0.01	-40 $\pm$ 0.01
Temps d'échantillonnage (sec)	30	1
Bande de fréquence (mHz)	0.093 - 1	0.093 - 16.7
Bruit de jitter (px rms)	$\pm$ 0.33	$\pm$ 0.15

<sup>5</sup> MOST (*Microvariability and Oscillations of STars*) est une mission de l'agence spatiale canadienne, menée conjointement par Dynacon, Inc., et les universités de Toronto et de Colombie Britannique, avec l'aide de l'université de Vienne.

Les deux instruments sont basés sur des *CCDs E2V BI (Back Illuminated)* qui travaillent en *AIMO (Advanced Inverted Mode Operation)*, avec la même température d'opération. Ils sont placés en orbite basse (*LEO*) avec une période orbitale à peu près identique, donc soumis aux mêmes effets environnementaux. Et les deux instruments fonctionnent avec des images défocalisées. Nous pouvons alors profiter de ces similitudes entre les deux projets pour tester les algorithmes de correction du jitter développés pour CoRoT sur les données vol MOST pour valider leurs fonctionnements et robustesses. Par contre, comme ces satellites ont quelques différences dans le traitement à bord, les données disponibles au niveau du sol ne sont pas identiques, ce qui engendre quelques traitements préliminaires.

MOST télécharge des images, tandis que CoRoT fait de la photométrie d'ouverture fixe. Ainsi, dans le cas de la correction photométrique de jitter, des images (provenant du champ ouvert ou « Open Field » - Walker, 2003) téléchargées par MOST sont traitées au sol, elles sont ensuite employées dans le calcul de la photométrie d'ouverture fixe, ce qui nous permet d'appliquer les corrections de CoRoT et de les valider.

Afin de faire cela, le même exercice, entrepris avec les images du banc de test, a été effectué avec une étoile observée par MOST : *HD61199* ( $m_v=8.2$ ). Cette étoile était une cible secondaire pendant les premières observations de science primaire (de *Procyon*) début 2004. Il a été découvert avec ces données qu'il s'agissait d'une  $\delta$ Scuti multi-périodique (Matthews, 2004). Elle est donc intéressante pour la validation de jitter car nous pouvons observer si la correction de jitter affecte le signal de sismologie ou pas.

### 6.1.1 Réduction de données de l'étoile HD61199

Les étapes de réduction de données exécutées pour les images MOST et pour le banc de test sont quasiment identiques. En dépit des traitements spéciaux pour certains blocs MOST, la discussion de cette section est basée sur les étapes montrées sur la *Figure 3-46*, comme il a été fait pour les données du banc de test.

Les données utilisées dans cet essai ont été acquises entre les jours 1482 et 1492 d'observation en jours juliens, avec des temps d'exposition de 30 secondes. Le choix du temps d'exposition sur ces données est porté sur la cible la plus lumineuse du champ observé, *Procyon*, et il n'est pas optimisé pour *HD61199*, et donc pas optimisé au niveau du *SSB*.

Les données utilisées ici correspondent à des fenêtres  $16 \times 16$  *pixels* contenant la cible. Aucune fenêtre de fond n'est utilisée pour la réduction des données, parce qu'elles ne sont pas acquises dans le champ ouvert de MOST, contrairement au banc de test et aux données vol de CoRoT.

Pour MOST les principales sources de bruit sur les images sont des impacts cosmiques et la variation de lumière parasite issue de la Terre. Ces deux polluants sont filtrés ici d'une manière simpliste. Le lecteur peut trouver des procédures plus précises de réduction de données MOST dans Rowe (2006).

Nous commençons la réduction par la correction de fond. Celui-ci est difficile à modéliser, en raison de la variation non linéaire de lumière parasite et, par conséquent, les résidus de correction sont hauts. La *Figure 6-1* montre des spectres d'amplitude de la photométrie des fenêtres complètes avant et après la soustraction du fond.

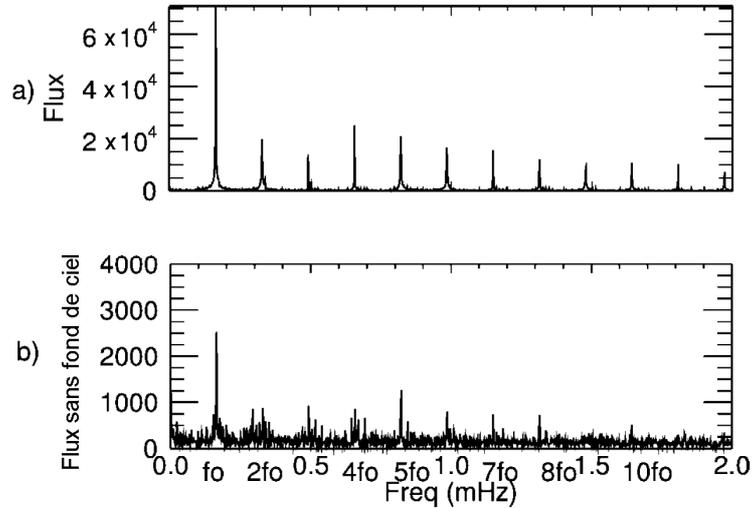


Figure 6-1 : Spectres de Fourier de la photométrie de la fenêtre étoile complète a) avant et b) après soustraction du fond en ppm. Notez que, même après la soustraction du fond, plusieurs fréquences sont encore souillées par la lumière diffusée par la Terre.

Dans b) nous voyons également beaucoup d'harmoniques écartées autour des harmoniques de base de la lumière diffusée par la Terre (fréquence orbitale  $f_0$  et ses multiples). Ceci a trois origines : le fond résiduel, les impacts cosmiques résiduels et l'interpolation linéaire des points absents.

Basé sur ces images corrigées du fond, le bloc de calcul des barycentres produit des variations mesurées de barycentres comme représenté sur la figure ci-après :

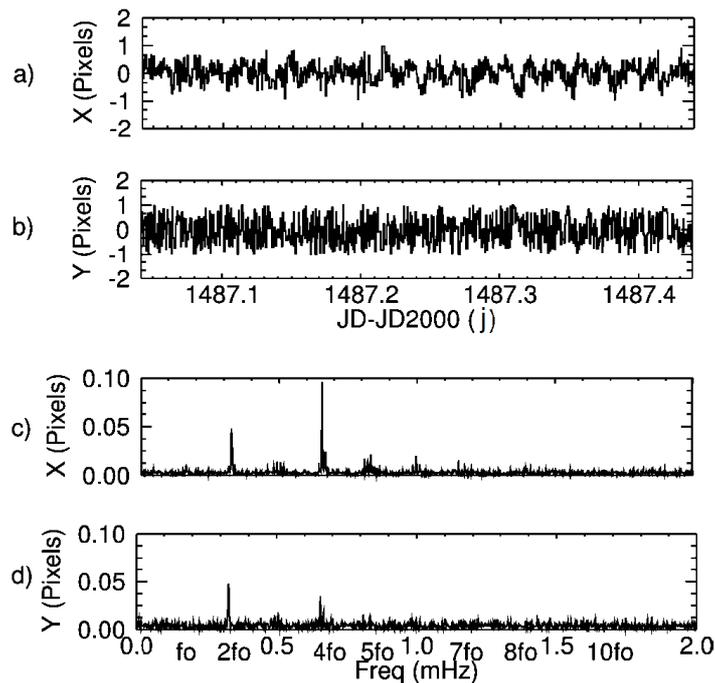


Figure 6-2 : Erreur de pointage MOST le long des axes a) x et b) y en repère fenêtre, et leurs spectres de Fourier respectives en c) et d). Notez l'existence de plusieurs

harmoniques. Les deux harmoniques les plus importantes et d'amplitude les plus élevées sont à  $2f_0$  et à  $4f_0$  (0.32 et 0.64 mHz).

L'erreur de pointage maximale acceptable a été limitée à  $\pm 1$  pixel. Des variations plus élevées que celle-ci ont été rejetées, car la *PSF* et l'ouverture photométrique sont alors trop petites pour bien évaluer des pertes de flux au-delà de 1 pixel. En effet, si une étoile se déplace de plus d'un pixel, les pertes totales de flux sur le bord du masque sont extrêmement élevées (plus de 30%), ce qui n'est pas raisonnable compte tenu des objectifs de validation de cette section.

Avec les images corrigées du fond de ciel et les mesures d'erreurs de pointage, nous allons calculer la *PSF* à haute résolution pour *HD61199*.

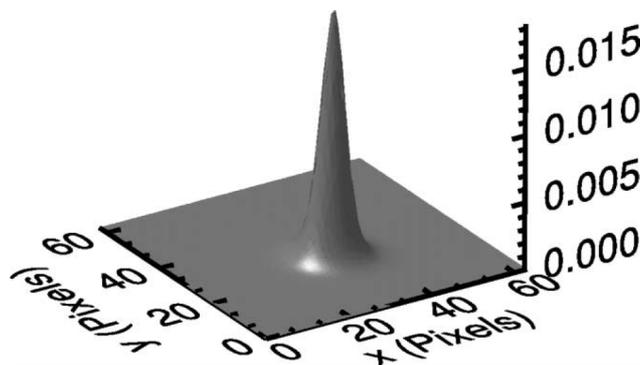


Figure 6-3 : *PSF* à haute résolution normalisée de l'étoile *HD61199*. La résolution est de  $1/4$  de pixel.

Comparé à un modèle de *PSF* typique de CoRoT (Figure 3-18), la *PSF* de l'étoile *HD61199* est beaucoup plus étroite, ce qui augmente énormément la sensibilité aux variations de jitter. Par conséquent, l'ouverture photométrique ne dépasse pas 10 pixels, comme représenté sur la figure suivante :

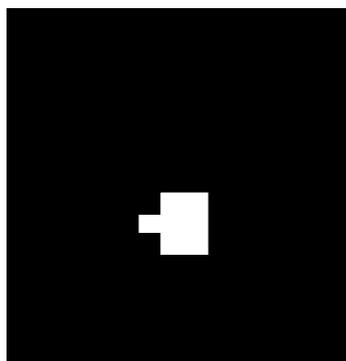


Figure 6-4 : Ouverture photométrique de 16x16 pixels pour *HD61199*. Elle a 10 pixels utiles et un SSB de 198.6.

La photométrie d'ouverture est calculée à partir du masque montré ci-dessus et les images corrigées du fond de ciel. La Figure 6-5 montre les résultats.

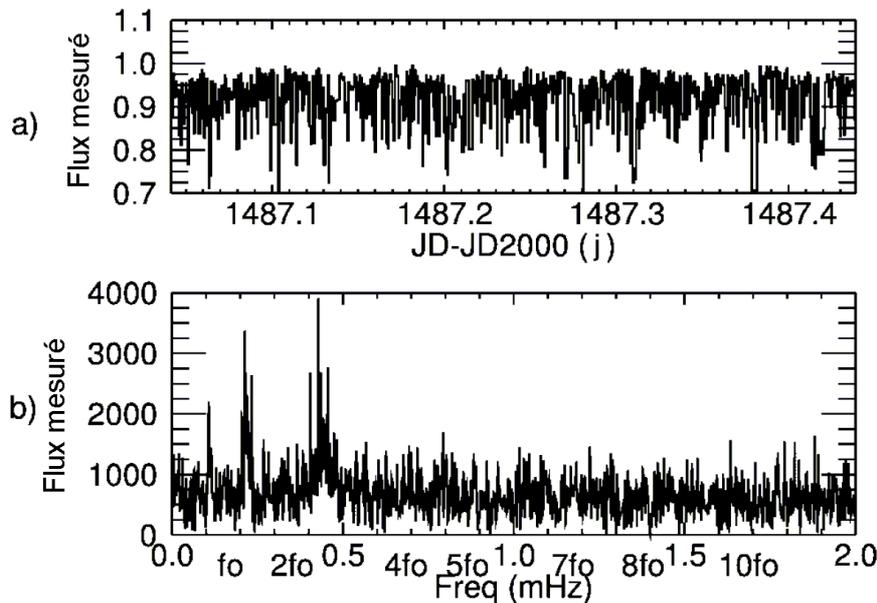


Figure 6-5 : a) Photométrie d'ouverture normalisée de HD61199, et b) son spectre de Fourier en ppm. Dans a) la normalisation est faite à partir du flux moyen prévu à l'intérieur du masque quand il n'y a aucun jitter.

Nous pouvons noter la haute sensibilité de la photométrie à la présence du jitter, c'est-à-dire, aux effets de bord du masque. Une variation de 1 *pixel* de pointage du satellite produit une perte de flux de plus de 30% et des énormes déformations sur le flux mesuré comme les montre la *Figure 6-5 a)*. Le spectre de Fourier du flux mesuré est complètement pollué (*Figure 6-5 b)*) et l'information scientifique (oscillations multi-périodiques) est cachée à l'intérieur du bruit. Nous ne retrouvons même pas les harmoniques vues sur la *Figure 6-1 b)*. La raison de ceci est la caractéristique non linéaire du problème (expliquée dans la section 3.4.1), c'est-à-dire, un masque et une *PSF* dissymétriques qui produisent d'autres fréquences que celles présentes dans le jitter.

La correction de jitter est censée récupérer l'information sur le signal scientifique et le fond résiduel.

### 6.1.2 Validation de la correction du jitter sur l'étoile HD61199

Maintenant, nous appliquons les algorithmes de correction de jitter. Tout d'abord, nous calculons les surfaces de correction. La *Figure 6-6* montre les résultats.

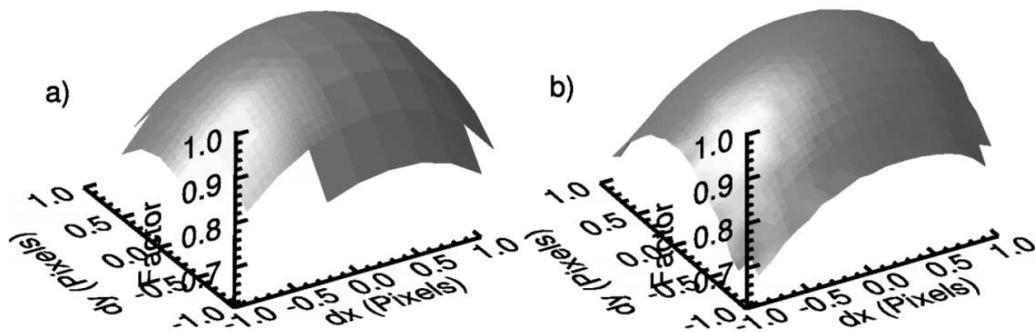


Figure 6-6 : Surfaces de correction pour HD61199 basées sur a) la PSF à haute résolution et b) la décorrélation. Les résolutions de grille sont de 0.25 pixels et 0.1 pixels, respectivement

Basé sur ces surfaces, les corrections de jitter sont présentées sur la Figure 6-7.

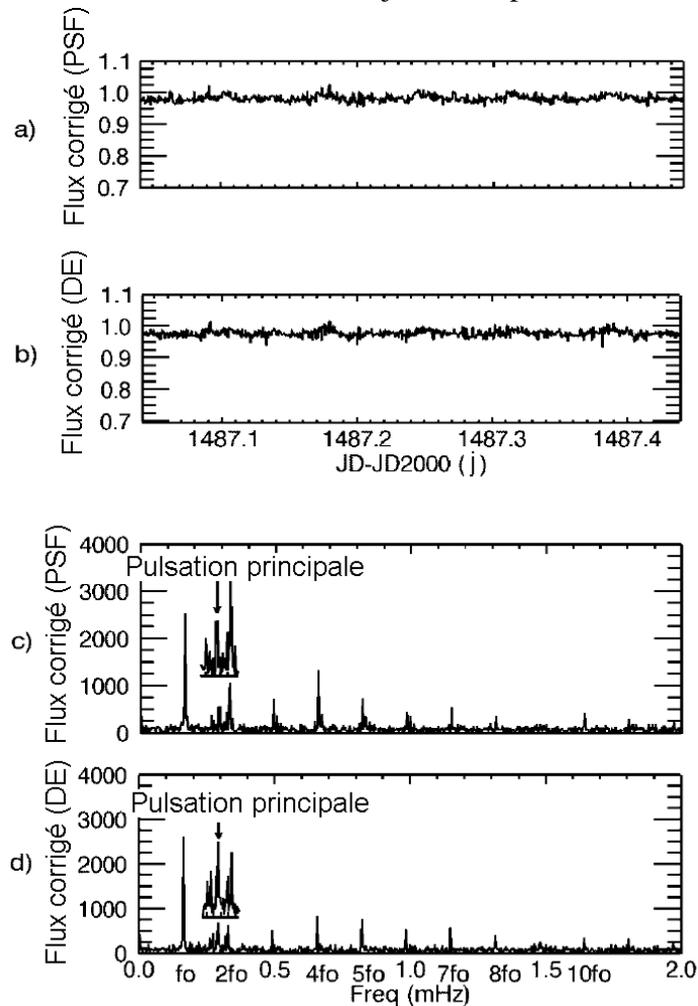


Figure 6-7 : Photométrie d'ouverture normalisée de HD61199 corrigée du jitter en utilisant a) l'évaluation basée sur modèle et b) la décorrélation, et leurs spectres de Fourier en ppm en c) et d), respectivement. A comparer à la Figure 6-5.

Des petites différences sont remarquées entre les deux spectres de Fourier, mais il est impossible d'évaluer l'origine des résidus, car nous ne connaissons pas suffisamment l'instrument. Par contre, vu le niveau de bruit de jitter de départ du signal, les résultats sont remarquables. Sur les courbes temporelles de la *Figure 6-5* (avant correction) et la *Figure 6-7*, nous pouvons voir que la photométrie est bien corrigée.

Afin de confirmer ces résultats, nous pouvons comparer le spectre de Fourier de la *Figure 6-1 b)* aux spectres au-dessus. Nous voyons toujours que le jitter a été enlevé et le bruit réduit car la *Figure 6-1 b)* contient le spectre de toute la fenêtre étoile, donc pas d'effet du bruit de jitter. Par contre, il existe un bruit lié au fond plus élevé à cause de la quantité de pixels utilisée pour l'intégration du flux : 256 pixels au total. D'autre part, les spectres de la *Figure 6-7* sont basés sur la photométrie de 10 pixels, c'est-à-dire, des niveaux de bruit liés au pixel 25.6 fois plus petits. Cela veut dire que nous sommes censés retrouver un niveau de bruit moyen plus petit sur la *Figure 6-7* et les mêmes raies des fréquences liées au résidu de la lumière diffusée, comme c'est le cas.

Matthews (2004) trouve la fréquence principale de pulsation égale à  $0.292 \text{ mHz}$  ( $57 \text{ min}$ ), ce qui est exactement ce que l'on retrouve sur la *Figure 6-7 c)* et d). Nous pouvons vérifier sur ces spectres que les fréquences d'oscillation de l'étoile sont préservées et que le bruit résiduel de jitter est négligeable comparé au bruit de fond.

Le tableau ci-dessous montre le gain sur le *SSB*.

*Tableau 6-2 : Statistiques des corrections photométriques de jitter pour HD61199 comparées au cas idéal. Dans ce cas, le cas idéal correspond à l'existence du bruit de photon uniquement, faute de connaissance détaillée sur les autres bruits.*

Flux	Ecart-type	SSB
Mesuré	0.061	14.8
Corrigé (PSF)	0.011	88.7
Corrigé (Dec)	0.011	91.5
Cas idéal	0.004	246.7

Le tableau montre des gains plus grands qu'un facteur 6 sur le *SSB* pour les deux méthodes, ce qui est énorme. La différence sur le *SSB* entre le cas idéal (qui ne contient que du bruit de photon) et le flux corrigé est due à la lumière diffusée résiduelle de la Terre.

Ces résultats ne démontrent pas seulement l'efficacité des méthodes de correction du jitter, mais aussi leurs robustesses face à des données très mal connues. Le satellite MOST n'a pas été étudié en détail avant l'utilisation de ces données. Nous n'avons aucune connaissance de la calibration de l'instrument afin d'affiner la réduction des données et la qualité des résultats, et les méthodes ont tout de même marché.

## **6.2 Validation de la correction du jitter sur les données CoRoT**

Les validations sur les données de vol constituent la partie la plus importante de ce travail, car c'est sur ces résultats que nous allons pouvoir tirer les conclusions sur l'efficacité de tout ce qui a été développé jusqu'ici. De cette façon il est très important de détailler et valider au maximum chaque passage du traitement de signal nécessaire pour aboutir à des corrections de jitter propres. Dans cet esprit, nous validons d'abord les

performances des masques photométriques, ensuite celle des reconstitutions du jitter et finalement les corrections de jitter, car ce n'est que dans cette séquence d'abordage que nous pourrions tirer des conclusions consistantes de chaque partie de ce travail.

### 6.2.1 Caractérisation du dépointage du satellite

Les analyses sur les données vol de CoRoT commencent par la caractérisation du dépointage mesuré à bord par l'algorithme de calcul de barycentres sur les étoiles brillantes. Ces étoiles donnent une mesure de très haute précision du dépointage du satellite. La précision est estimée aux alentours de  $\pm 0.001$  pixels pour une étoile de magnitude 5.5.

La figure suivante montre les spectres de Fourier pour l'étoile *CoRoT ID 116* du *LRa01*. Cette étoile a une magnitude de 5.45. En plus elle est très stable, ce qui augmente encore plus la fiabilité sur ses résultats, car il n'y a pas de périodes de baisse de *SSB*.

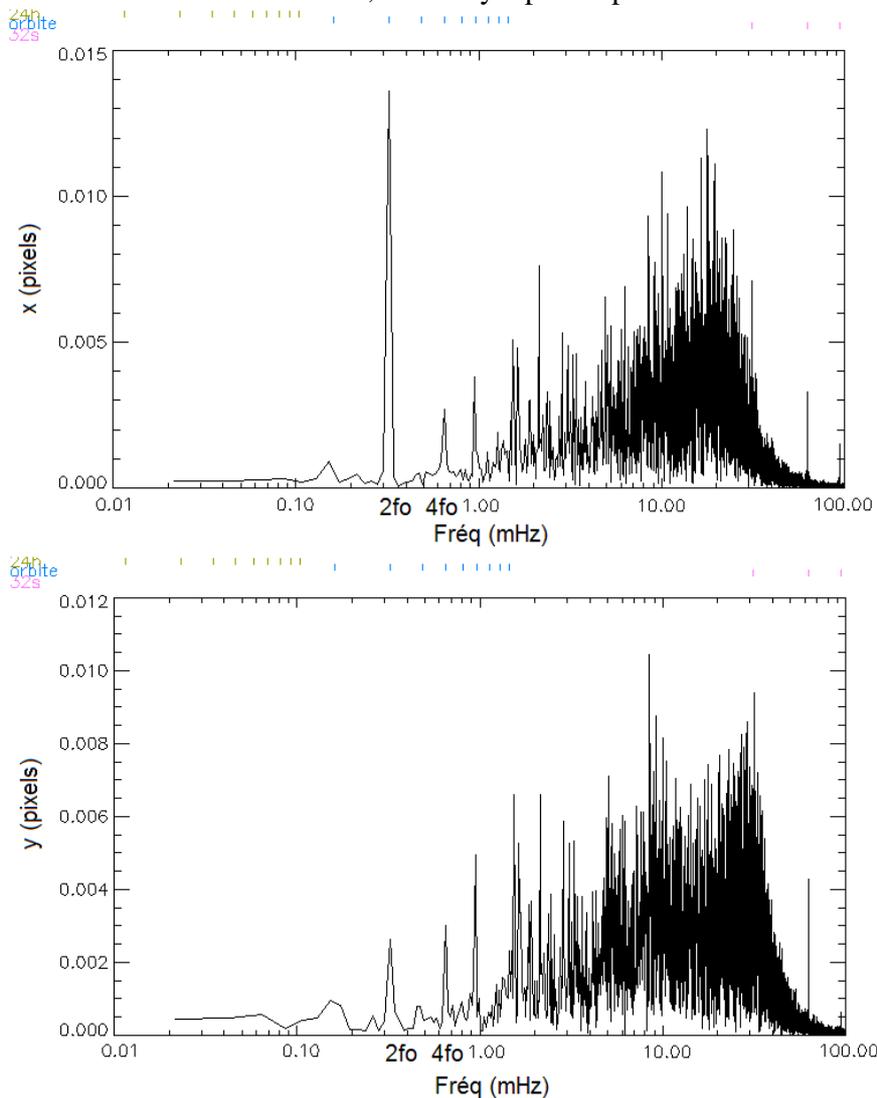


Figure 6-8 : Spectre de Fourier du jitter mesuré en vol en *x* et *y* de l'étoile *CoRoT ID 116* du *LRa01*. A comparer avec ceux de la Figure 3-16.

Si nous comparons ces résultats à ceux prévus par simulation, nous remarquons beaucoup plus d'énergie sur les hautes fréquences et des spectres beaucoup plus étalés qui remontent rapidement à partir de  $1\text{ mHz}$  au lieu de  $8\text{ mHz}$  prévus sur les simulations. Une autre caractéristique est la puissance de basse fréquence qui se concentre sur les raies de  $2f_0$ ,  $4f_0$  et  $6f_0$ . Comme remarque générale, le jitter est présent sur toutes les raies de fréquence entre  $0.162\text{ mHz}$  et  $80\text{ mHz}$ , ce qui signifie que les photométries des étoiles seront gênées dans toute cette bande du spectre et que le jitter est plus important que prévu. Sa correction est alors essentielle pour que les données réduites soient propres et dans la spécification scientifique.

Une grande partie de la puissance du signal du jitter vient des variations du pointage causées par les éclipses solaires. La figure ci-dessous est un exemple de ce phénomène.

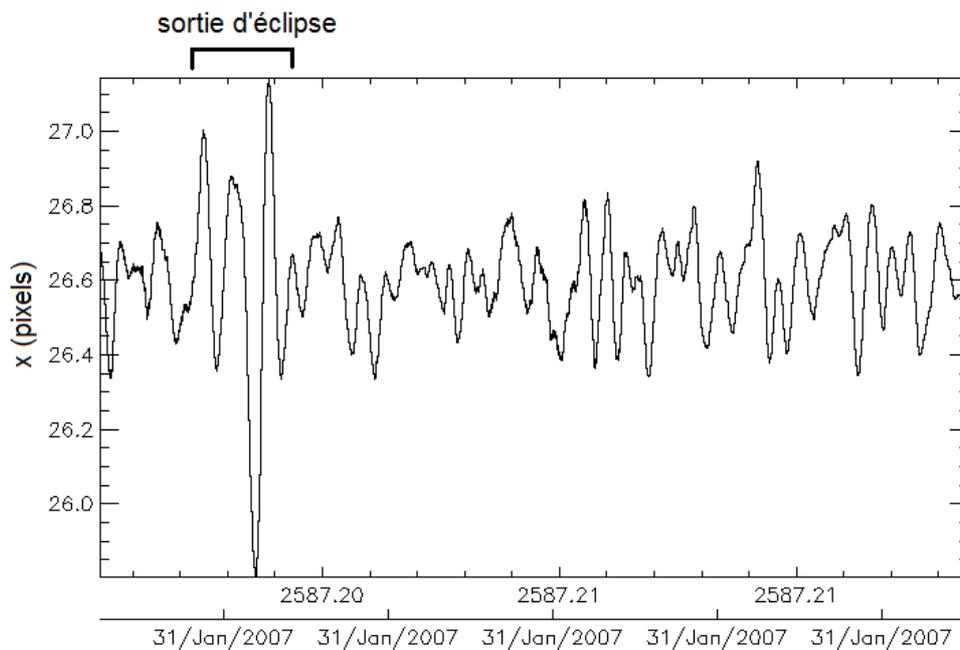


Figure 6-9 : Barycentre mesuré en vol en  $x$  de l'étoile CoRoT ID 116 du LRA01.

Nous y voyons une grosse perturbation du barycentre d'à peu près  $1.2$  pixel d'excursion. A cause des entrées et sorties d'éclipses solaires du satellite, des gradients de températures sur les panneaux solaires provoquent des vibrations mécaniques qui affectent le pointage de l'instrument. Des variations de  $2$  à  $3$  pixels de pointage peuvent alors se produire pendant quelques minutes sur une orbite. Ces perturbations se répètent plus ou moins vite en fonction de la position du soleil par rapport à l'orbite du satellite et constituent l'effet le plus important à corriger dans le jitter comme nous le verrons plus loin.

## 6.2.2 Validation des masques photométriques de la voie ASTERO

Nous commençons la validation des masques par les premières observations faites sur le centre de la galaxie entre le 11 avril 2007 et le 9 mai 2007, le SRc01 (« Short Run

centre 01 »). Ces observations démarrent le programme d'observations scientifiques et ce sont les premières utilisant les deux types de masques photométriques : le masque grossier et le masque fin. Les toutes premières observations faites juste après le lancement du satellite, qui font partie de l'IRa01 (« *Initial Run anti centre 01* »), n'utilisant pas de masque fin, ne constituent pas un bon exemple pour démarrer les présentations sur les validations.

Pour calculer les masques grossiers nous avons besoin de l'image plein cadre et le calcul des masques fins nécessite des *PSFs* à haute résolution. La première photo prise du champ à observer constitue l'image plein cadre et les imagerie récoltées pendant les premières orbites d'observation du champ servent à calculer les *PSFs* à haute résolution.

L'algorithme de calcul des *PSFs* à haute résolution utilise la reconstitution de barycentres pour mieux déterminer les modèles. Pour l'instant nous assumons que la reconstitution de la variation des barycentres de la voie *ASTERO* est valide.

Le *Tableau 6-3* résume l'ensemble des masques et ses caractéristiques calculées à partir des différentes entrées pour SRc01. VIA (Validation Image *ASTERO*) est le masque grossier, car il utilise l'image plein cadre issue du mode VIA de l'instrument et OBS (Observation) est le masque fin, car il utilise les imagerie issues du mode d'observation de l'instrument.

*Tableau 6-3 : Résumé des résultats du calcul des masques photométriques grossiers (VIA) et fins (OBS) pour le champ d'observation SRc01.*

SRc01										
CoRoT ID	7636	7616	7548	7528	7613	7837	7710	7758	7793	7780
Cible <sup>6</sup>										
mv	5.56	6.15	7.43	7.72	8.58	6.72	7.07	7.99	9.05	9.06
CCD	A1L	A1L	A1R	A1R	A1L	A2L	A2R	A2L	A2L	A2L
VIA										
SSB théorique	2910	2501	1129	805	566	1830	1430	622	357	442
SSB décalé	2780	2358	494	260	208	1607	856	182	112	122
SSB mesuré <sup>7</sup>	2690	-	476	-	-	1419	830	177	106	120
Nb. de pixels	606	608	396	371	304	466	369	326	274	252
OBS										
SSB théorique	2917	2510	1233	1042	643	1842	1485	793	468	501
SSB mesuré	2794	-	1078	-	-	1550	1241	-	480	486
Nb. de pixels	660	650	411	382	305	484	403	335	280	259
Gain SSB (%)	4.9	6.4	150	301	209	14.6	73.5	336	318	311

<sup>6</sup> Coupe à 100 e<sup>-</sup>.

<sup>7</sup> Les colonnes marquées d'un trait indiquent des étoiles trop actives pour évaluer le SSB de façon simple.

Sur le tableau ci-dessus la ligne *CoRoT ID* contient l'identificateur de l'étoile dans la nomenclature définie pour CoRoT. La ligne *cible* est une coupe de la PSF de l'étoile cible dans un carré de 35x35 pixels. La ligne *CCD* définit la position de l'étoile cible par rapport aux *CCDs* et également son côté. Ainsi, *AIL* est le *CCD A1* côté gauche (« *Left* ») et *AIR* est le *CCD A1* côté droit (« *Right* »). La ligne *SSB mesuré* contient les valeurs mesurées directement sur les courbes de lumière de niveau N0 corrigées du gain d'électronique. Certaines valeurs ne peuvent être indiquées car les étoiles trop actives ne nous permettent pas de faire des estimations raisonnables du SSB.

Nous observons encore la ligne *SSB décalé* qui correspond au SSB calculé avec un décalage du masque grossier de 1 pixel en x et y. Cette ligne a été rajoutée au tableau en raison d'un problème de programmation du logiciel vol : à la base, le masque grossier (VIA) est censé donner des performances comparables au ligne *SSB théorique*, mais à cause d'un problème de changement de repère fait au sol pendant la définition des fenêtres étoiles, les masques ont été mal placés en vol et les performances réelles sont tombées à des valeurs comparables au *SSB décalé*. Le tableau montre des SSBs mesurés en vol proches de ceux des SSBs décalés. Cette erreur a été repérée au début des observations de SRC01 et ratifiée sur les données d'IRa01. Nous avons alors corrigé cette erreur et le SRa01 ne la contiendra plus.

La découverte exacte de la source de l'erreur a pris plus d'un mois. Entretemps, nous avons fait les programmations des masques fins de SRC01 et des masques grossiers de LRa01. Pour confirmer l'existence du problème, des masques fins recalés à la main de 1 pixel en x et y ont été programmés. Ces masques ne constituent pas des masques optimums, mais des masques calculés par la même méthode des masques grossiers en utilisant de PSF à haute résolution au lieu des images plein cadre. Ces masques sont alors basés sur des excellents modèles de cibles et ce sont les solutions optimales s'il n'y a pas de jitter. L'intérêt de ce choix était de ne pas trop élargir les masques pour confirmer qu'un simple décalage de position pouvait résoudre le problème de performance, tout en améliorant la qualité des masques bien-sûr.

La figure ci-dessous montre cet effet sur l'étoile CoRoT ID 7780.

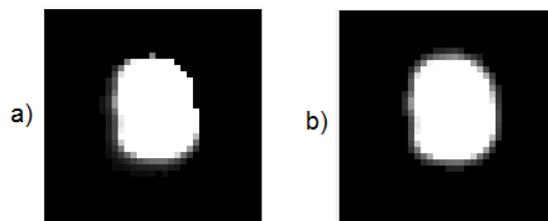


Figure 6-10 : a) Masque grossier et b) masque fin appliqués à l'étoile CoRoT ID 7780.

Nous y voyons notamment le coin supérieur droit de l'étoile supprimé par le bord du masque grossier.

Les validations du gain de cette modification sont visibles sur la comparaison des photométries calculées à bord et celles calculées au sol à travers les imagettes.

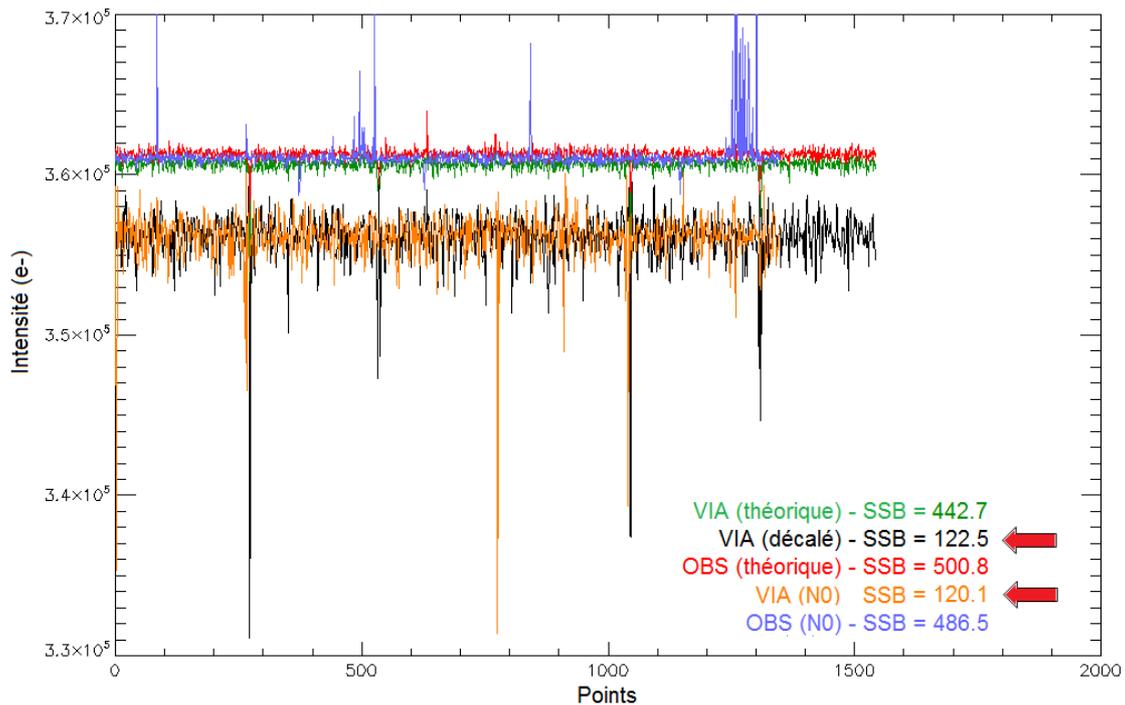


Figure 6-11 : Comparaison entre les photométries basées sur les imageries et celles mesurées en vol. Etoile CoRoT ID 7780 du SRC01. Echelle x en nombre de points et pas en temps. Imageries du 12 avril. Photométrie N0 avec masque VIA du 12 avril et masque OBS du 28 avril.

Sur la figure ci-dessus le SSB VIA (théorique) est issu de la photométrie calculée sur les imageries 8 sec acquises en début des observations du SRC01. Le SSB VIA (N0) est issu de la photométrie vol et il devrait être très proche de celui du VIA (théorique), si il n'y avait pas de décalage. Si nous décalons le masque VIA et que l'on recalcule la photométrie, nous obtenons cette fois-ci des résultats cohérents avec ceux de vol – VIA (décalé). La correction de l'erreur sur les masques fins apporte de bons résultats comme les montrent les photométries OBS (théorique) et OBS (N0), ce qui valide le raisonnement.

Si nous revenons sur le *Tableau 6-3*, nous observons que les masques fins ont toujours plus de pixels que les masques grossiers, car les modèles plus précis utilisés pour ces premiers nous permettent d'aller chercher le signal photométrique plus loin, sur les ailes de la PSF. D'autant plus que le « *smearing* » présent sur l'une des directions des ailes s'étale tout au long de la fenêtre et comme il n'y a plus de bruit sur lui, la région de décroissance va jusqu'au bord de la fenêtre et, par conséquent, le masque lui aussi.

Nous constatons aussi que les masques fins sont naturellement plus performants que les masques grossiers et constituent un vrai atout pour l'amélioration des performances photométriques.

Notons que l'étoile 7793 a des masques comportant moins de pixels (peint en rouge) que l'étoile 7780 (moins brillante). Cette incohérence est due à la mauvaise évaluation du fond de ciel au voisinage de la 7793, fortement contaminé par des signaux parasites.

Sur les étoiles brillantes comme la 7636 l'effet du « *smearing* » est très important et c'est pour cette raison que les masques ont une forme étalée verticalement. Comme le « *smearing* » contient toujours des photons de la propre étoile cible, c'est-à-dire, de l'information de l'étoile, nous avons décidé de le garder dans le masque.

Enfin, la ligne de gain du SSB montre ce que nous avons pu améliorer avec les masques fins. Nous y voyons des gains très élevés sur les étoiles faibles, naturellement plus affectées par le décalage des masques grossiers.

Comme nous avons validé le recalage du masque sur SRc01, le LRc01 (« *Long Run centre 01* ») a pu être utilisé pour améliorer la qualité du masque fin. Le *Tableau 6-4* résume l'ensemble des masques et ses caractéristiques pour ce champ.

*Tableau 6-4 : Résumé des résultats du calcul des masques photométriques grossiers (VIA) et fins (OBS) pour le champ d'observation LRc01.*

LRc01										
CoRoTID	8641	8774	8652	8872	8557	8481	8669	8777	8393	8527
Cible										
mv	5.49	5.83	6.57	7.94	8.69	6.74	7.52	7.65	8.27	9.14
CCD	A1R	A1L	A1R	A1R	A1L	A2L	A2R	A2L	A2L	A2L
VIA										
SSB théorique	3028	2997	1888	973	701	1807	1207	1179	850	583
SSB décalé	3007	2987	1826	935	669	1786	1119	1170	719	539
SSB mesuré	2817	-	1490	850	-	1594	-	1010	-	411
Nb. de pixels	712	747	502	422	357	503	402	442	383	316
OBS										
SSB théorique	3028	2997	1890	975	702	1807	1207	1182	851	590
SSB mesuré	2910	-	1601	874	-	1675	-	1070	-	494
Nb. de pixels	776	787	544	412	308	503	381	395	346	301
Gain SSB (%)	0.7	0.3	3.5	4.3	4.9	1.2	7.9	1.0	18.4	9.5

Comme nous avons toujours le problème de décalage de 1 pixel au moment de la programmation des masques grossiers, ils ont été agrandit à la main à l'aide d'un curseur sur l'IHM prévu pour des situations anormales. Nous observons ainsi seulement pour les étoiles 8669, 8393 et 8527 des écarts significatifs de SSB entre les masques VIA décalés et théoriques, où les gains sur le SSB restent énormes.

Pour LRc01, nous pouvons remarquer que les masques grossiers théoriques ont presque la même performance des masques fins théoriques en termes de SSB. Par contre, nous ne pouvons voir le gain sur le bruit du jitter. Le grand avantage des masques fins de ce champ est le fait qu'ils sont conçus pour que la photométrie ne soit pas contaminée par le jitter. Alors, à priori, il n'y aurait pas de signatures du bruit de jitter ni sur la fréquence orbitale et ses harmoniques, ni sur les hautes fréquences. Malheureusement, à cause des éclipses solaires du satellite, elles y seront. Cependant, il y a des périodes où le soleil

n'est jamais caché du satellite et là nous ne souffrons plus du tout du bruit de jitter sur la photométrie. Les données de ces périodes servent alors à valider l'efficacité des masques fins face au bruit nominal de pointage, qui lui est utilisé à la base pour calculer les masques. La figure ci-dessous montre le spectre de Fourier pour l'étoile la plus faible du champ hors des éclipses :

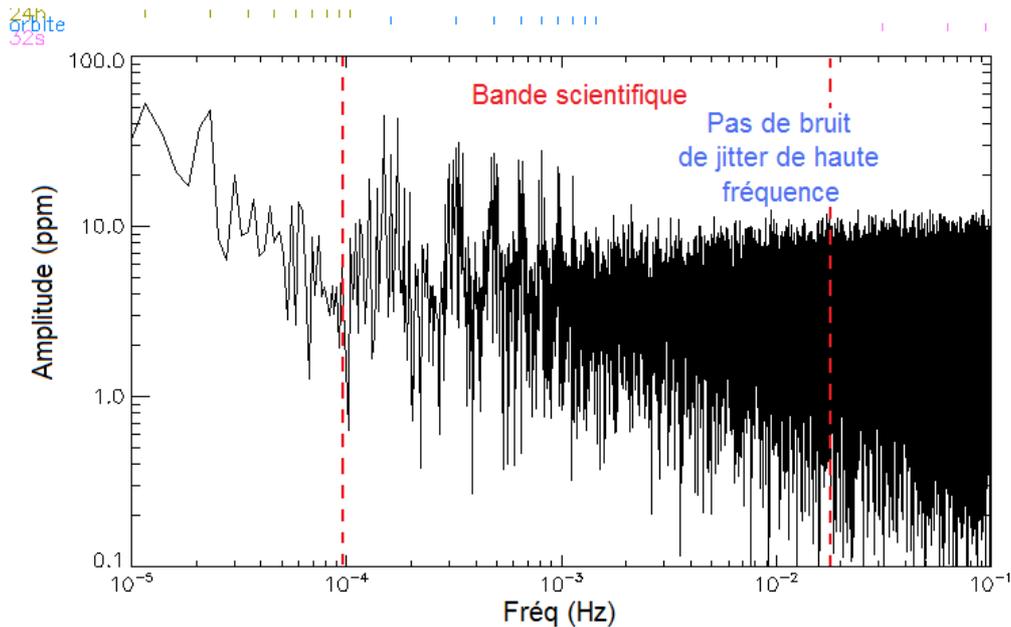


Figure 6-12 : Spectre de l'étoile CoRoTID 8527 sur 5 jours de données (du 24 au 28 juin).  $MV = 9.14$ . Période sans éclipses. Corrections : points aberrants et EMI 32 sec.

Nous y voyons clairement qu'il n'y a plus de signature de haute fréquence du jitter et si nous revenons au spectre du jitter lui-même (Figure 6-8) nous nous apercevons que le bruit des premières harmoniques de l'orbitale ne peuvent pas être dues au jitter, car il n'a pas suffisamment de puissance pour créer ces raies. De plus elles sont étalées autour de raies principales, ce qui caractérise des mauvaises corrections de points aberrants. La méthode de correction de points aberrants utilisée étant très simplifiée, le résidu spectral est élevé.

Le résultat de la Figure 6-12 est très important, car il peut être utilisé pour valider d'autres aspects des performances de l'instrument. Etant donné que le bruit de jitter était la principale source de bruit jusque là, nous ne pouvions pas dissocier certaines raies de fréquence du jitter. A partir des masques fins du LRc01, nous pouvons caractériser d'autres sources de bruit liées aux variations de température ou tension d'alimentation de l'instrument sur, par exemple, la fréquence orbitale, à la condition de bien corriger les points aberrants, bien sûr.

En faisant le spectre de Fourier d'une période de données peuplée par des éclipses et avec le masque grossier, nous voyons la signature du jitter sur la photométrie :

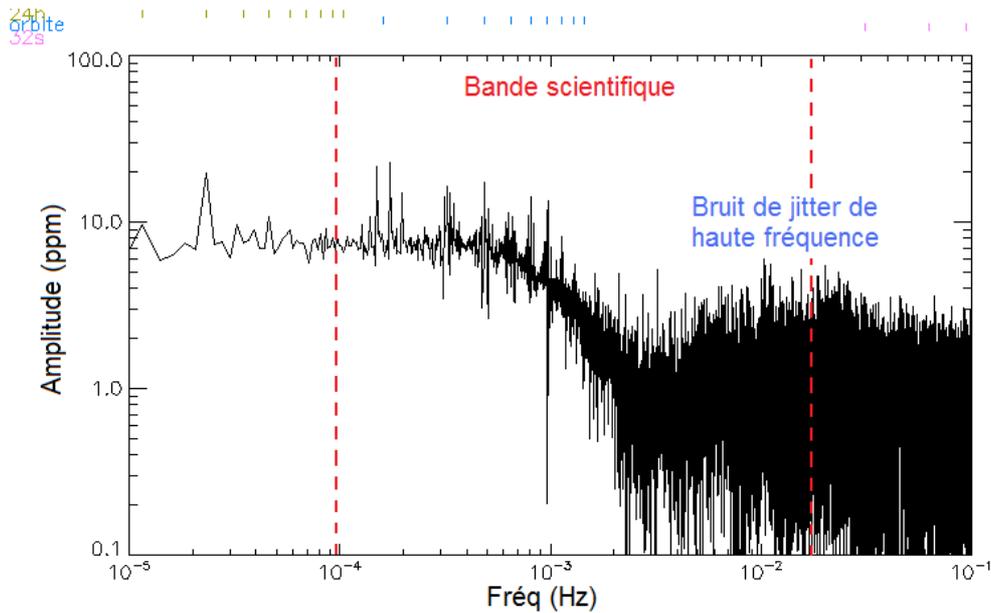


Figure 6-13 : Spectre de l'étoile CoRoTID 8527 sur 5 jours de données (du 15 au 19 mai). Période avec éclipses. Corrections : points aberrants et EMI 32 sec.

Ce résultat confirme ce que nous venons d'exposer.

Enfin, revenons à l'IRa01, le premier champ observé, destiné à la mise en opération de l'instrument. Le Tableau 6-5 résume les résultats.

Tableau 6-5 : Résumé des résultats du calcul des masques photométriques grossiers (VIA) pour le champ d'observation IRa01.

IRa01										
CoRoTID	116	20	156	123	83	400	223	214	187	263
Cible										
mv	5.45	5.77	8.20	9.10	9.36	6.04	6.82	7.36	9.32	9.48
CCD	A1L	A1R	A1L	A1L	A1R	A2L	A2R	A2R	A2R	A2R
VIA										
SSB théorique	3100	2756	675	409	383	2716	1712	1252	377	358
SSB décalé	2922	2679	200	130	134	2634	1018	525	101	85
SSB mesuré	2812	2201	-	-	110	2499	915	410	-	52
Nb. de pixels	625	603	283	264	269	615	412	360	239	229
SSB théorique OBS	3110	2760	799	546	477	2721	1739	1313	513	484
Gain SSB (%)	6.4	3.0	300	320	256	3.3	70.8	150	408	469

Ces résultats restent cohérents avec tout ce qui a été déjà exposé auparavant. Comme il n'y a pas eu de masques fins pour ces observations, la ligne SSB théorique OBS permet de mettre en évidence ce que nous aurions pu gagner avec ces masques, tout

comme la ligne de gain sur le *SSB*. D'ailleurs, nous pouvons remarquer sur les étoiles faibles que les masques grossiers d'IRa01 sont particulièrement inefficaces, et la correction du jitter sera déterminante pour la qualité des données.

L'étoile 400 est un cas intéressant à détailler. La figure ci-dessous montre les différents modèles de cette étoile dont nous disposons pour le calcul des masques.

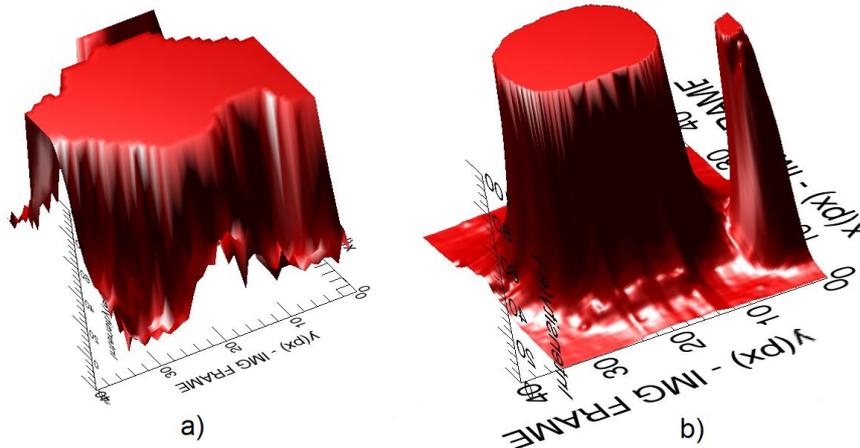


Figure 6-14 : Coupe à  $100 e^-$  sur a) le morceau d'image plein cadre de 1 sec d'intégration utilisé pour le calcul du masque grossier et b) la PSF à haute résolution utilisée pour le calcul du masque fin de l'étoile CoRoT ID 400.

Ces deux modèles sont clairement très différents en termes de précision. Les masques calculés à partir de ces modèles le sont également.

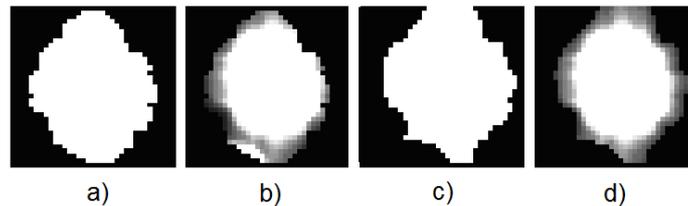


Figure 6-15 : Pour l'étoile CoRoT ID 400 a) le masque grossier, b) le masque grossier appliqué à la PSF, c) le masque fin, et d) le masque fin appliqué à la PSF.

La précision de la PSF à haute résolution permet de filtrer correctement le parasite collé à l'étoile cible, tandis que l'image plein cadre ne nous permet d'estimer la position du bord du parasite qu'à quelques pixels près. Dans ce cas le masque fin aurait apporté environ 4% de gain sur le *SSB*, ce qui n'est pas négligeable pour une étoile brillante, en plus d'éliminer le signal parasite de l'étoile contaminant.

Finalement la figure ci-dessous résume l'évolution des performances des masques pour quelques exemples d'étoiles faibles au cours de cette première année d'exploitation de l'instrument.

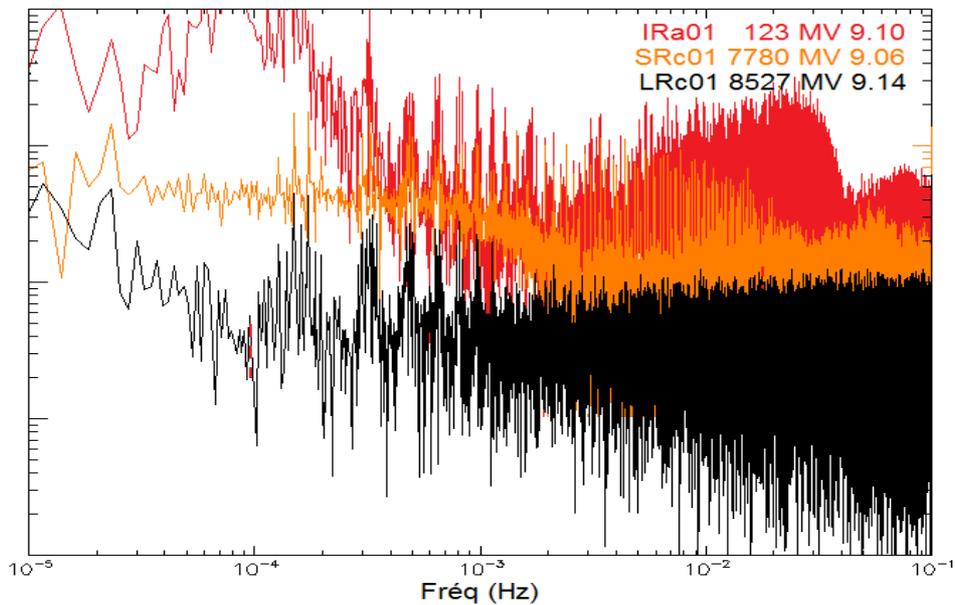


Figure 6-16 : Spectre de Fourier de la photométrie de quelques étoiles faibles sur 5 jours de données avec éclipses. IRa01 du 15 au 19 février avec masque grossier, SRc01 du 25 au 29 avril avec masque fin et LRC01 du 24 au 28 juin avec masque fin. Corrections : points aberrants et EMI 32 sec.

Sur la figure ci-dessus l'axe y n'a pas de valeurs car les spectres ont été légèrement décalés pour que nous puissions voir clairement l'évolution des bosses dues au jitter. Nous voyons sur cette figure le rôle que joue le masque photométrique. C'est son choix qui détermine de façon irrémédiable l'impact du jitter. L'utilisateur a le choix d'utiliser des masques plus ou moins sensibles au jitter. Un masque plus large nous donne une photométrie presque nette au niveau du bruit de jitter, mais moins performante, car il est impossible de se passer du bruit de fond ajouté par l'augmentation du masque. De l'autre côté, un masque plus étroit, moins performant par rapport au jitter, peut nous donner une photométrie de meilleur SSB si la correction du jitter est capable d'enlever tout le bruit du jitter. Tout se joue sur l'efficacité des corrections photométriques. Nous y reviendront plus loin.

### 6.2.3 Validation de la reconstitution de la variation de barycentres

Après avoir validé les masques, il faut valider le calcul du jitter des étoiles pour pouvoir appliquer les corrections photométriques. Le calcul du jitter passe d'abord par la reconstitution de la ligne de visée du satellite et ensuite par la reconstitution de la variation des barycentres des étoiles.

#### 6.2.3.1 Résultats de reconstitution de la ligne de visée du satellite

La reconstitution de la ligne de visée au sol ne peut pas être validée directement, car elle constitue une estimation plus précise que celle qui est faite à bord. Et nous ne disposons d'aucun autre moyen de calculer cette grandeur plus précisément. Nous sommes alors obligés à valider ces résultats de façon indirecte en passant par les

reconstitutions de barycentres de la voie *ASTERO* (prochaine section), car dans ce cas, nous disposons de mesures très précises sur les barycentres des étoiles brillantes.

Pour cette section nous nous contentons alors de montrer quelques résultats de calcul de la ligne de visée en vol et au sol. Comme les signes des calculs sont un sujet sensible pour la ligne de visée et les données vol sont une validation de ces signes, la comparaison est importante pour assurer qu'au sol nous les utilisons correctement. De plus, nous pouvons en profiter pour faire les premières analyses sur l'écartométrie.

Nous nous basons sur les données de l'*IRa01* de la journée du 7 février 2007 pour l'exposition des résultats.

Commençons par les tracés de l'écartométrie bord ( $\varphi(k), \theta(k), \psi(k)$ ).

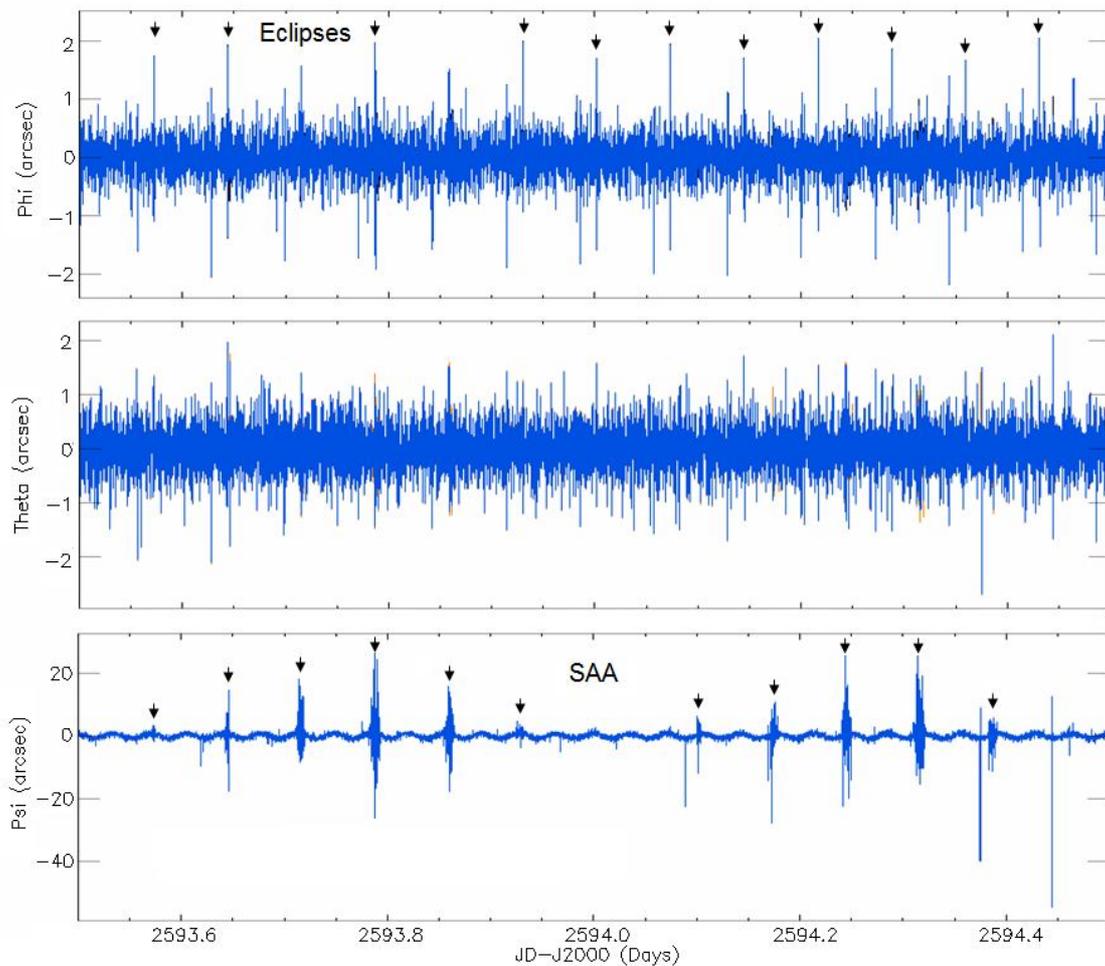


Figure 6-17 : Ligne de visée de l'*IRa01* calculée à bord en utilisant les deux étoiles de pointage CoRoT IDs 116 et 20. Journée du 7 février.

Les courbes montrent deux problèmes que nous aurons toujours pendant la mission : la présence de gros déplacements dus aux entrées et aux sorties d'éclipses et le bruit élevé d'estimation d'angles pendant les passages dans la SAA. Sur le tracé de  $\varphi$  quelques uns des éclipses sont indiqués par les flèches. Sur le tracé de  $\theta$  les éclipses y

sont aussi, pourtant ils sont moins évidents à cette échelle de temps. Tout simplement la direction de translation  $\varphi$  est la privilégiée par ce phénomène.

Nous vérifions que le bougé dû aux éclipses ne provoque pas de roulis sur le satellite car  $\psi$ , un angle extrêmement sensible aux variations de positions et aux erreurs de mesures, n'est pas altéré pendant ces instants d'éclipses. De l'autre côté, chaque fois que CoRoT rentre dans la SAA cet angle subit de grosses variations car son poids est petit face à  $\varphi$  et  $\theta$ . Cela veut dire que pour que l'erreur de mesure soit compensé,  $\psi$  doit varier beaucoup sa valeur.

La reconstitution de la ligne de visée en utilisant quatre étoiles brillantes du champ ratifie cette analyse. Voyons les résultats :

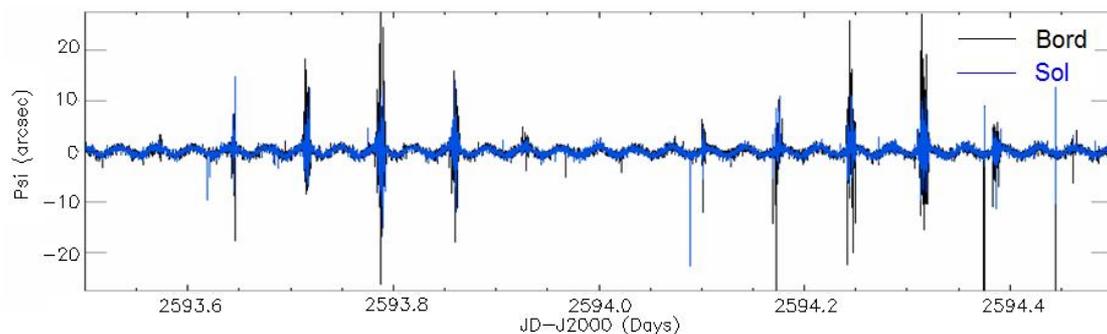


Figure 6-18 : Comparaison du calcul de  $\psi$  en vol à celui au sol en utilisant 4 étoiles brillantes (COROT IDs : 116, 20, 400 et 223). IRa01, journée du 7 février.

Le roulis calculé au sol subit moins les interférences des passages dans la SAA et présente une variance plus petite en dehors de ces instants aussi. Avec quatre étoiles les incertitudes de calcul dans la SAA diminuent et  $\psi$  n'a plus besoin de varier aussi largement pour apporter sa bonne contribution aux solutions du système d'équations.

Pour ce qui concerne  $\varphi$  et  $\theta$ , les résultats sont presque les mêmes à bord et au sol. Par exemple, pour une petite fenêtre de données de  $\varphi$  nous avons :

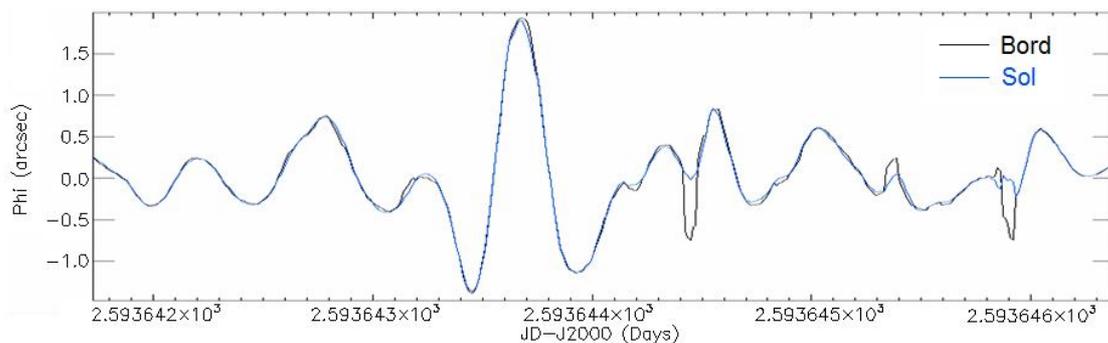


Figure 6-19 : Comparaison du calcul de  $\varphi$  en vol à celui au sol en utilisant 4 étoiles brillantes (CoRoT IDs : 116, 20, 400 et 223). IRa01, journée du 7 février.

Nous notons une légère diminution du bruit tout au long de la courbe bleue et des moments de grosses baisses de bruit où des impacts de particules de haute énergie ont biaisé les calculs bord.

La figure suivante montre les résultats en termes de différences entre les calculs bord et sol :

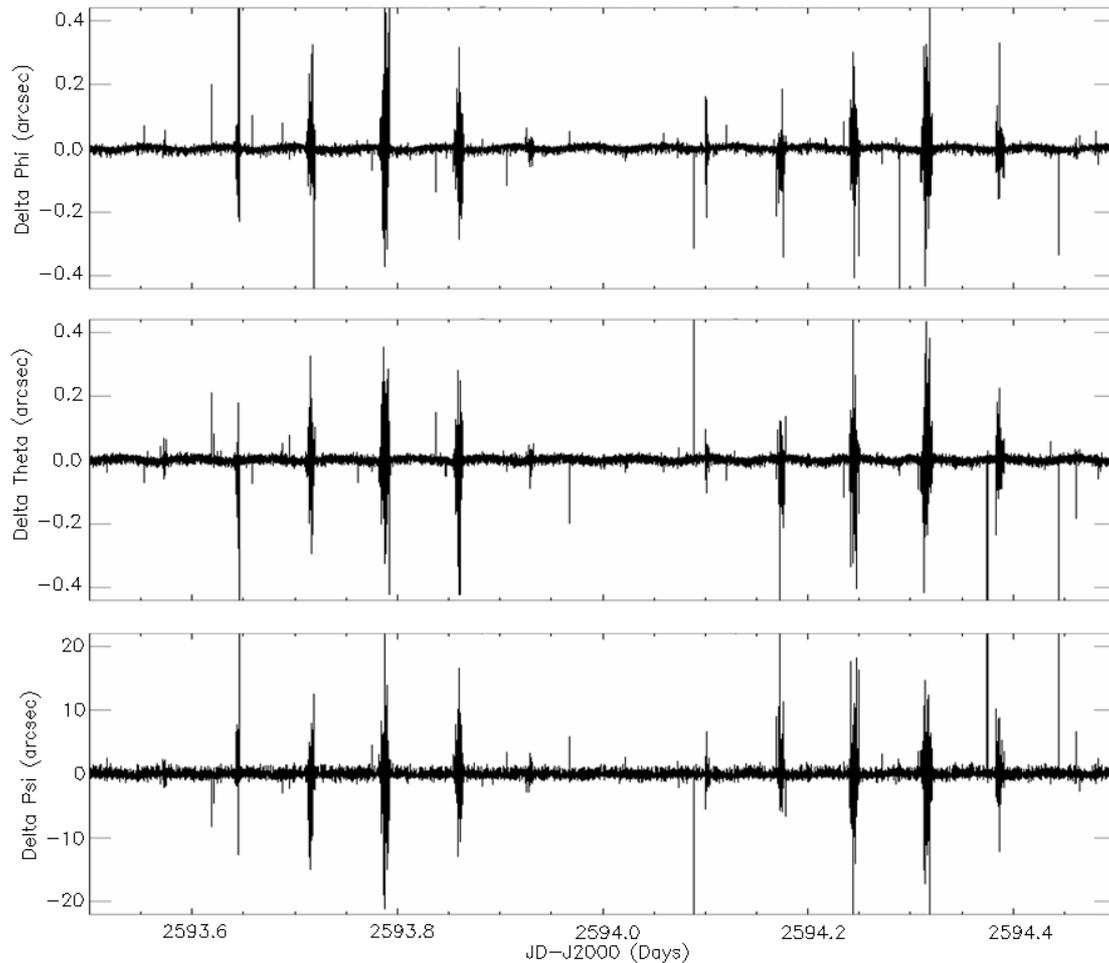


Figure 6-20 : Différence entre la ligne de visée calculée à bord et celle reconstituée au sol en utilisant 4 étoiles brillantes (CoRoT IDs : 116, 20, 400 et 223). IRa01, journée du 7 février.

Ces courbes ne sont pas d'erreurs de mesures car tant les calculs bord comme les calculs sol ont ses erreurs et nous ne les connaissons pas. Ces courbes sont plutôt une indication de diminution d'erreur de calcul puisque nous savons que les données sol sont plus précises que les données vol. Or si nous observons sur la figure l'effet de la SAA, cela veut dire plutôt que nous voyons sa diminution par rapport aux données bord.

Nous observons aussi une périodicité de différence sur  $\varphi$  et  $\theta$  liée à la fréquence orbitale. Cette périodicité n'est toujours pas interprétée.

A présent, voyons la comparaison fréquentielle des deux calculs de ligne de visée :

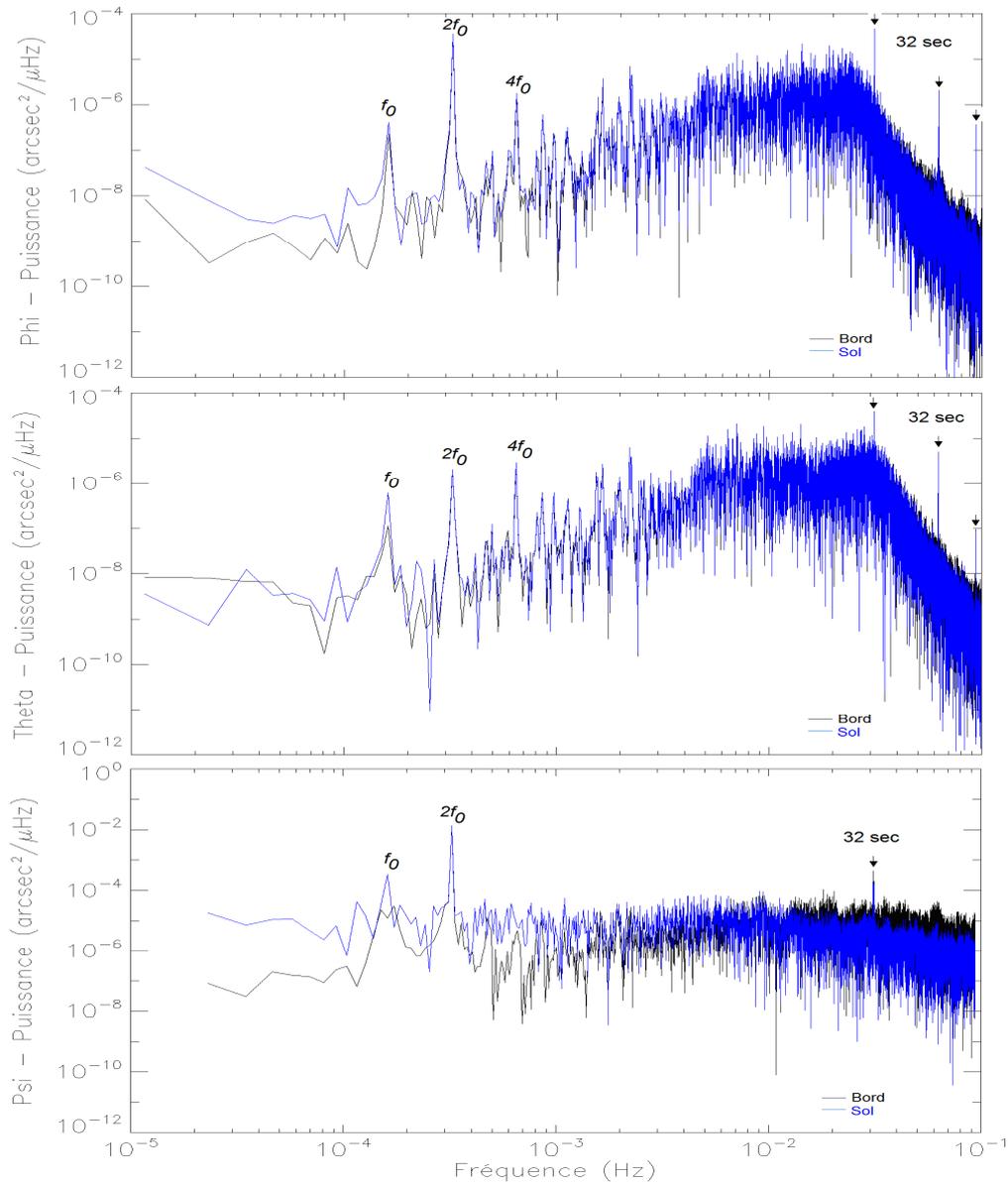


Figure 6-21 : Spectre de puissance des lignes de visée calculées à bord et au sol en utilisant 4 étoiles brillantes (CoRoT IDs : 116, 20, 400 et 223). IRa01, journée du 7 février.

Nous y voyons une légère baisse de puissance de haute fréquence, ce qui est d'accord avec la diminution de la variance du signal calculé au sol.

Trois raies de basses fréquences se détachent des autres :  $f_0$ ,  $2f_0$  et  $4f_0$ . Ce sont les principales raies de fréquences à surveiller sur la photométrie par rapport au bruit de jitter. De plus, elles sont plus puissantes au long de  $\varphi$ .

Nous y voyons aussi des raies à 32 sec et ses multiples. Nous ne savons toujours pas d'où viennent ces variations. Elles sont mesurés sur les barycentres, pourtant elles ne correspondent pas à de phénomènes réels et après analyse ne semblent pas venir de

l'interférence électromagnétique (*EMI*) entre les voies. Cette interférence se base sur le cycle de 32 *sec* de lecture des CCDs *EXO* et constitue une source de bruit importante sur la photométrie *ASTERO*, par contre l'amplitude de ce phénomène ne semble pas suffisant à expliquer des telles raies sur les mesures de barycentres. Ces derniers (pondération) étant beaucoup moins sensibles à l'*EMI* que la photométrie (intégration).

Un dernier point concernant cette section est le calcul de la jacobienne du modèle linéaire. Comme ce modèle est calculé autour des positions initiales des étoiles (les 4 cibles brillantes) et ces positions sont calculées à partir des séries de mesures des barycentres vol, des marches sur la ligne de visée peuvent se produire si elle n'est pas calculée une fois pour toute sur tout le « *run* ». Sur les chaînes de traitement souvent on travaille par tranches de données et donc, ce phénomène est déjà arrivé. D'autre part, on commence à remarquer des dérives longue-terme de position du champ observé : 0.1 *pixels* en deux mois pour l'*LRc01*. Cela met en question la philosophie de détermination des positions absolues des cibles. Des modifications sur la procédure seront nécessaires pour éliminer cette dépendance temporelle.

### 6.2.3.2 Validation de la reconstitution du jitter de la voie *ASTERO*

La validation de la reconstitution du jitter sur la voie *ASTERO* joue un rôle très important sur la réussite des méthodes développées dans ce travail de thèse. La voie *ASTERO* est la seule à nous fournir des données suffisamment précises sur lesquelles nous pouvons nous appuyer pour mesurer les performances de l'ensemble d'algorithmes dédiés au jitter.

Cela est possible car les barycentres des étoiles du champ *ASTERO* sont mesurés à bord directement sur les images selon les calculs de l'équation (5.18).

Pour les étoiles très brillantes ( $mv < 6$ ) la variation de barycentres représente des mesures quasi-parfaites du jitter car l'écart-type de l'erreur ne dépasse pas le millième de pixel sur les régions non affectées par la SAA. Nous pouvons donc à partir de la ligne de visée, calculée dans la section précédente, calculer les jitters pour ces étoiles et les comparer aux mesures bord. Cette procédure valide l'ensemble *ligne de visée plus jitter*.

Nous commençons par l'étoile la plus brillante du champ *IRa01* : l'étoile 116, de  $mv = 5.45$ .

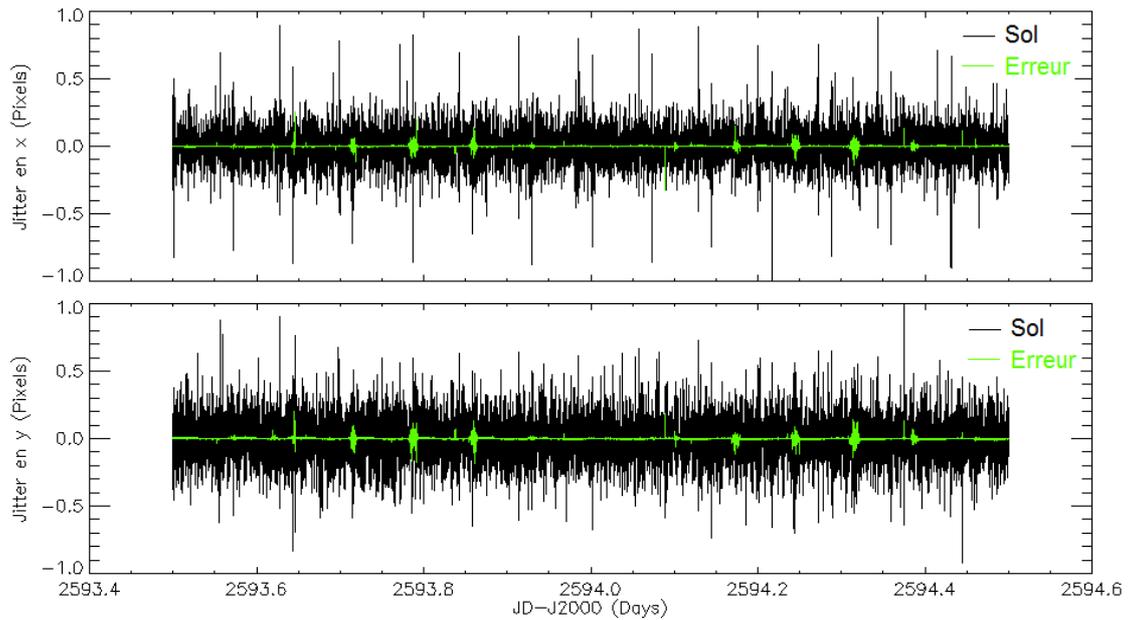


Figure 6-22 : Jitter reconstitué de l'étoile CoRoT ID 116 et la différence entre cette reconstitution et la mesure bord.

Cette étoile est très peu sensible aux passages dans la SAA et ailleurs l'erreur est très basse. Pour y voir plus clair, ci-dessous nous ne traçons que les courbes d'erreur :

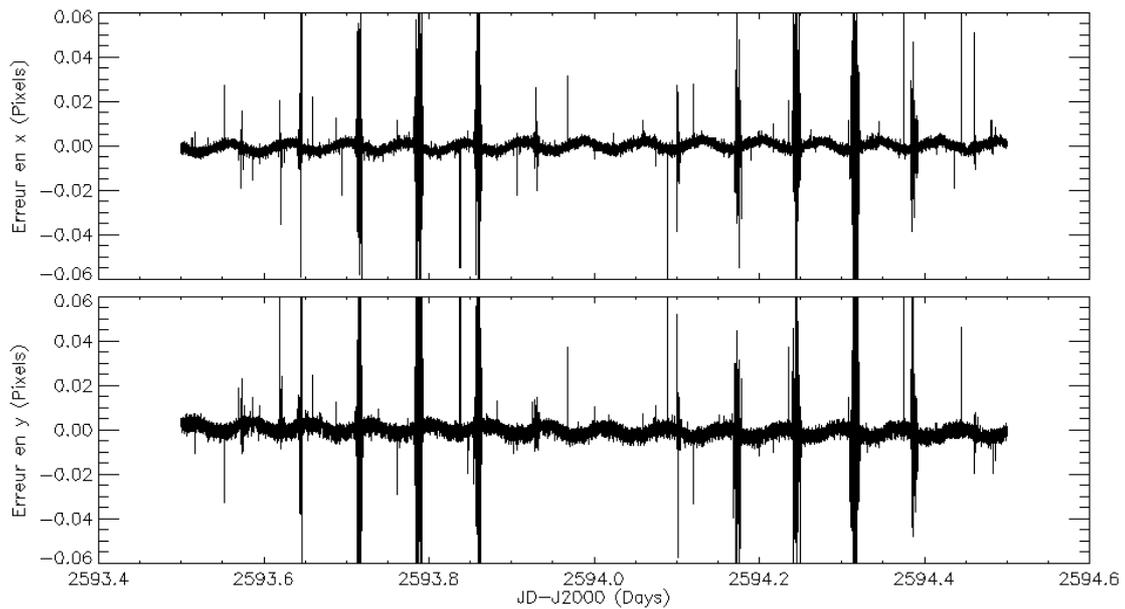


Figure 6-23 : Différence entre le jitter reconstitué et sa mesure bord pour l'étoile CoRoT ID 116. Présence de variation liée à la fréquence orbitale.

Ces courbes montrent de variations périodiques liées à la fréquence orbitale. Elles n'ont pas de raisons physiques d'y être et sont forcément dues aux calculs. Aujourd'hui nous pensons que l'origine du problème est soit le modèle linéaire du calcul de la ligne de visée (équation (4.24)), soit la solution moindres carrés (4.26). L'un des deux n'est pas tout à fait adapté au problème que nous traitons.

Les écart-types de ces mesures sont de  $2.27 \times 10^{-3}$  pixels en  $x$  et  $2.58 \times 10^{-3}$  pixels en  $y$ . Si nous réussissons à améliorer les calculs et à enlever la composante périodique ces écart-types seront plus petit qu'un millième de pixel. Nous serons donc à la limite physique de précision de mesure définie par le bruit de photons.

Pour bien caractériser la bande de fréquence de ces oscillations, nous traçons les spectres des deux courbes d'erreurs :

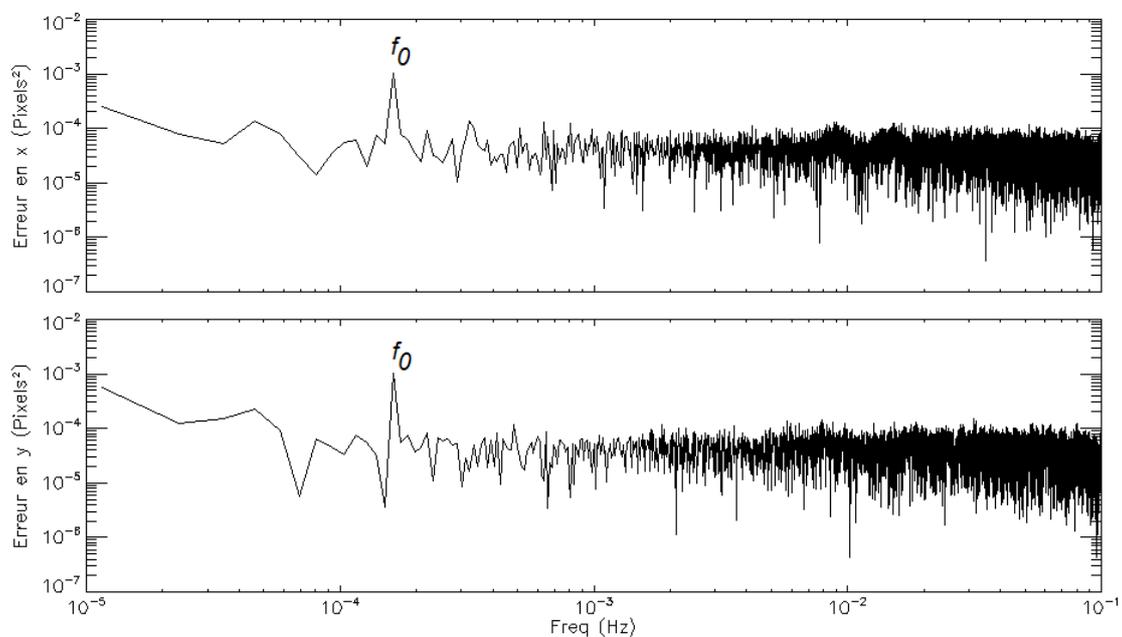


Figure 6-24 : Spectres de la différence entre le jitter reconstitué et sa mesure bord pour l'étoile CoRoT ID 116.

On confirme que c'est bien une composante orbitale sur les deux axes qui perturbe la qualité du résidu de calcul.

Un autre aspect important des calculs de la ligne de visée et de la reconstitution du jitter est le choix des cibles sur lesquelles le calcul de la ligne de visée se base. Nous n'avons pas en parler jusque-là, mais les quatre étoiles utilisées pour les calculs de la section précédente n'ont pas été choisies par hasard. Les étoiles 116, 20, 400 et 223 constituent le meilleur jeu de cibles dont on puisse en déduire la ligne de visée. Ce constat se fait à partir de la Figure 6-23. Les erreurs pour n'importe quelle autre combinaison de cibles sont plus élevées que pour ces quatre là. Cela constitue une méthode pratique de déterminer l'ensemble d'étoiles à utiliser dans la reconstitution de la ligne de visée pour chaque champ d'observation.

Passons maintenant à la présentation des résultats de reconstitution de jitter d'une étoile faible. L'étoile choisie est la 187, elle a une  $m_v = 9.32$ , elle a un comportement de

binaire à éclipse et elle appartient au CCD A2. Il s'agit alors d'une étoile très faible, variable et sur le deuxième CCD, ce qui nous permet de vérifier la validité des calculs sur des conditions assez différentes de celles de toute à l'heure.

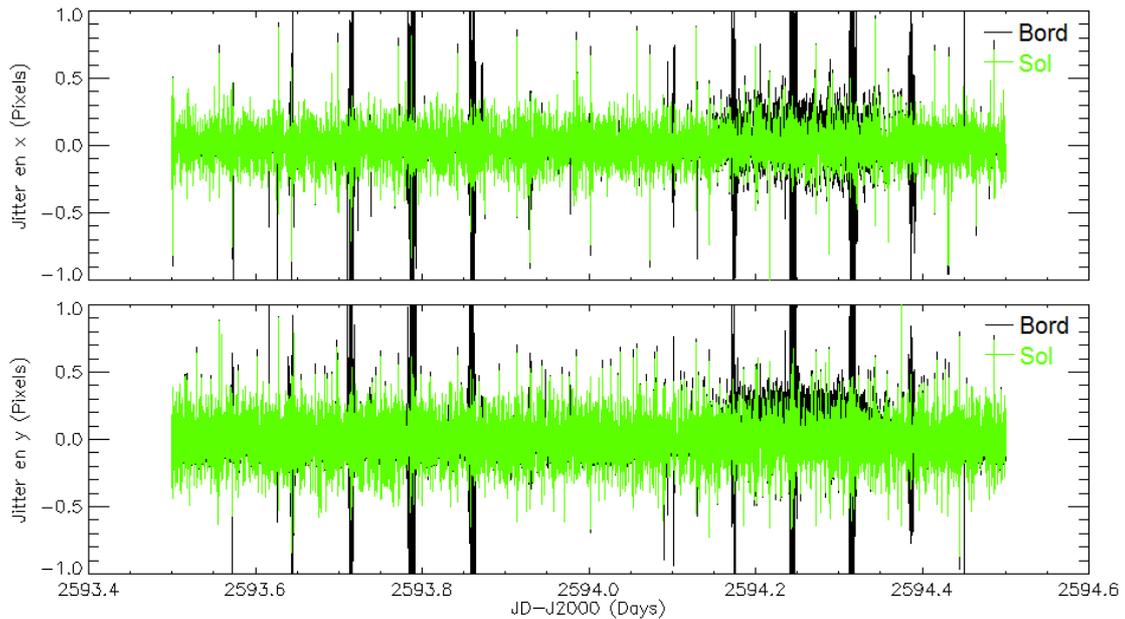


Figure 6-25 : Jitter mesuré à bord et jitter reconstitué au sol de l'étoile CoRoT ID 187.

Cette fois-ci le calcul sol représente une grosse amélioration par rapport à la mesure bord car d'une part les bruits issus des traversés de la SAA sont éliminés et d'autre part l'écart-type de l'erreur de la mesure descend de  $\pm 0.02$  pixels (estimation par simulation) à  $\pm 0.003$  pixels (estimation à partir de la Figure 6-23).

Le gain est encore plus évident quand on trace la différence entre les mesures bord et sol comparées à la mesure sol :

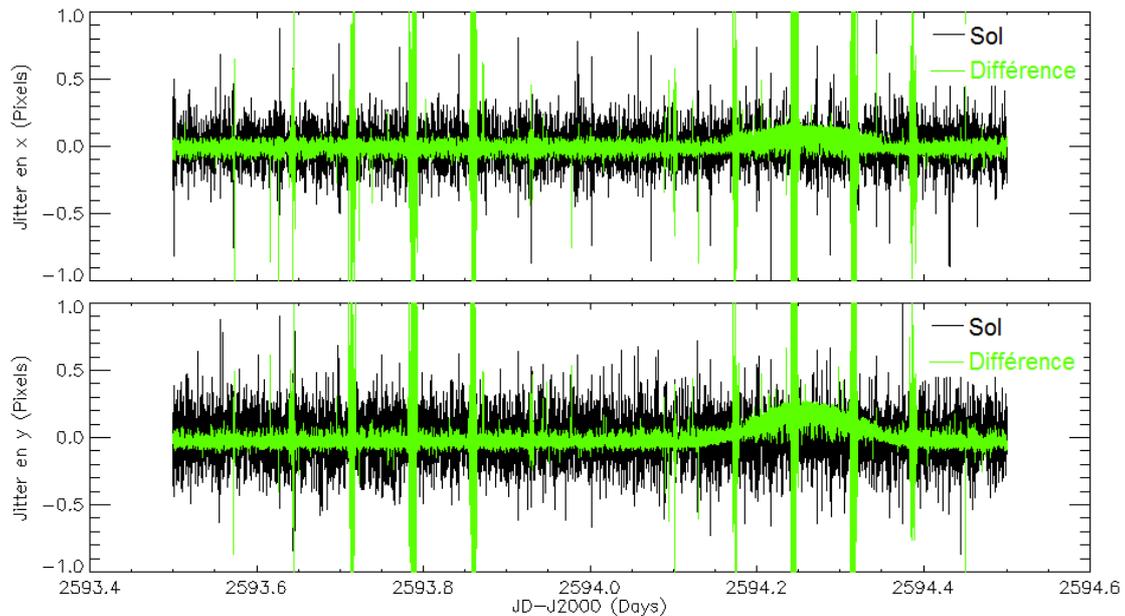


Figure 6-26 : Jitter reconstitué de l'étoile CoRoT ID 187 et la différence entre cette reconstitution et la mesure bord.

Le gain est énorme partout et en plus ces courbes mettent en évidence un atout très important de la reconstitution du jitter à partir de la ligne de visée, elle aussi reconstituée : la robustesse de résultats. Les étoiles sont variables et, par conséquent, la précision de mesures de barycentres aussi. Si nous nous basons sur les mesures directes nous risquons de prendre temporairement de la qualité sur les corrections même dans le cas des étoiles brillante. Pour illustrer l'idée, regardons pour l'étoile 187 la photométrie correspondante aux mesures de la figure précédente :

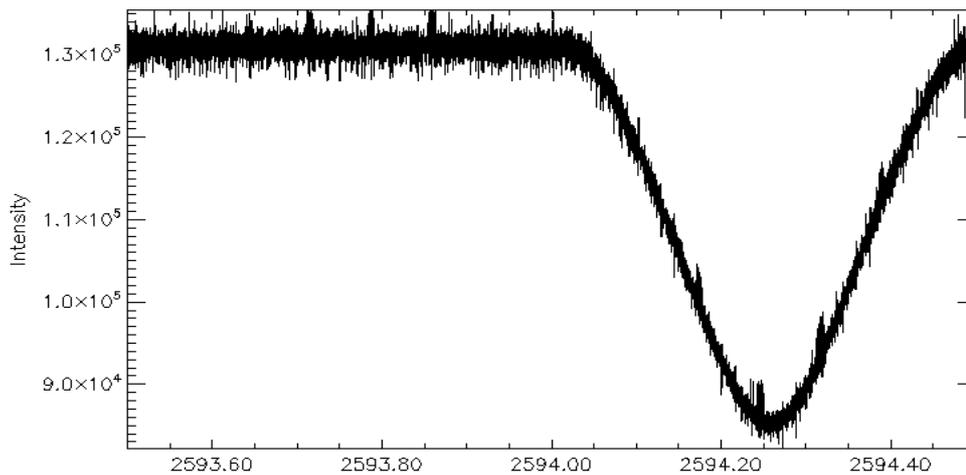


Figure 6-27 : Photométrie de niveau N0 de l'étoile CoRoT ID 187 corrigée de points aberrants.

Il est clair que la baisse de ~40% de la luminosité a fortement diminué la précision de mesures vol. Et c'est bien pour cela que nous voyons l'augmentation de la différence entre les dates 2594.2 et 2594.4 sur la *Figure 6-26*. Nous y voyons aussi que le signal reconstitué n'est pas affecté par cette perte momentanée de précision. En effet, les données vol de cette étoile ne sont jamais utilisées par les algorithmes de reconstitution. De plus, des phénomènes comme celui-ci sur les étoiles brillantes utilisées dans le calcul de la ligne de visée sont moyennés et n'ont plus les mêmes impacts sur la précision des calculs.

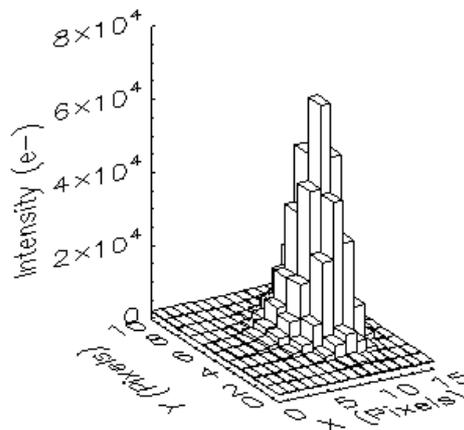
Enfin, la reconstitution de jitter *ASTERO* est très utile dans toute la bande de magnitude observée par CoRoT et elle est d'autant plus utile que l'étoile soit faible.

### 6.2.3.3 Validation de la reconstitution du jitter de la voie EXO

La reconstitution du jitter sur la voie *EXO* est encore plus critique que pour la *ASTERO* car, premièrement, il n'y pas de mesure directe en vol, et de toute façon les étoiles sont trop faibles pour ces calculs. Deuxièmement, les étoiles de cette voie sont quelques ordres de grandeur plus sensibles au jitter que celles de la voie *ASTERO*. Cela constitue alors un problème très difficile d'atteindre des niveaux de précision satisfaisants.

Malgré le fait la voie *EXO* ne pas réaliser de mesures bord du jitter, nous pouvons quand même l'évaluer sur certaines cibles brillantes dont nous disposons de petites images de 15x10 *pixels* en général et à une cadence de 32 *sec*. Ces « imagettes » ont alors la même fonction des mesures bord des étoiles faibles de la voie *ASTERO* que nous venons de voir.

Pour ces validations nous utilisons l'étoile CoRoT ID 10272192 du CCD E1L,  $m_v = 12.3$  dont une image est présentée sur la figure ci-dessous :



*Figure 6-28 : Imagette de l'étoile CoRoT ID 10272192.*

Comme cette cible n'a pas de contaminants collés à elle, les mesures directes restent un peu mieux que la moyenne du champ *EXO*.

Commençons par les tracés de la mesure directe et la reconstitution :

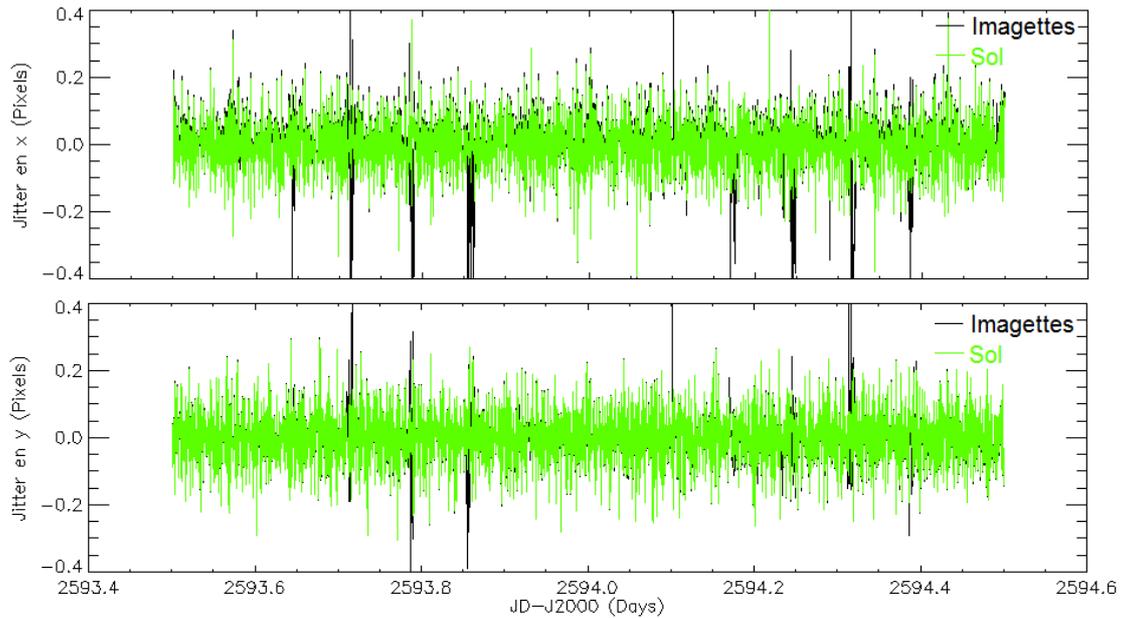


Figure 6-29 : Jitter mesuré sur les imagettes et jitter reconstitué de l'étoile CoRoT ID 10272192.

La reconstitution suit très bien les mesures directes, mais les résultats sont moins bons pour l'axe  $x$ , ce qui est encore plus visible sur les prochaines figures.

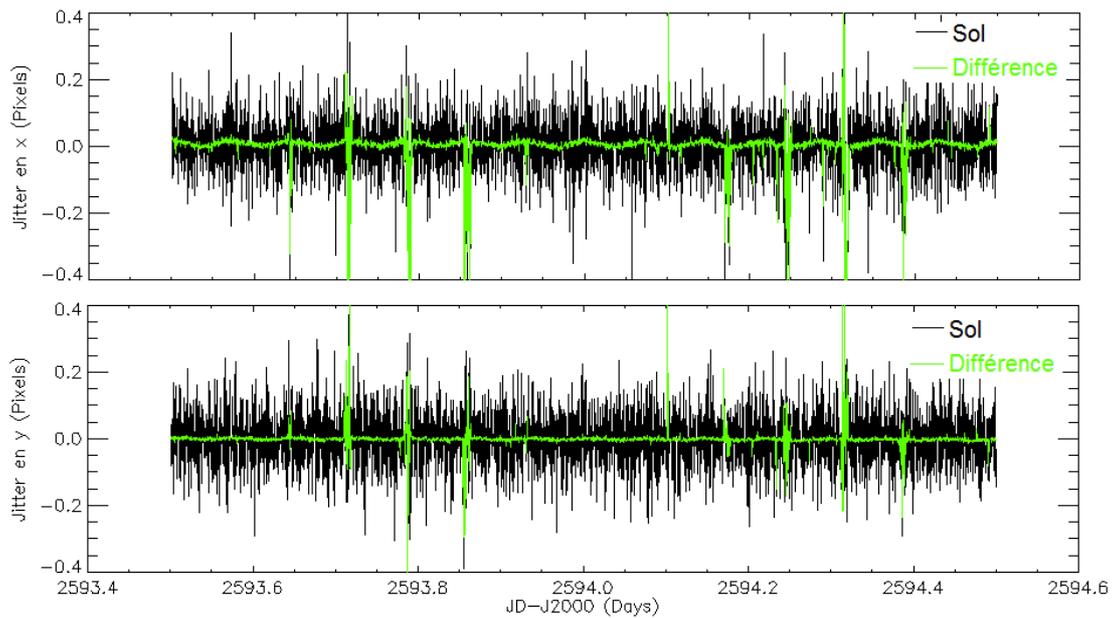


Figure 6-30 : Jitter reconstitué de l'étoile CoRoT ID 10272192 et la différence entre cette reconstitution et la mesure bord.

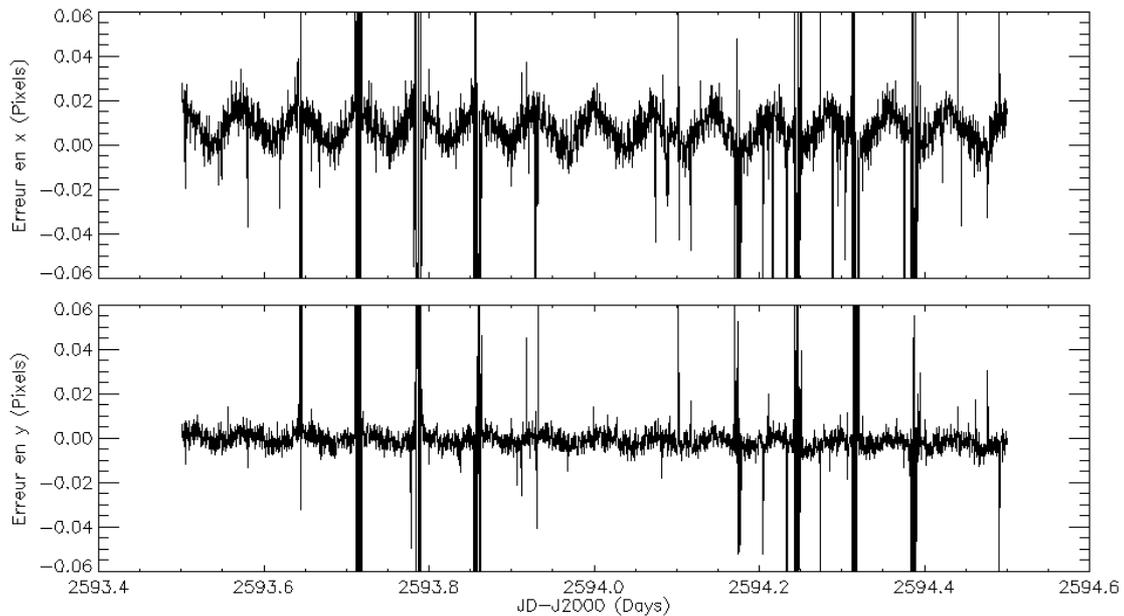


Figure 6-31 : Différence entre le jitter reconstitué et sa mesure bord pour l'étoile CoRoT ID 10272192. Présence de variation liée à la fréquence orbitale.

Nous y voyons une oscillation très marquée sur l'axe  $x$ . De l'autre côté l'axe  $y$  présente une performance du même niveau des étoiles *ASTERO* (Figure 6-23). Cette augmentation d'amplitude d'oscillation sur l'axe  $x$  est inquiétante car c'est sur cet axe là que le bi-prisme disperse la lumière. C'est donc sur cet axe que les effets chromatiques de masque ont lieu. Une estimation moins bonne du jitter entraîne une correction photométrique du jitter moins bonne elle aussi.

Il y a encore un autre effet indésirable sur cette courbe de différence de jitter : le biais moyen par rapport à zéro. Nous remarquons presque 0.01 pixel d'écart, ce qui biaise aussi la correction photométrique.

L'origine des oscillations est liée au problème soulevé sur la voie *ASTERO* et l'origine du biais est encore sous investigation. De toute façon, ce sont de problèmes qui peuvent être résolus à condition de faire évoluer les précisions des méthodes des calculs.

#### 6.2.4 Validation de la correction du jitter

Jusqu'ici nous avons posé les briques élémentaires sur lesquelles s'appuie la correction du jitter. La caractérisation faite sur les masques programmés le courant 2007 plus la validation des reconstitutions du jitter nous laissent maintenant en condition d'exposer et d'analyser les données photométriques et les comportements des corrections du jitter.

Nous commençons par les validations de la voie *ASTERO*. Cela nous permet de caractériser convenablement les performances photométriques avant de passer au cas plus compliqué, la voie *EXO*.

### 6.2.4.1 Voie asterosismologie

Les validations se basent sur les données d'*IRa01* du 10 au 14 février 2007, soit 5 jours de données pour que les performances réelles puissent être comparées à la spécification.

Rappelons que ce champ a été observé sur toute sa durée avec des masques grossiers mal placés (décalage de 1 *pixel*). Il constitue l'ensemble des données les plus polluées par le jitter dont nous disposons à ce jour. Ils sont alors le meilleur échantillon pour les validations de correction de jitter.

L'étoile la plus faible du champ est la 263 et sa magnitude est de 9.48. Elle est donc l'étoile la plus affectée par le jitter et sert à l'étude du pire cas. La figure suivante montre la photométrie de cette étoile corrigée des passages dans la SAA, des points aberrants et des EMIs.

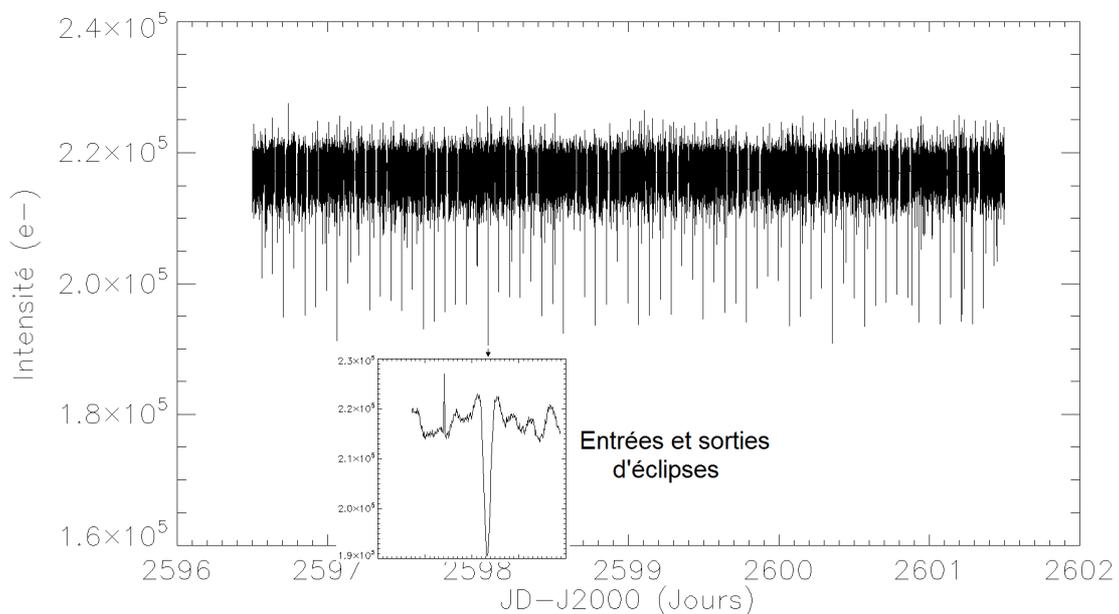


Figure 6-32 : Photométrie d'ouverture de l'étoile CoRoT ID 263 corrigée des passages dans la SAA, des points aberrants et des EMIs.

C'est alors la photométrie d'une étoile très stable où les baisses de luminosité causées par les entrées et sorties d'éclipses successives sont bien visibles. Le manque d'activité sur cette étoile favorise aussi l'évaluation des résidus de correction du jitter.

Le calcul des surfaces de correction constitue la première étape de la correction de jitter. La figure suivante montre les surfaces pour les deux méthodes développées pour la voie *ASTERO* (section 3.1) :

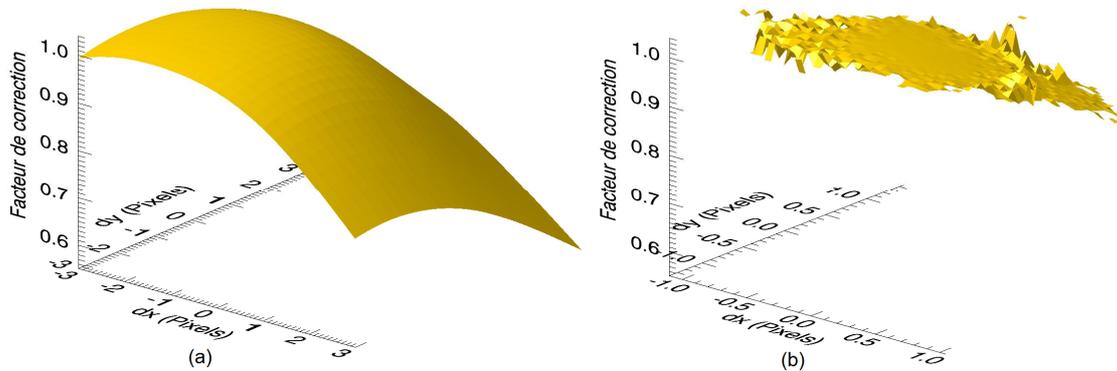


Figure 6-33 : Etoile CoRoT ID 263 - surfaces de correction basées sur a) la PSF à haute résolution et b) la décorrélation. Les résolutions de grille sont de 0.25 pixels et de 0.05 pixels, respectivement.

Ces surfaces ont leurs profils décalés de 1 pixel tout comme les masques. S'il n'y avait pas ce décalage nous aurions vu le maximum de ces surfaces centré sur (0,0).

En utilisant ces surfaces, nous calculons les corrections photométriques de jitter montrées sur la Figure 6-34 et ses spectres de Fourier montrées sur la Figure 6-35:

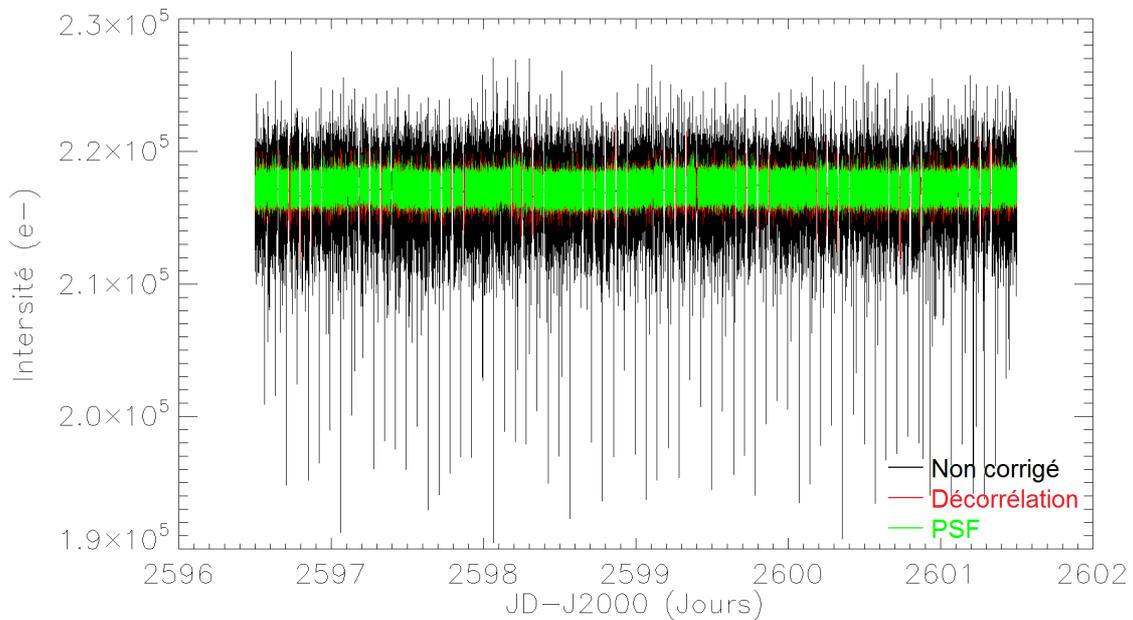


Figure 6-34 : Photométries d'ouverture non corrigée et corrigées du jitter de l'étoile CoRoT ID 263 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF et la décorrélation.

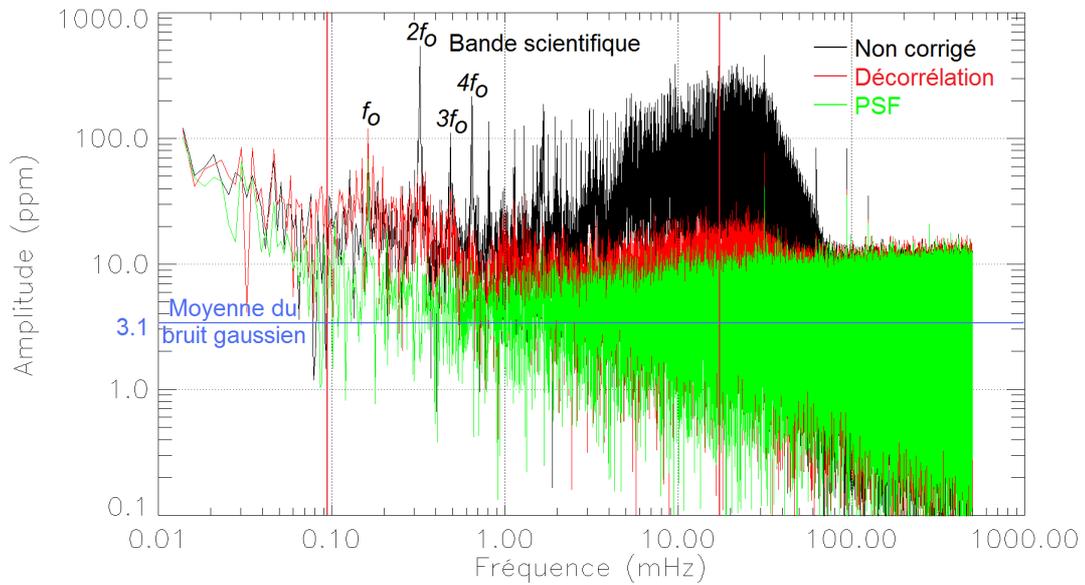


Figure 6-35 : Spectres de Fourier des photométries d'ouverture non corrigée et corrigées du jitter de l'étoile CoRoT ID 263 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF et la décorréléation.

La Figure 6-34 nous permet d'avoir une idée de la quantité de pollution liée au jitter et la Figure 6-35 nous permet d'évaluer en détail les performances des corrections. Sur cette dernière nous voyons en noir la signature du jitter qui s'étale sur toute la bande scientifique et au-delà jusqu'à 100 mHz. Les harmoniques orbitales sont très perturbées, principalement celle de  $2f_0$  car le jitter est très élevés sur cette raie (Figure 6-8). La correction par décorréléation laisse un peu de résidu et la correction par PSF élimine presque complètement le bruit du jitter. Le bruit gaussien moyen mesuré à partir de 5 mHz sur cette photométrie est de 3.1 ppm.

Afin d'analyser plus en détail ces résultats, la figure suivante ne trace que la partie basse fréquence (jusqu'à 0.5 mHz) de la correction par PSF comparée à la photométrie non corrigée.

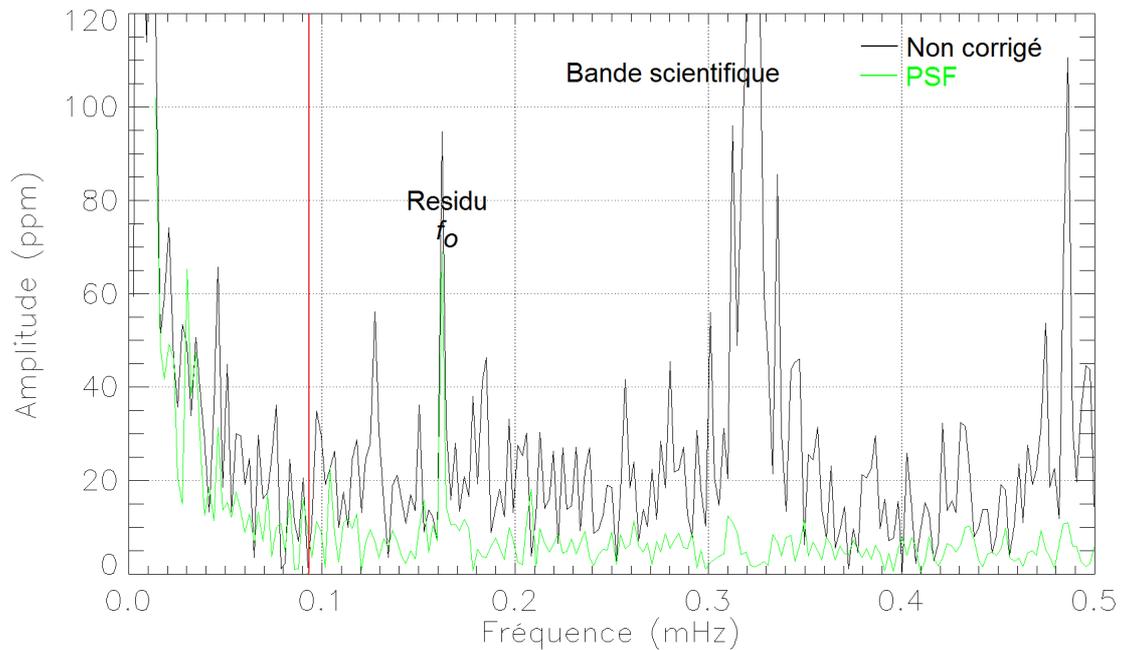


Figure 6-36 : Spectre de Fourier des photométries d'ouverture non corrigée et corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 263 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.

Tout le bruit de jitter de la bande scientifique est ramené au niveau du bruit gaussien et la seule raie qui n'est pas complètement corrigée est celle de la fréquence orbitale. Ce résultat est tout à fait cohérent avec le développement théorique car nous ne faisons pas de correction du jitter dû au rendement quantique du CCD. Ce bruit ne se produit que sur cette raie.

Afin de confirmer que l'origine du résidu est vraiment le PRNU, nous prenons le spectre de Fourier d'une étoile du « long run » *LRc01* très peu active et sur une période sans éclipses solaires. Sur 5 jours de données (du 10/06/07 jusqu'au 14/06/07) cela nous donne les résultats suivants :

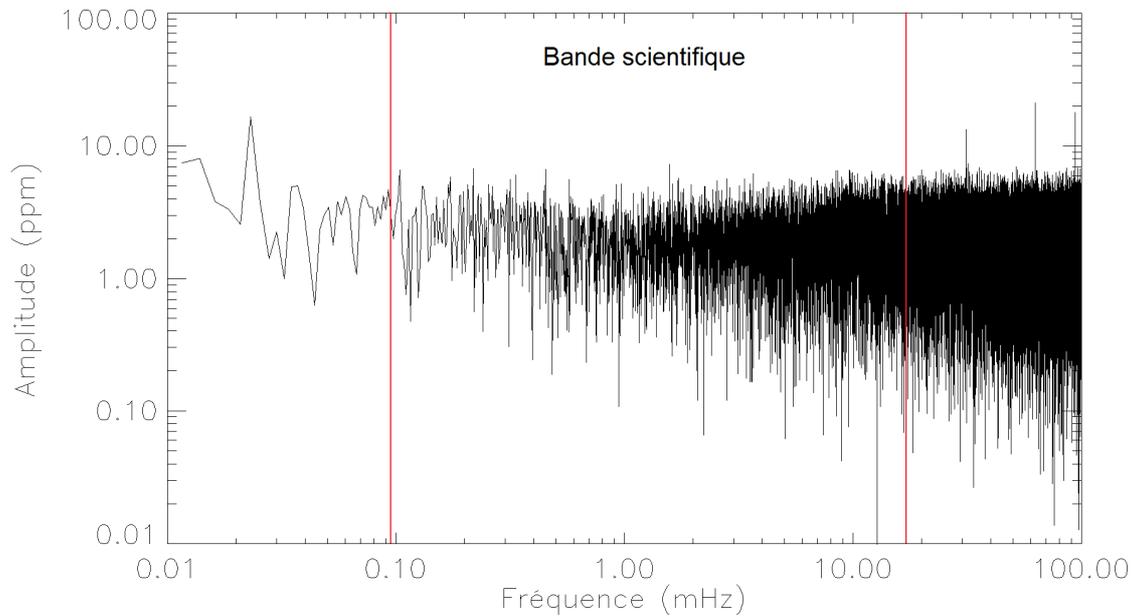


Figure 6-37 : Spectre de Fourier de la photométrie d'ouverture non corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 8872 (LRc01,  $mv=7.94$ ). Période sans éclipses avec masque fin.

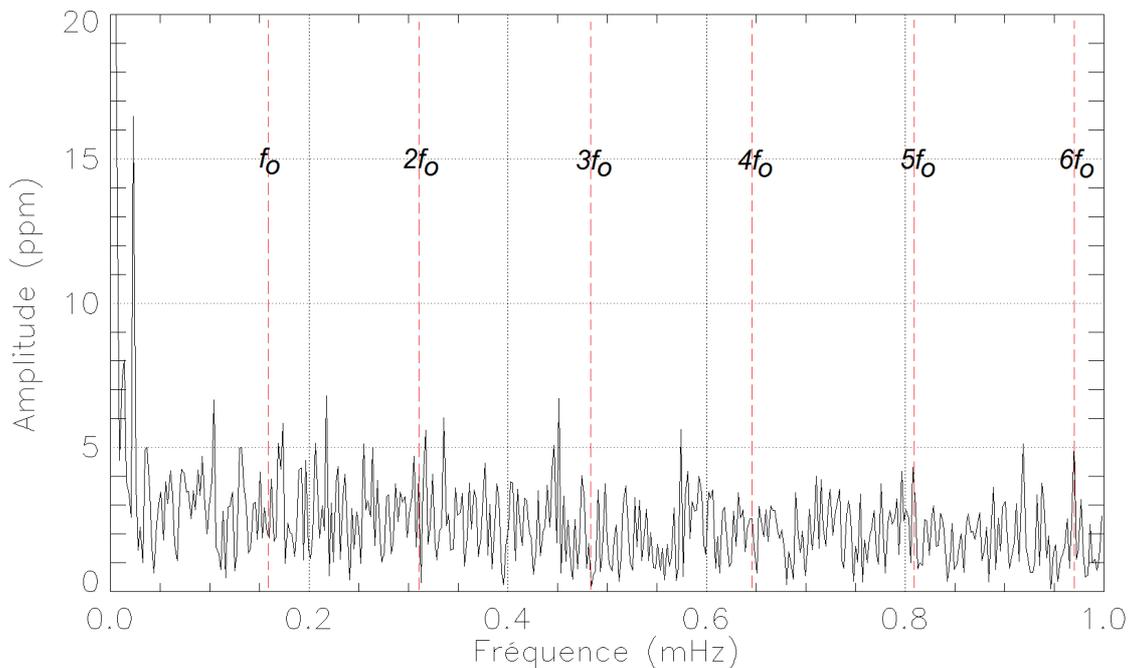


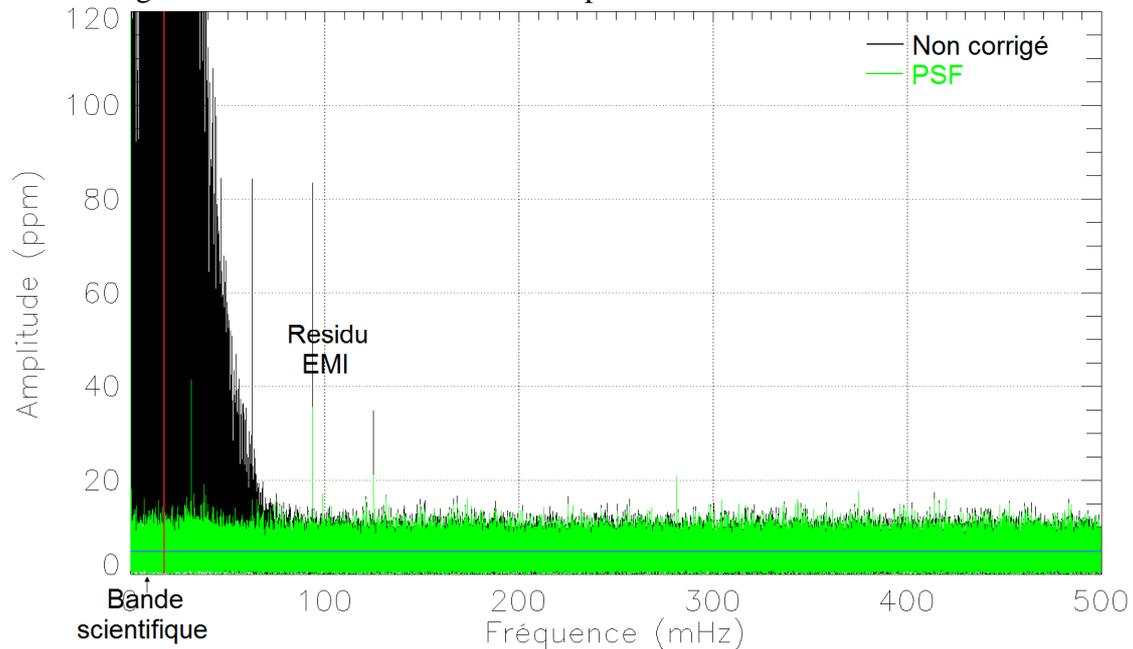
Figure 6-38 : Zoom sur le spectre de Fourier de la photométrie d'ouverture non corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 8872 (LRc01,  $mv=7.94$ ). Les traits en rouge représentent les multiples de la fréquence orbitale.

Sur cette plage de données on n'arrive pas à caractériser la présence du jitter (manque de grosses perturbations de jitter et l'utilisation d'un masque fin bien adapté). En plus on ne voit pas de raie puissante sur la fréquence orbitale. Cela veut dire que s'il y a une contribution sur cette raie due à d'autres phénomènes que le jitter, elle est au

maximum de quelques unités de ppm. Nous concluons donc que le résidu orbital sur la *Figure 6-36* est tout à fait dû au *PRNU*.

La correction du rendement quantique est possible, mais assez coûteuse en temps de calcul et sa performance n'est pas assurée même si on a une très bonne carte de *PRNU* des *CCDs*. L'intérêt d'utiliser la raie orbitale pour faire de la science reste assez discutable car il va falloir un gros effort de traitement pour assurer sa correction et une barre d'erreur suffisamment petite (2 ppm en valeur moyenne maximale pour cette raie selon la spécification de performance).

Regardons maintenant toute la bande spectrale de l'étoile 263 :



*Figure 6-39 : Photométries d'ouverture non corrigée et corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 263 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.*

Sur la figure ci-dessus nous constatons que le bruit de fond dans la bande scientifique a le même niveau que le bruit de fond de haute fréquence. De plus le bruit du signal non corrigé a lui aussi ce même niveau pour les hautes fréquences. Or, nous savons que le jitter n'a que du bruit de Poisson de très basse puissance à partir d'environ 100 mHz. Le bruit de fond de la photométrie non corrigée et celui de la photométrie corrigée doivent donc être à peu de chose près les mêmes, ce que nous constatons sur la figure. Le niveau de bruit de la bande scientifique est, par conséquent, déjà à la limite de ce que nous pouvons corriger. Evidemment si nous augmentons la durée des données traitées, le niveau moyen de bruit baissera et d'éventuels résidus de jitter ressortiront. Mais dans ce cas plus de 5 jours de données seront nécessaires ce que ne nous permet pas d'évaluer les résultats par rapport aux spécifications CoRoT.

Sur les tracés de jitter de la *Figure 6-8* nous avons vu des raies de fréquences multiples de 32 sec dont nous n'avions pas su expliquer la présence. Nous voyons à nouveau ces raies sur la *Figure 6-39*, par contre cette fois-ci nous savons qu'il s'agit du résidu de correction d'EMI car elles ont déjà été caractérisées par Vincent Lapeyere à l'occasion de communications internes au projet. Nous notons aussi que ces raies ont été

partiellement corrigées par la correction du jitter. Cela n'est pas étonnant car cette correction se base sur le jitter qui lui aussi contient ces raies. Le problème est qu'il s'agit d'un conflit de corrections. La correction d'EMIs est censée éliminer toutes les raies multiples de 32 sec sauf s'il s'agit de signal scientifique. La correction du jitter n'est pas censée toucher ces raies car elles ne sont pas dues à de vrais bougés. Pourtant, elle le fait et en le faisant elle recorrige les raies. Parfois les résultats sont meilleurs, parfois ils ne le sont pas. Cela dépend du résidu de la correction d'EMIs. Dans le cas où il ne reste aucun résidu après correction d'EMIs, la correction de jitter peut créer des raies à cause d'une re-corréction. Evidemment cela est gênant, mais comme d'une part les EMIs ne sont pas toujours éliminées (incertitudes des corrections d'EMIs), et d'autre part ce sont des raies qui n'appartiennent pas à la bande scientifique, nous pouvons accepter cet effet secondaire de la correction du jitter.

Nous concluons alors que la correction du jitter par *PSF* à haute résolution est très efficace.

Passons à présent à l'analyse de la correction par décorrélation. Considérons pour autant les résultats de correction de l'étoile 187, pendant ce qui semble être une éclipse d'un système binaire.

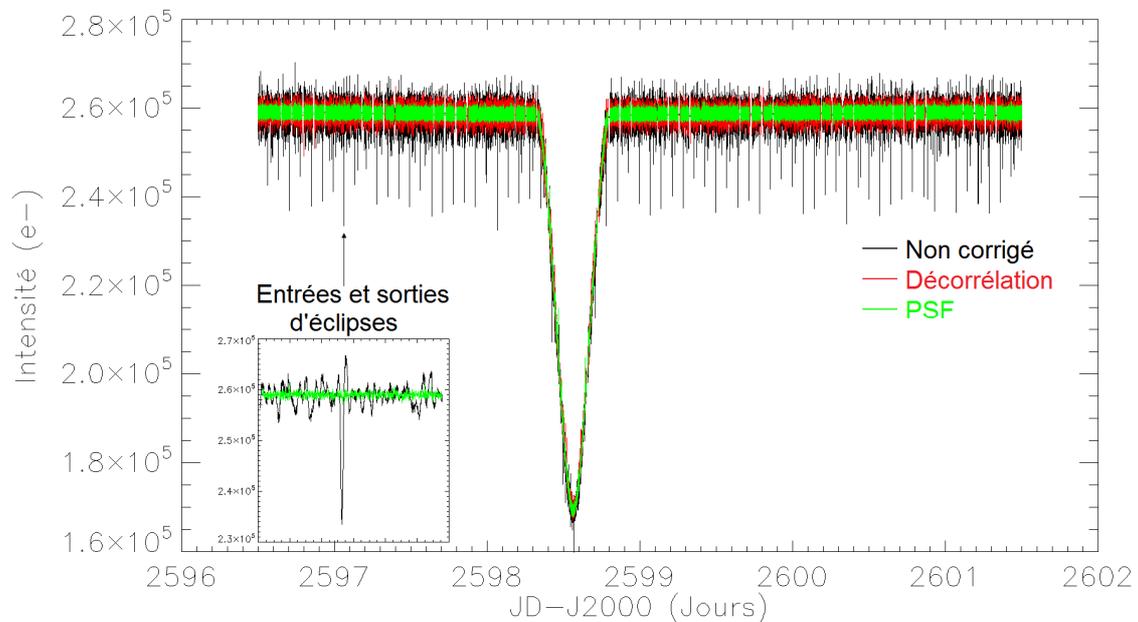


Figure 6-40 : Photométries d'ouverture non corrigée et corrigées du jitter de l'étoile CoRoT ID 187 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF et la décorrélation.

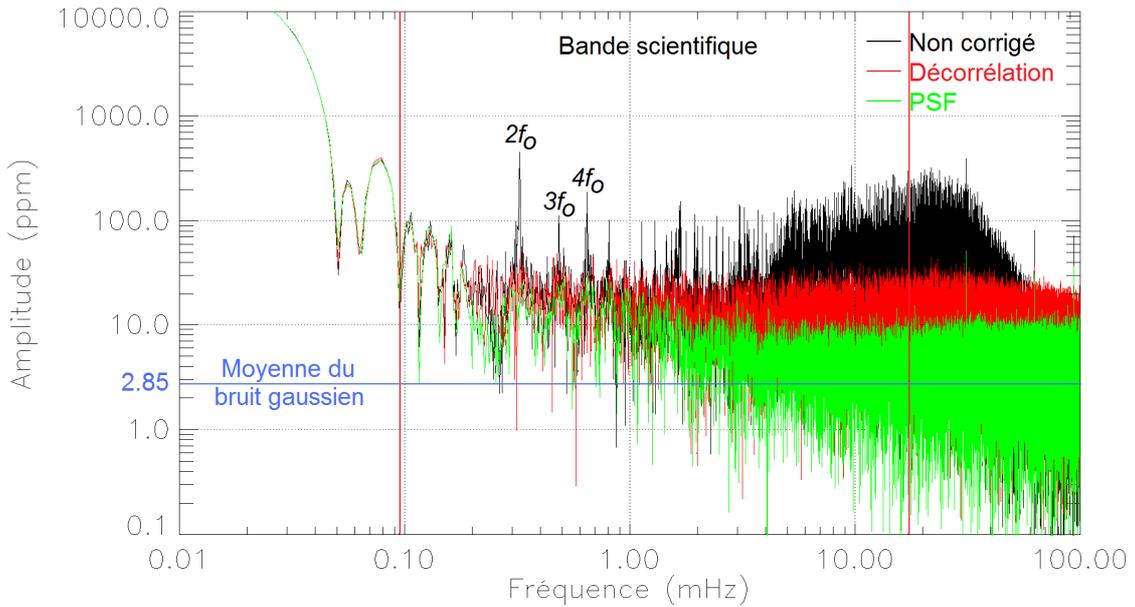


Figure 6-41 : Spectres de Fourier des photométries d'ouverture non corrigée et corrigées du jitter de l'étoile CoRoT ID 187 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF et la décorrélation.

Nous observons que la correction par PSF à haute résolution reste très efficace, notamment en haute fréquence, tandis que la performance de la correction par décorrélation est sensiblement moins bonne. Pour comprendre la raison de cela voyons les surfaces de correction :

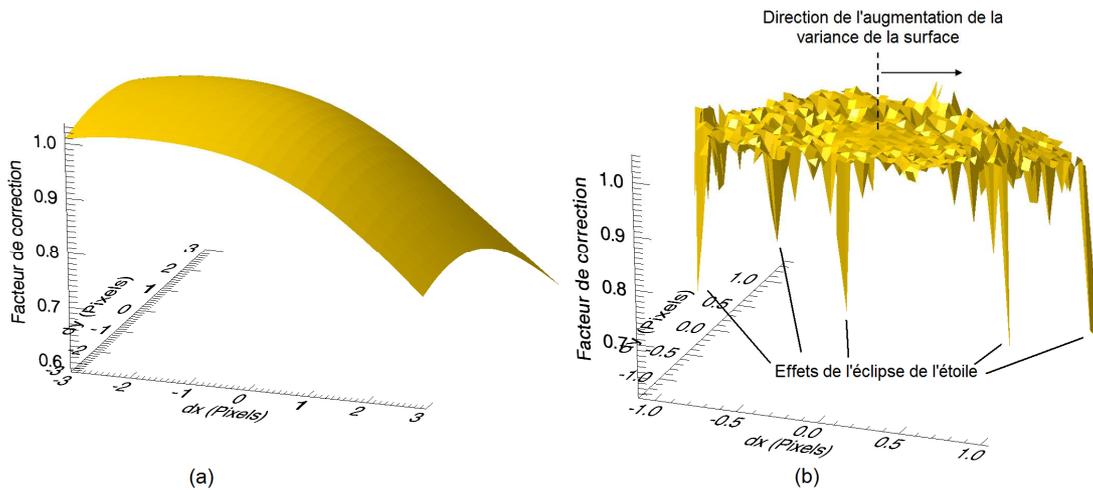


Figure 6-42 : Etoile CoRoT ID 187 - surfaces de correction basées sur a) la PSF à haute résolution et b) la décorrélation. Les résolutions de grille sont de 0.25 pixels et de 0.05 pixels, respectivement.

Nous observons que la surface de correction par décorrélation a une variance qui augmente du centre vers les bords. Justement proche et sur les bords, plusieurs facteurs de correction sont mal estimés. Ceci a comme origine l'éclipse du système binaire. Elle

provoque une baisse de luminosité d'environ 40%. Or, cette baisse est tellement importante que n'importe quelle moyenne de la surface serait biaisée elle aussi. Soit au centre, soit à l'extérieur, tous les facteurs de correction seront affectés et, en particulier, les grilles composées par les moyennes de quelques dizaines de points de flux. Ce phénomène est tout simplement une conséquence directe d'une méthode qui s'appuie sur le signal photométrique. En clair, en ce qui concerne la correction du jitter, tous les signaux qui composent la photométrie sont des perturbateurs, sauf le jitter lui-même. Plus une cible est active, plus gros sont les perturbateurs, plus biaisée est la surface de correction. L'étoile 263 (*Figure 6-34*) est l'exemple opposé : moins une cible est active, moins gros sont les perturbateurs, plus dominant est l'effet du jitter, moins biaisée est la surface de correction. A la limite s'il n'y a pas de perturbateurs et qu'il ne nous reste que du jitter, la surface est non biaisée et les corrections sont parfaites (résultats du banc de test CoRoT – section 3.4.2).

Vu que les surfaces ont été calculées sur 5 jours de données, quelqu'un pourrait alors se dire qu'une augmentation de la durée de données utilisées pour ses calculs ou l'enlèvement de régions d'éclipse aurait suffi à minimiser l'effet de l'activité du signal. Cela n'est pas tout à fait faux, mais ce n'est pas vrai non plus. Le problème est que l'on cherche à mesurer des fréquences d'oscillations qui sont censées avoir des durées de vie de 5 jours (type solaire). Alors cela revient au comportement d'une activité quand nous considérons 150 jours de données. Nous retombons sur la même problématique de 5 jours. De plus, comme cette méthode n'assure pas que le signal scientifique ne sera pas confondu avec le jitter et donc corrigé, son utilisation devient très délicate et difficile à gérer.

Nous pouvons encore souligner le problème de gestion de la variance du bord de la surface et, par conséquent, d'extrapolation du jitter non décrit sur ces grilles. Toutefois la décorrélation de signaux est une solution qui doit être envisagée quand nous ne disposons pas de modèle du problème, quand nous acceptons diminuer les contraintes de performance, et sur certaines réserves de comportement du signal, notamment l'absence de discontinuité.

Passons maintenant à l'analyse de l'étoile la plus brillante du champ : la 116, magnitude de 5.45, très proche de la magnitude utilisée pour spécifier les performances de la voie *ASTERO*. Utilisons cette étoile pour caractériser la performance de l'instrument. Les figures suivantes montrent la photométrie de l'étoile 116 non corrigée et corrigée du jitter et ses spectres:

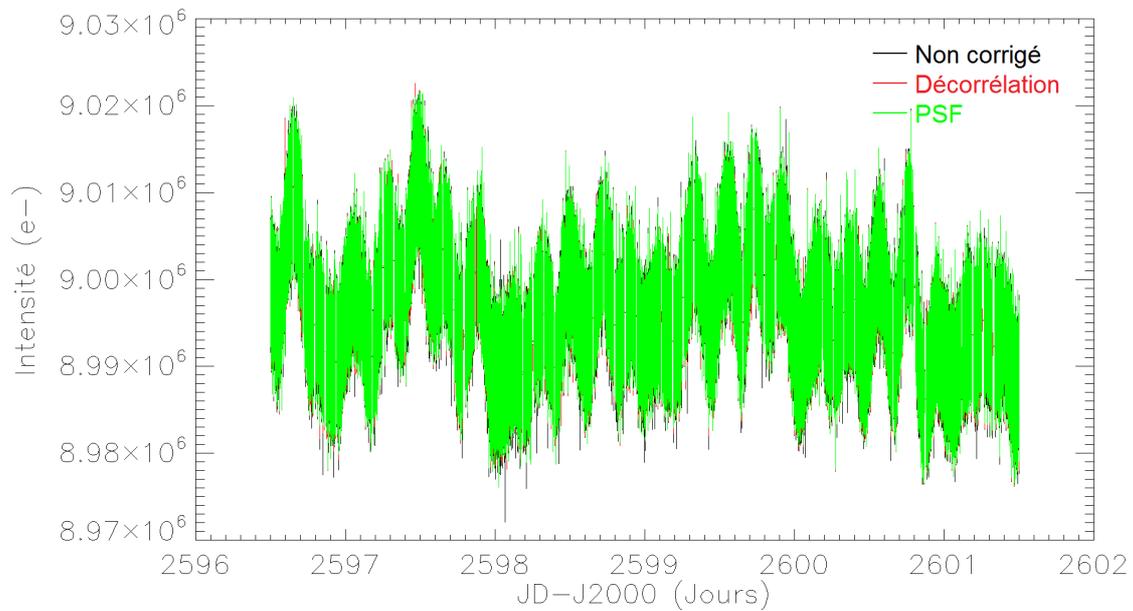


Figure 6-43 : Photométries d'ouverture non corrigée et corrigées du jitter de l'étoile CoRoT ID 116 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF et la décorrélation.

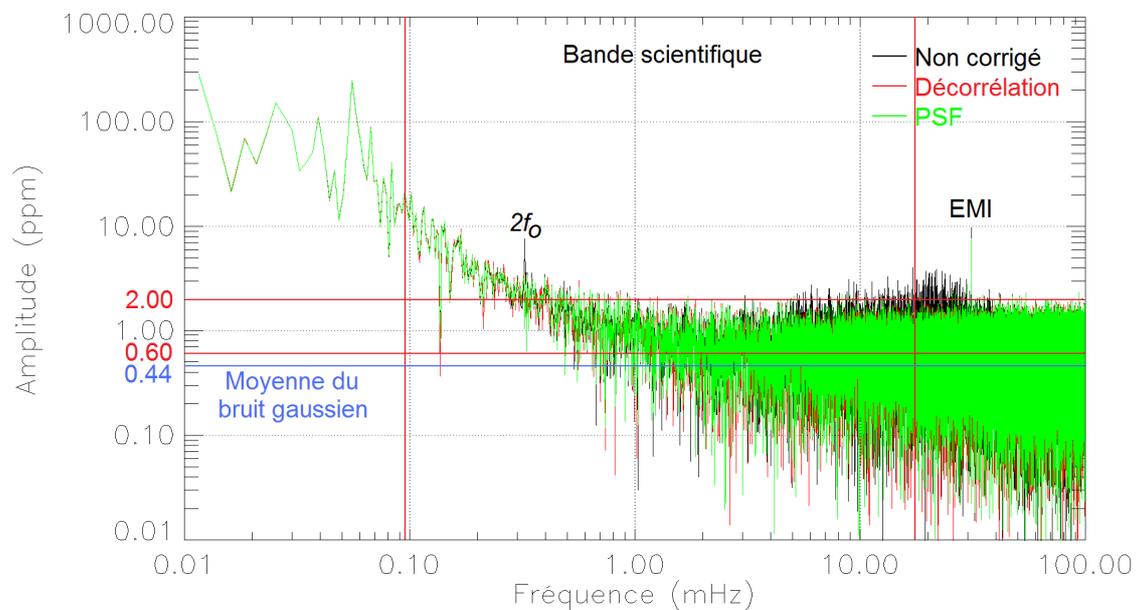


Figure 6-44 : Spectres de Fourier des photométries d'ouverture non corrigée et corrigées du jitter de l'étoile CoRoT ID 116 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF et la décorrélation.

Naturellement pour une étoile brillante la photométrie n'est presque pas affectée par le jitter. Par conséquent, sur la photométrie nous ne voyons pratiquement pas de diminution du bruit. Même les entrées et sorties d'éclipses ne sont plus visible. Le spectre de Fourier est légèrement pollué par le jitter, et malheureusement suffisamment pour dépasser sur plusieurs fréquences la limite supérieur de 2 ppm de la spécification de

performance. Après correction du jitter ces raies sont descendues au niveau du bruit de fond et sa moyenne est elle aussi descendue à 0.44 ppm, donc en-dessous de la limite de 0.6 ppm spécifiée. Comme l'effet du jitter est très bas, la raie orbitale ne présente pas une nette amplitude pour caractériser la présence de l'effet du PRNU. Par rapport aux autres raies, aucune fréquence caractéristique du jitter ne dépasse les 2 ppm. Cela veut dire que la spécification est tenue par les corrections de jitter.

Les surfaces utilisées pour ces calculs sont tracées ci-après.

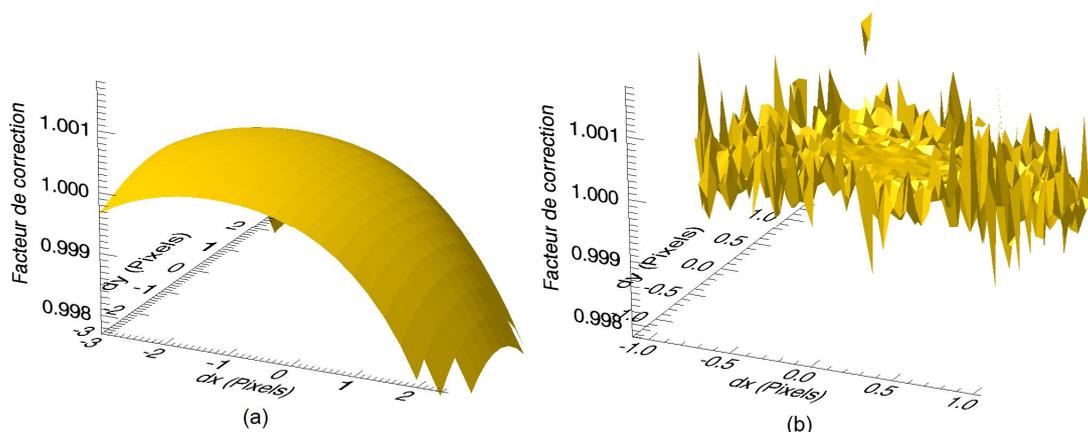


Figure 6-45 : Etoile CoRoT ID 116 - surfaces de correction basées sur a) la PSF à haute résolution et b) la décorrélation. Les résolutions de grille sont de 0.25 pixels et de 0.05 pixels, respectivement.

La correction du jitter et l'analyse statistique de toutes les étoiles du champ *IRa01* nous fournit la performance de l'instrument sur la voie *ASTERO* sur toute la bande de magnitude observable. Le tableau et les tracés ci-après résument les résultats obtenus.

Tableau 6-6 : Bruit de fond mesuré sur 5 jours de données à partir de 5 mHz après correction du jitter sur toutes les cibles du champ *IRa01*.

		Bruit gaussien de fond						
		Avant correction		PSF		Décorrélation		
CoRoT ID	mv	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type	Gain (%)
116	5,45	0,45	0,24	0,44	0,22	0,44	0,22	2,2
20	5,77	0,51	0,28	0,5	0,26	0,49	0,26	2,0
156	6,04	0,52	0,28	0,51	0,26	0,52	0,26	1,9
123	6,82	0,92	0,73	0,81	0,42	0,81	0,42	13,5
83	7,36	1,38	1,51	1,08	0,58	1,11	0,59	27,7
400	8,2	2,73	4,35	1,77	0,94	2,25	1,40	54,2
223	9,1	4,14	7,00	2,58	1,38	2,81	1,53	60,4
214	9,32	5,18	9,87	2,85	1,49	4,5	2,89	81,7
187	9,36	4,6	7,06	2,99	1,63	3,21	1,78	53,8
263	9,48	5,97	11,98	3,1	1,62	3,42	1,91	92,5

Le champ « Gain » ayant le gain moyen apporté par la correction par *PSF* par rapport à la photométrie avant correction du jitter.

Le gain apporté par la correction de jitter est naturellement très élevé, principalement pour les étoiles faibles, car il s'agit de la correction du bruit le plus important de la voie *ASTERO* pour ce champ d'observation.

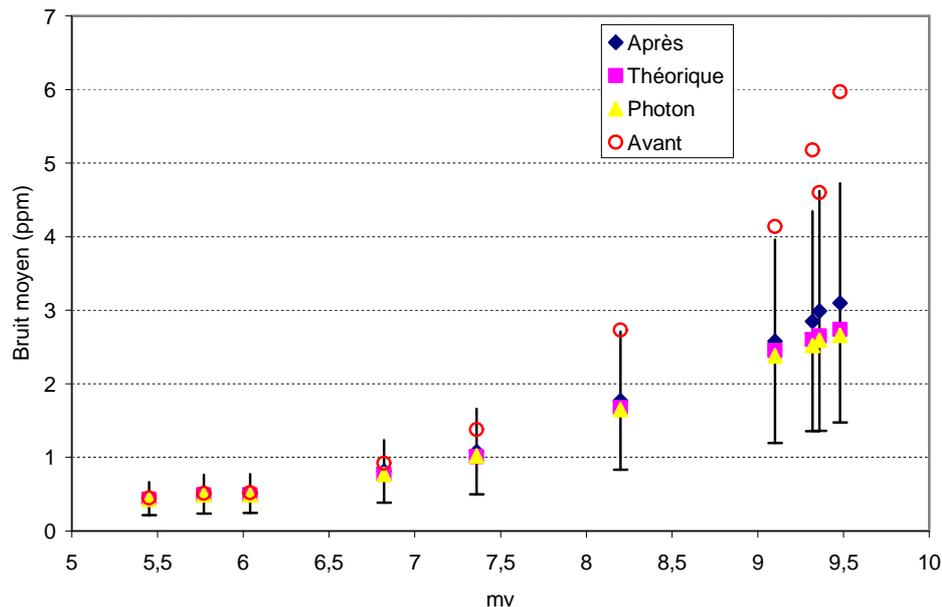


Figure 6-46 : Performance photométrique de l'instrument CoRoT sur la voie ASTERO mesurée à partir du champ IRa01.

Sur la courbe ci-dessus le bruit théorique est calculé à partir de la somme du bruit de photon de l'étoile, du fond de ciel et de l'électronique pour les pixels compris dans le masque photométrique. Le bruit de photon est aussi affiché comme référence d'un instrument idéal. Nous voyons que les bruits ne sont pas loin de leur limite théorique. En faite, nous sommes à quelques pourcents du maximum comme le montre la figure ci-dessous :

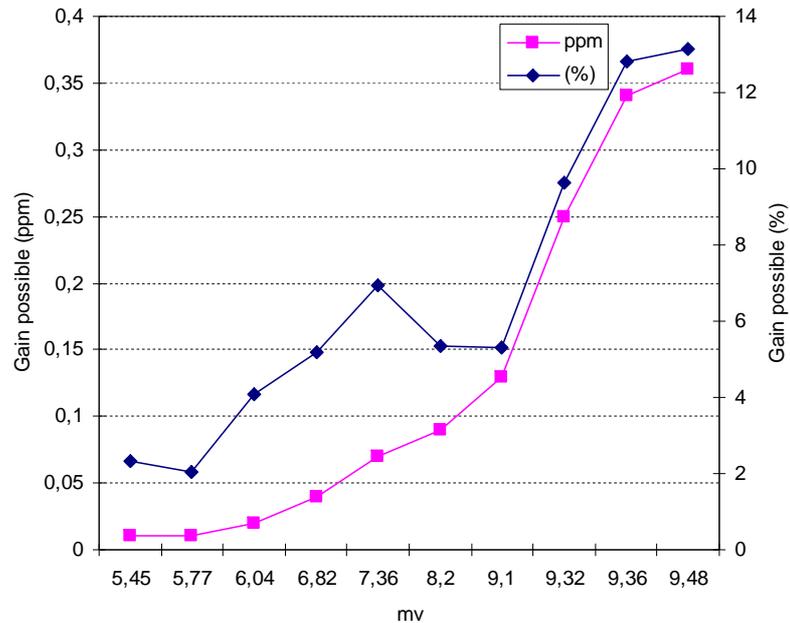


Figure 6-47 : Amélioration envisageable de performance photométrique à partir des corrections sol de l'instrument CoRoT sur la voie ASTERO, mesurée à partir du champ IRa01.

Nous pouvons considérer qu'un dernier effort reste à porter sur les étoiles de mv plus faibles que 9 ; pour les autres étoiles, il n'y aura plus de gain significatif. Cet effort se résume à la diminution du résidu orbital de la reconstitution du jitter.

#### 6.2.4.2 Voie exoplanètes

Comme lors de la section précédente sur la voie ASTERO, les validations qui seront présentées ici se basent sur les données d'IRa01.

Les données EXO présentent un problème beaucoup plus complexe que celui de la voie ASTERO. Les courbes de lumière ont des SSBs beaucoup plus faibles, elles sont fortement bruitées par le jitter, ainsi que par des pixels chauds (pixels qui reçoivent des impacts de haute énergie et reste brillants à cause de la réorganisation de la structure cristalline du semi-conducteur). Les résultats de cette « pollution » sont illustrés sur la courbe suivante :

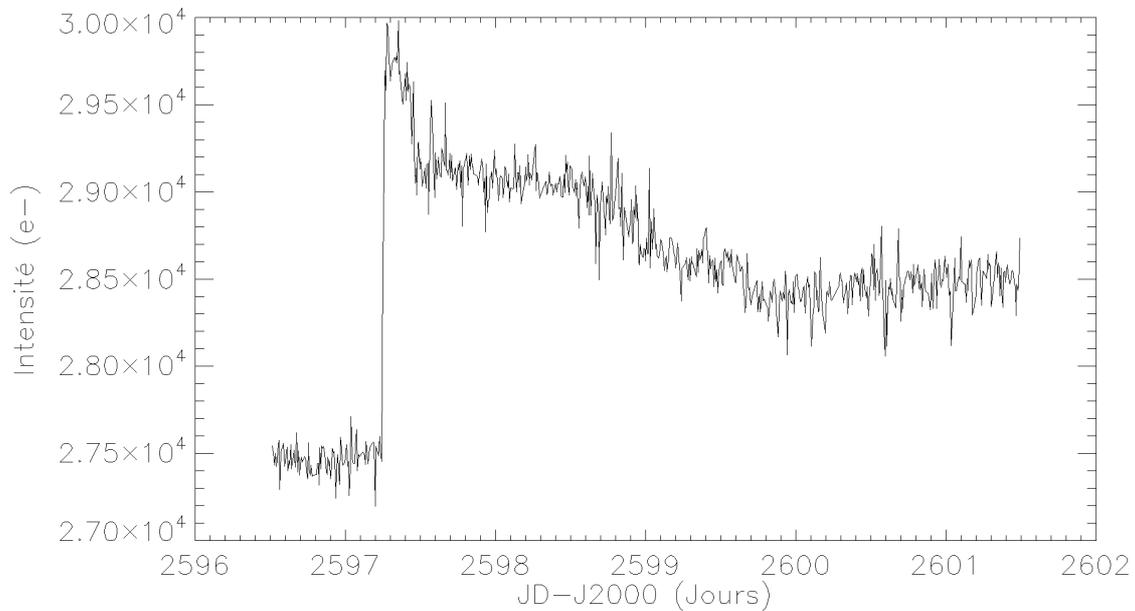


Figure 6-48 : Exemple de courbe de lumière blanche 512 sec EXO bruitée par le jitter et des pixels chauds.

Nous voyons sur la *Figure 6-48*, juste après le jour 2597, que la courbe de lumière subit un saut brutal puis elle descend doucement et garde un nouveau flux moyen plus élevé que celui de départ. Ce phénomène est dû aux pixels impactés par des particules de haute énergie et qui n'arrivent plus à se décharger. Après quelques temps, ils peuvent parfois revenir à l'état de départ. L'échelle de temps pour cela variant entre quelques heures et quelques jours, et l'apparition de nouveaux impacts étant aléatoire, leur comportement est assez chaotique. A ce jour (fin 2007), il n'y a pas de correction développée pour traiter ce bruit.

Après ce que nous avons vu dans la section précédente sur le comportement de la correction du jitter par décorrélation sur la voie *ASTERO* et sur la présence des pixels chauds (induisant de grosses erreurs de calcul des surfaces de correction), il est préférable de ne pas utiliser cette méthode sur la voie *EXO*. Cela ne veut pas dire qu'elle ne pourra jamais être envisagée sur cette voie ; simplement nous avons des méthodes plus fiables et qui présentent moins de contraintes d'application pour démarrer le travail.

Fin 2007, un problème sur la chaîne de traitement *NO - NI* ne nous permet toujours pas d'évaluer correctement les corrections de jitter, ni par *PSF*, ni par spectre intégré. Ce « bug » n'étant toujours pas identifié, les validations sont faites sur les imagerie qui elles sont correctes car le processus entier de correction du jitter est dans ce cas facilement contrôlé et validé. Ces imagerie, corrigées des *EMIs*, de l'offset et du fond de ciel, datent de la journée du 7 février 2007 et correspondent à l'étoile *CoRoT ID 102721925* de  $m_v = 12.1$  (*PSF* visible sur la *Figure 6-49*).

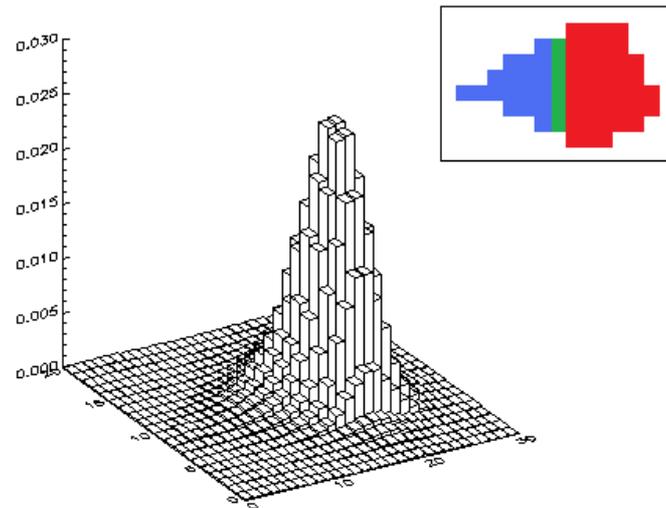


Figure 6-49 : PSF à haute résolution (1/2 pixel) de l'étoile CoRoT ID 102721925 et son masque photométrique.

Nous commençons par les corrections chromatiques 32 sec :

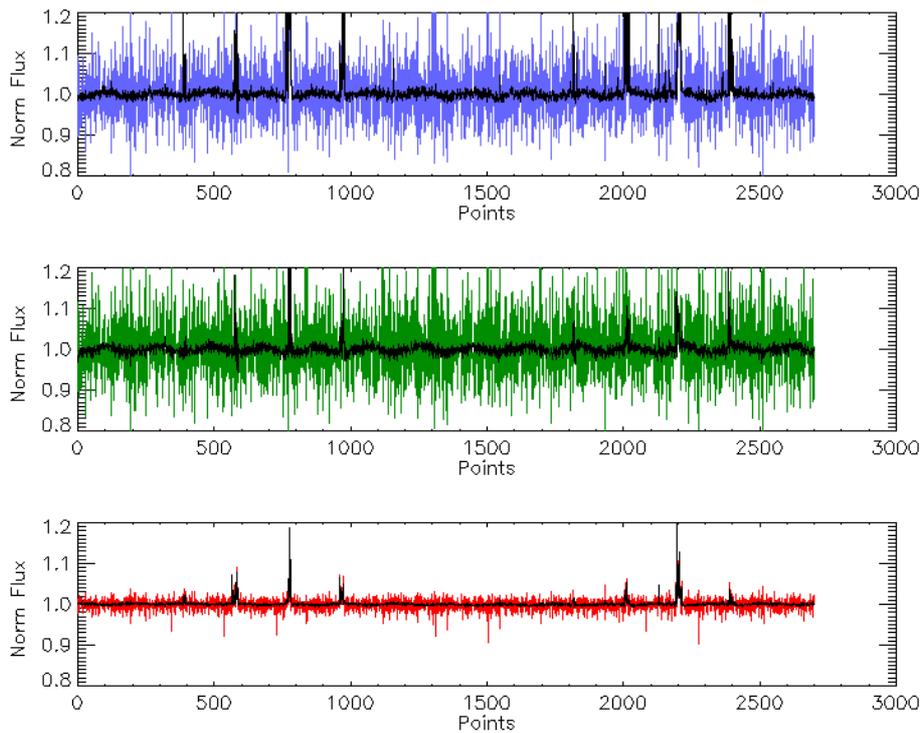


Figure 6-50 : Photométries chromatiques 32 sec non corrigées (en bleu, vert, puis rouge) et corrigées du jitter (en noir) de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.

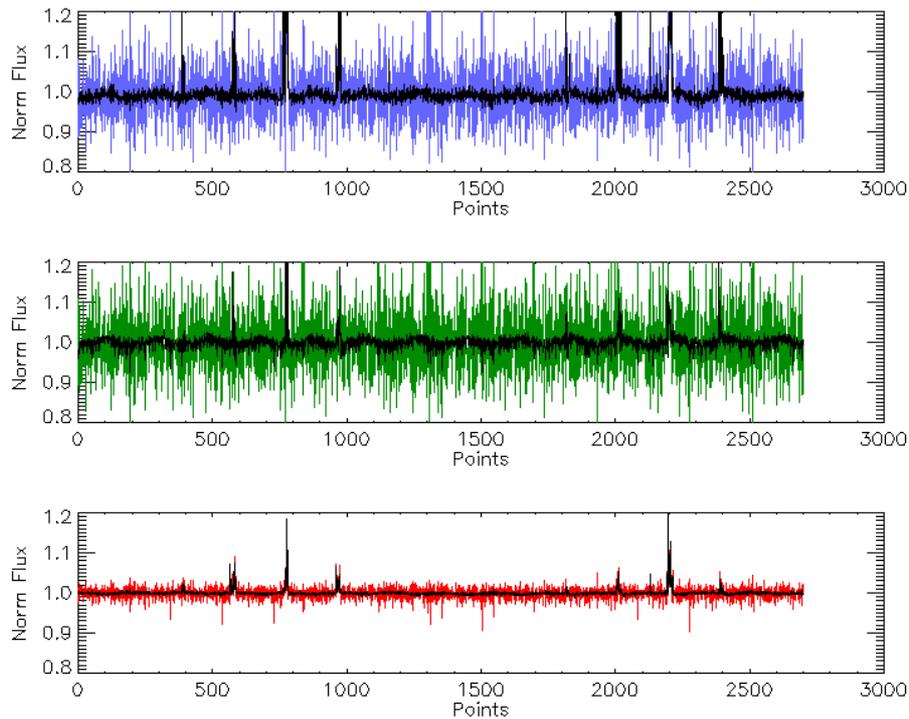


Figure 6-51 : Photométries chromatiques 32 sec non corrigées (en bleu, vert, puis rouge) et corrigées du jitter (en noir) de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur le spectre intégré.

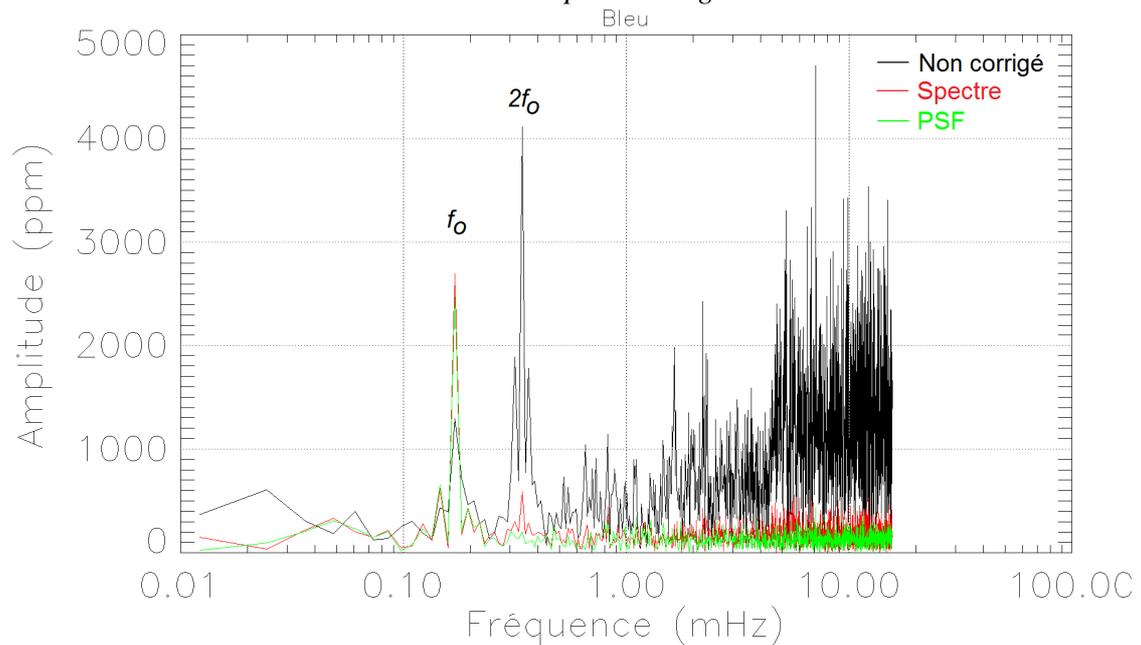


Figure 6-52 : Spectres des photométries bleues 32 sec non corrigée (en noir) et corrigées du jitter (en rouge pour l'évaluation basée sur le spectre intégré et en vert pour celle basée sur la PSF) de l'étoile CoRoT ID 102721925.

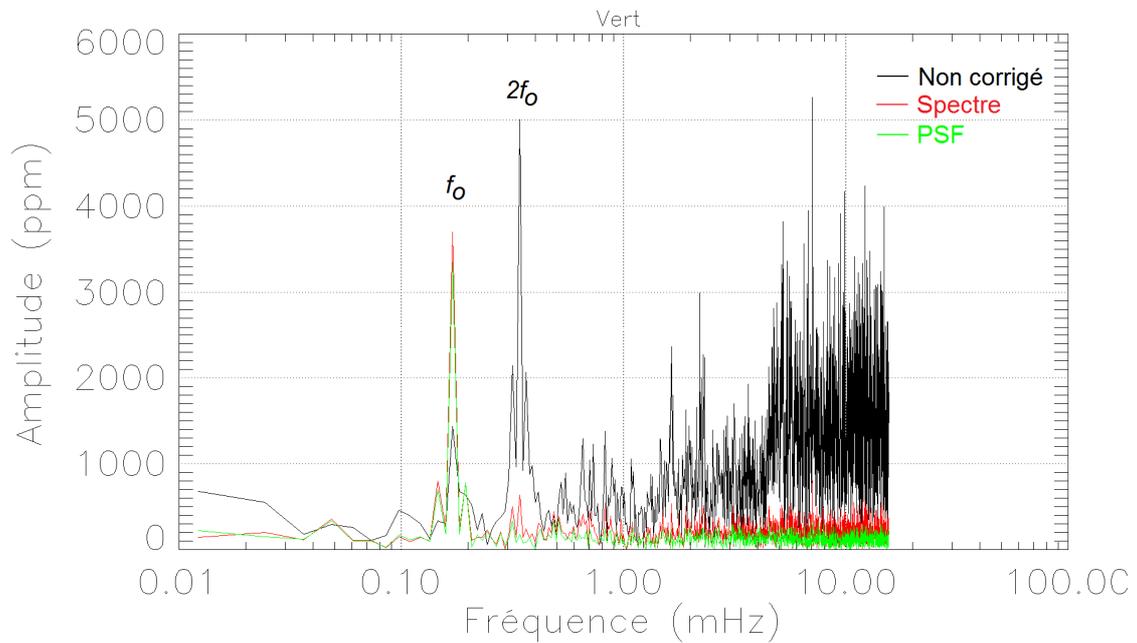


Figure 6-53 : Spectres des photométries vertes 32 sec non corrigée (en noir) et corrigées du jitter (en rouge pour l'évaluation basée sur le spectre intégré et en vert pour celle basée sur la PSF) de l'étoile CoRoT ID 102721925.

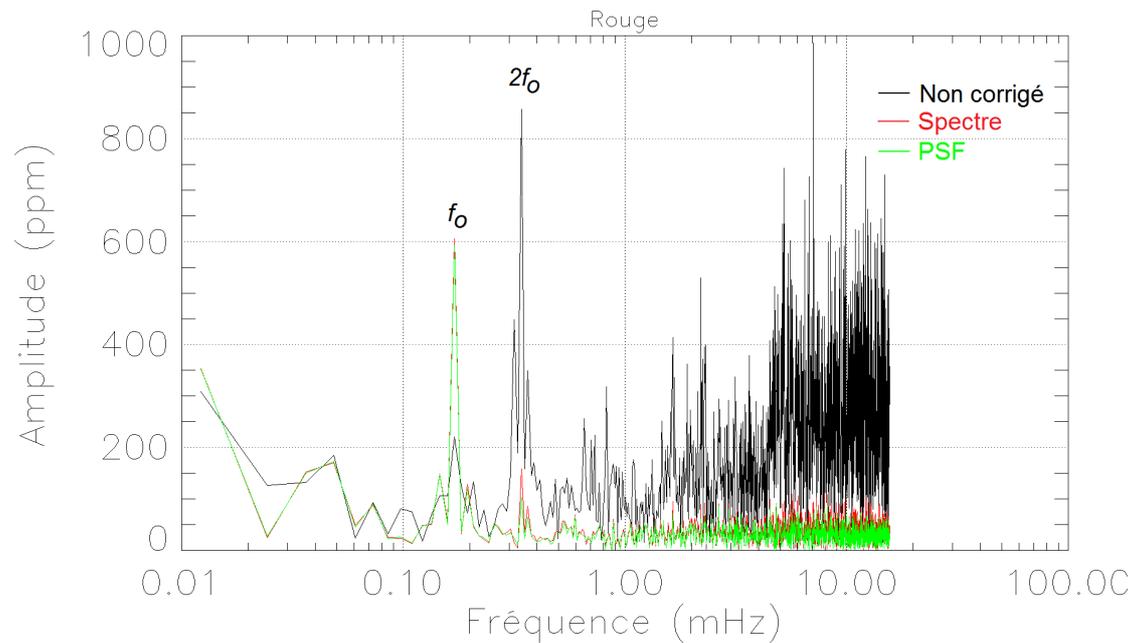


Figure 6-54 : Spectres des photométries rouges 32 sec non corrigée (en noir) et corrigées du jitter (en rouge pour l'évaluation basée sur le spectre intégré et en vert pour celle basée sur la PSF) de l'étoile CoRoT ID 102721925.

Sur la Figure 6-50, nous voyons l'effet du résidu orbital de la reconstitution du jitter sur toutes les couleurs après correction du jitter. La voie EXO étant beaucoup plus

sensible à cette erreur, elle ressort assez facilement sur les résultats. De plus, sur les spectres des trois couleurs (bleu en 6-52, vert en 6-53, et rouge en 6-54), on constate l'augmentation de la raie à la fréquence orbitale, conséquence de l'utilisation du mauvais jitter. Il s'agit donc du problème principal de cette voie et il doit être corrigé pour que l'on puisse obtenir les performances de correction attendues.

Des tests par mesure directe du barycentre sur les imagerie démontrent qu'en absence de cette erreur orbitale, le bruit qui domine est celui des pixels chauds ; ceci montre bien que les corrections seront très performantes une fois le problème de la reconstitution du jitter réglé.

Par rapport à la qualité des méthodes de correction, nous ne sommes pas en mesure de les comparer de façon convenable car les imagerie n'existent que pour des étoiles brillantes. Normalement, c'est sur les étoiles plus faibles que l'on peut vérifier les atouts de chaque méthode. D'un côté, la méthode par spectre intégré doit se montrer plus robuste et performante si le masque est suffisamment large, et d'un autre côté, la méthode par *PSF* doit être plus performante pour les étoiles dont les masques sont mal placés. Il est attendu qu'une perte de précision soit remarquée en fonction des magnitudes plus faibles car dans ce cas la *PSF* est mal modélisée.

Dans l'exemple des corrections affichées ci-dessus, la *PSF* à haute résolution a été convenablement calculée pour apporter un gain plus grand que celui de la méthode par spectre intégré. Par contre, le choix entre les deux méthodes doit se faire en fonction de la qualité des masques et de la *PSF* à haute résolution. Une étude statistique sur ces paramètres sera nécessaire.

Quoiqu'il en soit, malgré la présence de ce problème lié à la reconstitution du jitter, les résultats présentés démontrent de façon assez évidente le gain très élevé apporté par la correction du jitter. Le tableau ci-dessous résume les mesures de fond moyen sur les spectres de Fourier.

*Tableau 6-7 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données de l'étoile CoRoT ID 102721925 de  $m_v = 12.1$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter). Echantillonnage à 32 sec. Une journée de données.*

Flux (32 sec)	Bruit moyen de fond (ppm)		
	Bleu	Vert	Rouge
Avant	1100.6	1282.1	237.0
Corrigé (PSF)	133.2	148.2	31.9
Corrigé (SI)	181.8	215.9	39.7
Idéal	88.7	74.9	24.0
Photon	81.3	73.6	23.9

Un facteur de presque 10 est déjà gagné avec ces corrections, ce qui permet de confirmer les détections de planètes de la taille de Jupiter. Il reste néanmoins un facteur de 1.5 à gagner pour accéder aux petites planètes.

Dans le cas de la photométrie blanche 32 sec les résultats sont les suivants :

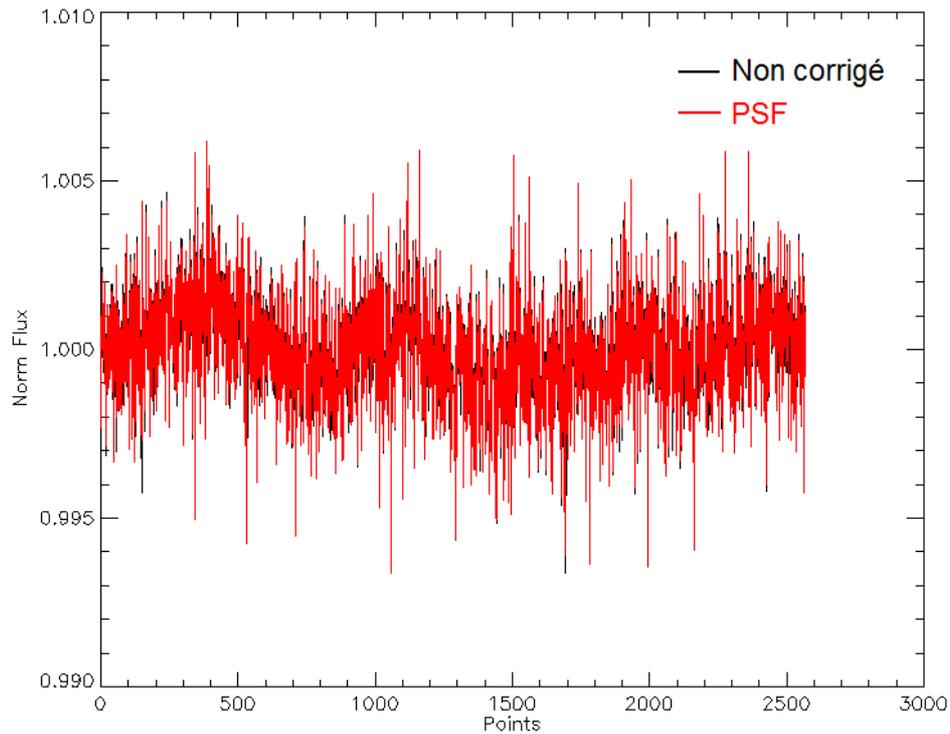


Figure 6-55 : Photométries blanches 32 sec non corrigée et corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.

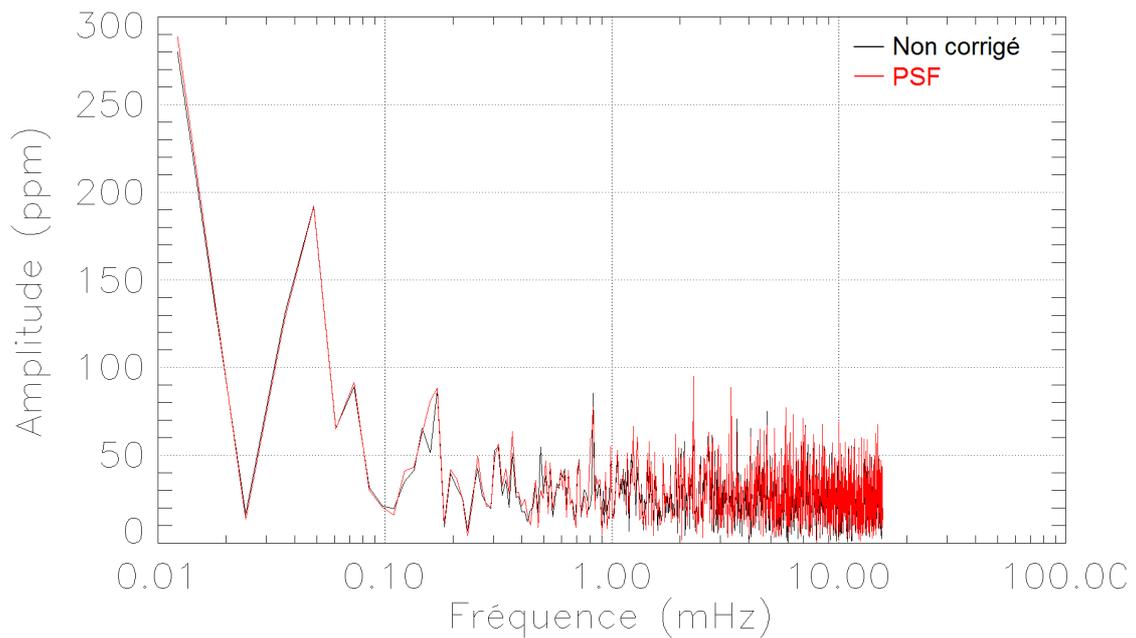


Figure 6-56 : Spectres des photométries blanches 32 sec non corrigée et corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.

Tableau 6-8 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données de l'étoile CoRoT ID 102721925 de  $m_v = 12.1$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter). Echantillonnage à 32 sec. Une journée de données.

Flux (32 sec)	Bruit moyen de fond (ppm)
Avant	26.7
Corrigé (PSF)	25.4
Idéal	22.4
Photon	21.9

Ces résultats montrent d'une part que les corrections apportées à la photométrie blanche sont très faibles et d'autre part qu'il n'y a pas vraiment de gains possibles sur cette couleur. En effet la limite physique du bruit de fond est à seulement 12% d'écart de la valeur de la photométrie corrigée. Comme la *PSF* n'a pas suffisamment de précision pour que l'on enlève complètement le bruit de jitter, la photométrie blanche est un cas où les gains de correction seront toujours faibles. Eventuellement, ils seront un plus élevés en fonction de l'amplitude des entrées et sorties d'éclipses. Ceci est un point à vérifier après l'élimination du problème du résidu orbital de la reconstitution du jitter.

Passons au traitement de ces mêmes imagettes en tant que photométrie échantillonnée à 512 sec. Les résultats des corrections sont les suivants :

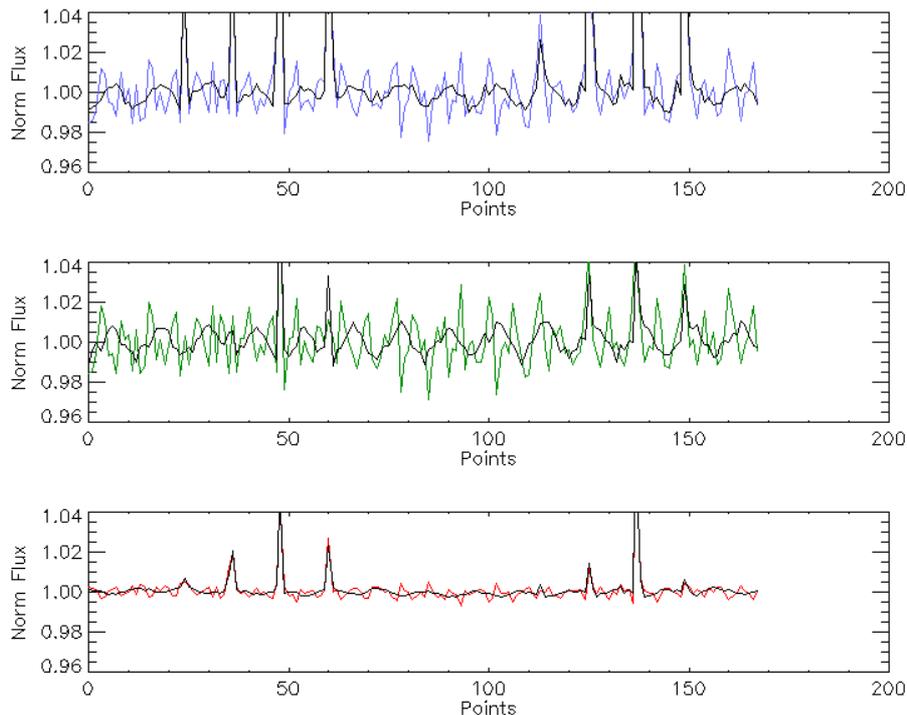


Figure 6-57 : Photométries chromatiques 512 sec non corrigées (en bleu, vert, puis rouge) et corrigées du jitter (en noir) de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur la *PSF*.

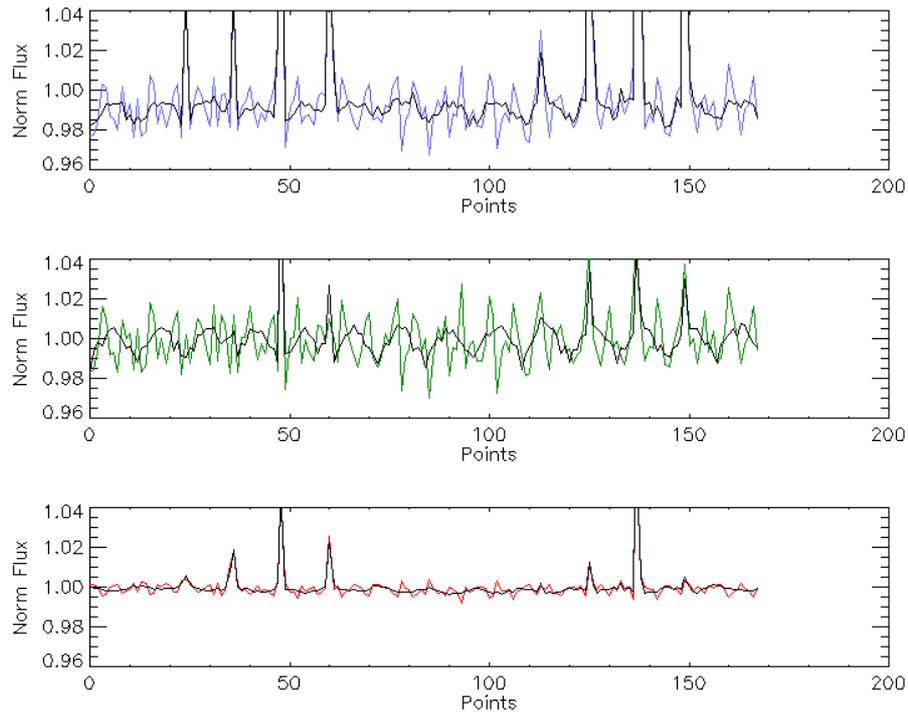


Figure 6-58 : Photométries chromatiques 512 sec non corrigées (en bleu, vert, puis rouge) et corrigées du jitter (en noir) de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur le spectre intégré.

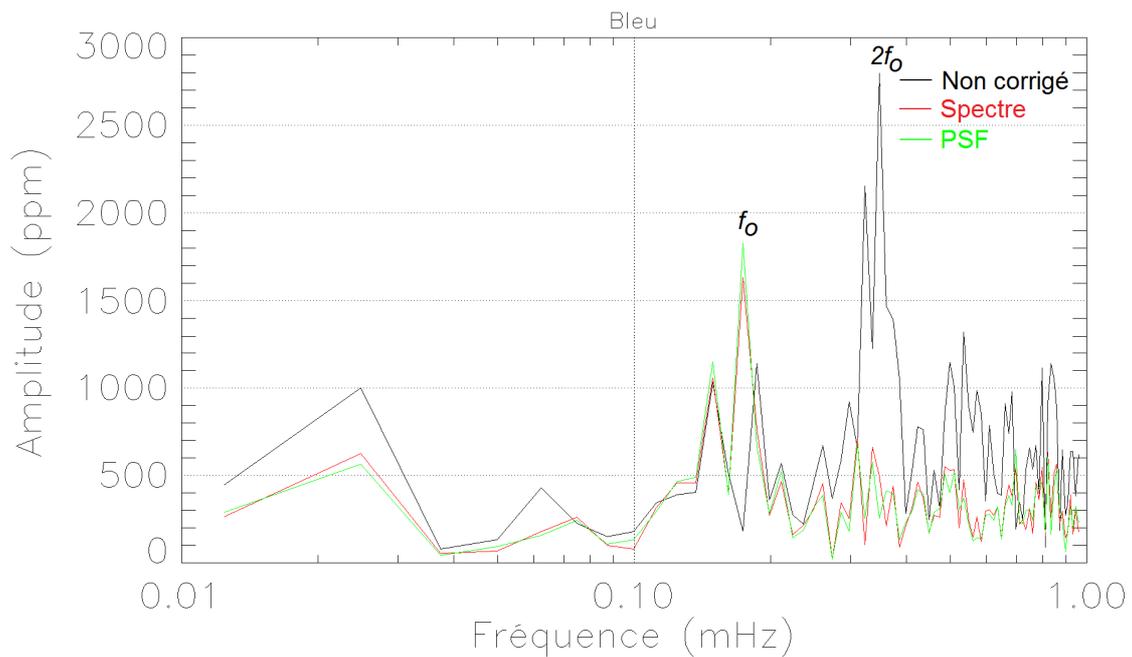


Figure 6-59 : Spectres des photométries bleues 512 sec non corrigée (en noir) et corrigées du jitter (en rouge pour l'évaluation basée sur le spectre intégré et en vert pour celle basée sur la PSF) de l'étoile CoRoT ID 102721925.

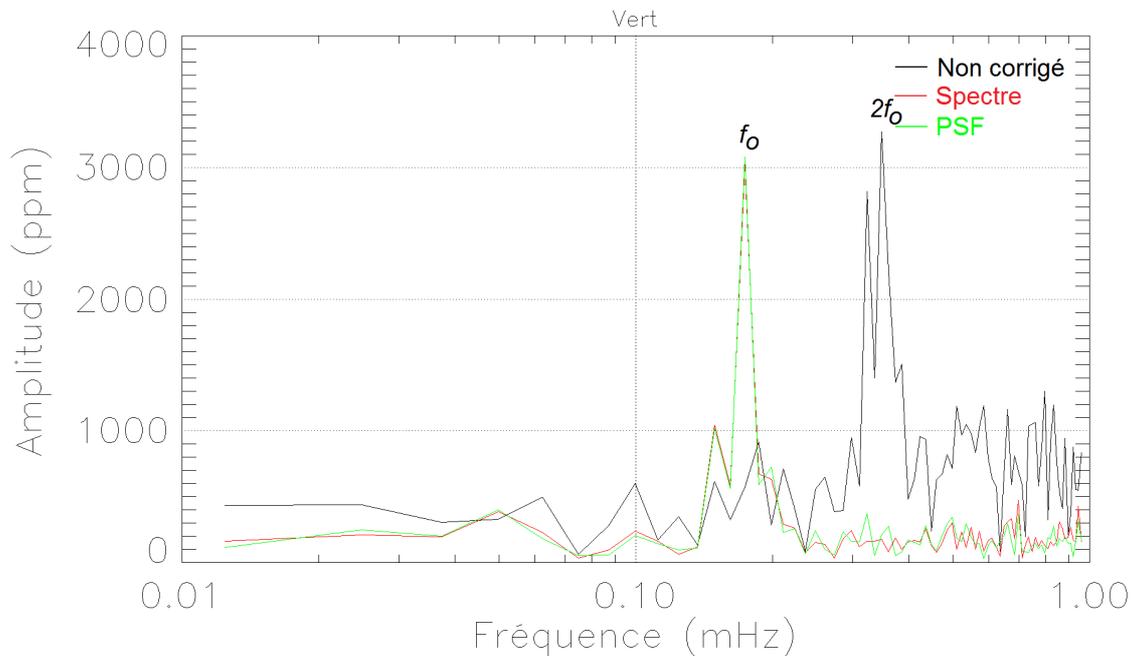


Figure 6-60 : Spectres des photométries vertes 512 sec non corrigée (en noir) et corrigées du jitter (en rouge pour l'évaluation basée sur le spectre intégré et en vert pour celle basée sur la PSF) de l'étoile CoRoT ID 102721925.

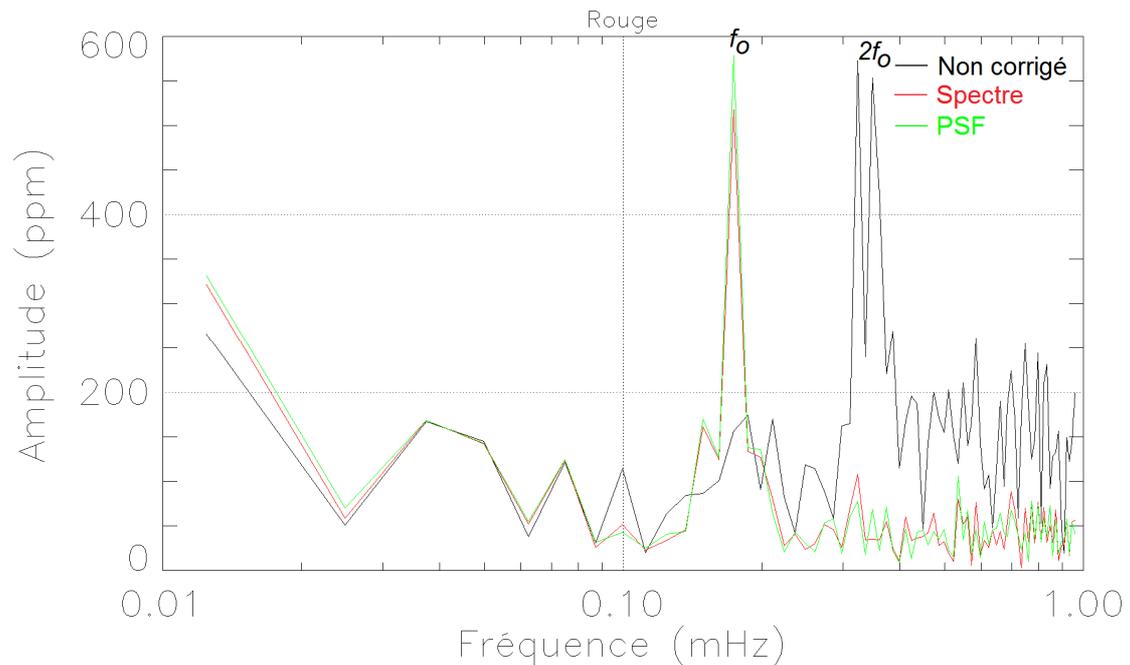


Figure 6-61 : Spectres des photométries rouges 512 sec non corrigée (en noir) et corrigées du jitter (en rouge pour l'évaluation basée sur le spectre intégré et en vert pour celle basée sur la PSF) de l'étoile CoRoT ID 102721925.

Les remarques faites sur les corrections sur les photométries 32 sec restent valables par rapport à celles à 512 sec.

Le tableau suivant présente le bilan statistique de la correction du jitter.

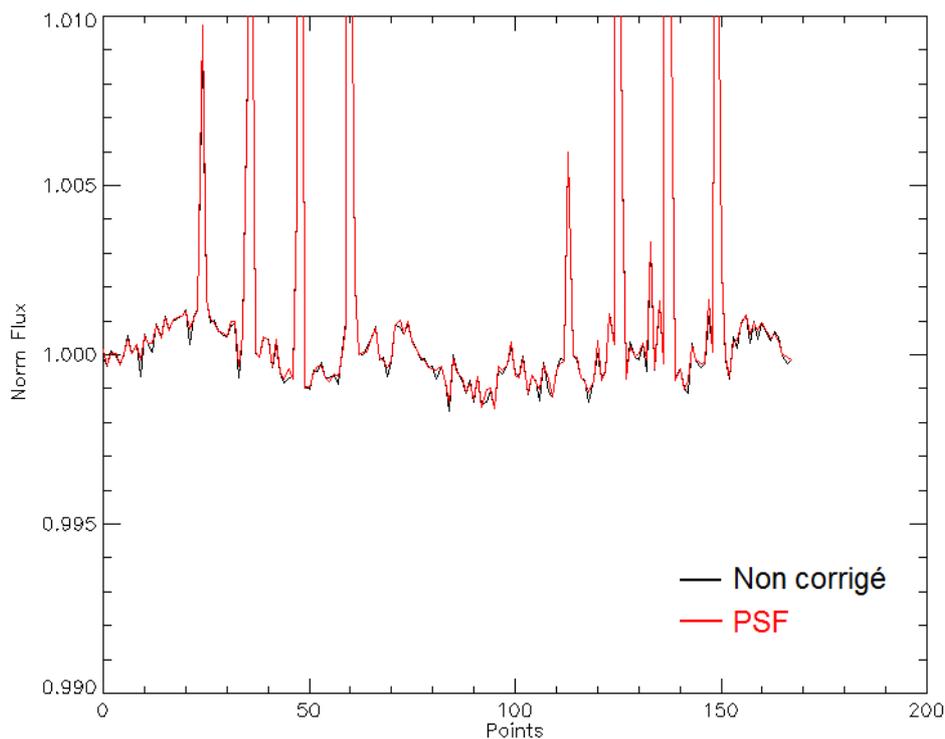
*Tableau 6-9 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données de l'étoile CoRoT ID 102721925 de  $m_v = 12.1$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter). Echantillonnage à 512 sec. Une journée de données.*

Flux (512 sec)	Bruit moyen de fond (ppm)		
	Bleu	Vert	Rouge
Avant	667.9	757.9	154.2
Corrigé (PSF)	337.6	232.5	61.8
Corrigé (SI)	344.8	240.6	61.0
Idéal	81.3	74.3	25.5
Photon	77.3	72.7	22.4

Le nombre de points utilisés ici n'est pas le même que pour le *Tableau 6-7*, il est donc impossible de les comparer. De plus, les valeurs obtenues ici ne sont pas assez fiables car le nombre des points utilisés est très petit (160 points), ce qui rend la variance de la statistique très élevée. Il aurait fallu utiliser une fenêtre de données plus large, ce qui n'a pas été fait par manque de temps.

Dès que le problème du jitter sera résolu le bruit de fond doit être comparable à celui idéal.

Dans le cas de la photométrie blanche 512 sec les résultats sont les suivants :



*Figure 6-62 : Photométries blanches 512 sec non corrigée et corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.*

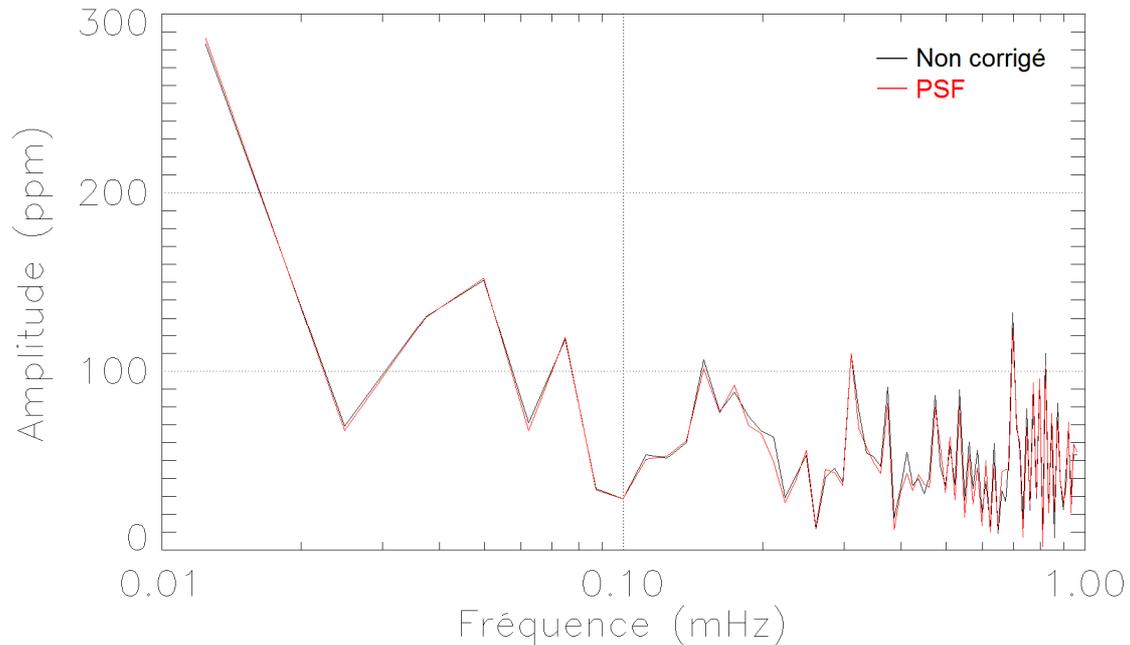


Figure 6-63 : Spectres des photométries blanches 512 sec non corrigée et corrigée du jitter de l'étoile CoRoT ID 102721925 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF.

Tableau 6-10 : Statistique de la correction photométrique du jitter pour les données de l'étoile CoRoT ID 102721925 de  $m_v = 12.1$  comparée au cas idéal (sans bruit de jitter). Echantillonnage à 512 sec. Une journée de données.

Flux (512 sec)	Bruit moyen de fond (ppm)
Avant	57.8
Corrigé (PSF)	56.0
Idéal	22.3
Photon	21.2

Les résultats présentés dans le tableau ci-dessus montrent qu'il n'y a pas eu de gain (ou très peu) avec la correction du jitter. Le problème sur l'échantillonnage à 512 sec, dans le cas de la photométrie blanche, est que même les effets d'éclipses sont moyennés et ramenés au niveau du signal sans éclipses. Le bruit de jitter étant plus petit (car il n'y a que l'effet de bord de masque), la correction n'est pas en mesure d'apporter une amélioration. De plus, la précision requise pour la *PSF* n'est pas faisable : aujourd'hui, on utilise 3 images plein cadre de 30 min d'intégration pour en déduire la *PSF* à haute résolution, alors qu'il en faudrait beaucoup plus.

Enfin, pour revenir au « bug » sur la chaîne de traitement, prenons l'exemple de l'étoile CoRoT ID 102705788 (voir son image en *Figure 6-64*).

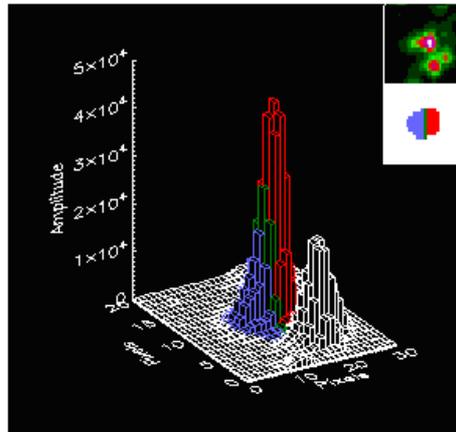


Figure 6-64 : Image de l'étoile CoRoT ID 102705788 ( $m_v = 12.1$ ) issue de l'image plein cadre.

Pour que l'existence du « bug » soit bien caractérisée quelques résultats sont présentés ci-après.

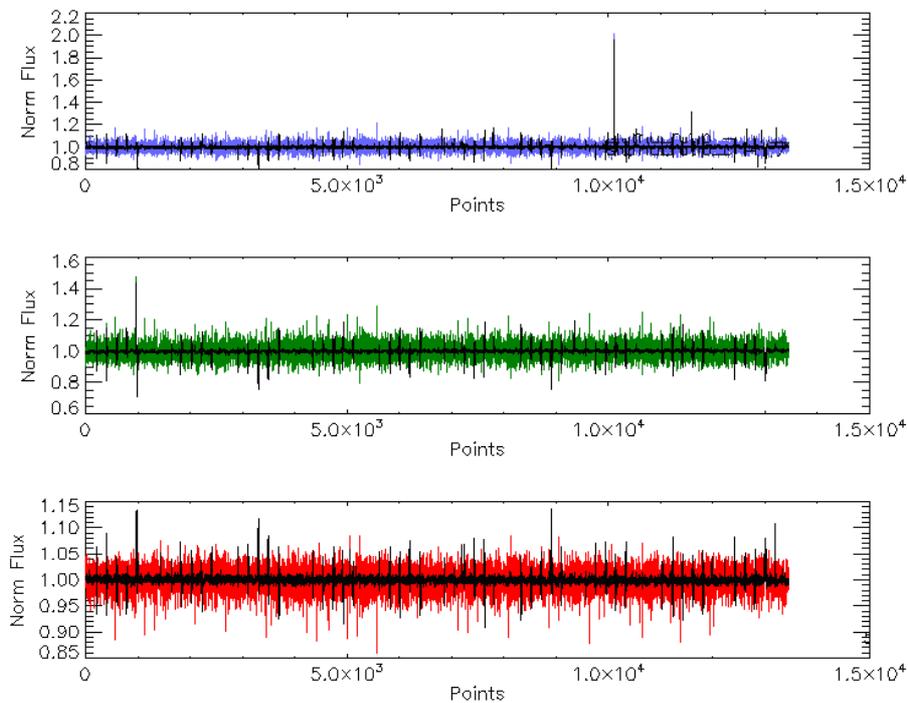


Figure 6-65 : Photométries chromatiques 32 sec non corrigées (en bleu, vert, puis rouge) et corrigées du jitter (en noir) de l'étoile CoRoT ID 102705788 en utilisant l'évaluation basée sur le spectre intégré.

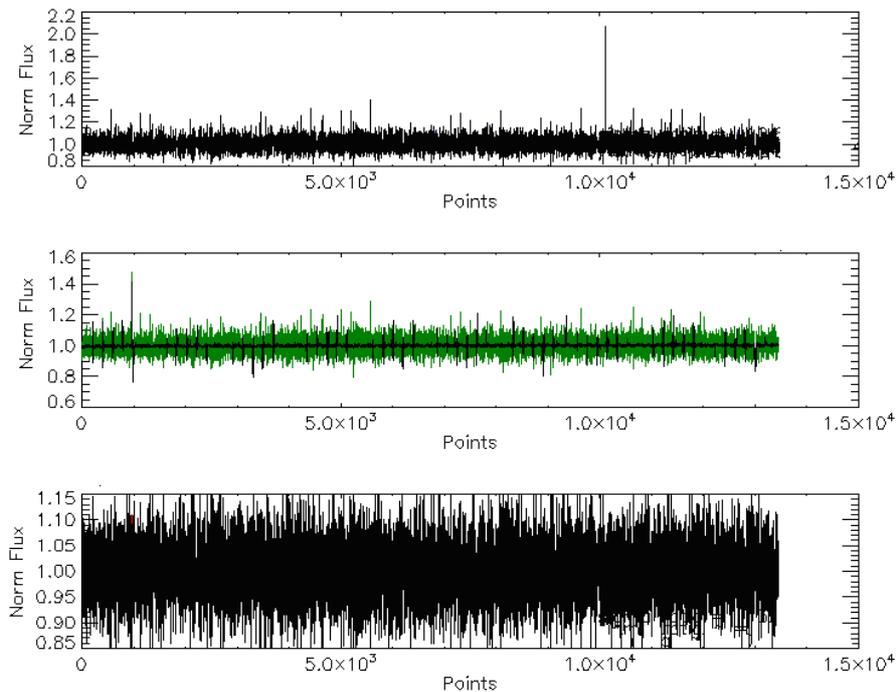


Figure 6-66 : Photométries chromatiques 32 sec non corrigées (en bleu, vert, puis rouge) et corrigées du jitter (en noir) de l'étoile CoRoT ID 102705788 en utilisant l'évaluation basée sur la PSF. Les courbes non corrigées pour le bleu et le rouge sont « masquées » par les courbes corrigées en noir.

Nous voyons que les corrections par PSF sont incorrectes, en particulier par le bleu et le rouge où la correction a augmenté le bruit sur le signal. Celles par spectre intégré semblent être correctes, mais en réalité elles ne le sont pas non plus. En effet, la robustesse de la méthode du spectre intégré cache l'erreur sur le choix du modèle : une analyse des courbes de lumière, de la PSF, et des frontières chromatiques, montre clairement qu'elles ne peuvent pas appartenir à la même étoile. Il est possible qu'un problème d'indice de tableau soit à l'origine de l'erreur. La complexité du système complet (logiciel vol, logiciel de fenêtrage *EXO*, chaîne de traitement *EXO*) rend le repérage du problème très difficile.

### 6.3 Discussion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord exploité les données du satellite canadien MOST. Les données de ce satellite ont été utilisées pour valider avec succès les corrections photométriques de jitter avant le lancement de CoRoT. La disponibilité des données de vol MOST représente un test réel des algorithmes. Les PSFs du champ ouvert de MOST étant plus étroites que les PSFs CoRoT, des masques beaucoup plus petits que ceux employés sur CoRoT ont été utilisés. Ceci a induit des pertes élevées de flux avant correction même lorsque le jitter était limité à 1 pixel crête-à-crête. Nos algorithmes de correction de jitter ont permis de récupérer ces pertes de flux (des pertes d'environ 30%). Des résultats considérés excellents, sachant que nous n'avons pas proprement corrigé tous les effets instrumentaux et environnementaux connus des données MOST (Reegen *et al.*, 2006) et que notre connaissance des données était très limitée.

Les essais ayant été menés sur une vraie étoile, et non sur des données synthétiques, nous ne pouvons pas être absolument certains du contenu fréquentiel du signal d'entrée intrinsèque. Cependant, nous avons trouvé comme période principale de pulsation de HD 61199 la même valeur (environ 57 minutes) que celle trouvée par l'équipe MOST dans son analyse indépendante (Matthews *et al.*, 2004). C'est une forte démonstration de la robustesse des deux méthodes de correction de jitter de la voie *ASTERO*.

Ces résultats nous ont également permis à partir du lancement de CoRoT de porter tous nos efforts sur l'optimisation des masques *ASTERO* et la reconstitution du jitter.

Depuis, le calcul des masques *ASTERO* a évolué, et aujourd'hui les champs observés utilisent des masques fins bien adaptés à la performance de pointage du satellite. Les masques grossiers restent toujours moins performants car ils ne sont pas tout à fait adaptés aux formes des étoiles.

La voie *ASTERO* a une fonction très importante : celle de valider la reconstitution du jitter, grâce aux mesures directes et très précises faites à bord, notamment sur les étoiles brillantes de  $m_v < 6.5$ . Ces mesures subissent très peu de perturbations instrumentales. Elles nous permettent de nous affranchir de toute la complexité liée à la reconstitution des variations des barycentres et ainsi de comparer les résultats plus proprement. C'est la clef du succès des performances d'aujourd'hui, même s'il faut encore améliorer la méthode pour éliminer le résidu périodique, notamment de la voie *EXO*. D'ailleurs, cette limitation de précision des calculs semble être liée au modèle linéaire de reconstitution de la ligne de visée. Ce point étant très important pour la performance des corrections photométriques du jitter, nous sommes en train de mettre en place une amélioration de la méthode de reconstitution de la ligne de visée. Cette amélioration se base sur l'utilisation d'une matrice de rotation non linéaire pour la mesure de l'écartométrie et sur l'utilisation d'une méthode d'inversion itérative qui tient compte de l'écart-type de chaque cible. Cette augmentation de la précision sur les traitements a un coût : une hausse des temps de calculs.

Des analyses récentes du comportement de l'instrument montrent que CoRoT a un problème de dérive du champ d'observation. L'amplitude de cette dérive est mise en évidence par la *Figure 6-67* ci-dessous :

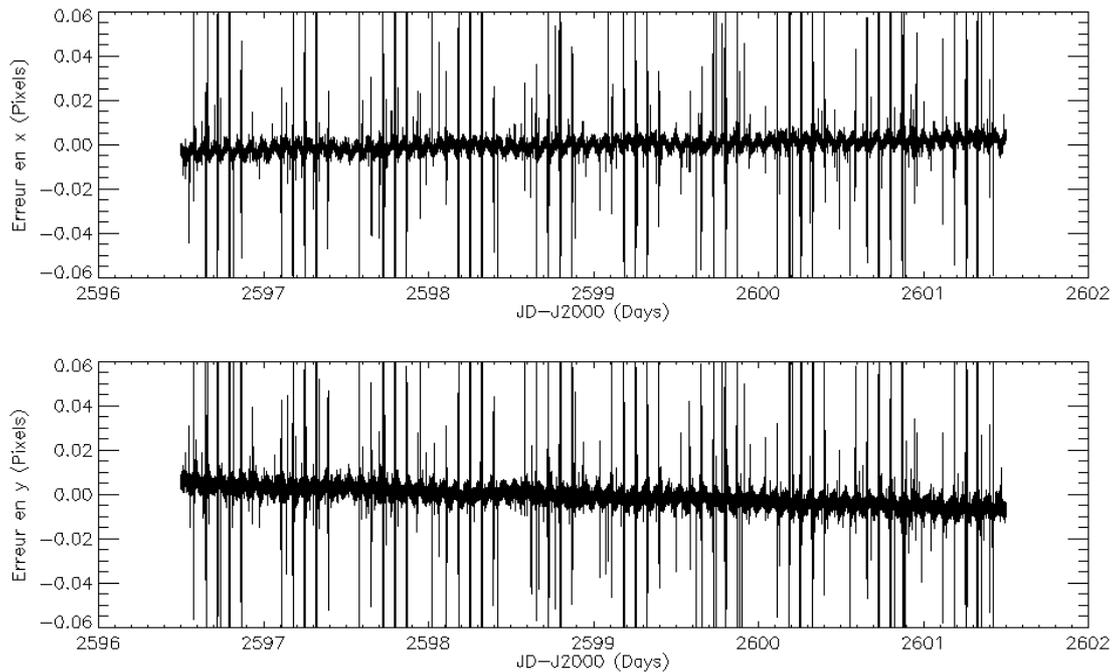


Figure 6-67 : Différence en  $x$  puis en  $y$  entre le jitter reconstitué et sa mesure bord pour l'étoile CoRoT 116 du 10 au 14 février 2007. On note la présence d'une dérive des positions sur les deux axes.

Sur 2 mois de données le champ bouge à peu près de 0.1 pixel. Le satellite restant pointé sur la consigne de ligne de visée, cette dérive n'est pas censée apparaître. La raison du problème est sous investigations. Dès qu'il sera éclairci, il faudra peut-être intégrer la dérive à la condition initiale du modèle linéaire de calcul de la ligne de visée. Cela dépendra des prochains résultats de l'utilisation d'un modèle non-linéaire cité précédemment.

Malgré cela, les résultats de correction de jitter de la voie *ASTERO* sur 5 jours sont excellents. Nous sommes très proches de la limite théorique de cette correction comme l'a montrée la *Figure 6-47*. La spécification est ainsi tenue et une légère augmentation de performance est encore envisageable en fonction de l'élimination de l'erreur de calcul de la ligne de visée. Cela contribue aussi à l'amélioration de la précision des *PSFs* à haute résolution.

Concernant les méthodes de correction du jitter de la voie *ASTERO*, la méthode par *PSF* est nettement plus performante que celle par décorrélation dans les conditions de CoRoT. La déficience de cette dernière repose surtout sur les grandes variabilités des signaux perturbateurs. C'est une méthode qui a son intérêt quand on ne dispose pas de modèle du système étudié et que l'on accepte un peu de déformation du signal après correction.

Sur la voie *EXO*, nous ne pouvons pas encore faire un bilan précis d'efficacité des méthodes. Pour l'instant les méthodes par *PSF* et par spectre intégré semblent performantes, mais la performance exacte est masquée par le problème du jitter. Le principe des méthodes est lui validé. Il reste à voir comment elles réagiront aux caractéristiques très variées des cibles *EXO*. Il est certain que les modèles seront

fortement incorrects pour les étoiles faibles et que les corrections du jitter n'apporteront pas de gains significatifs. Dans ces cas nous ne pouvons pas exclure la méthode par décorrélation. Par contre, il conviendra de corriger le bruit des pixels chauds, pour ensuite améliorer le calcul de la surface de correction par l'extrapolation des points du bord, et enfin accepter des distorsions en fréquence.

La correction de la photométrie blanche à 512 sec ne semble pas être possible car nous n'avons pas de données suffisamment précises pour la calculer. Pour les autres photométries, des gains élevés sont attendus.

## 7 Conclusions

Tout au long de cette thèse, nous avons traité les problèmes qui se posent autour du dépointage du satellite. Malgré la précision de pointage (de  $\pm 0.5$  *arcsec* de translation sur les deux axes du plan focal) obtenue grâce à l'utilisation de l'instrument CoRoT comme capteur de position dans la boucle d'asservissement d'attitude de la plateforme, des perturbations sur la photométrie ont eu lieu dues au jitter.

Afin de minimiser l'effet de ces perturbations, nous avons conçu des masques photométriques optimisés. En tenant compte de l'effet du jitter, ils se sont montrés très efficaces à partir du champ d'observation *LRc01* où seules les entrées et sorties d'éclipses (jitter  $> \pm 3.2$  *arcsec*) ont bruité la photométrie. A partir de *LRc01* nous avons pu utiliser le maximum de la performance de la méthode de calcul des masques fins.

Avant d'effectuer les corrections photométriques, nous avons développé une méthode de reconstitution du jitter pour les deux voies scientifiques. Cette méthode calcule le jitter de la voie *ASTERO* avec une précision de  $\sigma_{\text{erreur}} = \pm 3 \times 10^{-3}$  *px*. La limite théorique étant de l'ordre de  $\sigma_{\text{erreur}} = \pm 1 \times 10^{-3}$  *px*, le seul point encore à améliorer est la présence d'une raie à la fréquence orbitale sur l'axe *x* des *CCDs* qui n'est pas censée exister. Cette raie est présente sur la voie *EXO* aussi. La reconstitution de jitter s'avère une solution très importante pour la réussite de calculs de correction photométrique de la voie *ASTERO* car elle élimine le bruit qui provient des passages dans la *SAA*, des impacts de particules de haute énergie et de la perte de précision de mesures bord à cause d'importantes diminutions du flux des étoiles. Par rapport à la voie *EXO*, comme il n'y a pas de mesures bord, le calcul sol est encore plus important car il constitue le seul moyen de trouver les déplacements des étoiles observées.

La connaissance du jitter permet d'appliquer les corrections photométriques du jitter. Plusieurs méthodes ont été proposées selon chaque voie d'observation et la disponibilité supposée des données. Les méthodes par *PSF* et par *spectre intégré* s'avèrent les plus réussies respectivement pour la voie *ASTERO* et *EXO*.

D'un côté, les performances des corrections du jitter sont aujourd'hui presque à leurs maxima sur la voie *ASTERO*, et d'un autre côté, elles ne sont pas au point sur la voie *EXO*. Ceci est en grande partie dû à un bug non identifié sur cette voie et à la présence de la raie orbitale de résidu de reconstitution du jitter. Une fois ces deux problèmes résolus, les performances devraient être à leur tour au maximum.

Il est important de souligner l'importance des *PSFs* à haute résolution sur la voie *ASTERO* utilisées non seulement pour la correction du jitter mais aussi pour les calculs de masques fins. La réussite de la correction de jitter (spécifications de projet respectées) est due à la précision de ce modèle et à la reconstitution du jitter.

On voit bien que les éléments de cette thèse sont donc tous liés et leurs performances aussi :

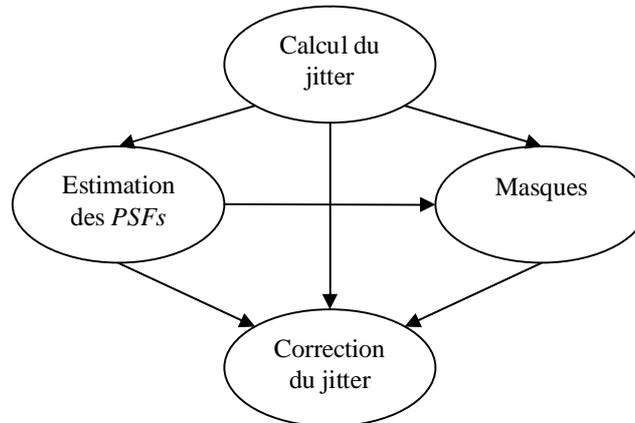


Figure 7-1 : Relations de dépendance entre les algorithmes de la voie ASTERO.

Ces mêmes relations sont retrouvées sur la voie *EXO*. Par contre le périmètre est plus petit car le calcul des masques n'est pas sous notre responsabilité.

Il est donc impératif d'être performant sur chaque élément du système pour que les résultats soient en accord avec ceux de la théorie. Pour autant quelques pas sont encore nécessaires et sont listés ci-dessous.

### *Développements futurs*

Comme souligné dans plusieurs passages, quelques points restent à améliorer et participent à la poursuite de ce travail à court et moyen terme.

Ces points sont :

- la solution du problème du résidu de la raie orbitale sur les jitters reconstitués,
- la prise en compte de la dérive long terme des cibles, mise en évidence récemment,
- la solution du bug lié à la correction du jitter sur la voie *EXO*,
- l'implémentation du calcul de la *PSFs* à haute résolution de la voie *EXO* qui permettra à la fois d'appliquer la correction du jitter sur la photométrie blanche et d'améliorer la qualité des spectres intégrés, donc de la correction chromatique.

## Annexes

### I. PSF à haute résolution de la voie asterosismologie

Ce travail, développé par Leonardo Pinheiro da Silva, propose une méthode de reconstitution des *PSFs ASTERO* à haute résolution à partir des informations disponibles au sol, à savoir environ 1000 images 35x35 pixels accumulées pendant 8 sec de chaque cible et leurs jitter reconstitué à la seconde.

#### *La modélisation de l'image brouillée*

Bien que des algorithmes à haute résolution génériques et bien connus puissent fonctionner très bien dans la reconstruction des scènes ordinaires, ils ne sont pas optimisés au cas spécifique des images des étoiles.

Soit  $X$  une image (ou la scène), de résolution arbitraire, enregistrée par un système d'acquisition. En présence du mouvement relatif (jitter) du dispositif de formation d'image, et en considérant une résolution spatiale limitée de son détecteur (par exemple, une *CCD*), chaque image acquise  $Y_k$  peut être décrite comme :

$$Y_k = DW_k X + \eta_k \quad (k = 1, \dots, N)$$

Où  $W_k$  représente la transformation géométrique appliquée à chaque image due au mouvement relatif, censé être connu, et  $D$  représente le sous échantillonnage spatial exécuté par le détecteur. Le bruit intrinsèque du processus d'enregistrement est représenté par  $\eta$ . Les images  $X$  et  $Y_k$  sont arrangées comme des vecteurs en formes lexicographiques.

#### *Le problème d'optimisation (l'inversion)*

La théorie de haute résolution traite la solution du problème inverse. Donné un ensemble d'images à basse résolution  $Y_k$ , et en supposant que  $D$  et  $W_k$  sont connus, nous nous intéressons à l'estimation d'une image à haute résolution  $X$ .

Soit  $\hat{X}$  l'estimation moindre carré qui minimise la fonction de coût  $\phi$  définit par :

$$\phi = \sum_{k=1}^N \left( [Y_k - DW_k X]^T [Y_k - DW_k X] \right)$$

La solution théorique peut être dérivée de l'expression ci-dessus en égalant sa première dérivée à zéro, ce qui mène à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{k=1}^N [W_k^T D^T D W_k] \hat{X} = \sum_{k=1}^N [W_k^T D^T Y_k]$$

Malheureusement, la solution directe de cette équation est rarement possible. Le problème de haute résolution est en général mal posé, de sorte qu'une solution unique n'existe pas nécessairement, et la matrice du côté gauche est le plus souvent singulière. D'ailleurs, les dimensions des matrices grandissent très rapidement avec la résolution de la cible, ce qui de toute façon rend l'opération d'inversion infaisable.

Ces questions sont habituellement traitées en deux étapes. D'abord, pour stabiliser la solution, un terme de régularisation est introduit dans la fonction de coût :

$$\phi = \sum_{k=1}^N \|Y_k - DW_k X\|^2 + \lambda \|CX\|^2$$

Où  $C$  est un opérateur qui pénalise les hautes fréquences dans les images reconstruites (de ce fait l'avantage des solutions plus lisses) et  $\lambda$  est un paramètre de régularisation.

L'équation précédente devient alors :

$$\sum_{k=1}^N [W_k^T D^T DW_k + \lambda C^T C] \hat{X} = \sum_{k=1}^N [W_k^T D^T Y_k]$$

Puis un algorithme itératif est utilisé pour résoudre cette équation afin de permettre une exécution pratique en dépit des dimensions de matrice impliquées. Un choix commun est le gradient descendant, défini dans ce cas-ci comme :

$$\hat{X}_{j+1} = \hat{X}_j + \mu \sum_{k=1}^N [W_k^T D^T Y_k] - [W_k^T D^T DW_k + \lambda C^T C] \hat{X}_j$$

Où  $\mu$  est le pas de convergence définie par l'utilisateur.

Cet algorithme représente la solution régularisée la plus classique du problème de reconstitution des détails à haute fréquence d'un ensemble d'images. Pour la reconstruction de *PSF* en particulier, le temps de calcul n'est pas critique car les images individuelles des étoiles sont en général petites et un algorithme simple suffit pour assurer la convergence. Par contre, une méthode alternative de régularisation est nécessaire si des bords pointus de la *PSF* doivent être préservés et restitués correctement.

Pour une estimation visant la photométrie par « *fit* » de *PSF*, un choix intéressant et pas excessivement compliqué est l'usage d'un terme de régularisation basé sur la comparaison entre les solutions candidates  $\hat{X}_j$  et une estimation de la *PSF* dénommée  $\hat{X}_0$ . Cela correspond à la minimisation de :

$$\phi = \sum_{k=1}^N \|Y_k - DW_k X\|^2 + \lambda \|X - X_0\|^2$$

$X_0$  est calculé *a priori* comme la moyenne de toutes les images d'entrée, après compensation du jitter par leur recentrage. Ce paramètre s'appelle  $\hat{X}_0$  car il est utilisé

comme la condition initiale dans le processus récursif pour l'accélérer, bien que cela ne soit pas une condition pour la convergence. On peut montrer que la règle récursive correspondante est :

$$\hat{X}_{j+1} = \hat{X}_j + \mu \sum_{k=1}^N [W_k^T D^T Y_k] - [W_k^T D^T D W_k] \hat{X}_j - \lambda [\hat{X}_j - \hat{X}_0]$$

Où  $\mu$  régule la vitesse de convergence et  $\lambda$  régule le compromis entre la rejection d'artefacts et la fidélité de la solution par rapport aux données d'entrée.

Nous vérifions heureusement que chaque matrice de transformation  $W_k$  représente un mouvement de translation pur de l'image solution  $X$ . Cela est vrai même dans le cas de la rotation de l'instrument suivant sa ligne de visée, et quel que soit la forme de la *PSF*. Le jitter de l'étoile cible pour chaque image  $Y_k$  doit être connu avec une précision de sous-pixels pour la reconstruction de la *PSF*. La matrice  $D$ , dans le cas d'un détecteur *CCD*, représente l'intégration de flux effectuée dans chaque pixel, et peut être vue en tant qu'opérateur de sous échantillonnage non idéal qui effectue l'addition des valeurs adjacentes dans  $X$  pour fournir une image de résolution inférieure  $Y_k$ .

Bien que ces matrices soient nécessaires pour des dérivations théoriques, il n'y a réellement aucun besoin de leur construction dans la pratique. En effet, pour l'implémentation de l'algorithme, toutes les transformations peuvent être convenablement approximées par des opérations au niveau du pixel. Les calculs des translations pures ( $W$ ) et des opérations de sous échantillonnage ( $D$ ) par manipulation d'image sont directs. On peut également vérifier que la multiplication par la matrice transposée  $W_k^T$  peut être substituée par une translation dans le sens opposé de  $W_k$ .

Enfin, on doit noter que la reconstruction appropriée exige un certain degré de prétraitement des images d'entrée, car elles ont un impact significatif sur la qualité de la *PSF* résultante. Les traitements les plus critiques sont ceux qui corriges les bruits dont les moyennes varient au cours du temps, telles que le fond de ciel. La normalisation des images corrigées peut également être souhaitable.

### Exemple

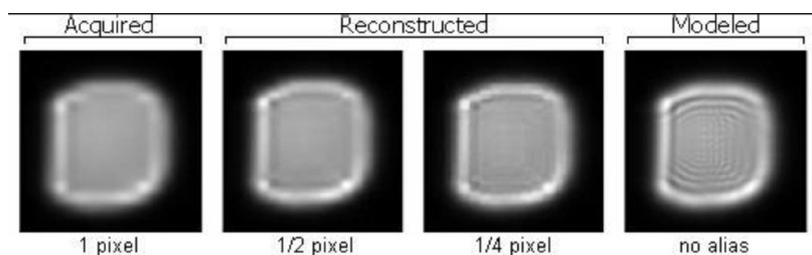


Figure I-1 : Exemple de reconstitution de *PSF* ASTERO à haute résolution.

## II. PSF à haute résolution de la voie exoplanètes

Ce travail, développé par Vanderlei Cunha Parro, se base sur l'algorithme de calcul de la *PSF* à haute résolution de la voie *ASTERO*. Quelques modifications ont été faites car les données disponibles sur voie *EXO* sont plus limitées : 3 images accumulées pendant 30 min et leur jitter reconstitué à la seconde. En plus, les taches-image sont dispersées sur quelques dizaines de pixels au lieu de quelques centaines.

### *La modélisation de l'image brouillée*

Soit  $P$  la vraie *PSF* de dimensions  $(M,N)$  et  $B$  l'image brouillée de même dimensions. Si le jitter  $J$  est tel que  $\|J\|_{\infty} < 1.0 \text{ pixel}$ , seulement les pixels voisins du pixel  $p_{mn}$  iront l'affecter. La variation de l'intensité du pixel  $p_{mn}$  peut être alors approximée par une combinaison linéaire du pixel  $p_{mn}$  lui-même et son voisinage. L'intensité du pixel  $b_{mn}$  de l'image brouillée peut à son tour être estimée par l'intégration de  $p_{mn}$  et l'effet de ses  $I-1$  voisins pendant le temps d'exposition  $K$  (Luck, 1994). Ce modèle est décrit par l'équation suivante :

$$b_{mn}(k) = \left( \sum_{k=k_0}^{k_0+K} a^T(k) \right) P_{mn} + w_{mn} \quad (\text{II.1})$$

Où  $a$  est un tableau de coefficients calculé à partir du jitter,  $k_0$  est le temps initial,  $K$  est le temps total d'exposition de l'image,  $w$  est le bruit gaussien du pixel et  $P_{mn}$  est la représentation lexicographique de la vraie *PSF* autour du pixel  $mn$ , c'est-à-dire si l'on représente  $P_{mn}$  par la matrice ci-dessous :

$$\begin{array}{ccc} P_{m-1n-1} & P_{m-1n} & P_{m-1n+1} \\ (1) & (4) & (7) \\ \\ P_{mn-1} & P_{mn} & P_{mn+1} \\ (2) & (5) & (8) \\ \\ P_{m+1n-1} & P_{m+1n} & P_{m+1n+1} \\ (3) & (6) & (9) \end{array}$$

Alors sa matrice lexicographique vaut :

$$P_{mn} = [p_{m-1n-1} \quad p_{mn-1} \quad p_{m+1n-1} \quad p_{m-1n} \quad p_{mn} \quad p_{m+1n} \quad p_{m-1n+1} \quad p_{mn+1} \quad p_{m+1n+1}]^T$$

En supposant que la *PSF* ne varie pas dans le temps, l'équation II.1 est simplifiée et la valeur du pixel  $mn$  est donnée par l'équation ci-dessous :

$$b_{mn}(k) = a^T(k)P_{mn} + w_{mn} \quad (\text{II.2})$$

Cela veut dire qu'il suffit d'avoir la description du jitter ( $a^T$ ) pour que l'on soit capable d'estimer le pixel brouillée  $mn$  à l'instant  $k$ .

L'image brouillée, elle, sera donnée par la généralisation toujours sous la forme lexicographique de l'équation (II.2) sur tous les pixels :

$$B = MP + W \quad (II.3)$$

Où  $B$  est l'image brouillée,  $P$  est la vraie  $PSF$ ,  $W$  est le bruit gaussien et  $M$  est le  $kernel$  de dimensions  $(MN, MN)$  qui permet de passer de la vraie  $PSF$  à l'image brouillée.

$B$  est obtenu par convolution entre  $M$  et  $P$  car ce dernier est constant. De plus, le jitter provoquant le même déplacement sur toute l'image le  $kernel$   $M$  est une structure bloc-circulante. Cette analyse nous mène à un problème inverse mal conditionné. Plus que cela, par le biais de la résolution du problème de minimisation qui se pose, on peut estimer la vraie  $PSF$ .

Dernier point de la modélisation, la matrice  $a^T(k)$  est constituée par un ensemble des coefficients tel que :

$$a^T(k) = [\alpha_1(k) \quad \alpha_2(k) \quad \alpha_3(k) \quad \alpha_4(k) \quad \alpha_5(k) \quad \alpha_6(k) \quad \alpha_7(k) \quad \alpha_8(k) \quad \alpha_9(k)]$$

Où  $0 \leq \alpha_i(k) \leq 1$  et  $\sum_{i=1}^9 \alpha_i(k) = 1$

La figure ci-après illustre les coefficients  $\alpha_i$ .

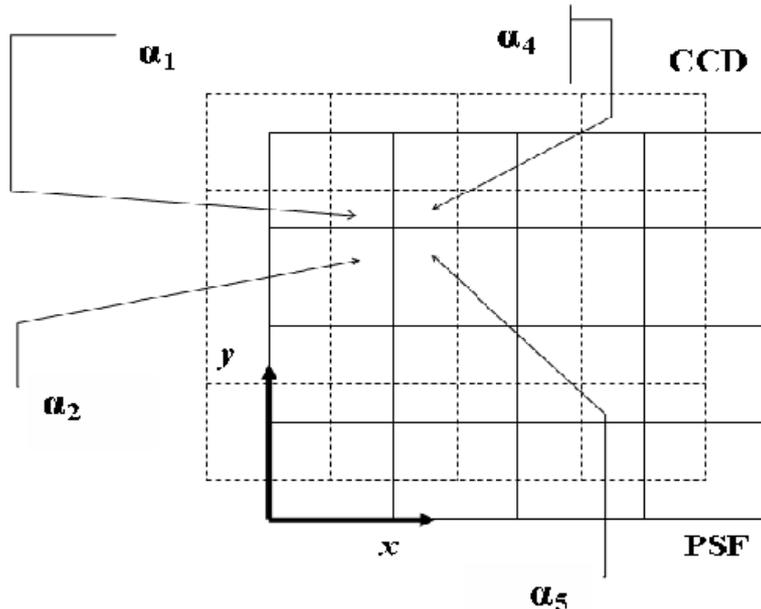


Figure II-1 : Formation de l'image brouillée

En normalisant les dimensions du pixel, les coefficients  $\alpha_i$  sont calculés à partir des équations suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_5(k) &= (1 - |dx(k)|)(1 - |dy(k)|) \\ \alpha_6(k) &= (1 - |dx(k)|)|dy(k)| \\ \alpha_3(k) &= |dx(k)||dy(k)| \\ \alpha_2(k) &= |dx(k)|(1 - |dy(k)|)\end{aligned}$$

### *Le passage à la PSF à haute résolution*

Une manière simple d'implémenter la haute résolution est à travers la création de sous-pixels à partir de chaque pixel de l'image brouillée B. L'autre point est la génération du *kernel* M qui doit en tenir compte par l'augmentation de ses dimensions.

### *Le problème d'optimisation (l'inversion)*

Afin d'estimer la *PSF* ( $P_e$ ) le problème d'optimisation est énoncé de la façon suivante :

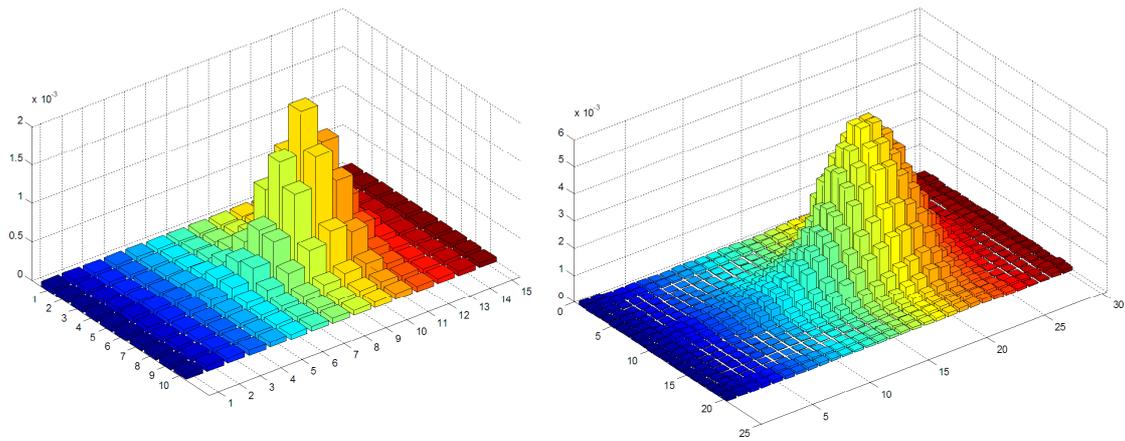
$$\min_{P_e} (1 - \lambda) \|e_1 + e_2 + e_3\|_2 + \lambda \|P_e - P_o\|_2 \quad (\text{II.4})$$

Où  $e_i = B_i - M_i P_e$  avec  $i = 1, 2, 3$ ,  $\lambda$  est un facteur de pondération et  $P_o$  est la condition initiale.

Le problème d'optimisation est résolu par la méthode de gradient récursif de VanCittert (Titterington (1985), Pinheiro da Silva *et al.* (2006)) définie par :

$$\begin{aligned}P_e(k+1) &= P_e(k) + \mu \left( \sum_{i=1}^3 \left[ (1 - \lambda) (M_i^T D_i^T P_i - M_i^T D_i^T M_i D_i P_e(k)) - \lambda (P_e(k) - P_o) \right] \right) \\ P_e(k) &= \frac{P_e(k)}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N p_e(m, n, k)}\end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

*Exemple*



*Figure II-3 : Image après 30 minutes d'accumulation et PSF à haute résolution obtenue*



## Bibliographie

Adda, M. ; « *Photométrie CCD de très haute précision dans l'espace. Application au programme de sismologie COROT* » ; Thèse : Université de Paris VI ; 2000

Aigrain S., Irwin M.; « *Practical planet prospecting* » ; 2004, MNRAS, 350, 331

Auvergne, M., Boisnard, L., Buey, J-T. M., Epstein, G., Hustaix, H., Jouret, M., Levacher, P., Berrivin, S., Baglin, A., ; « *COROT-high-precision stellar photometry on a low Earth orbit: solutions to minimize environmental perturbations* » ; 2003, Proc. SPIE, 4854, 170

Baglin, A., & The CoRoT Team ; « *Asteroseismology from space – The COROT experiment* » ; 1998, IAU Symp. 185: New Eyes to See Inside the Sun and Stars, 185, 301

Baglin, A. ; Documentation CoRoT ; « *Spécifications scientifiques de la mission CoRoT* » ; Janvier 2002 ; COR-SP-0-83-PROJ

Baron, P., Auvergne, M. ; Documentation CoRoT ; « *Modèle Instrument VI : Description des algorithmes.* » ; Juin 2003 ; COROT.LESIA.03.33

Boisnard, L. ; Documentation CoRoT ; « *Repères de référence pour l'orbite et l'orientation du satellite CoRoT* » ; Septembre 2004 ; COR-NT-0-ING-142-CNES

Borde, P., Rouan, D., Leger, A. ; « *Exoplanet detection capability of the COROT space mission* » ; 2003, A&A, 405, 1137-1144

Drummond, R., Vandenbussche, B., Aerts, C., De Oliveira Fialho, F., Auvergne, M. ; « *Jitter correction algorithms for the CoRoT satellite mission* » ; 2006, PASP, 118, 874

Epstein, G. ; Documentation CoRoT ; « *Dossier de définition : Architecture électrique de l'instrument* » ; Mai 2004 ; COR-LESIA-04-084

Gruneisen, R. ; « *Adaptation de la réponse spatio-temporelle de CCD à la photométrie de haute précision dans le cadre des missions CoRoT et STARS* » ; Thèse : Université de Paris XI ; 1998

Howell, S.B. ; « *Two-dimensional aperture photometry – Signal-to-noise ratio of point-source observations and optimal data-extraction techniques* » ; 1989, PASP, 101, 616

Jorda, L., Perruchot, S. ; Documentation CoRoT ; « *Modèle géométrique COROT* » ; Avril 2004 ; COR-30000-RP-1092-LAM

## Bibliographie

---

- Lapeyrere, V. ; « *Etalonnage des détecteurs de CoRoT : adaptation aux besoins spécifiques de la mission* » ; Thèse : Université de Paris VI ; 2006
- Lapeyrere, V., Bernardi, P., Buey, J. T., Auvergne, M., Tiphène, D. ; « *Calibration of flight model CCDs for the CoRoT mission* » ; 2006, MNRAS, 365, 1171
- Luck, L. B. ; « *Optimum strategies for inverse problems in statistical astronomy* » ; 1994, A&A, 289:983–994
- Matthews, J. M., Kuschnig, R., Guenther, D. B., Walker, G. A. H., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., Weiss, W. W. ; « *No stellar p-mode oscillations in space-based photometry of Procyon* » ; 2004, Nature, 430, 51
- Mayor, M., Queloz, D. ; « *A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star* » ; 1995, Nature , 378, 355
- Mosser, B. ; « *Cours : Structure Interne et Sismologie* » ; Ecole Doctorale d’Astrophysique d’Ile de France ; 2004
- Newberry, M. V. ; « *Signal-to-noise considerations for sky-subtracted CCD data* » ; 1991, PASP, 103, 122
- Ollivier, M. ; Documentation CoRoT ; « *Influence du dépointage sur la photométrie de la voie planète et stratégies possibles de correction* » ; Mars 2002 ; COROT.IAS.MO.PI.03.02.03.
- Pelat, D. ; « *Cours : Bruits et Signaux* » ; Ecole Doctorale d’Astrophysique d’Ile de France ; 2004
- Perruchot, S., Costes, V. ; Documentation CoRoT ; « *Architecture optique de l’instrument CoRoT. Dossier de synthèse de définition* » ; Avril 2004 ; COR-30000-NT-1098-LAM
- Pinheiro da Silva, L. ; « *Caractérisation instrumentale appliquée à la photométrie de très haute précision dans le cadre de la mission spatiale CoRoT* » ; Thèse : Université de Toulouse III ; 2007
- Pinheiro da Silva, L., Auvergne, M., Toubanc, D., Rowe, J., Kuschnig, R., Matthews, J. ; « *Estimation of a super-resolved PSF for the data reduction of undersampled stellar observations – Deriving an accurate model for fitting photometry with CoRoT space telescope* » ; 2006, A&A, 452, 363
- Plasson, P., Pontet, B. ; Documentation CoRoT ; « *Synthèse sur l’architecture des logiciels de vol* » ; Avril 2004 ; COR-30000-DD-1396-CNES
- Press, W. H., et al. 1992, Numerical Recipes in C, 2nd ed., Cambridge University Press

Reegen, P., Kallinger, T., Frast, D., Gruberbauer, M., Huber, D., Matthews, J. M., Punz, D., Schraml, S., Weiss, W. W., Kuschnig, R., Moffat, A. F. J., Walker, G. A. H., Guenther, D. B., Rucinski, S. M., Sasselov, D. ; « *Reduction of time-resolved space-based CCD photometry developed for MOST Fabry Imaging data* » ; 2006, MNRAS, 367, 1417

Rowe, J. F., Matthews, J. M., Seager, S., Kuschnig, R., Guenther, D. B., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., Walker, G. A. H., Weiss, W. W. ; « *An Upper Limit on the Albedo of HD 209458b: Direct Imaging Photometry with the MOST Satellite* » ; 2006, ApJ, 646, 1241

Samadi, R., Fialho, F., Costa, J.E.S., Drummond, R., Pinheiro Da Silva, L., Baudin, F., Boumier, P., and Jorda, L. ; « *The Corot Book: Chap. V.5/ Extraction of the photometric information: corrections* »; 2007, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0703354

Samadi, R. ; Documentation CoRoT ; « *Description of N1 Products Generated at the Control Mission Center during the Observation Session* » ; Décembre 2006 ; COROT.LESIA.06.008

Sebbag, I. ; Documentation CoRoT ; « *Synthèse des études sur la fonction écartométrie dans l'instrument CoRoT* » ; Novembre 1999 ; NT-99/22215/DTS/AE/SE/DA-I

Snellen, I.A.G.; « *High-precision K-band photometry of the secondary eclipse of HD 209458* » ; 2005, MNRAS, 363, 211

Sveshnikov, A. A.; « *Problems in Probability Theory, Mathematical Statistics and Theory of Random Functions* », Dover Publications

Titterton, D. M.; « *General structure of regularization procedures in image reconstruction* » ; 1985, A&A, 144:381–387

Tody, D. ; « *Stellar photometry in crowded fields* » ; 1980, Proc. SPIE, 264, 171

Walker, G., Matthews, J., Kuschnig, R., Johnson, R., Rucinski, S., Pazder, J., Burley, G., Walker, A., Skaret, K., Zee, R., Grocott, S., Carroll, K., Sinclair, P., Sturgeon, D., Harron, J. ; « *The MOST Asteroseismology Mission: Ultraprecise Photometry from Space* » ; 2003, PASP, 115, 1023

Wolszczan, A. ; « *Confirmation of Earth Mass Planets Orbiting the Millisecond Pulsar PSR :B125* » ; 1994, Science, 264, 538

## Bibliographie

---

## Publications

*Jitter correction algorithms for the CoRoT satellite mission: validation with test-bench data and MOST on-orbit photometry*, De Oliveira Fialho, F., Lapeyrere, V., Auvergne, M., Drummond, R., Vandenbussche, B., Aerts, C., Kuschnig, R., and Matthews, J.M., 2007, *pasp*, 119, 337

*Jitter Correction Algorithms for the COROT Satellite Mission*, Drummond, R., Vandenbussche, B., Aerts, C., De Oliveira Fialho, F., and Auvergne, M., 2006, *pasp*, 118, 874

*The Corot Book: Chap. V.5/ Extraction of the photometric information: corrections*, Samadi, R., Fialho, F., Costa, J.E.S., Drummond, R., Pinheiro Da Silva, L., Baudin, F., Boumier, P., and Jorda, L., 2007, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0703354

*The Corot Book: Chap. V.5/ Aperture Photometry in the Seismology Field*, Fialho, F., Auvergne, M., 2007 published by ESA

*Jitter Correction Algorithms for the COROT Satellite Mission*, Drummond, R., De Oliveira Fialho, F., Vandenbussche, B., Auvergne, M., Aerts, C., 2005, IAF Conference Proceedings, paper IAC-05-B5.2.10

# Jitter Correction Algorithms for the *COROT* Satellite Mission: Validation with Test Bench Data and *MOST* On-Orbit Photometry

F. DE OLIVEIRA FIALHO, V. LAPEYRERE, AND M. AUVERGNE

Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris-Meudon, Meudon, France; fabio.fialho@obspm.fr

R. DRUMMOND, B. VANDENBUSSCHE, AND C. AERTS

Instituut voor Sterrenkunde, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, Belgium

AND

R. KUSCHNIG AND J. M. MATTHEWS

Department of Physics and Astronomy, University of British Columbia, Vancouver, Canada

Received 2006 November 13; accepted 2007 February 13; published 2007 March 8

**ABSTRACT.** We demonstrate the effectiveness and robustness of photometric correction algorithms for satellite pointing jitter in the upcoming space mission *COROT*, which will study asteroseismology and search for exoplanets. Two algorithms based on model-based estimation and decorrelation are tested in two ways: (1) with artificial light sources in the *COROT* CCD test bench, and (2) with on-orbit photometry from the Canadian *MOST* (*Microvariability and Oscillations of Stars*) satellite. Both algorithms effectively correct for pointing jitter to yield the expected results based on the inputs. The test with *MOST* data on a multiperiodic pulsating star demonstrates that the model-based estimation method recovers the oscillation signals better, while the decorrelation technique is more reliable if a poor model of the point-spread function is applied to the data. Therefore, the two algorithms complement one another and should both be applied to *COROT* photometry.

## 1. INTRODUCTION

*COROT* is a high-precision photometry mission for asteroseismology and the search for exoplanets (Baglin & the *COROT* Team 1998). It was launched in 2006 December to conduct long-duration observations. *COROT* is based on optimized fixed-aperture photometry, which means that only a total stellar flux within a mask will be downloaded.

Jitter is the lack of stability of the attitude control system (ACS). This small motion of the satellite's line of sight pollutes the photometric signal because of flat-field and edge effects. The flat-field effect is due to variation in quantum efficiency between pixels. The edge effect is due to the photometric aperture (mask). If the mask is fixed at the CCD level and the observed star is in its center, then satellite motion moves flux out of the mask, decreasing the measured integrated flux.

Even if these effects provoked by the ACS had been taken into account during the design phase, they would cause non-negligible pollution in the photometry, creating undesirable noise. Thus, as an important step in the *COROT* reduction pipeline, all observed stars must pass through jitter correction in order to eliminate and/or ensure that no relevant jitter harmonics are present in the reduced data. Two algorithms were developed to correct for the jitter effect and were explained in Drummond et al. (2006, hereafter Paper I) and tested on simulated data.

A test bench was mounted in Paris Observatory (LESIA, Meudon site) to characterize the *COROT* flight CCDs, giving us an opportunity to generate star images as close as possible to what we expect from *COROT* in flight. In addition, *MOST*<sup>1</sup> (Walker et al. 2003), a stellar photometer similar to *COROT*, was launched in 2003, and close collaboration has allowed us to test the algorithms on in-orbit data. These data and tests have allowed us to evaluate the correction quality in preparation for the launch of *COROT*.

This paper therefore deals with the validation of jitter correction algorithms and the testing of their robustness, and is organized as follows: § 2 gives an overview of the methods tested; § 3 shows the *COROT* test bench data reduction and jitter validation; § 4 covers the *MOST* data reduction and jitter validation (the preservation of scientific information also is verified); and finally, § 5 draws conclusions from this work.

## 2. METHOD

We considered two different approaches to correct for flux loss due to jitter. This resulted in two distinct methods: a model-based estimation and a decorrelation correction. For the first

---

<sup>1</sup> *MOST* (*Microvariability and Oscillations of Stars*) is a Canadian Space Agency mission operated jointly by Dynacon, Inc., and the Universities of Toronto and British Columbia, with assistance from the University of Vienna.

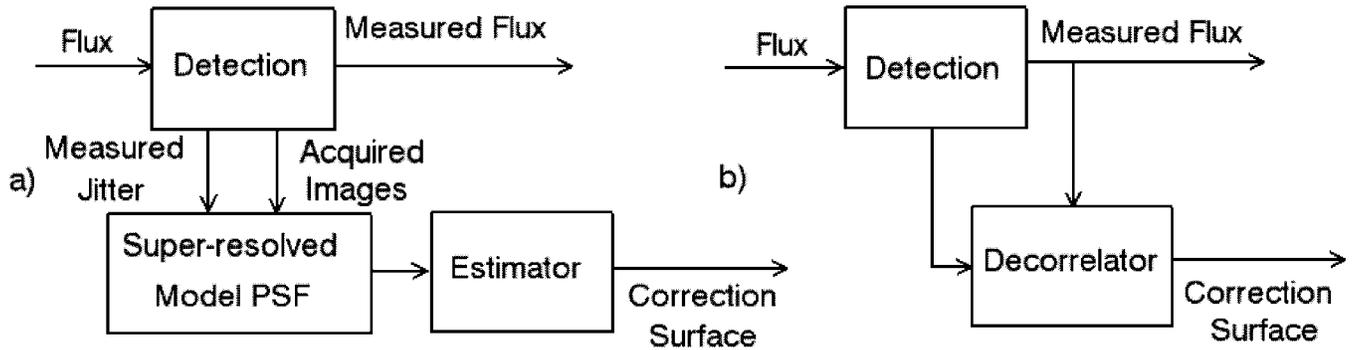


FIG. 1.—Photometric jitter correction using (a) model-based estimation and (b) decorrelation.

method, we assume that the process is well known. Consequently, we have an assemblage of star images that allows us to create a superresolved PSF (Pinheiro da Silva et al. 2006) that will be used to estimate the flux loss due to jitter. For the second method, we assume no knowledge of the process; we just have the inputs and outputs—a “black box” system. In the latter case, decorrelation is a reasonable approach to eliminating signal perturbations. Figure 1 shows these two approaches schematically.

In the first case, by knowing the perturbation (measured jitter) and the process model (PSF+photometric aperture), we can estimate flux losses and calculate the correction surface to be applied to the measured photometry. In the second case, with no knowledge about the detection process, two-dimensional decorrelation is calculated based on measured signals, providing the correction surface to be applied to the measured photometry. Once correction surfaces are computed, jitter correction can be performed as shown in Figure 2.

Using jitter data, we can look at the correction surface in order to define the gain that must be applied to the measured flux to correct it. We refer the reader to Paper I for the details on each method used. Simulations have been made to validate these methods and to evaluate their effectiveness. The most important conclusion was that both methods work well, but

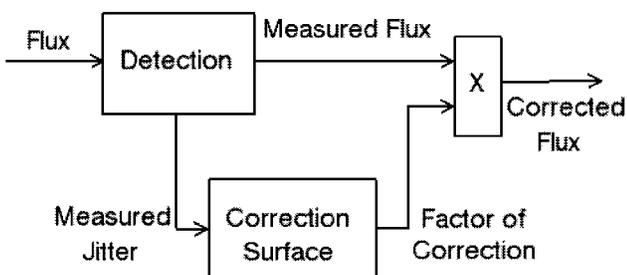


FIG. 2.—General scheme of the jitter photometric correction using a correction surface based on a superresolved PSF or decorrelation.

close care must be taken in their application, to ensure good quality results. This issue is addressed later in this paper.

The criteria adopted here to evaluate test bench and *MOST* corrections are not exactly the same as those used in Paper I. For the test bench data, there is no input scientific oscillation signal, and the actual pointing jitter does not contain high-frequency power. For the *MOST* data, the precision after data reduction was not high enough. In fact, the *MOST* data are an early case of direct imaging (secondary science) observations, and the resulting precision is therefore not at the level expected for *COROT* primary science photometry.

### 3. *COROT* TEST BENCH

The *COROT* test bench was developed to characterize the flight model CCDs. It consists of a CCD mounted inside a cryostat system, enabling us to maintain its pressure at about  $10^{-5}$  mbar and a temperature at  $-40^{\circ}\text{C}$ , with fluctuations of less than  $0.01^{\circ}\text{C}$ .

The optical configuration for the photometric test case is shown in Figure 3. Light is introduced into the sphere through the optic fiber, and a perforated plate creates a star field illuminated homogeneously at the exit of the sphere. Each of the light spots has a diameter of about 0.2 mm. For jitter tests, a white light-emitting diode (LED) is used. Jitter is created by moving the optics system using a servomechanism system. The photometric test that was performed was designed to evaluate the correction efficiency for high levels of jitter. Hence, we chose a 2 pixel peak-to-peak sine wave simulation with a 2 minute period ( $f_0 = 8.33$  mHz) in both axes, to avoid low-frequency test bench noise. For further information about the *COROT* test bench, see Lapeyriere et al. (2006).

#### 3.1. *COROT* Test Bench Data Reduction

The test bench provides digitized images containing background and offset windows and observed stars in ADUs (analog-to-digital units). Our goal at this stage is to perform aperture photometry. In order to achieve this, we must calculate

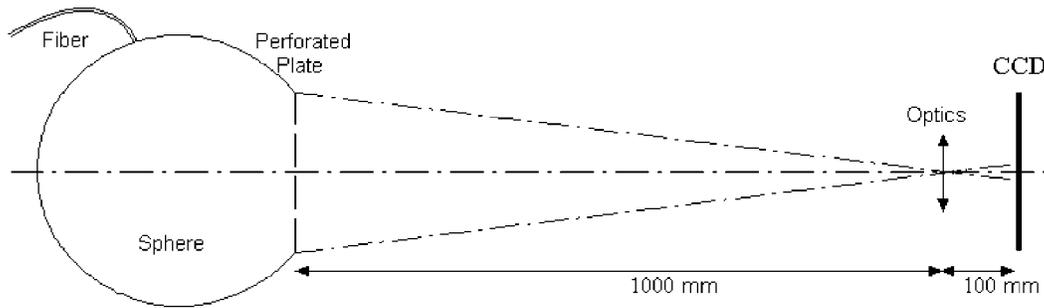


FIG. 3.—Optics for aperture photometry on the *COROT* test bench.

pointing errors, the superresolved PSF, the aperture, and the integrated flux. Figure 4 is a block diagram showing all the necessary steps.

This is a version of space-based aperture photometry that has been adapted to fit our data needs. The offset is considered as part of the background block, and the superresolved PSF (Pinheiro da Silva et al. 2006) is calculated instead of the 1 pixel resolution PSF. This last step is necessary in order to achieve the required *COROT* performance.

The CCD offset is a more significant source of noise for the test bench than it will be for *COROT*. This is due to contamination by test bench electronic noise and a coupling between the servomechanism and the electronic system. Thus, offset noise pollutes many frequencies in the spectrum. A simple way to correct this is to use the average offset. To check if the correction is done well, we must use the whole star window instead of the mask, to avoid edge effects due to jitter. Figure 5 shows the Fourier spectrum of complete star window photometry after background and offset corrections.

Only one contaminated frequency remains, corresponding to the fundamental jitter frequency  $f_0$  (2 minutes, or 8.33 mHz). This residual frequency is not due to interference between the servomechanism and the electronic system, but to a flat-fielding effect. It is important to keep in mind that flat-field noise in the photometry will be negligible in mission conditions, because the satellite jitter spectrum has a different power distribution than that generated here.

We had initially chosen to generate jitter with a 2 minute period. However, nonlinearities in the test bench forced us to

create slightly different pointing errors. This is due to temperature changes that cause the CCD to move slightly. Figure 6 shows the pointing errors computed in the “image centroids” block (Fig. 4), along with their Fourier spectra. The spectra show a line at  $f_0$  (2 minute period) as expected, but some power appears around 1.55 mHz for the y-displacements, due to the problem of temperature described above, which will have an impact on photometry, as we see later in Figure 9.

The superresolved PSF is calculated based on pointing errors and star images corrected for background and offset. Figure 7 shows the result. This PSF allows us to calculate the photometric aperture based on signal-to-noise ratio (S/N) optimization, shown in Figure 8. The algorithm used here is a simplified version of the method developed specifically to match *COROT* requirements. Howell (1989) provides a good example of the principle of S/N optimization in aperture photometry.

As the last step of data reduction, we measure the flux within the aperture. Figure 9 shows the results.

Some important details are revealed by this Fourier spectrum, the most important of all being the high nonlinearity of the problem. Let us start with the most powerful harmonic, at 16.66 mHz (i.e., at  $2f_0$ ). Almost all power due to jitter noise is at this frequency. This is because of symmetry within the problem we are handling. In order to understand it, we can make a simplified, one-dimensional illustration of the jitter effect on photometry. Let us imagine that the PSF is nothing more than a semicircle, and the mask is just two barriers defining the left and right edges. The stellar flux is constant, and the only perturbation is the jitter that corresponds to a sine

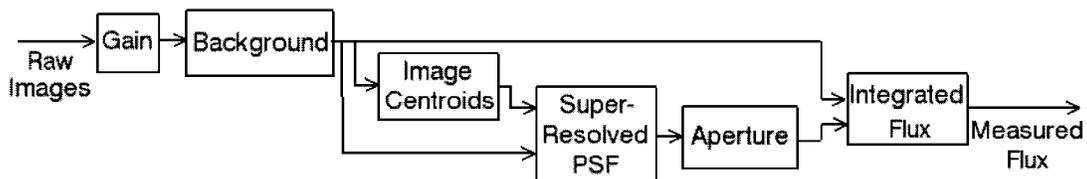


FIG. 4.—Block diagram of data reduction pipeline.

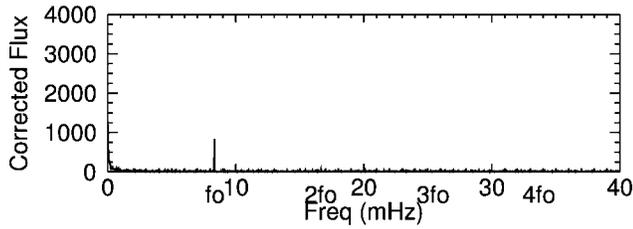


FIG. 5.—Fourier spectrum of complete star window photometry after background and offset corrections, in parts per million (ppm). The y-axis scale is extended to 4000 ppm to allow comparison with the aperture photometry of Fig. 9. The fundamental jitter frequency  $f_0$  (2 minute period jitter sine wave) and its multiples are indicated on the x-axis to simplify the identification of harmonics.

wave of period  $p$ , with amplitude varying between  $\pm dx$ . Due to symmetry, one period of jitter provokes two periods of oscillation on photometry; i.e., jitter signal in  $f_0$  generates jitter photometric noise in  $2f_0$ . Figure 10 illustrates this effect.

In reality, Figure 9 shows many frequencies other than  $f_0$ . It is clear that in the real world, the PSF and mask are not symmetric. Distortions in photometry are created, and this results in frequency combinations like the ones we see around the fundamental frequency. They are combinations of  $f_0$  and the frequencies around 1.55 mHz that we see in Figure 6d. We can also take advantage of this nonlinearity in the jitter signal to show how the test results extend to jitter at multiple frequencies and amplitudes. Due to symmetry and the nonlinear response of the problem explained above, the frequencies around 1.55 mHz will combine with the fundamental

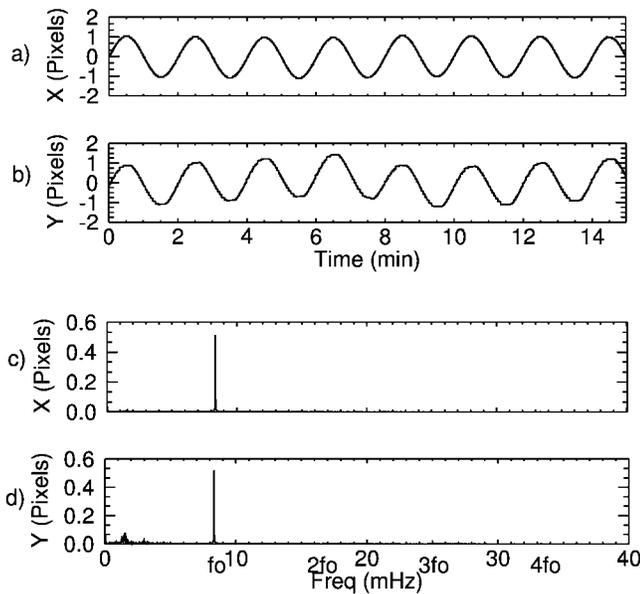


FIG. 6.—Pointing error in (a) x-axis and (b) y-axis, and their respective Fourier spectra in (c) and (d).

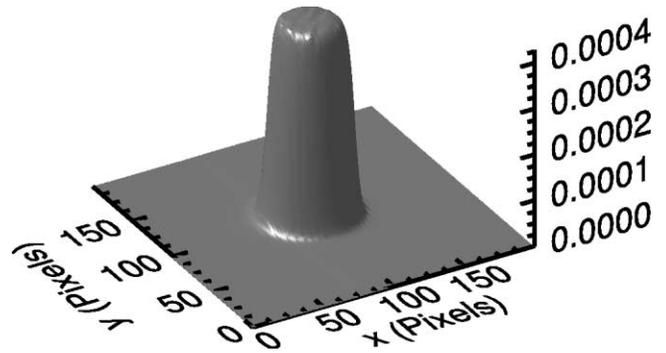


FIG. 7.—Normalized superresolved PSF. Resolution is 0.25 pixels.

frequency, provoking patterns in the photometry such as those we see repeated every  $2n \times f_0$ , as in the expanded area of Figure 9b.

The flat field remains the main source of noise at  $f_0$  when we compare Figures 9b and 5, another consequence of the symmetry explained above.

### 3.2. COROT Test Bench Jitter Correction Validation

All validations below are based on the block diagrams of Figures 1 and 2, and all the necessary data were produced as described in the section above. The first step of jitter correction is to calculate the correction surfaces. Figure 11 shows surfaces for both methods. Using these surfaces, we can perform the photometric correction of jitter that is shown in Figure 12.

If we visually compare the time-domain Figures 12a and

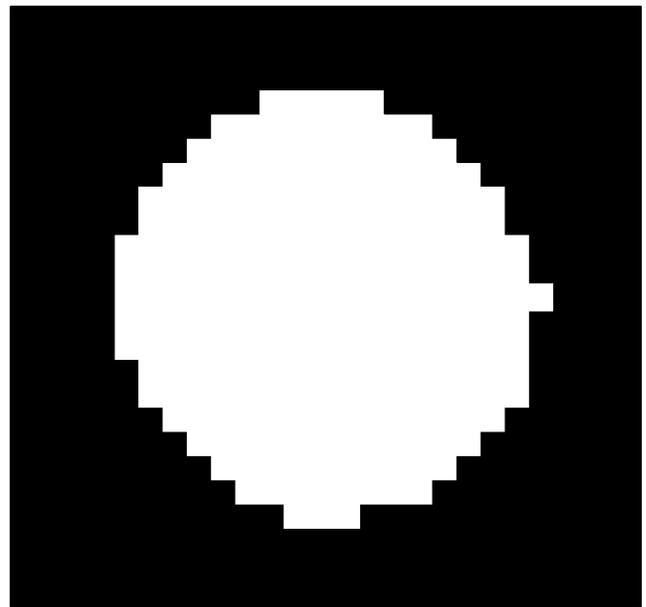


FIG. 8.—Image of  $50 \times 50$  pixel photometric aperture. It has 269 pixels and a S/N of 2155.

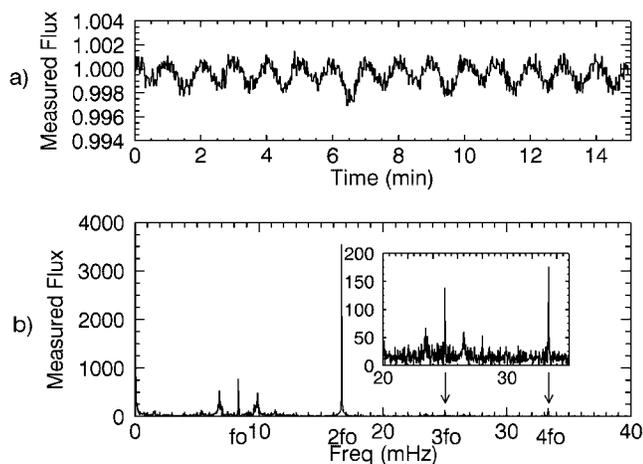


FIG. 9.—(a) Normalized aperture photometry of a star, and (b) its Fourier spectrum, in ppm.

12*b* to Figure 9*a*, we see that the flux is recovered very well, and the main noise is now essentially photon noise. Comparing Figure 12*c* (model-based correction) to Figure 9*b* (before correction), we can still see residual jitter at  $2f_0$ . This is expected, due to accuracy limitations of the model. In fact, it is impossible to have a perfect correction. However, by increasing model accuracy using a superresolved PSF, we ensure a sufficiently accurate correction for the seismology channel of the *COROT* satellite.

We also see that flat-field noise is still present at  $f_0$ . Model-based correction is not supposed to correct this. A pixel response nonuniformity map must also be used in order to correct this effect.

The decorrelation method (Fig. 12*d*) has corrected the flux for both types of jitter effect: flat field and edge. This demonstrates that decorrelation corrects for flux variations that are in phase with the barycenter displacement. If a stellar oscillation has the same frequency and is in phase with the satellite motion, it will be “corrected,” resulting in a loss of scientific signal. If it is out of phase, then we will see a peak in the power spectrum at the jitter frequency, with an amplitude corresponding to the phase shift. Table 1 summarizes the result statistics. The corrections made using a model-based estimation or decorrelation produce similar results, as was verified graphically. The difference in the S/N comes from flat-field correction with the decorrelation method. The difference in S/N with respect to the ideal case of only photon noise comes from residuals in offset and background correction.

Since this test used 2 pixel peak-to-peak displacement, this validation assures us of jitter correction precision even if the ACS degrades.

#### 4. MOST DATA

We continue on to data coming from the *MOST* satellite. Before talking about the treatment of data, let us highlight the

technical similarities that allow us to use these data to validate algorithms developed for *COROT*. Table 2 summarizes the main characteristics for the *MOST* and *COROT* instruments, as far as this paper is concerned.

Both instruments are based on back-illuminated e2v CCDs working in Advanced Inverted Mode Operation (AIMO) and at the same operating temperature. Moreover, they work in low-Earth orbit, with about the same orbital period. Both instruments work with defocused images. All these similarities clearly show us how precious *MOST* knowledge, acquired from the *MOST* team and from analyzing *MOST* data, is for improving the quality of the *COROT* data reduction pipeline. As these satellites have some differences in on-board processing, the data available at ground level are not the same.

*MOST* downloads multipixel images, whereas *COROT* will carry out fixed-aperture photometry. So in the case of photometric correction of jitter, the images (proceeding from the open field [Walker et al. 2003]) that are downloaded by *MOST* can be treated at ground level and used to perform fixed-aperture photometry, which allows us to apply the *COROT* corrections and to validate them.

In order to do that, the same exercise undertaken with test bench images was carried out with a star observed by *MOST*, HD 61199 ( $m_v = 8.2$ ). This star was a secondary target during *MOST*’s first primary science observations (of Procyon) in early 2004. HD 61199 was discovered to be a multiperiodic  $\delta$  Scuti star, based on these data (Matthews et al. 2004). At this early stage in the *MOST* mission, the pointing performance of the satellite was within its scientific requirements but still had substantial pixel-to-pixel jitter. Later in the mission, the ACS performance was greatly improved to achieve pointing errors of only about  $\pm 1''$  (about 0.3 pixel). Therefore, these early *MOST* CCD images are particularly interesting for our jitter validation tests, since the jitter is relatively large and we can observe whether our jitter correction has affected the seismology signal in HD 61199.

#### 4.1. HD 61199 Data Reduction

The data reduction steps performed for *MOST* and for the test bench images are essentially the same. Despite special treatment for some *MOST* blocks, the discussion in this section is based on the steps shown in Figure 4, as they were followed for test bench data as well.

Data used in this test refer to day 1482 to 1492 of observations in *MOST* Julian Dates, using an exposure time of 30 s. The exposure time for these data was set by the very bright Fabry target Procyon, and was not optimized for HD 61199, provoking low S/N. Much higher S/N values can be obtained if longer exposure times are used for fainter targets like this. The data correspond to  $16 \times 16$  pixel star windows. No background windows are used because they are not acquired in the open field by *MOST*, in contrast to the *COROT* test bench. Unlike *COROT* test bench data, the main noise sources in *MOST* raw images are cosmic impacts and stray light var-

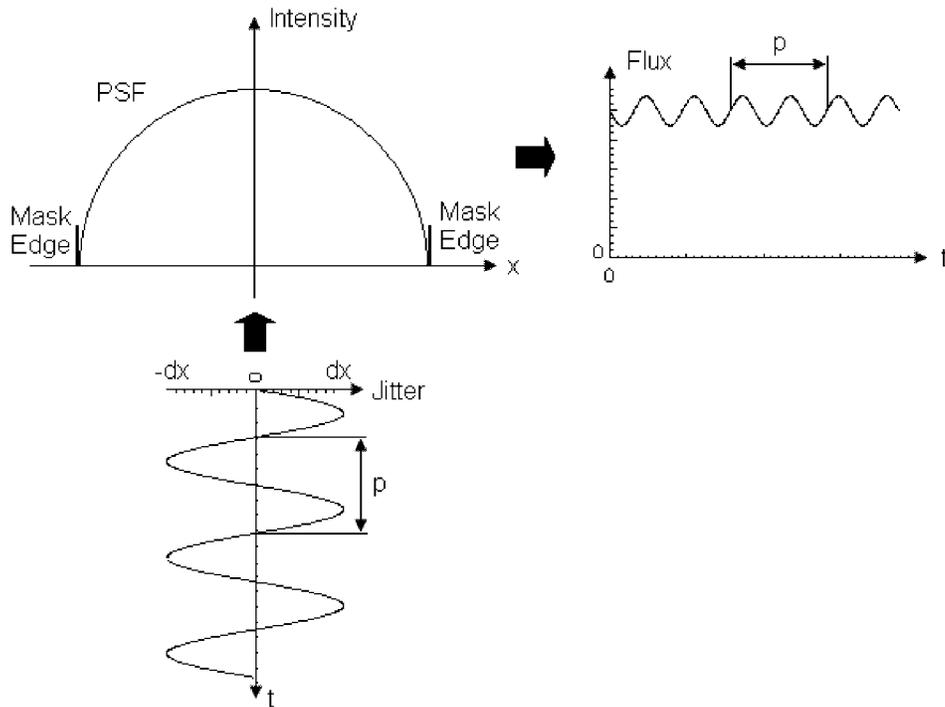


FIG. 10.—Illustration of the jitter effect on the photometry.

iation from scattered Earthshine. These two pollutants are filtered here in a simplistic way. The reader can find more precise *MOST* data reduction procedures in Rowe et al. (2006).

We begin with background correction. Background is hard to model because of the nonlinear stray light variation, and consequently, residuals are high. Figure 13 shows the amplitude spectra of complete window photometry before and after background subtraction. In Figure 13*b*, we also see many harmonics spread around the basic harmonics of scattered Earthshine (orbital frequency  $f_0$  and its multiples). This has three origins: the

residual background, the residual cosmic impacts, and the linear interpolation of missing points. Based on these images corrected for background, the image centroids block produces measured barycenter variations as shown in Figure 14.

The maximum acceptable pointing error has been limited to  $\pm 1$  pixel. Variations greater than this have been rejected, because the PSF and photometric aperture are too small in that case. Indeed, if a star moves more than 1 pixel, total flux loss on the edge of the mask is extremely high (more than 30%), which is not reasonable for the validation goals of this paper.

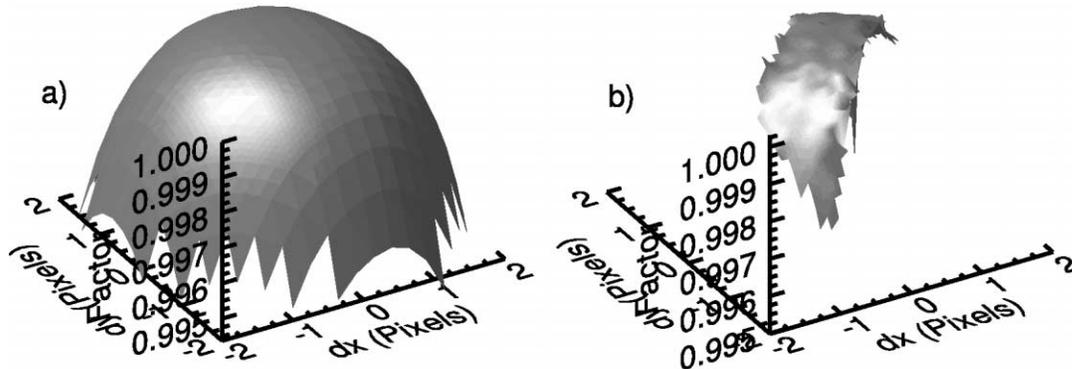


FIG. 11.—Correction surfaces based on (a) superresolved PSF and (b) decorrelation. Grid resolutions are 0.25 and 0.1 pixels, respectively. Grid resolution could in principle be increased for (b) decorrelation, but this would require more photometric measurements in order to achieve acceptable precision for each point of the surface.

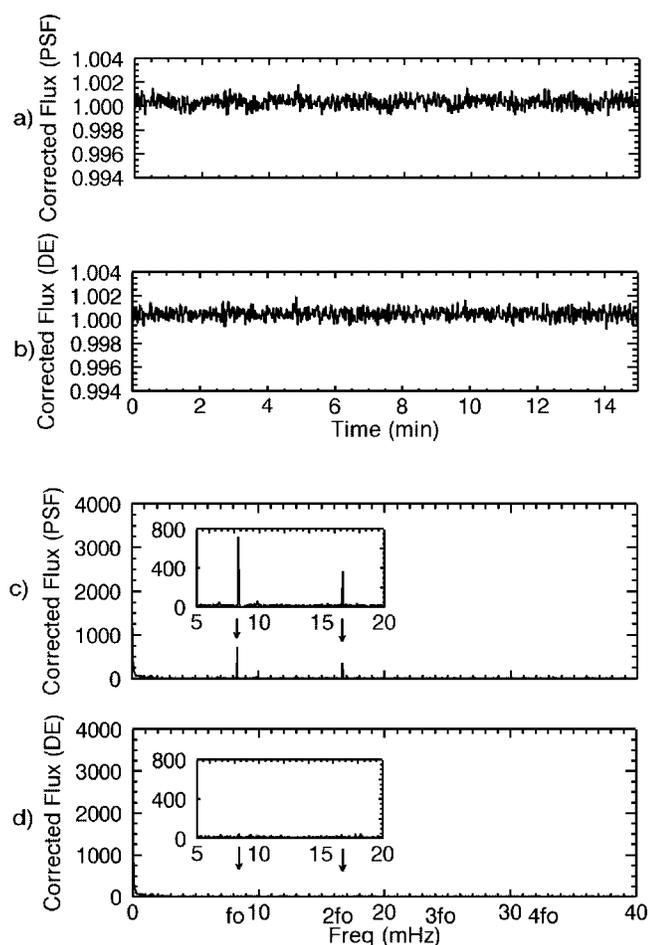


FIG. 12.—Normalized aperture photometry corrected for jitter using (a) model-based estimation and (b) decorrelation, with Fourier spectra given in ppm in (c) and (d), respectively.

With images corrected for background and pointing error measurements, we calculate the superresolved PSF for HD 61199 (Fig. 15). Compared to a typical *COROT* model PSF (Fig. 7), HD 61199's PSF is smaller in terms of number of pixels. The *COROT* PSF covers some 300 pixels, compared to about 20 for HD 61199, which greatly increases the sensitivity of the latter to jitter variations. For example, a 1 pixel shift of the *MOST* PSF can cause flux loss of about 30%, whereas *COROT* flux loss is about 2%. This is a consequence of de-

TABLE 1

JITTER PHOTOMETRIC CORRECTION STATISTICS FOR A TEST BENCH STAR DATA SET VERSUS AN IDEAL CASE WITH ONLY PHOTON NOISE

Result	Mean	Standard Deviation	S/N
Measured .....	0.99889	0.00087	1144.5
Corrected (PSF) .....	0.99973	0.00043	2302.2
Corrected (decorrelation) .....	0.99988	0.00042	2392.2
Ideal case .....	1	0.00036	2754.4

TABLE 2  
MAIN TECHNICAL CHARACTERISTICS OF *MOST* AND *COROT*  
CONCERNING APERTURE PHOTOMETRY ON THE  
ASTEROSEISMOLOGY CHANNEL

Characteristics	<i>MOST</i>	<i>COROT</i>
Main targets (mag) .....	6–12.5	5.4–9
Orbital period (minutes) .....	101.4	103
Altitude (km) .....	820	896
Time baseline (days) .....	60	150
Resolution ( $\mu$ Hz) .....	0.2	0.1
CCD .....	e2v 47-20	e2v 42-80
CCD temperature ( $^{\circ}$ C) .....	$-40 \pm 0.01$	$-40 \pm 0.01$
Sampling time (s) .....	30 <sup>a</sup>	1
Frequency range (mHz) .....	0.093–1	0.093–16.7
Jitter noise (pixels rms) .....	$\pm 0.33$	$\pm 0.22$

NOTE.—This information was taken from Walker et al. (2003) and Auvergne et al. (2003).

<sup>a</sup> For data used in this paper, 30 images with 1 s exposures each are summed to produce each 30 s image.

focused *COROT* imaging, whereas *MOST* images are in focus and unresolved. The photometric aperture consequently has no more than 10 pixels, as shown in Figure 16.

Aperture photometry is calculated based on the mask shown above and the images corrected for background. Figure 17 shows the results. We can see how sensitive the photometry is to jitter (i.e., to edge effects from the mask). A 1 pixel variation in satellite pointing produces a flux loss of more than 30% and high distortion in the time-series flux, as seen in Figure 17a. The Fourier spectrum of measured flux is completely polluted, as seen in Figure 17b, and the scientific information (multi-periodic oscillations) is hidden inside the noise. We do not even find the harmonics seen in Figure 13b. The reason for this is the nonlinear character of the problem; i.e., a nonsymmetrical mask and PSF that produce frequencies other than those present

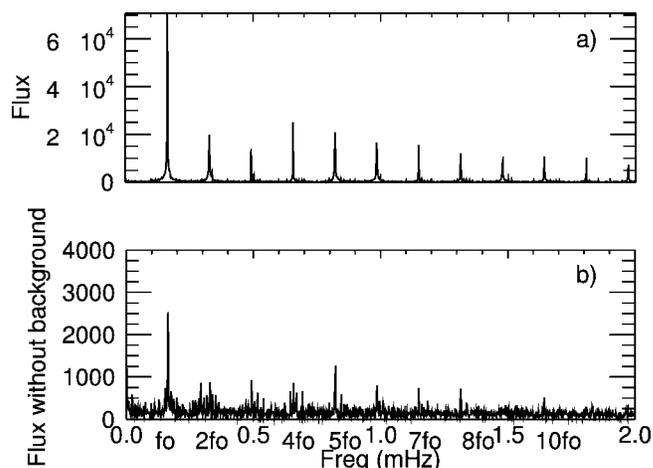


FIG. 13.—Fourier spectra of complete star window photometry (a) before and (b) after background subtraction, in ppm. Note that even after background subtraction, many frequencies are still contaminated by scattered earthshine.

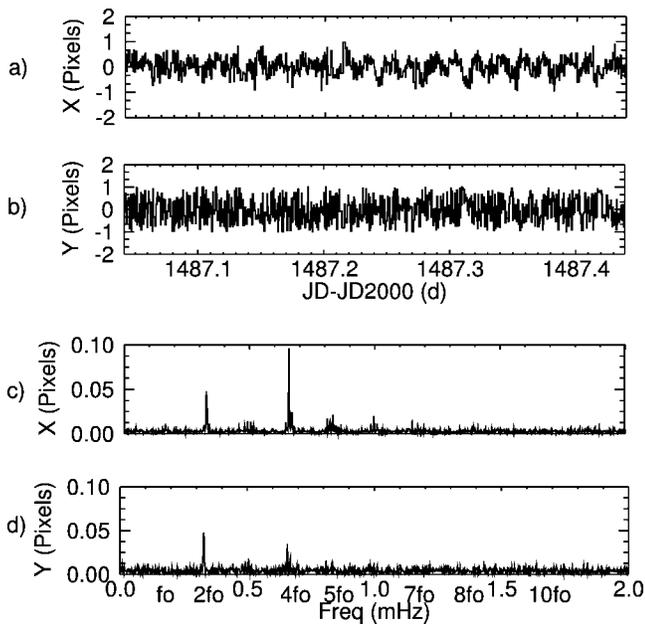


FIG. 14.—*MOST* pointing error in (a) x-axis and (b) y-axis in the CCD frame, and their respective Fourier spectra in (c) and (d). Note the existence of many harmonics. The two most important and higher amplitude frequencies are at  $2f_0$  and  $4f_0$  (0.32 and 0.64 mHz).

in the jitter. The jitter correction must be able to recover the science signal and the residual background noise.

#### 4.2. HD 61199 Jitter Correction Validation

Let us now apply jitter correction algorithms. First, we calculate correction surfaces, the results of which are shown in Figure 18. Based on these surfaces, the results of jitter correction are as shown in Figure 19. Table 3 shows the gain in S/N. Comparing Figure 17 (before correction) and Figure 19, we can see that the time-domain photometry is well corrected.

Matthews et al. (2004) find the main pulsation frequency is

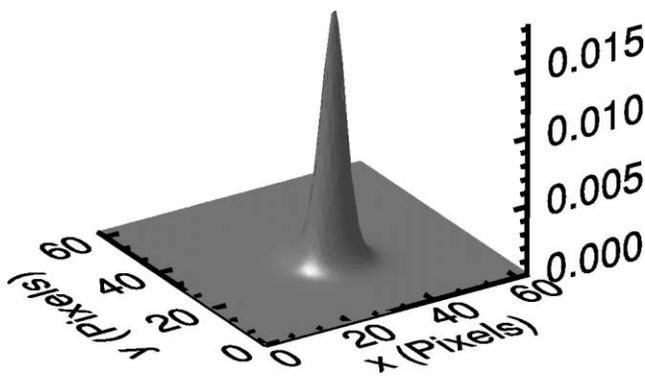


FIG. 15.—Normalized superresolved PSF of HD 61199. Resolution is 0.25 pixels.

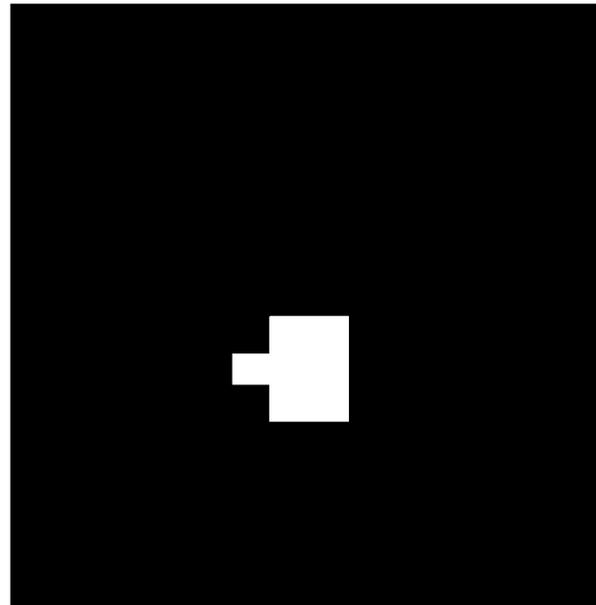


FIG. 16.—Image of  $16 \times 16$  pixel photometric aperture for HD 61199. It has 10 pixels and a S/N of 198.6.

at 0.292 mHz (57 minutes), which is exactly what we find in Figure 19c and 19d. The frequency spectra show that the oscillation frequency of the star has been preserved in both methods and that residual jitter noise is negligible compared to background noise.

Table 3 shows a gain greater than a factor of 6 in the S/N for both methods. The difference in the S/N between the ideal case with photon noise and the corrected flux is due to the residual scattered Earthshine.

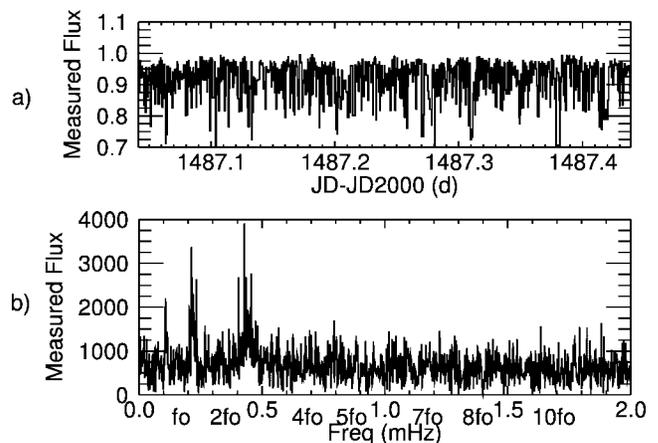


FIG. 17.—(a) Normalized aperture photometry of HD 61199, and (b) its Fourier spectrum, in ppm. In (a) the normalization is made based on the expected mean flux inside the mask when there is no jitter.

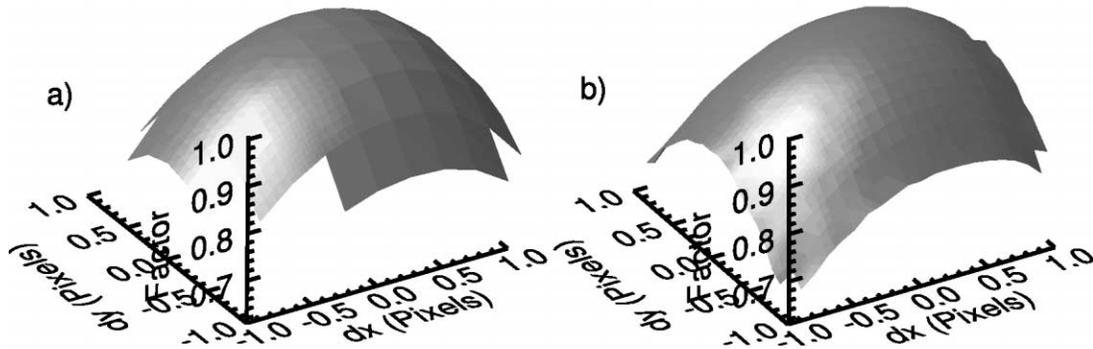


Fig. 18.—Correction surfaces for HD 61199 based on (a) superresolved PSF and (b) decorrelation. Grid resolutions are 0.25 and 0.1 pixels, respectively.

## 5. CONCLUSION

In this paper, we have explored the validation of two methods of photometric correction of jitter. The test bench allowed us to create images as close to expected in-flight *COROT* images as possible. A very good superresolved model PSF can be created from 1000 images and allows excellent model-based estimation correction. This method may leave some residuals, due to limitations in the accuracy of the model PSF, and flat-field effects. For good decorrelation, we need on the order of  $10^5$  photometric points. This method corrects for flat-field effects as well as the edge effect, but may reduce scientific signal, depending on its frequency and phase. Care should be taken if the expected scientific frequencies overlap with the jitter frequencies, in order to ensure an effective correction.

The availability of *MOST* on-orbit data was a valuable practical test of the algorithms. The *MOST* direct imaging PSF (which was set for that mission by the requirements for guide stars in the *MOST* focal plane, and was never originally intended for primary science) is narrower than the *COROT* PSF. The mask we assigned in this test is much smaller than the masks that will be used for *COROT*. This leads to high flux loss, even when jitter is restricted to 1 pixel variation (higher than that obtained in the *MOST* mission direct imaging reduction process); but this provides an even more rigorous test. A flux loss of about 30% is recovered by our jitter correction algorithms. This is all the more encouraging, considering that we have not tried to correct for other known instrumental and environmental effects in the *MOST* data (Reegen et al. 2006).

Since the test data come from a real star and not synthetic

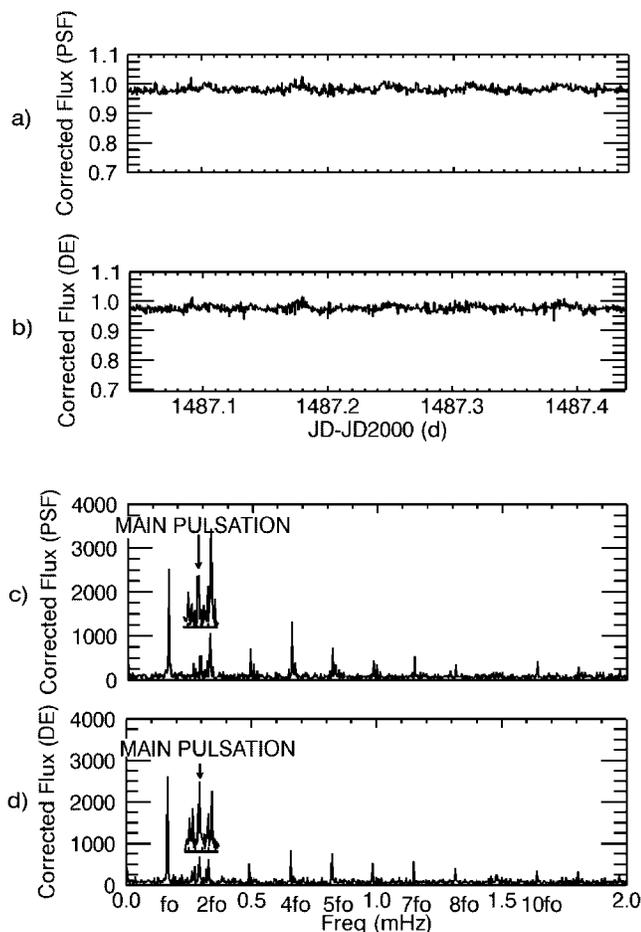


Fig. 19.—Normalized aperture photometry of HD 61199 corrected for jitter using (a) model-based estimation and (b) decorrelation, with Fourier spectra in ppm given in (c) and (d), respectively. Compare to Fig. 17.

TABLE 3

JITTER PHOTOMETRIC CORRECTION STATISTICS FOR HD 61199 VERSUS AN IDEAL CASE WITH ONLY PHOTON NOISE

Results	Mean	Standard Deviation	S/N
Measured .....	0.900	0.061	14.8
Corrected (PSF) .....	0.969	0.011	88.7
Corrected (decorrelation) .....	0.964	0.011	91.5
Ideal case .....	1	0.004	246.7

input, we cannot be absolutely certain of the frequency content of the intrinsic input signal. However, we recover the main pulsation period of HD 61199 at the same value (about 57 minutes) as that found in the independent analysis by the *MOST* mission team (Matthews et al. 2004). This is a strong demonstration of the robustness of both jitter correction methods.

Finally, we emphasize that both methods provide a good correction for jitter, despite their differences. Their individual strengths make them complementary, and both should be applied to *COROT* data.

This work was prepared as a Brazilian and Belgian contribution to the *COROT* project. We thank Annie Baglin for her valuable comments. F. O. F. is funded by the Brazilian Ministry of Science and Technology (CNPq, under grant 200206/2003-0). R. D., B. V., and C. A. are financed through the PRODEX program of the Belgian Belspo office, under grant C90199 (*COROT* Mission Data Exploitation II), and the Research Council of Leuven University, under grant GOA/2003/04. J. M. M. is funded by a grant from the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC), Canada, and R. K. is supported by the Canadian Space Agency.

## REFERENCES

- Auvergne, M. et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4854, 170  
 Baglin, A., and the *COROT* Team 1998, in *IAU Symp.* 185, *New Eyes to See Inside the Sun and Stars*, ed. F.-L. Deubner, J. Christensen-Dalsgaard, & D. W. Kurtz (Dordrecht: Kluwer), 301  
 Drummond, R., Vandebussche, B., Aerts, C., De Oliveira Fialho, F., & Auvergne, M. 2006, *PASP*, 118, 874 (Paper I)  
 Howell, S. B. 1989, *PASP*, 101, 616  
 Lapeyriere, V., Bernardi, P., Buey, J. T., Auvergne, M., & Tiphène, D. 2006, *MNRAS*, 365, 1171  
 Matthews, J. M., Kuschnig, R., Guenther, D. B., Walker, G. A. H., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., & Weiss, W. W. 2004, *Nature*, 430, 51  
 Pinheiro da Silva, L., Auvergne, M., Toubanc, D., Rowe, J., Kuschnig, R., & Matthews, J. 2006, *A&A*, 452, 363  
 Reegen, P., et al. 2006, *MNRAS*, 367, 1417  
 Rowe, J. F., et al. 2006, *ApJ*, 646, 1241  
 Walker, G., et al. 2003, *PASP*, 115, 1023

## Jitter Correction Algorithms for the *COROT* Satellite Mission

R. DRUMMOND,<sup>1</sup> B. VANDENBUSSCHE, AND C. AERTS

Instituut voor Sterrenkunde, Katholieke Universiteit Leuven, Celestijnenlaan 200B, B-3001 Heverlee, Belgium; rachel@ster.kuleuven.be

AND

F. DE OLIVEIRA FIALHO<sup>2</sup> AND M. AUVERGNE

LESIA, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 5 place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France

Received 2006 January 26; accepted 2006 April 4; published 2006 June 23

**ABSTRACT.** The *COROT* satellite contains a highly accurate stellar photometer with two channels that are respectively optimized for asteroseismology and terrestrial planet finding. The asteroseismology channel can observe 10 bright objects per field for 150 days (long run). At least five different long-run fields will be observed over the spacecraft's lifetime. In order to sample every second, the data that are downloaded must be restricted to fit within the telemetry rate. Each object is therefore assigned a digital mask. The downloaded data will consist of the total electron count within this mask and the barycenter of each star image. Small satellite motions (or jitter) cause some of the flux to fall outside the mask and also cause changes in the position of the barycenter. Here we provide a methodology for using the change in position to correct for flux loss. Different methods are presented, their quality is examined, and the results of the best method(s) are discussed. While our methodology is designed for *COROT*, it is sufficiently general to be used for any satellite mission with aspirations to long-term, high-precision photometry, such as *Kepler*.

### 1. INTRODUCTION

The *COROT* space telescope is a French-led European mission with significant international participation: ESA, Austria, Belgium, and Germany contribute to the payload, and Spain and Brazil contribute to the ground segment. *COROT* will use the CNES Proteus small-satellite bus and will be placed in a polar orbit by a Soyuz/ST to be launched in 2006 October. The *COROT* mission has two scientific programs, both requiring long, uninterrupted observations with very high photometric accuracy. They work simultaneously on adjacent regions of the sky. For more information on the scientific goals of the mission and its current status, we refer the reader to the *COROT* Web page.<sup>3</sup> The expected daily download capacity for *COROT* is 1.4 Gbits, using three ground stations (S band; Boisnard & Auvergne 2004). The asteroseismology channel is sampled every second: 10 stars, 10 background windows, and four offset windows (which serve to estimate the background light levels and the CCD readout offset). The exoplanet channel is summed over 10 minutes (with some selected windows read out every 32 s) but has some 10,000 targets. The amount of data is thus too large to download every pixel (this would be about  $10^3$  Gbits per day). A mask is assigned to each star on the

asteroseismology channel for the duration of an observing run in such a way as to maximize the signal-to-noise ratio (S/N). The data that are downloaded for each of the 10 stars each second are the sum of the signal seen in the pixels within the mask, in ADUs ( $\Phi$ ), and barycenter position ( $x$ ,  $y$ ). A similar data reduction is applied to the exoplanet channel, but we focus here on finding an instantaneous correction factor for the asteroseismology flux ( $\Phi$ ) lost due to pointing jitter, based on the available auxiliary downlink information (i.e., barycenter position).

The work discussed here was done as part of the Belgian and Brazilian contribution to the *COROT* project and as such was tailored to the specifications and needs of the *COROT* mission. However, these methods are relevant to any photometric space mission in which jitter will affect the flux detected from objects being studied. There is already a clear example with *COROT*: the exoplanet channel may also benefit from the results of the angle fitting for the asteroseismology channel, as described in § 3.3. Other future space missions requiring high-accuracy photometry, such as *Kepler* (Koch et al. 1998) and *Eddington* (Roxburgh & Favata 2003), could make use of similar methods to correct for flux inaccuracies. The problem of losing flux due to satellite motion is not new, nor is it unique, and our methods can be more generally applied.

Previous missions have also had to deal with the problem of small satellite motion, but an extensive search has found no papers published on the topic of correcting for this jitter. It

<sup>1</sup> Supported by the Research Council of the University of Leuven under grant GOA/2003/4.

<sup>2</sup> Supported by CNPq, Brazil.

<sup>3</sup> See <http://smc.cnes.fr/COROT>.

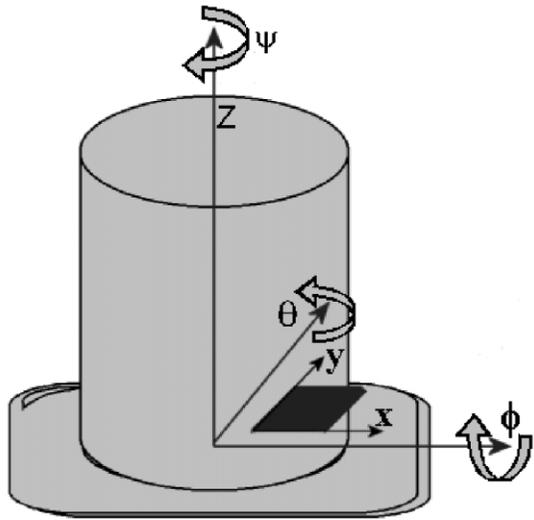


FIG. 1.—Basic diagram of the *COROT* telescope and focal plane, showing the definition of the spacecraft inertial coordinate frame ( $\phi$ ,  $\theta$ , and  $\psi$ ) and the CCD axes ( $x$  and  $y$ ).

may be the case that previous work has only been the subject of internal documents, making this paper all the more relevant. Preliminary results of this study were presented in the Small Satellite session at the 2005 IAF conference in Japan (see Drummond et al. 2005)

## 2. THE GOAL: JITTER CORRECTION

*COROT* has set a goal of extremely high precision photometry. We need to be able to detect flux variations at a level of 4 ppm (parts per million). It is therefore very important that the flux does not vary significantly for reasons other than real changes in the stars under observation. A movement of the star image on the CCD surface changes the integrated flux because the pixels do not all have the same response (pixel response nonuniformity; PRNU), and also because the flux passes outside the mask defined for flux integration. The first factor has been shown to be a small problem (less than 5% of the photon noise; Boisnard & Auvergne 2004), and the second factor is the subject of this study.

The attitude and orbit control system (AOCS) of the Proteus bus normally guarantees  $0^{\circ}05$  ( $3\sigma$ ) pointing stability on each axis (CNES internal documents). This has been improved to  $0^{\circ}5$  rms for *COROT*, to comply with the stringent noise regime, which requires that the coupled photometry/jitter noise be 10 times lower than the photon noise for a star of magnitude 6 on the asteroseismology channel. This means that *COROT* will be using two of the observed target stars for ecartometry—their studied motion will be used in the AOCS loop (Boisnard & Auvergne 2004).

The barycenter of the measured flux above a threshold of

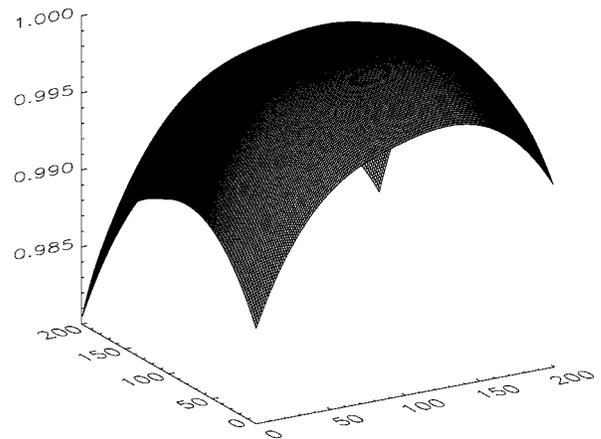


FIG. 2.—Example of the surface correction map created using a perfect PSF displaced over an intrapixel grid of  $100 \times 100$  within the central pixel (method 1). The “ideal” barycenter is the place where the surface is at 1.000.

$400 e^- \text{ pixel}^{-1}$  and within a  $40 \times 40$  pixel area is calculated as

$$x = \frac{\sum \Phi_{\text{col}} n_{\text{col}}}{\sum \Phi_{\text{all}}}, \quad y = \frac{\sum \Phi_{\text{row}} n_{\text{row}}}{\sum \Phi_{\text{all}}}. \quad (1)$$

The pixels in the mask are very similar to those in the barycenter calculation, but it is better not to simply calculate the barycenter within the mask area; the point-spread function (PSF) is not uniform, and if a significant area of the PSF falls outside the mask, the barycenter calculation will be erroneous. It is therefore important to reanalyze which pixels are valid every second. The mask remains fixed for the duration of an observation run, unless new masks are uplinked to the satellite.

Methods for barycenter calculation that are more robust against photon noise and CCD pixel variations have been developed (e.g., Anderson & King 2000), but the limited onboard processing power and memory do not allow the implementation of these methods on the spacecraft. As pointed out above, the limits on the downlink bandwidth also prohibit downlinking of the full frames, which would allow more accurate processing on the ground; only the results of the onboard barycenter calculation can be downloaded.

The amount of stellar flux that falls outside the mask during an exposure of 0.8 s (+0.2 s readout time) can never be known exactly, but we get information on the mean position during the exposure from the barycenter calculation. The difference in position with respect to the ideal position allows us to judge approximately what percentage of flux is lost. We have devised several methods to calculate the flux lost, each differing in complexity. These are all explained below. Over the course of the work, the methods evolved into the one that we propose

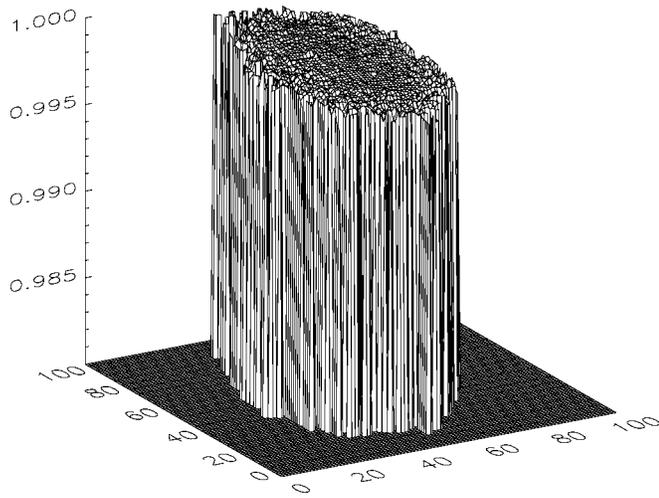


FIG. 3.—Example of the surface correction map created using simulated downloaded *COROT* data (method 2). The intrapixel grid is  $100 \times 100$  (intrapixels within the central pixel), but the barycenter has not been displaced that far, so the correction surface does not extend to the edges.

to apply for *COROT*, and we present here the quality of this correction in detail.

*COROT* light curves are simulated using the *COROT* instrument model (C. Catala, M. Auvergne, & P. Baron 2002, private communication). This consists of the modeled PSF at each position (six possibilities per CCD), with stellar oscillations and activity added, then jitter, background (flat field), diffuse light, dark current, proton impacts, debris impacts, smearing, quantum efficiency (QE) variations, readout electronics noise, and the analog-to-digital conversion. Up to this point, the simulation covers  $40 \times 40$  pixels. Next, we apply the mask and sum within it, and then take the barycenter, to give us what *COROT* will actually download.

In the simulated data, jitter is produced with rms values of about  $10''$  in rotation ( $\phi$ ) and  $0''.14$  in translation ( $\theta$  and  $\psi$ ; see Fig. 1). This can be converted into pixel units by a simple calculation. A pixel on the CCD corresponds to  $2''.32$ , so  $0''.14$  corresponds to 0.06 pixels rms in translation. However, rotation about the line of sight also corresponds to a two-dimensional translation of the image. At 2000 pixels from the center of rotation,  $10''$  translates into 0.1 pixels rms. Therefore, overall motion due to translation and rotation is never more than 1 pixel rms. This modeled jitter consists of periodic and random components. For example, there is a strong orbital period component seen in the Fourier spectrum. Nominal *COROT* operations place constraints on the random components; i.e., they must never be more significant than 2 ppm in the Fourier spectrum. The periodic elements may be higher than this, since they are easier to identify. The aim of the algorithms is to correct for both the random and periodic components while preserving

power in the oscillation frequency peaks and the activity spectra of all types of stars.

### 3. CORRECTION METHODOLOGY

#### 3.1. Using a Model PSF

The first idea of a correction method is to calculate what part of a model PSF profile falls outside the mask for a set of mispointing possibilities within the error budget. An algorithm takes the perfect, modeled PSF for a point source and moves this PSF by a tiny amount, applies the mask (calculated using the same S/N optimization routine as will be used for *COROT*), and sees how much of the ideal flux is now outside the mask. The amount the PSF is moved could be called an “intrapixel,”  $1/n$ th of a pixel. A grid can be built up—a type of “correction surface”—showing how much flux is lost when the barycenter is at  $n \times n$  intrapixel positions within the central pixel (as stated above, the motion is not expected to be larger than 1 pixel). When  $\Phi$ ,  $x$ , and  $y$  for a program star are downlinked from *COROT*, we multiply the flux ( $\Phi$ ) by a correction interpolated from the nearest values to the exact barycenter position ( $x$ ,  $y$ ). This correction, referred to as method 1, has the advantage that it can be generated in advance—once one has the true PSF of the instrument optics and the magnitude of the studied object to calculate its mask. An example of the correction surface is shown in Figure 2. It is not symmetric, as neither the PSF nor the mask is symmetric. Here the map divides 1 pixel into  $100 \times 100$  intrapixels. The position where the surface is at 1.00 is the optimal position for the barycenter, where no flux correction is needed. It is clear that knowledge of the PSF is very important when one is considering intrapixel displacement. When conducting tests on the ground, we have access to perfect, noiseless, modeled PSFs. In orbit, at the beginning of each observation run, *COROT* will download “imaggettes” of each star that will be observed in order to check its position and mask allocation and to determine its PSF. About 1000 images will be used to generate an oversampled PSF (detailed to  $\frac{1}{4}$  pixel). Work is under way to increase the accuracy of these methods.

#### 3.2. Constructing the Flux-Loss Map from Measured Data

The second correction method, referred to as method 2, consists of using the data themselves—the flux and barycenter position—to create the correction surface. The barycenter ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ) displacement is assigned to a square within the intrapixel grid. Over time, the barycenter falls in the same square more than once. The total flux within the mask for the many exposures when the barycenter is in this square is averaged and compared to the maximum total flux, giving a percentage loss at each position. This obviously needs a long time sample in order to cover the entire possible area with good averaging. Jitter follows a Gaussian distribution, so barycenter positions

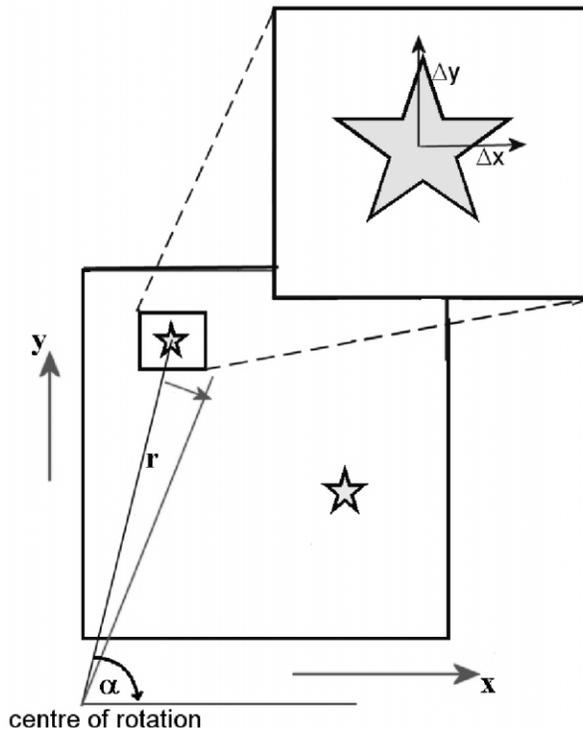


FIG. 4.—Diagram showing how the coordinates  $r$  and  $\alpha$  are needed to convert spacecraft angles into barycenter displacement and vice versa. Here  $r$  is the distance from the center of rotation of the spacecraft to the ideal center of the star image on the CCD, and  $\alpha$  is the angle that the vector  $r$  makes with the  $x$ -axis.

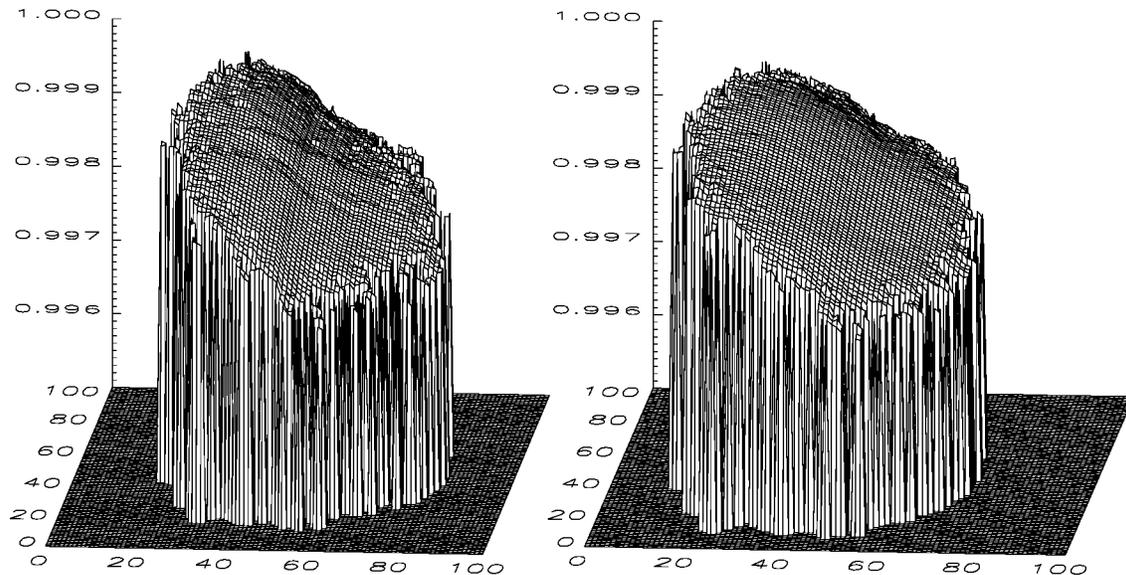


FIG. 5.—Surface correction map generated from the original simulated *COROT* data (method 2; *left*) and one generated once the barycenters had been corrected using the angles fitted to 10 stars (method 3[iii]; *right*). The smoother surface on the right is clearly a more accurate representation of the flux lost by displacement.

at large offsets from the center are less well sampled, and the average flux at these positions is thus less well averaged. It follows that the data cannot be corrected immediately. Since orbital periods affect the jitter (with larger motion occurring over the timescale of an orbit), we suggest that at least 10 orbits are needed to have enough information. The time that is needed increases with the precision of the grid (smaller intrapixels mean more time needed to get a good averaging at a position).

Another option is to not correct the extreme points. There are not many of these, so leaving them does not drastically reduce the S/N. This was considered in the algorithms and remains a user option—to apply a threshold of at least 10 values before the correction is considered good and is kept in the correction surface. Figure 3 shows the correction surface for method 2. Instead of covering the full grid, it covers only places where the barycenter position has been detected in simulated *COROT* data. It is obviously also less smooth. Compared with Figure 2, the surface is also seen to have higher values, meaning that the correction will be less.

In this method, the accuracy of the barycenter calculation is fundamental. If we apply the wrong correction to a position due to incorrect intrapixel assignment, then the accuracy of the detected flux is not improved.

### 3.3. Explicit Spacecraft Attitude Reconstruction

It has been mentioned that the accuracy of the barycenter used to judge offset and apply a correction is very important to method 2. This calculation can be affected by photon noise, the PRNU of the CCD, changes in dark current or proton impacts, nonuniform background levels, and many other po-

TABLE 1  
SIMULATION RUN: VARIOUS MAGNITUDES  
AND TEMPERATURES

Position (1)	$m_v$ (2)	$T_{\text{eff}}$ (K) (3)	Oscillation (4)	Activity (5)
A .....	9	8000	3v, 10 ppm	No
B .....	9	8000	3v, 16 ppm	No
C .....	9	8000	None	Yes
D .....	9	8000	None	Yes
E .....	9	8000	3v, 6 ppm	Yes
F .....	9	8000	None	No
G .....	9	8000	3v, 10 ppm	No
H .....	9	8000	None	No
I .....	9	8000	None	Yes
J .....	9	8000	None	No
K .....	9	8000	3v, 9 ppm	Yes
L .....	9	8000	3v, 12 ppm	No
A .....	9	9000	File	No
B .....	8	8000	File	No
C .....	7	5000	None	Yes
D .....	6	4000	None	Yes
E .....	6.5	6000	File	Yes
F .....	9	5500	File	No
G .....	7.5	7000	File	No
H .....	9	5000	None	No
I .....	6.5	4500	None	Yes
J .....	8.5	4000	None	No
K .....	7.5	6500	File	Yes
L .....	8	7500	File	No

NOTES.—In col. (4), 3v means that the simple three-frequency model was chosen, followed by the amplitude (ppm) that was applied. “File” means that the oscillations were read from one of the 35 files containing between 22 and 30 frequencies of observed stars, with their amplitudes. Column (5) indicates whether a fixed model is applied. All of these were run for three different noise levels: (1) jitter only, (2) jitter+background, diffuse light, QE variations, dark current, and readout noise, and (3) all of this plus photon noise and a temperature-dependent QE and dark current variation.

tential noise sources—it does not just represent the motion of the satellite. The flux will also be affected by these factors. Both of the methods explained so far treat each image on the asteroseismology channel independently. However, they are all on the same spacecraft, and thus the motion due to jitter is the same for all of them, although rotation will affect them differently, depending on their distance from the axis of rotation. A more accurate measure of the displacement per exposure can therefore be found by using the data from all 10 stars. This requires a calculation back to the three Euler angles of the spacecraft in order to take into account the rotational differences.

The spacecraft angles are denoted  $\psi$ ,  $\theta$ , and  $\phi$ , as shown in

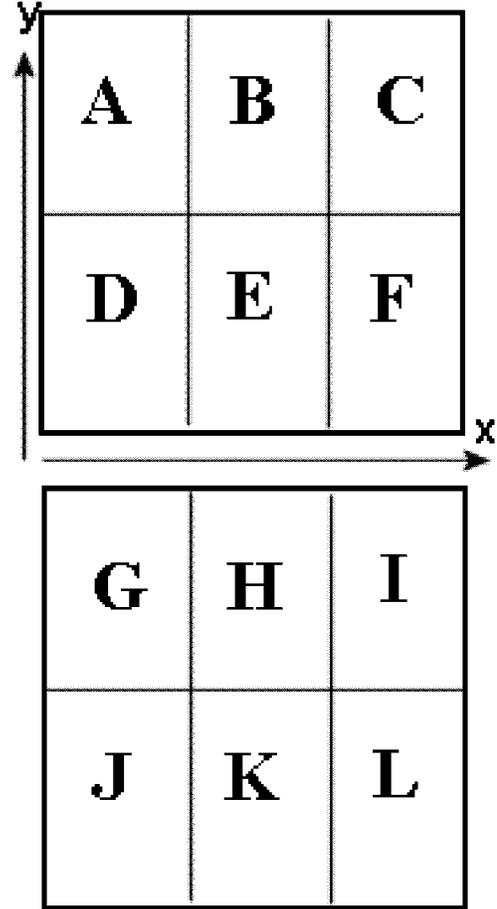


FIG. 6.—Diagram of zones on each asteroseismology CCD in which data can be generated for six modeled PSFs. These 12 zones have been assigned letters as shown in order to make it easier to identify them.

Figure 1:

$$\Delta x = -\psi(r \cos \alpha) + \frac{\theta}{s},$$

$$\Delta y = \psi(r \sin \alpha) + \frac{\phi}{s}, \quad (2)$$

where  $r$  is the distance from the center of rotation to the ideal center of the star,  $\alpha$  is the angle this makes with the  $x$ -axis (see Fig. 4), and  $s$  is the size of each pixel, in arcseconds ( $2''/32$  for *COROT*). Thus,  $r$ ,  $\alpha$ , and hence the displacement change for each star, while the three angles must be the same for the exposure. We employ a least-squares fit to minimize the difference between the measured values of  $\Delta x$  and  $\Delta y$  and those given by three angles in order to get the best fit for all 10 stars. The fitted angles are used to redetermine the exact barycenter

TABLE 2  
STANDARD DEVIATIONS

Positions Used	$\sigma_\psi$	$\sigma_\phi$	$\sigma_\theta$
DEGH .....	1.64	$1.89 \times 10^{-2}$	$1.89 \times 10^{-2}$
ADEGJK .....	0.786	$1.36 \times 10^{-2}$	$1.41 \times 10^{-2}$
ACFIJL .....	0.478	$6.23 \times 10^{-3}$	$1.16 \times 10^{-2}$
All 12 .....	0.455	$7.57 \times 10^{-3}$	$9.47 \times 10^{-3}$

NOTE.—Standard deviation (arcseconds) of the difference between input and fitted angles for different positions of the stars used to fit the angles (see Fig. 6).

displacement of each star, and these are then used in both of the methods described above in §§ 3.1 and 3.2.

Once the angles are fitted, we define method 3(i) as method 1 recalculated with the angles, and method 3(ii) as one that uses the new barycenters with the original flux data to generate a new correction surface; these are graphically depicted in Figure 5. Here we see how much smoother the correction surface is once the angles have been fitted. It makes more sense that there is a smooth drop in flux as more of the PSF slides out of the mask. The rough surface in the first correction was due to some barycenter error that the angle fitting has corrected.

4. COMPARISON OF CORRECTION QUALITY

The quality of correction can be judged on the flux itself, or on its power (or Fourier) spectrum. The COROT specifications are mainly based on S/Ns and power at certain frequencies. To complement this, we defined various criteria to judge the quality of each correction method:

1. The random jitter noise around 0.01 to 0.1 Hz should be removed. Peaks at the orbital frequency and its harmonics should also be corrected, or at least clearly identified as jitter frequencies and not oscillations. No random frequency peaks of more than 2 ppm should be seen in the power spectrum.
2. The oscillation frequencies of the stars should be preserved, even if they are very close to the jitter frequencies. If their power is altered, it should not be by more than the noise correction levels.

The S/N is an important factor in judging the quality of

TABLE 3

S/N IN THE FLUX-TIME DOMAIN FOR A SIMPLE THREE-OSCILLATION FREQUENCY SIMULATION

POSITION	ORIGINAL	CORRECTION METHOD		
		1	2	3(ii)
A* .....	$5.52 \times 10^3$	$3.07 \times 10^4$	$5.63 \times 10^4$	$6.59 \times 10^4$
C <sup>†</sup> .....	$2.54 \times 10^3$	$2.27 \times 10^4$	$3.19 \times 10^4$	$4.53 \times 10^4$
H .....	$3.64 \times 10^3$	$2.56 \times 10^4$	$5.99 \times 10^4$	$6.60 \times 10^4$
K* <sup>†</sup> .....	$5.12 \times 10^3$	$4.92 \times 10^4$	$3.07 \times 10^4$	$5.58 \times 10^4$

NOTES.—S/N in the flux-time domain for a simple three-oscillation frequency simulation using four stars and only jitter noise and the analog-to-digital conversion. Asterisks (\*) mean that a star has been simulated with oscillations, and daggers (†) mean that activity was included.

TABLE 4

S/N IN THE FLUX-TIME DOMAIN FOR THE 23–30 OSCILLATION FREQUENCY SIMULATION

POSITION	ORIGINAL	CORRECTION METHOD		
		1	2	3(ii)
A* .....	$1.59 \times 10^3$	$1.34 \times 10^4$	$7.55 \times 10^4$	$1.14 \times 10^5$
C <sup>†</sup> .....	$1.97 \times 10^4$	$4.60 \times 10^5$	$1.54 \times 10^4$	$1.52 \times 10^4$
H .....	$1.72 \times 10^3$	$2.57 \times 10^4$	$4.52 \times 10^4$	$5.27 \times 10^4$
K* <sup>†</sup> .....	$9.74 \times 10^3$	$2.49 \times 10^5$	$1.24 \times 10^4$	$1.27 \times 10^4$

NOTES.—S/N in the flux-time domain for the 23–30 oscillation frequency simulation, using four stars and only jitter noise and the analog-to-digital conversion. Asterisks (\*) mean that a star has been simulated with oscillations, and daggers (†) mean that activity was included.

correction, but it can be calculated in many ways, depending on what we consider as signal and what we assume is noise. In the case of a star with many oscillation frequencies, the signal is spread over the power frequency spectrum and is difficult to disentangle from the jitter noise that exists at orbital frequencies and harmonics thereof, as well as at much higher frequencies (0.01 to 0.1 Hz). In order to make results clear for the testing of the jitter correction algorithms, the following points are emphasized:

1. *The S/N in the flux-time domain.*—This is a reflection of how well the detected or corrected signal represents the input signal (pure oscillations or activity around a mean flux level). This is calculated as

$$\frac{\text{signal}}{\text{noise}} = \frac{\overline{\text{flux}}}{\sigma(\text{flux} - \text{input})}, \tag{3}$$

where flux can be the original COROT signal or the corrected version. This means that a brighter star has a higher signal and that a smaller deviation between the flux and the input gives a lower noise value and increases the S/N. By using the standard deviation, we assume a Gaussian distribution to the noise on the flux.

2. *The power at the known oscillation frequencies.*—Since

TABLE 5

S/N IN THE FLUX-TIME DOMAIN FOR THE THREE-OSCILLATION FREQUENCY SIMULATION

POSITION	ORIGINAL	CORRECTION METHOD		
		1	2	3(ii)
A* .....	$1.54 \times 10^3$	$1.58 \times 10^3$	$1.87 \times 10^3$	$1.96 \times 10^3$
C <sup>†</sup> .....	$1.42 \times 10^3$	$1.55 \times 10^3$	$1.85 \times 10^3$	$1.96 \times 10^3$
H .....	$1.55 \times 10^3$	$1.66 \times 10^3$	$1.95 \times 10^3$	$2.03 \times 10^3$
K* <sup>†</sup> .....	$1.45 \times 10^3$	$1.57 \times 10^3$	$1.86 \times 10^3$	$1.94 \times 10^3$

NOTES.—S/N in the flux-time domain for the three-oscillation frequency simulation using four stars and including background levels, diffuse light, quantum efficiency variations, dark current, and readout electronics, as well as jitter and the analog-to-digital conversion. Asterisks (\*) mean that a star has been simulated with oscillations, and daggers (†) mean that activity was included.

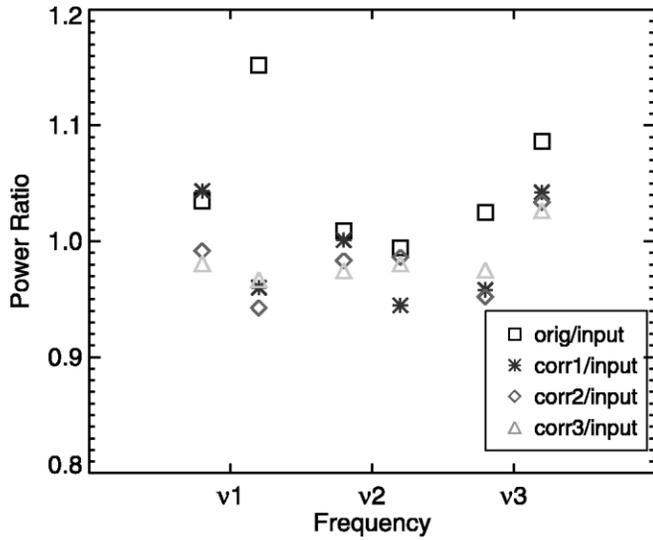


FIG. 7.—Plot of the ratio of power before and after correction for stars at positions A and K modeled with the same three frequencies (representing periods of 7200, 900, and 300 s): original power/input power (*squares*), method 1 correction/input (*asterisks*), method 2 correction/input (*diamonds*), and method 3(ii) correction/input (*triangles*). Results for A are offset slightly to the left of each frequency, and K is to the right. Here methods 2 and 3(ii) give a better correction, with ratios closer to 1.

the data are simulated, it is known which oscillation frequencies have been put into the model, so the power in the frequency spectrum at these frequencies can be checked before and after correction. A ratio of the powers at these frequencies before and after correction allows the user to check that none, or very little, of the signal is lost:

$$\text{power ratio} = P_{\text{output}}/P_{\text{input}}. \quad (4)$$

3. *The total noise between frequencies 0.01 and 0.1 Hz*—This area of the frequency spectrum is almost totally jitter noise. One could look at the mean or the standard deviation of these values, but these in themselves vary according to the brightness of the star. To be consistent for all stars, we have given the result of the integral of the power between 0.01 and 0.1 Hz, over the total input power (integrated over all frequencies). As such, we see how much of the initial measured *COROT* power is in this frequency band, and how much power of the corrected spectrum is here:

$$\text{noise fraction} = \frac{\int_{0.01}^{0.1} P(f)dx}{\int_{\text{all}} P(f)dx}. \quad (5)$$

### 5. SIMULATIONS

In order to give statistical weight to the analysis of the correction quality, many simulations were run. Stars of various

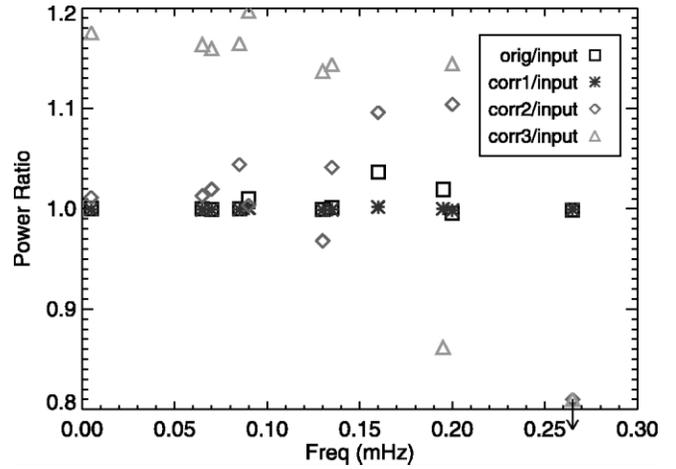


FIG. 8.—Ratio of power before and after correction for a star at position A modeled with 23 oscillation frequencies. The arrow indicates an upper limit. The symbols are the same as in Fig. 7. In this case, method 1 gives the best correction overall.

effective temperatures and different oscillation frequencies were generated with the same input jitter angles. Data can be generated for six modeled PSFs on each CCD (total 12 stars). These 12 positions have been assigned letters A–L in order to make it easier to identify them (Fig. 6). The first simulations used a simple three-frequency model: periods of 7200, 900, and 300 s are chosen to represent possible stellar frequencies near the orbital frequency peaks (Table 1). Later on, “real” asteroseismological data were generated to augment the reality of the simulations, using 34 files with 23 to 30 frequencies and their amplitudes selected at random from observed amplitude distributions of different kinds of pulsating stars (De Cat 2002;

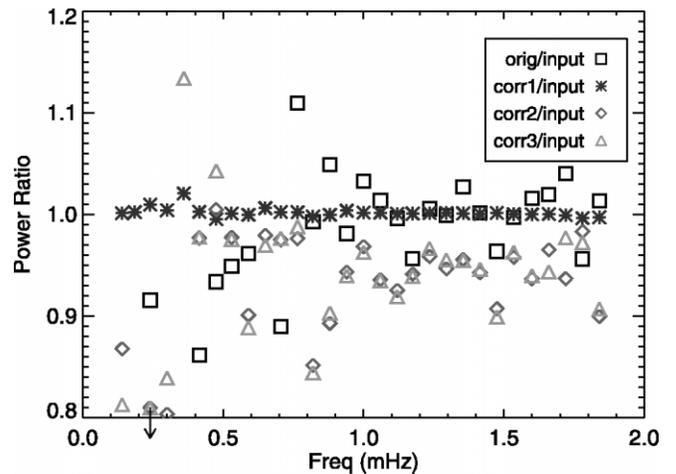


FIG. 9.—Ratio of power before and after correction for a star at position K modeled with 30 oscillation frequencies. The symbols are the same as in Fig. 7. The arrow indicates an upper limit. Again, method 1 performs best for the power ratios.

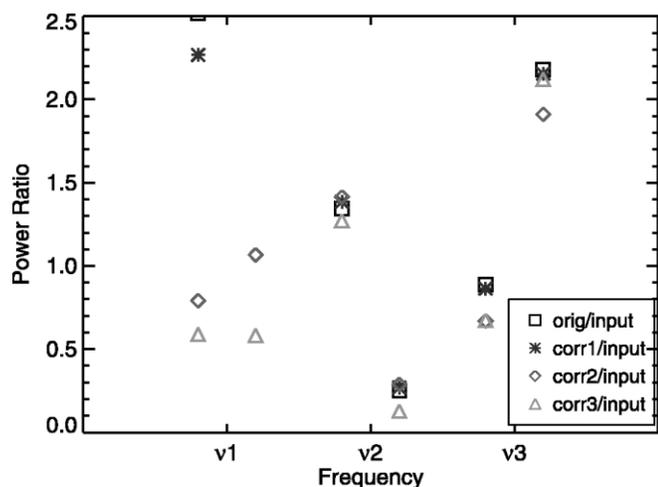


FIG. 10.—Ratio of power before and after correction for stars at positions A and K in a simulation with more noise sources (including diffuse light, CCD temperature variations causing quantum efficiency and dark current variations, plus readout noise). The symbols are the same as in Fig. 7. Method 2 is on average the best correction, but all the corrections clearly suffer from the extra noise, with a much larger distribution in power ratios.

De Ridder et al. 2004; Breger et al. 2005). Masks were generated as they will be on COROT, and 200,000 s of  $\Phi$ ,  $x$ , and  $y$  values were saved per star. When the analyses of the corrections are run, different combinations of stars can be chosen to see which factors have an impact on the quality of correction. For example, the angle fitting improves if more stars are chosen at well-spaced positions on the CCD. If one runs the analysis with only four stars (which is possible, to speed up the process), then the angle fitting is obviously not as accurate as with 10 stars.

Table 2 shows the improvement in fit. The numbers listed are the standard deviation of the difference between the saved input angles and the fitted angles (arcseconds). The standard deviation evidently gets smaller as the number of stars used increases and their positions from the center of rotation in-

TABLE 6  
TOTAL NOISE BETWEEN 0.01 AND 0.1 Hz AS PPM OF TOTAL POWER IN THE SPECTRUM FOR A SIMPLE THREE-OSCILLATION FREQUENCY MODEL USING FOUR STARS

POSITION	ORIGINAL	CORRECTION METHOD		
		1	2	3(ii)
A* .....	$3.58 \times 10^{-5}$	$3.74 \times 10^{-5}$	$5.58 \times 10^{-5}$	$4.60 \times 10^{-5}$
C† .....	$4.51 \times 10^{-5}$	$6.68 \times 10^{-5}$	$1.47 \times 10^{-5}$	$9.01 \times 10^{-5}$
H .....	$3.5 \times 10^{-5}$	$4.21 \times 10^{-5}$	$4.79 \times 10^{-5}$	$4.42 \times 10^{-5}$
K*† .....	$3.23 \times 10^{-5}$	$3.05 \times 10^{-5}$	$1.58 \times 10^{-4}$	$5.10 \times 10^{-5}$

NOTES.—The input noise level is below  $1.0 \times 10^{-7}$  ppm. “Original” is what COROT would detect once jitter has affected the signal, and “Corrections” 1, 2, and 3(ii) are the values after methods 1, 2, and 3(ii) have been applied. Asterisks (\*) mean that the simulation contained oscillations, and daggers (†) mean that the simulation included activity.

TABLE 7  
TOTAL NOISE BETWEEN 0.01 AND 0.1 Hz AS PPM OF TOTAL POWER IN THE SPECTRUM FOR 23–30 FREQUENCY MODELS USING FOUR STARS

POSITION	ORIGINAL	CORRECTION METHOD		
		1	2	3(ii)
A* .....	18.9	11.6	395	7.81
C† .....	$4.94 \times 10^{-4}$	$5.49 \times 10^{-5}$	$4.30 \times 10^{-4}$	$4.23 \times 10^{-4}$
H .....	$5.33 \times 10^{-2}$	$3.80 \times 10^{-4}$	$3.90 \times 10^{-5}$	$3.3 \times 10^{-5}$
K*† .....	$1.37 \times 10^{-3}$	$9.6 \times 10^{-6}$	$5.8 \times 10^{-4}$	$5.85 \times 10^{-4}$

NOTES.—Asterisks (\*) mean that the simulation contained oscillations, and daggers (†) mean that the simulation included activity. See Table 6 for comparison.

crease. Jitter noise is not the only noise that can be applied in our software. The user can choose which sources of noise to apply, but even the basic simulations contain readout noise and a conversion from electrons to digital units (ADUs). Once the jitter correction seemed to work well on these simple runs, more noise sources were added that could perhaps confuse the algorithms. The largest noise source is photon noise, which does create problems for the correction algorithms.

## 6. RESULTS

The flux-time S/N results we obtained with methods 1, 2, and 3(ii) are shown in Tables 3–5. Method 3(i) (using the angles and the modeled PSFs) is not included, because it does not greatly increase the accuracy. As was stated in the description of the method, the major factor in making corrections using a modeled PSF is the accuracy of the PSF, not of the barycenter. The runs were carried out with 10 stars to fit the angles. Only four star results are given: one with activity only, one with oscillations only, one with activity and oscillations, and one modeled as invariable. There is a significant improvement in S/N after correction for the three-frequency simulation, although this is less significant once noise sources other than jitter are included. The algorithms being tested cannot correct for photon noise, background light, or QE variations. The noise due to jitter is small compared to the noise levels from other sources. The S/N improvement for the 23 or 30 frequency

TABLE 8  
TOTAL NOISE BETWEEN 0.01 AND 0.1 Hz AS PPM OF TOTAL POWER IN THE SPECTRUM FOR THE SIMPLE THREE-OSCILLATION FREQUENCY MODEL

POSITION	ORIGINAL	CORRECTION METHOD		
		1	2	3(ii)
A* .....	$1.53 \times 10^{-2}$	$1.53 \times 10^{-2}$	$1.72 \times 10^{-2}$	$1.68 \times 10^{-2}$
C† .....	$1.60 \times 10^{-2}$	$1.59 \times 10^{-2}$	$1.82 \times 10^{-2}$	$1.77 \times 10^{-2}$
H .....	$1.42 \times 10^{-2}$	$1.42 \times 10^{-2}$	$1.60 \times 10^{-2}$	$1.52 \times 10^{-2}$
K*† .....	$1.56 \times 10^{-2}$	$1.56 \times 10^{-2}$	$1.69 \times 10^{-2}$	$1.68 \times 10^{-2}$

NOTES.—Total noise between 0.01 and 0.1 Hz as ppm of total power in the spectrum for the simple three-oscillation frequency using four stars but with more noise sources. The input noise was below  $1.6 \times 10^{-7}$  ppm. Asterisks (\*) mean that the simulation contained oscillations, and daggers (†) mean that the simulation included activity. See Table 6 for comparison.

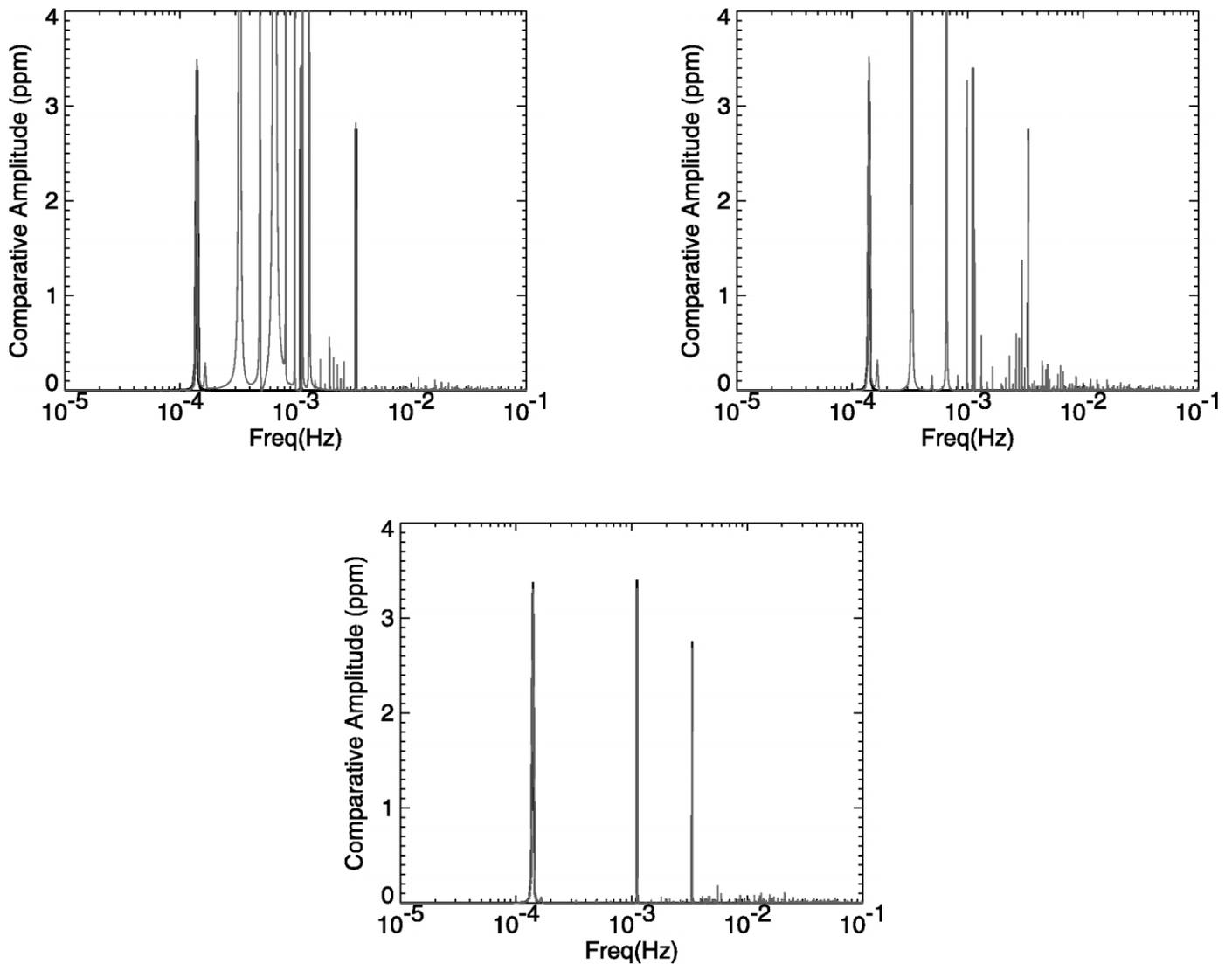


FIG. 11.—Frequency spectra for a star with three oscillation frequencies and the application of jitter only. In all plots, the input spectrum is seen in thick lines, with the three oscillation frequencies clearly visible. *Top left:* COROT-detected signal overplotted. *Top right:* Spectrum after correction using method 1. *Bottom:* Result from method 3(ii) correction.

model is still good for method 1, but methods 2 and 3(ii) have suffered. They only manage to improve the star without oscillations. This is only one criterion, however. Improvements are seen in the power ratios and the total noise between 0.01 and 0.1 Hz, as described below.

The power ratios before and after correction are shown in Figures 7–10. Figures 7 and 10 show ratios for stars at positions A and K superposed on the same plot. Methods 1, 2, and 3(ii) give comparable results for the simulation without noise sources other than jitter: the ratios are nearly 1 and are far less spread out than the original COROT signal. Figure 10 shows the power ratios for the same stars as those in Figure 7, but in a simulation with more noise sources. The noise has spread the COROT-detected power in the oscillation peaks far more widely

over the plot, but the correction brings it back closer to 1. As was seen in Table 4, method 1 copes better with more oscillations, and also in terms of power ratios (see Figs. 8 and 9). The asterisks representing this correction are clearly far closer to 1 overall.

The integrated power in the noise between 0.01 and 0.1 Hz is shown as a fraction (ppm) of the total integrated power in Tables 6–8. This again shows that method 1 performs well, but correction 3(ii) is often of a similar quality. In some cases it performs better, and in others slightly worse. It is not obvious from the S/N, but a clear demonstration that correction 3(ii) is sometimes better than correction 1 is given in Figures 11 and 12. Figure 11 shows the power frequency spectrum before and after corrections 1 and 3(ii) for three input oscillation frequencies. Before correction, the COROT data have a complex spectrum.

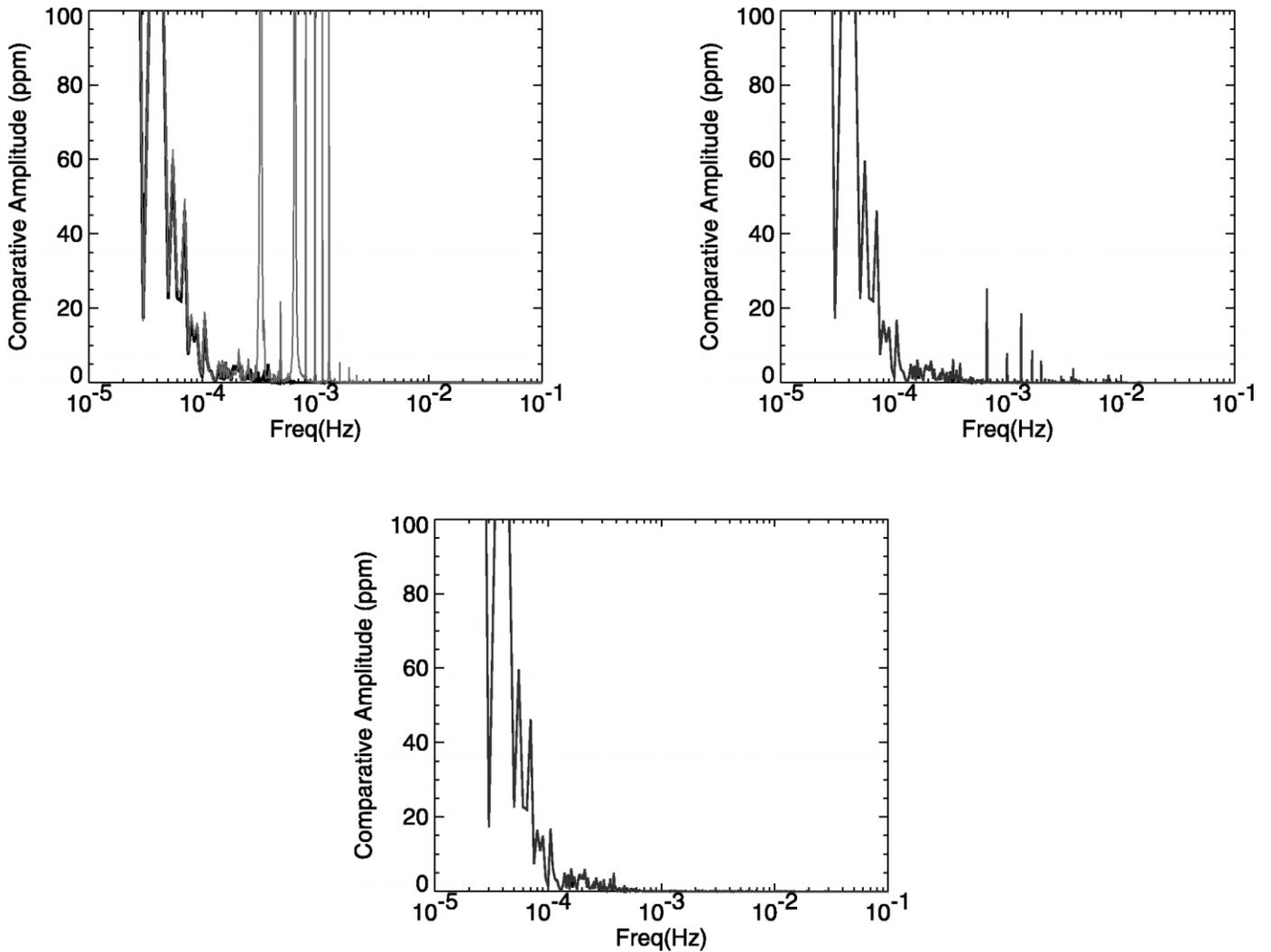


FIG. 12.—Frequency spectra for a star with activity and the application of jitter only. In all plots, the input spectrum is seen in thick lines. *Top left:* COROT-detected signal overplotted. *Top right:* Spectrum after correction using method 1. *Bottom:* Spectrum after correction using method 3(ii).

It contains peaks at the orbital frequency ( $1 \times 10^{-4}$  Hz), but also at harmonics of this frequency. There is also a noise addition to the spectrum above  $1 \times 10^{-2}$  Hz, due to the smaller, faster jitter motion. Correction 1 preserves the input power spectrum but also leaves some of the orbital frequency peaks. Correction 3(ii) has slightly lower power in the true oscillation peaks (as is seen in the power ratio plots) but has completely removed the significant orbital harmonics, while leaving oscillations clearly visible. The orbital period jitter peaks are completely removed, as is the noisy electronics section. Figure 12 shows the results for a star with activity. Again, correction 1 removes some of the jitter peaks, but not all of them, whereas correction 3(ii) removes all of the harmonics and leaves the activity spectrum intact. It is important to remove the orbital frequency and its harmonics, as otherwise it could be misinterpreted as a stellar oscillation frequency. Figure 13

has been included to more clearly represent the flux before and after correction using method 3(ii). The corrected flux clearly contains fast oscillations that cannot be seen clearly in the original flux curve, which is dominated by orbital periods.

## 7. CONCLUSIONS

Two methods, and variations thereon, have been devised to correct for flux loss due to small satellite motion. The method using a modeled PSF can give excellent correction, provided that the PSF is known to a high accuracy when creating the correction surface. It should be possible to estimate the PSF to  $\frac{1}{4}$  pixel accuracy using the 1000 imaggies downloaded at the beginning of an observation run. This method is less sensitive to stellar fluctuations (due to oscillations or activity) over time and requires less time to create. However, if the PSF

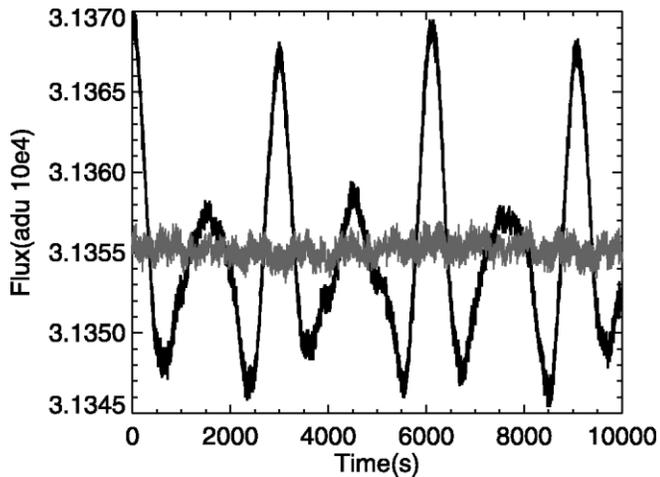


FIG. 13.—Flux before correction (*black*) and after correction using method 3(ii) (*gray, smaller variation*) for a star at position A with the three-frequency oscillation model and the application of jitter only.

knowledge is not satisfactory, method 1 can leave significant peaks in the Fourier spectrum due to inaccuracies in the correction surface. The method that uses *COROT* photometric data to create the correction surface has been shown to work well, assuming that the barycenter accuracy remains on the order of  $5 \times 10^{-3}$  pixels. This method requires at least 10 orbits of data to provide a good correction but is independent of the knowledge of the PSF and corrects very well for the orbital frequencies, while preserving the power in the oscillation frequencies.

It has been shown that it can be of benefit to use all of the images to explicitly reconstruct the satellite angular motion and to apply this knowledge to the barycenter displacement. The methods have been tested on stars with varying stellar oscillations, activity, and noise sources. The fitting of the angles works well and benefits both the exoplanet and asteroseismology channels of *COROT*. It does not always improve the correction method, certainly not by an order of magnitude. This demonstrates the importance of the accuracy of the barycenter calculation, and more simulations should be performed to see if the method can be improved. The methods correct for most

of the noise between 0.01 and 0.1 Hz. The levels before and after correction are within the *COROT* specification limits. The power in the oscillation frequencies is generally preserved. Most importantly, jitter peaks are suppressed while oscillation frequencies right next to them are kept. This is very reassuring for asteroseismology. The user can look at the spectrum and decide whether the correction is necessary, since it does not always need to be applied. The tool that has been developed to compare results from the correction methods is useful to analyze the quality of the *COROT* signal. It runs fairly quickly on a Sun UltraSPARC 3 750 MHz machine (maximum 1 hr for 10 stars of 200,000 s, with a  $200 \times 200$  intrapixel grid, including fitting the angles).

## 8. FUTURE WORK

In this paper we described different methods to correct for jitter noise for high-precision photometric space missions. A detailed evaluation of the methodology was made by means of simulated data. More statistics are evidently needed on which noise sources confuse the correction once the mission flies. Photon noise is obviously a very large factor and is a significant problem. Jitter can be corrected even when photon noise is present, but the proportion of the noise due to the jitter in this case may be so low that the S/N is not seen to improve greatly. This must be checked on in-orbit data. For faint stars, in which the mask is smaller and a more significant fraction of the flux is lost to jitter, jitter needs to be corrected, but for bright stars, photon noise is dominant, so the correction may not be needed. While the evaluation of our methodology as presented here is based on simulated data, a forthcoming study will be made in the near future, using laboratory measurements with the *COROT* CCDs, in addition to in-orbit *MOST* data (Walker et al. 2003).

R. D., B. V., and C. A. are financed through the PRODEX program under grant PEA C90199 (*COROT* Mission Data Exploitation II) and acknowledge additional support from the Research Council of Leuven University through grant GOA/2003/04.

## REFERENCES

- Anderson, J., & King, I. R. 2000, *PASP*, 112, 1360  
 Boissard, L., & Auvergne, M. 2004, *COROT* Mission Engineering: Cost-Effective Solutions for Stellar Photometry in Low Earth Orbit (IAC-04-IAF-Q.1.01; Paris: Int. Astronaut. Federation)  
 Breger, M., et al. 2005, *A&A*, 435, 955  
 De Cat, P. 2002, in *IAU Colloq. 185, Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*, ed. C. Aerts, T. Bedding, & J. Christensen-Dalsgaard (ASP Conf. Ser. 259) (San Francisco: ASP), 196  
 De Ridder, J., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 324  
 Drummond, R., De Oliveira Fialho, F., Vandenbussche, B., Auvergne, M., & Aerts, C. 2005, *Small Space Science Missions (IAC-05-B5.2.10; Paris: Int. Astronaut. Federation)*  
 Koch, D. G., Borucki, W., Webster, L., Dunham, E., Jenkins, J., Marriott, J., & Reitsema, H. J. 1998, *Proc. SPIE*, 3356, 599  
 Roxburgh, I., & Favata, F. 2003, *Ap&SS*, 284, 17  
 Walker, G., et al. 2003, *PASP*, 115, 1023

# EXTRACTION OF THE PHOTOMETRIC INFORMATION : CORRECTIONS

R. Samadi<sup>1</sup>, F. Fialho<sup>1</sup>, J.E.S. Costa<sup>1</sup>, V. Lapeyrere<sup>1</sup>, R. Drummond<sup>2</sup>, L. Pinheiro Da Silva<sup>1</sup>, F. Baudin<sup>3</sup>, and P. Boumier<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation pour l'Astrophysique, Observatoire de Paris, 92190, Meudon, France.*

<sup>2</sup>*Instituut voor Sterrenkunde, KU Leuven, Leuven, Belgium*

<sup>3</sup>*Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), bâtiment 121, F-91405 Orsay (France), Université Paris-Sud 11 and CNRS (UMR 8617)*

<sup>4</sup>*Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, 13376 Marseille cedex 12 (France), Université de Provence, CNRS (UMR 6110) and CNES*

## ABSTRACT

We present here the set of corrections that will be applied to the raw data of the CoRoT mission. The aim is to correct the data for instrumental and environmental perturbations as well as to optimize the duty-cycle, in order to reach the expected performances of the mission. The main corrections are : the correction of the electromagnetic interferences, suppression of outliers, the background correction, the jitter correction and the correction of the integration time variations. We focus here on these corrections and emphasize their efficiency.

Key words: Space: photometry - data correction - CCD .

## 1. INTRODUCTION

There will be different levels of corrections performed on the scientific data.

The first level will be applied on the raw data and deals with first order correction associated with instrumental and environmental (e.g. background) perturbations. These will be based on calibrations performed on the ground before and during the launch as well as on-board. The goal of such first level corrections is to reach the expected performances in terms of noise and orbital components.

The first order corrections will be applied through the so-called N0-N1 pipeline <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>“N” refers to “Niveau” in french, level in english. The N0 data corresponds to the raw data.

Corrections of higher levels will be performed in order to optimize the global performances of the mission, in particular in order to optimize the duty-cycle of the mission and to remove residual instrumental and environmental perturbations

The second order corrections will be applied throughout the so-called N1-N2 pipeline.

The first pipeline will be operated every one to seven days and therefore deals with short term corrections. The second pipeline will be operated once a run is finished.

These proceedings are organized as follows: In Sect. 2 we describe the content of N0-N1 pipeline and in Sect. 3 that of the N1-N2. The different corrections applied in the N0-N1 pipeline are detailed in Sections 2.1 to 2.7.

## 2. N0-N1 PIPELINE

The corrections applied to the star light-curves (LC hereafter) in the N0-N1 pipeline are the following:

- offset subtraction (see Sect. 2.1)
- suppression of the outliers (see Sect. 2.2)
- correction of the electromagnetic interferences (EMI, see Sect. 2.3)
- gain correction (to transform digitized data into electrons, see Sect. 2.4)
- integration time correction (see Sect. 2.5)
- background subtraction (see Sect. 2.6)

- jitter correction (see Sect. 2.7)

Before performing these treatments we need to carry out the offset and background measurements. For the offset measurements, the treatments are the following:

- correction of electromagnetic interference (see Sect. 2.3)
- suppression of the outliers (see Sect. 2.2)

For the background measurements, we must apply in addition the following treatments:

- offset subtraction
- gain correction (see Sect. 2.4)
- calibration of the sky background across the field of view in order to remove *a posteriori* the background contribution to the star LCs (see Sect. 2.6).

Each of the above-mentioned treatments is detailed in Sects 2.1-2.7.

## 2.1. Offset

The offset of the electronic chain is measured on-board for each time step (1s for the astero channel and 32s for the exo-planet channel).

For the astero channel the offset is subtracted from the star and background LCs on-board. However the offset is subject to electromagnetic interferences (see Sect. 2.3) that will only be corrected afterwards on ground. Moreover, although these offset measurements are corrected on-board for outliers (e.g. cosmic impacts or glitches), the residual outliers will be removed on ground (see Sect. 2.2). We must then go back to the offset subtraction performed on-board and subtract instead the offset treated on ground.

For the exoplanet channel, the electronic offset is not subtracted from the star and background LCs on-board. The offset measurements are processed on ground to correct them for EMI and cosmic impacts (or glitches). Afterwards, they are subtracted from the LCs of the exoplanet channel.

## 2.2. Outliers

For the exo channel, the on-board measurements (background and stars) are not corrected for the outliers (e.g. cosmic impacts or glitches). This correction is applied on ground.

For the astero channel, although the measurements are corrected for outliers on-board, this correction may not be fully efficient - in particular when the satellite crosses the South Atlantic Anomaly. This is why the measurements from the astero channel are re-processed on ground in order to correct them for residual cosmic impacts (or glitches).

Several standard algorithms will be applied in order to correct the LC for outliers.

## 2.3. Electromagnetic interferences

### 2.3.1. Description and consequences

The charge transfer and readout performed on one CCD induces electromagnetic interferences (EMI hereafter) on all the three other CCDs (see Pinheiro da Silva *et al*, this volume).

On the exoplanet channel, during a 32s integration cycle, the first 23s are used to transfer and readout the charges. During the 9 remaining seconds, no more readouts are performed and the electronic chain does not interfere with the other CCDs anymore. On the astero channel, the charge transfer and readout are performed periodically each second and take less than 1s. As a consequence, the EMIs induced by the CCDs of the exoplanet chains on the CCDs of the astero channels occur during the first 23 exposures of a 32s cycle and cease during the 9 remaining exposures. The amplitudes and shapes of these EMIs depend on the position of the astero target being perturbed by the exoplanet CCDs. However these perturbations are strictly periodic (period of 32s). The patterns of the EMIs seen on the CCD of the seismo channel are shown in Fig. 1

In the same way the charge transfer and readout performed on the seismo CCD induce EMIs on the exo CCD. The patterns corresponding to those EMIs are shown in Fig. 2. Their shapes depend on the position of the astero targets.

### 2.3.2. Effects on the photometry

The perturbations induced by the EMIs on the offset measured on the astero channel are illustrated in Fig. 3. As seen in the Fig. the first 23 exposures of a 32s cycle have a larger offset level than the 9 remaining exposures. On the other hand, the EMI induced by the CCDs of the astero channels on the CCDs of the exoplanet channels occur each second and the associated perturbations are constant in time for the exposures of the exo channel.

Their amplitudes and shapes also depend on the positions of the astero targets on the astero CCDs.

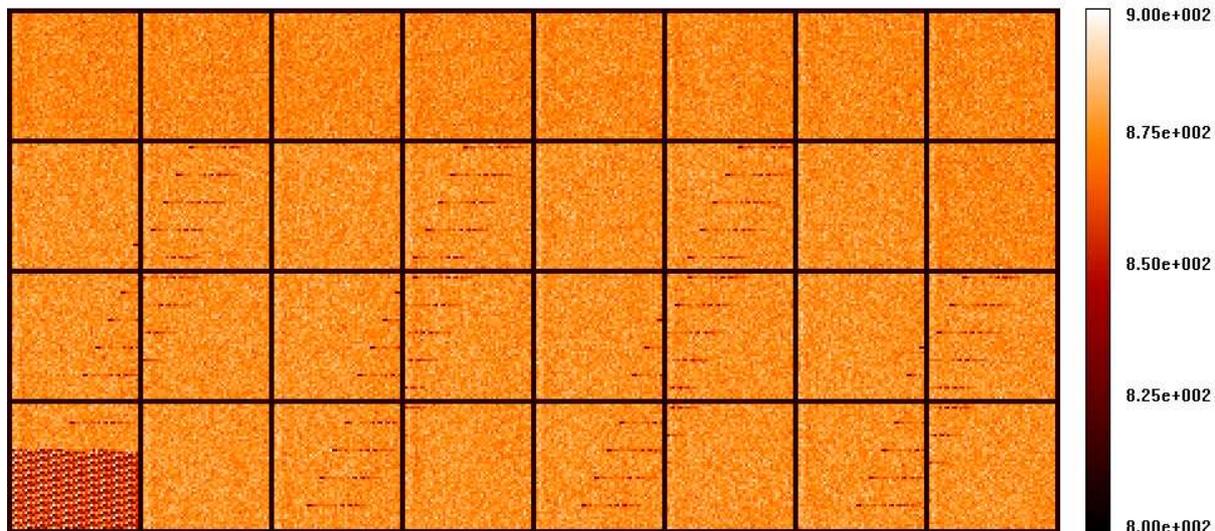


Figure 1. The pattern induced by the EMIs on the seismo CCD. Each box corresponds to an exposure of 1s; 32 exposures are represented.

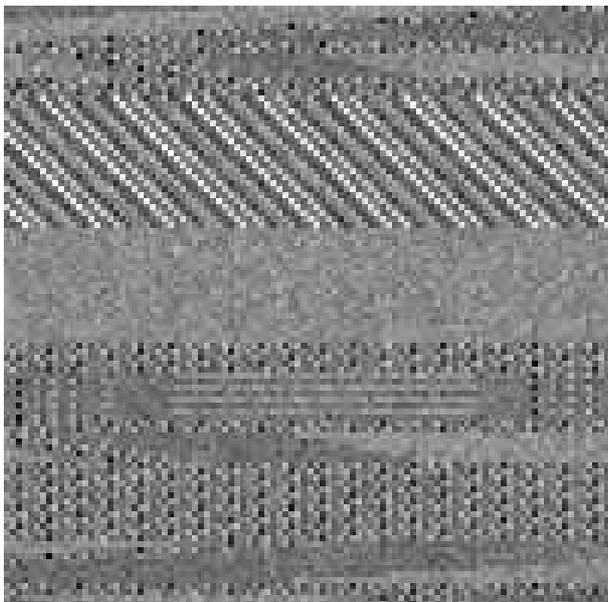


Figure 2. The pattern induced by the EMIs on the exo CCD.

For both channels the perturbations induced by the EMIs on the LCs (star, background) or the offset measurements are equivalent to a shift of the electronic offset with respect to the nominal level of the electronic offset. For the astero channel this shift varies with time and depends on the position of the target on the CCD. For the exoplanet channel however, this shift is constant with time but is inhomogeneous in space and hence differs from a target to another.

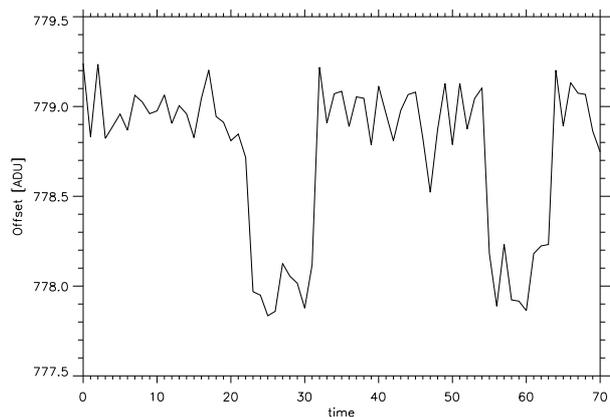


Figure 3. Offset of the electronics as measured on the astero CCD.

Such shifts of the electronic offset introduce biases on the absolute values of the measured target fluxes. However the absolute value of the target flux is not relevant for the main scientific goals of the mission. Nevertheless, if we are interested in the absolute values of the measured fluxes, such corrections are required. In addition, for the astero channel, as the perturbations induced by the EMIs change during a 32s cycle, their variations with time are undesirable as it decreases the efficiency of the outlier corrections.

### 2.3.3. Corrections

The shapes and positions of the EMIs on the CCD can be predicted precisely from the known electronic

micro sequences that govern the charge transfers and readouts. However their amplitudes can only be characterized through calibrations.

#### *Exo channel:*

To correct the perturbations induced by the EMIs on exoplanet LCs we first calibrate the EMIs perturbations expected for each different electronic micro-sequences (see Pinheiro da Silva *et al*, this volume). From this calibration and according to the way the windows of the astero CCDs are settled, we derive next the EMIs patterns as shown in Fig. 2. Then, for each target, we integrate the piece of the pattern that falls in the target template. This gives us a value of the shift induced by the EMIs on the LC for each target. Again, as the amplitude of the EMIs motif can change on a large scale, we can repeat the calibration and the correction processes periodically.

#### *Astero channel:*

For the Astero channel we can either perform a correction similar to the one applied for the exo-channel or perform an empirical correction.

In the first method, we begin by calibrating the EMIs perturbations expected for each different electronic micro-sequence. From this calibration we derive, for each window target, the expected perturbations for all phases of a 32s cycle (see Fig. 3). These perturbations depend on the way the windows of the astero CCDs are programmed. We next integrate the piece of the pattern that falls in the target mask. This gives us a value of the shift induced by the EMIs on the LC for each target

In the second method, we proceed as follows: As the perturbations are periodic with a period of 32s, we average the offset sequence at constant phase  $\phi$ , where the phase  $\phi$  of the offset sequence is by definition  $\phi \equiv t \text{ modulo } 32$  where  $t$  is the time (in seconds, arbitrary origin). The result is shown in Fig. 4 for offset measurements. As seen in the Fig., the offset stands at a high level during 23 seconds and then remains at a lower level during the remaining 9 seconds of the 32s cycles. Once the motif of the EMI perturbation is calibrated in this way, we apply this motif on the offset sequence to correct it. However, as the amplitude of the motif can change on larger time scales, we split the offset sequence in an adequate number of sub-series. We then perform the calibration and the correction on each sub series.

## 2.4. Gain

The gain of the electronic chain and of the CCD have been measured on ground during the calibration of the camera and the electronics. All the lightcurves of both channels will be multiplied by the gain in order to convert ADU into electrons.

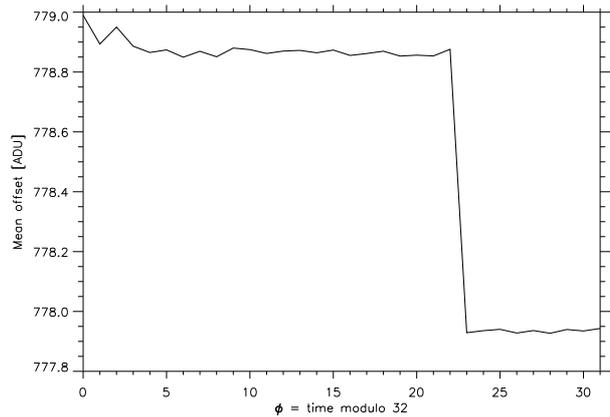


Figure 4. Offset of the electronic (Fig. 3) averaged at constant phase  $\phi$  (see text).

During the mission, periodic calibrations of the gain (electronics + CCD) will be performed. However, the quality of those calibrations will not be high enough to derive the absolute value of the gain. However, they will allow us to characterize the variation of the gain during the life of the instrument and to apply afterwards a gain correction that will take into account its long term variation.

## 2.5. Integration time variations

The CCD charge transfer and readout is controlled by a clock inside the instrument (Quartz Instrument, QI hereafter). Thermal control is performed on the QI which prevents it from undesirable large fluctuations. Therefore variations in the QI with respect to the Universal Time (UT) are expected to be small (less than  $\sim 1$  ppm per second).

However, each 32s the charge transfer is synchronised with respect to the clock located inside the Proteus platform (Quartz Platform, QP hereafter). As a consequence the first 31 exposures are controlled by the QI while the (last) 32nd exposure is controlled by the QP.

This QP is not thermally controlled and hence is subject to significant variations with the temperature of the platform. The latter is expected to vary by a few kelvin during an orbit and the temperature coefficient of the QP is expected to be of the order of  $\sim 2$  ppm/K. Therefore variations of QP frequency of the order of few ppm are expected during an orbit.

Consequently, the integration time of the first 31 exposures is expected to remain almost constant while that of the 32nd exposure is expected to vary by  $\sim 10^{-4}$  second if we assume a variation of the platform temperature of  $\Delta T \simeq 2$  K. This clock variation induces a flux variation at the orbital frequency of

the order of  $\sim 4$  ppm for an observation of 5 days. This is two times larger than the requirements.

Fortunately, each 32s the platform will provide, through the telemetry, the GPS (Global Positioning System) pulses received by the platform and the values of the QP counters when those pulses are received. From this information, we will then be able to measure the variation of the QP with respect to the UT. In turn, this will allow us to correct the variation of the integration time of the 32nd exposures. This correction consists of multiplying the flux of the 32nd exposures by the ratio of the nominal integration time<sup>2</sup> and the actual duration of the 32nd exposures (the latter being derived from the measured variations of the QP).

This correction efficiently removes the perturbations induced by the variations of the QP on the astero LCs. Furthermore it is so small that it doesn't significantly change the (Poisson) statistics of the charge collected by the CCD.

For the exoplanet channel, the CCD charge transfer and readout are synchronised with respect to the QP. Therefore the flux measured on the exoplanet channel will also suffer from the variations of QP. The level of the flux perturbation induced by the QP variations will be of the same level as that expected for the astero channel. Thus it will be below the requirements imposed on the exoplanet channel. Nevertheless, this flux perturbation will be corrected in the same manner.

## 2.6. Background

The correction for sky background is a standard procedure in the reduction process of photometric data and basically consists of the subtraction of the sky background level from the photometric measurements of the star.

*CoRoT Background Windows* — To measure the sky background light, CoRoT has *background windows* distributed over each CCD, as shown in the Tab.1. The background windows on the CCDs of the SEISMO channel are larger, but binned. The modes *oversampled* (OV) and *non-oversampled* (NOV) of the EXO channel have background windows of the same size, but different in number per CCD.

### 2.6.1. Background Components

The background is made up of different components. The major contributors are the diffuse galactic background, the zodiacal light, the straylight

<sup>2</sup>the 1s nominal sampling time minus the duration of the charge transfer (0.206s), gives a nominal integration time of  $\sim 0.794$ s

Channel	CCD	Number of windows	Size (in pix)	Binning (in pix)	Sampling (in sec)
SEISMO	A1	5	$50 \times 50$	$5 \times 5$	1
	A2	5	$50 \times 50$	$5 \times 5$	1
EXO (OV)	E1	10	$10 \times 10$	–	32
	E2	10	$10 \times 10$	–	32
EXO (NOV)	E1	40	$10 \times 10$	–	512
	E2	40	$10 \times 10$	–	512

Table 1. CoRoT background windows.

from the Earth and the South Atlantic Anomaly (SAA). Other minor contributors are the moonlight, the parasite light due to diffusion and reflection of the stars' light inside the instrument.

While the diffuse galactic background and the zodiacal light are almost constant over time, the Earth straylight and the SAA are periodic components and require special attention.

*Earth Straylight* — The level of incident Earth straylight increases when the satellite passes over the illuminated face of the Earth and is at a minimum when it passes over the dark face, as illustrated in Fig.5. The height and shape of the bumps depend on the orientation of the satellite orbital plane in relation to the Sun-Earth axis and the worst case occurs when the two are aligned as shown in Fig.6.

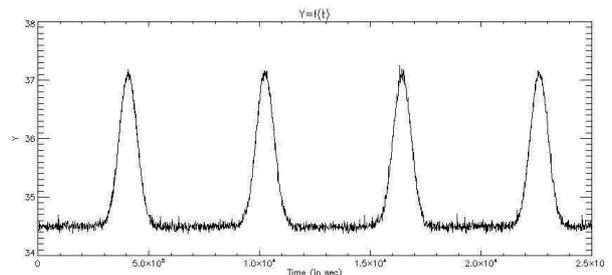


Figure 5. Earth straylight light curve. The bumps occur when the satellite passes over the illuminated face of the Earth.

### 2.6.2. Effects on the photometry

The Earth straylight introduces a periodic signal with period equal to orbital period (1h 43min) in the measured light curve of the stars. As shown in Fig.7 in the Fourier spectrum, it appears as a peak with the fundamental frequency of  $162\mu\text{Hz}$  and a series of harmonic frequencies, with low amplitude, but that can trouble the detection and analysis of pulsation frequencies of the observed pulsating stars.

Earth straylight can also affect the detection of planetary transits in the EXO channel. If a planetary transit occurs while the satellite is passing over the illuminated face of the Earth, the increase in the background light level can compensate for the small variations in the light curve of the star.

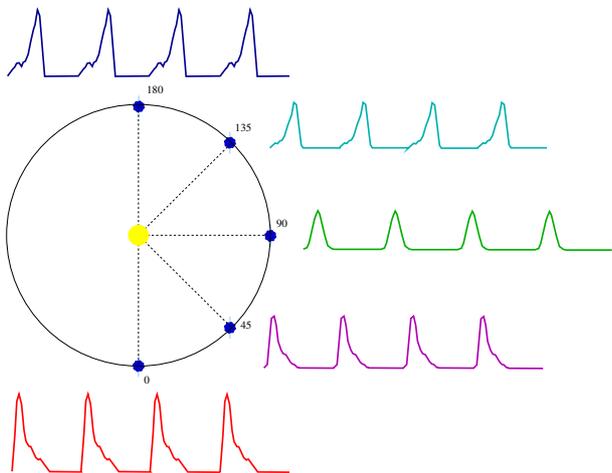


Figure 6. The curve of the Earth straylight changes as a function of the orbital position of the Earth around the Sun.

### 2.6.3. Sky Background Gradient

Due to the asymmetry of the CoRoT optical system, the diffusion of the sky background light over the focal plane is non-homogeneous. We don't know exactly if the non-homogeneity is regular or irregular and how strong the gradient is. However, theoretical studies suggest a regular gradient as shown in Fig.8.

### 2.6.4. Correction

The simplest procedure for correction by sky background of a star light curve is to subtract from each measurement of the star light the sky level measured from the *nearest* background window. This procedure assumes that the background is homogeneous, at least, in the neighborhood of the two windows. However, in presence of a non-negligible gradient, the sky levels for the two windows can be significantly different and this procedure will not completely subtract the sky from the star light curve.

In order to avoid this problem, we need take into account the sky background gradient. For this, the gradient is modeled by a spatial function  $f(x, y)$  over the whole CoRoT focal plane, from the combined sky measurements of all CCDs. Different trial functions are fitted and the one that provides the best fit is chosen as model for the background gradient.

In the fitting, it is necessary to take into account that the *gains* of the channels are different. For this reason we introduce the *gain* parameters,  $g_{ij}$ , where the index  $i$  refers to the CCD (A1, A2, E1, E2) and the index  $j$  refers to the CCD's channel (left or right). In fact, the correction by gain is done in a previous step of the data treatment, using values experimen-

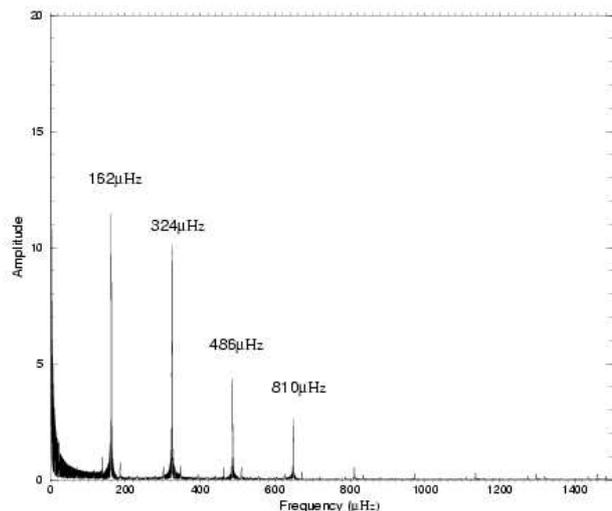


Figure 7. Discrete Fourier transform of the Earth straylight curve. The fundamental frequency is  $162 \mu\text{Hz}$ .

Gradient Type	Function	Number of Parameters
Constant	$f(x, y) = g_{ij} a_0$	9
Linear	$f(x, y) = g_{ij} (a_0 + a_1 x + a_2 y)$	11
Quadratic	$f(x, y) = g_{ij} (a_0 + a_1 x + a_2 y + a_3 xy + a_4 x^2 + a_5 y^2)$	14
Gaussian	$f(x, y) = g_{ij} \left[ a_0 \exp \left( a_1 (x - a_2)^2 + a_3 (y - a_4)^2 \right) \right]$	13

Table 2. Trial functions for modeling of the sky background gradient.

tally determined. This way, the determination of the parameters  $g_{ij}$  is used to refine the gain correction.

The trial functions used are listed in Tab.2.6.4. Functions of higher order can be tried, if needed. Fig.9 shows the result of a fitting of a Gaussian model for the background gradient from simulated data.

As a result, a time series is obtained for each one of the parameters of the model function which allow us to calculate, by interpolation with respect to time, the correct sky level over each star window and for any moment in time (see Fig.10).

The modeling of the sky background as described above assumes that the gradient is non-homogeneous, but relatively regular. This hypothesis can be tested *a posteriori* from the comparison of the variance for the fitting  $\text{Var}_{\text{mod}}$  with the average variance of the background measurements,  $\text{Var}_{\text{bg}}$ :

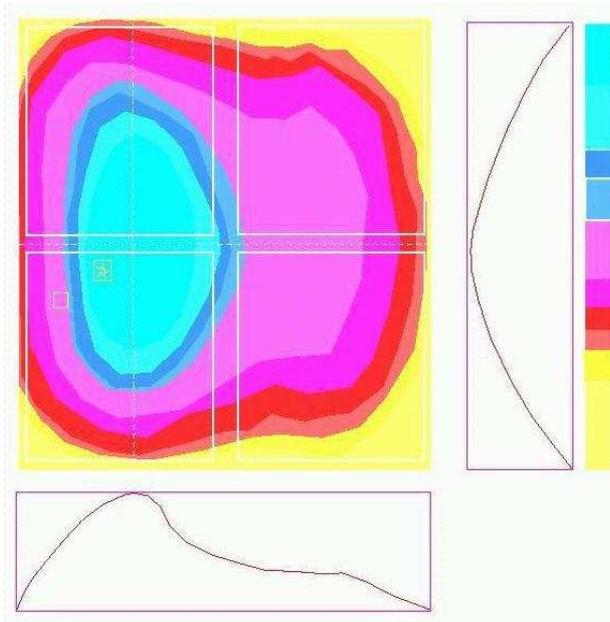


Figure 8. Theoretical diffusion of the sky background light over the focal plane.

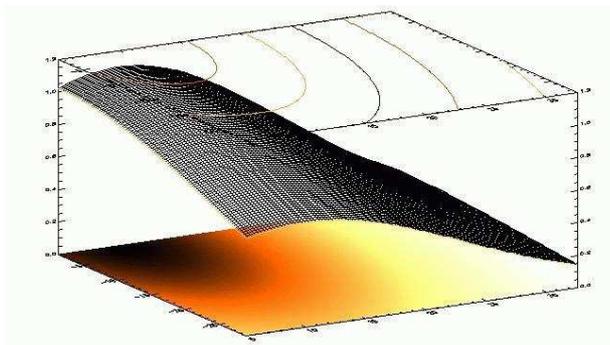


Figure 9. Fitting of a Gaussian model for  $f(x, y)$  from simulated data.

comparison	gradient	procedure to be used
$\text{Var}_{\text{mod}} < \text{Var}_{\text{bg}}$	non-homogeneous, but regular	model $f(x, y, t)$
$\text{Var}_{\text{mod}} \simeq \text{Var}_{\text{bg}}$	homogeneous	$f(x, y, t) = \text{constant}$ or the nearest sky window
$\text{Var}_{\text{mod}} > \text{Var}_{\text{bg}}$	non-homogeneous and irregular	local triangularization

For non-homogeneous and irregular gradients, the calculation of the sky level over the star window by *local triangularization* is used. This procedure calculates the parametric equation of the plane defined by the measurements of the *three* nearest background windows and then calculates the background level for the star window position. This technique is illustrated in Fig.11.

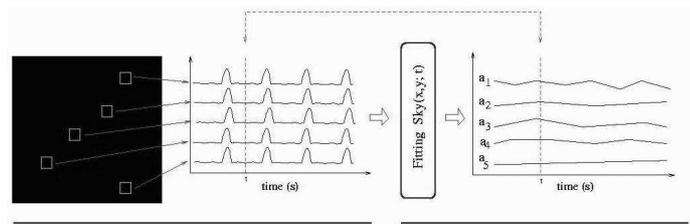


Figure 10. From the measurements of the sky background obtained in the instant  $t$  a spatial function  $Sky(x, y)$  is fitted and its parameters are calculated. By doing this for each time step, a parameters time series is obtained.

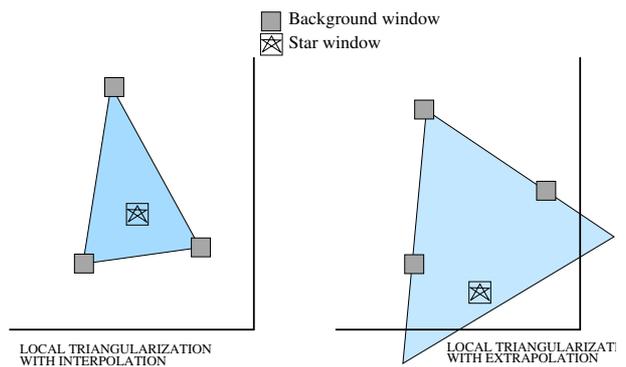


Figure 11. The technique of local triangularization used to calculate the background level over a sky window from the measurements of the three nearest sky windows.

## 2.7. Jitter

The idea here is to correct the LCs for the edge effects and/or chromatic contamination provoked by satellite jitter in the fixed photometric aperture in both channels. The importance of this correction is not only seen in the improvement of the S/N ratio of the photometric curves, but also in better definition of seismo photometric masks, because the quality we can achieve in jitter correction is also taken into consideration when calculating the optimal mask. See item VI.3. As the seismo and exo channels have different goals, their designs are not the same, which means that different approaches can be used to conceive the corrections. Below the proposed methods to correct each channel are described.

### 2.7.1. Seismo channel

For the seismo channel the CoRoT instrument was specified in a way that the jitter photometric noise is negligible for stars of magnitude 6. However the correction of this source of noise must be carried out for less bright stars, or if the AOCs degrades.

Fig.12 illustrates the problem in frequency. The component of frequency indicated by the arrow is due to jitter and must be corrected.

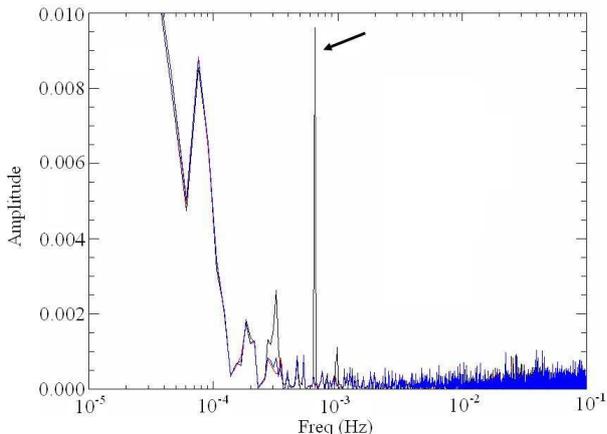


Figure 12. Fourier spectrum of non corrected (black) and corrected (blue) LCs

Two methods of correction have been developed for this channel with a single idea behind them: to estimate the best correction according to the equation:

$$F_c = K(\Delta x_i, \Delta y_i) F_m, \quad (1)$$

where  $F_c$  is the corrected flux,  $K(\Delta x_i, \Delta y_i)$  is the so called correction surface,  $F_m$  is the measured flux and  $\Delta x_i, \Delta y_i$  are the displacement of the target with respect to its average position. This means that once created, the correction surface in Fig. 13, can be used to apply the adequate factor of correction to each measured point of the photometry as a function of the pointing error at that instant.

Below we describe the two ways this surface can be created.

#### PSF Model:

This is a model-based method that consists of creating a surface based on the evaluation of loss of flux from the Point Spread Function (PSF) model and the photometric aperture. The PSF is gotten at the beginning of life of the satellite (see Pinheiro da Silva *et al.*, this volume).

#### Signal correlation:

By examining the correlation among calculated displacement (x and y jitter) and output (measured flux), we estimate the average loss of flux for a pre-defined jitter variation grid. We average over a period of more than 10 orbits to build the correction surface from the COROT signal itself. This needs no accurate knowledge of the PSF. For a more detailed description of the various methodologies see [Drummond, R. et al. (2006)].

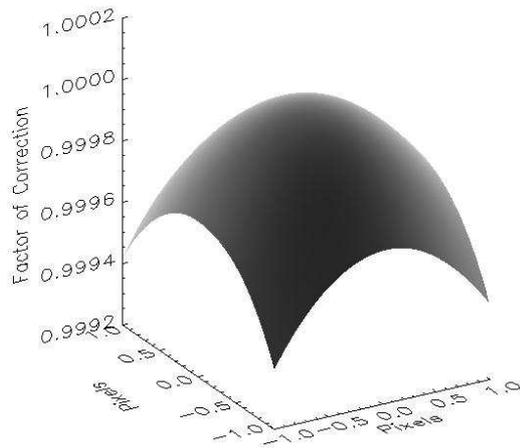


Figure 13. Example of correction surface for jitter correction in seismo field

#### 2.7.2. Exo channel

The seismo channel is almost insensitive to the variation of jitter, but the exo channel is highly sensitive to the pointing variation of the satellite. This is true not only because of the lower number of pixels in the mask, but also because of the use of chromatic photometry that induces chromatic contaminations. As an example, the Fig. 14 shows two time series curves before and after correction, where we can see a significant gain in the SNR.

Again, as in the seismo channel, we are interested in estimating the correction factor  $K(\Delta x_i, \Delta y_i)$ . Two methods are considered here and they are explained below.

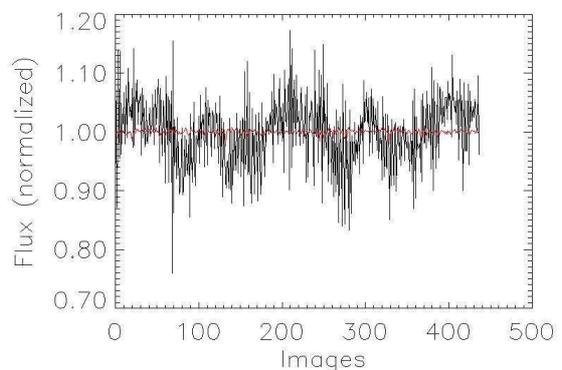


Figure 14. Exo LCs before (black) and after (red) jitter correction

### PSF Model:

This is a simple extension of the method applied to the seismo channel. Instead of creating just one correction surface, four surfaces are calculated, one for each color. The difference in each is the mask it uses. Fig. 15 illustrates the surfaces for each color.

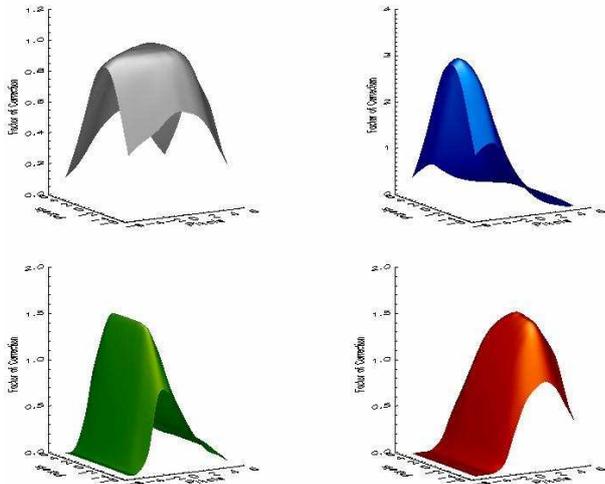


Figure 15. Correction surfaces for mono and chromatic jitter correction in exo field

### Integrated spectrum:

This method is based on the integrated spectrum of the star (Fig. 16 that is simply the summation of all pixels in one direction (columns in this case). Here it is not necessary to have an accurate knowledge of the PSF. A few images are enough to compute the integrated spectrum. As the chromatic effects are the most significant in exo photometric apertures, only this phenomenon is evaluated. This means that here we are just interested in 1-D correction and it is done by the means of the estimation of the flux loss in the chromatic borders of the integrated spectrum. Chromatic borders are calculated using energy thresholds. Thus, it is possible to recover the photometric signal lost as a function of jitter. This method demands a larger mask to guarantee that edge effects will be negligible.

## 3. N1-N2 PIPELINE

The corrections performed by the N1-N2 pipeline have not yet been completely specified, since we will need the real data to do this.

They are different for the exo and astero channels. We describe below the current content of this pipeline, successively for the astero channel (Sect. 3.1) and the exo channel (Sect. 3.2).

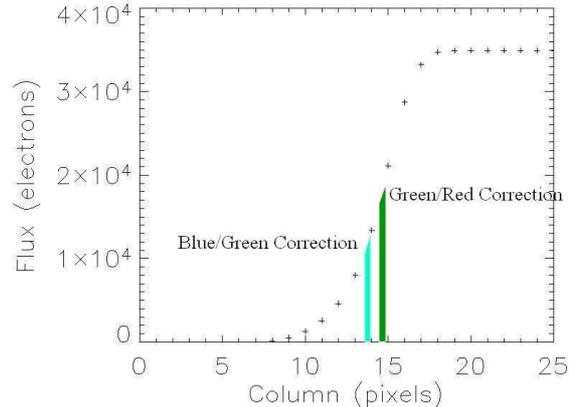


Figure 16. Star integrated spectrum for chromatic jitter correction in exo field

### 3.1. Astero channel

We will first process the so-called “imassettes”. These are small images of a star that will be downloaded every 32s for some of the targets. A Point Spread Function (PSF) fitting will be applied to those “imassettes” in order to:

- extract the photometry of the star
- detect cosmic impacts
- derive the sky background

For bright stars ( $m_v \sim 6$ ), the photometry based on PSF fitting is shown to be less accurate than the aperture photometry performed on-board. The former is only useful for fainter stars ( $m_v \sim 8$ ) or when the satellite crosses the SAA.

On the star LCs, we will first transform the Universal Time (UT) into the barycentric time (BT hereafter) in order to move to a time reference that has a constant Doppler shift with respect to the time reference relative to the star.

Furthermore, in the on-board reference time (UT), the sampling is almost constant while in the barycentric time reference, this is no longer the case. This is a problem if one performs a Fast Fourier Transform (FFT) because the FFT assumes that the measurements are evenly sampled. In order to perform a FFT, we interpolate the LC with respect to an evenly sampled BT grid.

Finally, we integrate the LC over 32s.

When crossing the SAA, the photometry extracted from the “imassettes” on the basis of a PSF fitting

will be more accurate. Hence, during the SAA crossing, we will patch the LC with the photometry of the “imassettes”. This procedure will increase the duty-cycle.

If the sky background derived from the “imassettes” turns out to be less biased than the one subtracted by the N0-N1 pipeline (see Sect. 2.3), we will cancel the sky background correction performed by the the N0-N1 pipeline and subtract instead the one derived from the “imassettes”.

Finally, the correction of the long term variation of the gain will be performed on the complete LC (see Sect. 2.4).

### 3.2. Exo channel

The exo channel N1-N2 pipeline will be divided in two parts.

The first part will be devoted to additional instrumental corrections which are not fully taken into account in the N0-N1 pipeline. Two corrections are foreseen at the moment: (i) a correction for residual cosmic events near the SAA, and (ii) a correction for residual background signal. The correction for cosmic impacts envisaged in the N0-N1 pipeline (see Sect. 2.2) is indeed expected to leave residuals when the satellite is at the edge of the SAA, before exo treatments stop. The aim of the background correction in the N1-N2 pipeline is to complement the N0-N1 background correction of Sect. 2.6 in case the background signal is inhomogeneous across the field-of-view. The algorithms to be applied still need to be defined. Additional residual corrections may be implemented during the mission if new instrumental effects are identified.

The second part will be devoted to a rough characterization of the level of stellar variability, in the form of a numerical parameter which will be included in the header of the data. The aim of this parameter will be to help to select the best candidates where low level transit events can be searched for. A method based on a Fourier analysis of the lightcurve will be implemented at the beginning of the mission. This method will be refined later on and/or complemented by new indicators of stellar variability.

The content of this paper represents the work of all the CoRoT ground segment team in Meudon (LESIA) and in Orsay (IAS).

## REFERENCES

[Drummond, R. et al. (2006)] Drummond, R., De Oliveira Fialho, F., Vandenbussche, B., Aerts, C. & Auvergne, M., 2006, PASP, 118, 844