



HAL
open science

Recherche d'effets de microlentille gravitationnelle en direction de M31 : application de la méthode des pixels aux données POINT-AGAPE

Stephane Paulin-Henriksson

► To cite this version:

Stephane Paulin-Henriksson. Recherche d'effets de microlentille gravitationnelle en direction de M31 : application de la méthode des pixels aux données POINT-AGAPE. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT : . tel-00002698

HAL Id: tel-00002698

<https://theses.hal.science/tel-00002698>

Submitted on 8 Apr 2003

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.

THÈSE de DOCTORAT de l'Université Paris VI

présentée par

Stéphane Paulin-Henriksson

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris VI

Spécialité : Physique

**Recherche d'effets de microlentille gravitationnelle
en direction de M31 :
application de la méthode des pixels
aux données POINT-AGAPE.**

Soutenue le 5 juin 2002 devant la Commission d'Examen composée de :

Pierre Encrenaz	président du jury
Alain Falvard	
Andrew Gould	
Jean Kaplan	directeur de thèse
James Rich	rapporteur
Annie Robin	rapporteur
Daniel Vignaud	

Résumé

La nature de la matière sombre demeure aujourd'hui une des interrogations majeures de la cosmologie. Une hypothèse envisageable est qu'elle soit en partie constituée de matière baryonique ordinaire sous forme d'objets compacts sombres, appelés "MACHOs" (*MAssive Compact Halo Objects*), situés dans le halo des galaxies. Pour détecter de tels objets, il est possible de rechercher les effets de microlentille gravitationnelle qu'ils produisent lorsqu'ils passent devant une étoile d'arrière plan. La collaboration AGAPE effectue cette recherche en direction de la galaxie M31 (Andromède), située à environ 725 kpc. A cette distance, très peu d'étoiles sont résolues, c'est pourquoi la collaboration a dû imaginer et mettre en œuvre une méthode d'analyse, nommée "méthode des pixels", permettant de détecter les variations de luminosité directement dans les pixels de la caméra CCD.

La collaboration POINT-AGAPE a observé M31 entre 1999 et 2002, à l'aide du télescope de 2,5 m *Isaac Newton* (INT), à La Palma, aux îles Canaries, avec la caméra grand champ WFC, couvrant deux champs de 0,3 deg². Cette thèse porte sur l'analyse des données issues des deux premières saisons d'observation (d'août 1999 à janvier 2001). Une dizaine de candidats microlentille ont été détectés. Dans la plupart des cas l'hypothèse d'étoiles variables reste vraisemblable et sera mieux contrainte lorsque la dernière saison de données sera analysée. Quatre candidats ont cependant particulièrement retenu l'attention car, ayant eu lieu sur des échelles de temps de quelques jours, il est particulièrement difficile d'envisager une alternative à leur interprétation en tant que microlentille.

Pour deux candidats sur les quatre, l'hypothèse d'auto-lentilles (i.e: les lentilles sont elles-mêmes des étoiles de M31 situées en avant plan des étoiles sources) est favorisée car ils sont situés proches du bulbe de la galaxie. Un troisième candidat se trouve à 2'54" du centre de M32, une galaxie elliptique naine satellite de M31. Si M32 se trouve en avant plan de M31, la profondeur optique est vraisemblablement dominée à cet endroit par les événements ayant comme étoile source une étoile du disque de M31 et comme lentille une étoile de M32. Le dernier candidat est une étoile du disque de M31 amplifiée soit par un MACHO soit par une autre étoile du disque. Bien que la seconde éventualité semble moins vraisemblable, elle n'est pas exclue. Quoiqu'il en soit, le nombre d'événements détectés est très inférieur à celui prédit par la simulation Monte Carlo de l'expérience, même dans le cas d'un halo exempt de MACHO. Ceci montre que: soit il existe un biais mal compris dans l'efficacité de détection; soit les modèles (fonctions de luminosité, de densité, etc.) adoptés pour simuler la galaxie doivent être revus. La première éventualité est en cours d'investigation.

Mots-clés: cosmologie - matière sombre - MACHO - microlentille gravitationnelle - M31 - méthode des pixels

Abstract

The nature of the dark matter is a major question in cosmology today. A plausible hypothesis is that the dark matter is composed partly of ordinary baryons in the form of MAssive Compact Halo Objects, or “MACHOs”, which reside in galactic halos. To detect such objects, one may search for the effects of gravitational microlensing that are produced when a MACHO passes in front of a more distant star. The AGAPE collaboration is carrying out this search in the direction of M31, the Andromeda galaxy, about 725 kpc away. At this distance, very few stars are resolved, which is why AGAPE had to design and put into practice a method of analysis, called “pixel lensing”, that allows the detection of flux variations directly in the pixels of the CCD camera.

The POINT-AGAPE collaboration observed M31 from 1999 to 2002 using the 2.5 m *Isaac Newton Telescope* (INT), at La Palma in the Canary Islands, and employing the wide-field camera (WFC) to image two fields, each 0.3 deg^2 . This thesis concerns the analysis of the data obtained during the first two seasons of observation (August 1999 to January 2001). About 10 microlensing candidates were detected. For the majority, source-star variability is the likely explanation for the events. This hypothesis will be better constrained when the final season’s data are analyzed. Four microlensing candidates are, however, especially worthy of notice because they took place on time scales of only a few days, and it is therefore particularly difficult to think of an alternative interpretation to microlensing.

For two of the four candidates, self-lensing (in which the lenses are themselves M31 stars that lie in front of the M31 sources) is the mostplausible hypothesis since the events lie projected close to the M31 bulge. A third candidate lies $2'54''$ from the center of M32, a dwarf elliptical satellite galaxy of M31. If M32 lies in front of M31, the optical depth is most likely dominated at this position by events having a source in the M31 disk lensed by either a MACHO or an M32 star. The last candidate is a star in the M31 disk lensed by either a MACHO or another star in the disk of M31. Although the latter possibility is less likely, it is not ruled out. Regardless, the number of detected events is much less than what is predicted by Monte Carlo simulations of the experiment, even if the halo contains no MACHOs. This shows that either there is a poorly understood bias in the detection efficiency or the models (luminosity function, density profile, etc) used in the simulations require revision. The former possibility is under investigation.

Key-words: cosmology - dark matter - MACHO - gravitational microlensing - M31 - pixel method

Table des matières

Préface	1
I La recherche d'effets de microlentille gravitationnelle pour l'étude de la matière sombre	5
1 La matière sombre	7
1.1 Indications issues de l'observation	8
1.1.1 Le rapport masse–luminosité: $\frac{M}{L}$	8
1.1.2 Présence de matière sombre dans les galaxies spirales	9
1.1.3 Présence de matière sombre dans la Voie Lactée	11
1.1.4 Présence de matière sombre dans les galaxies elliptiques	12
1.1.5 Présence de matière sombre dans les groupes et amas de galaxies . .	13
1.1.6 Présence de matière sombre aux échelles supérieures aux amas . . .	15
1.2 Arguments dans le cadre du modèle cosmologique de FRW	16
1.2.1 Contraintes sur Ω_B par la nucléosynthèse primordiale	17
1.2.2 Mesure directe de Ω_{tot} par les anisotropies du CMB	21
1.2.3 Contraintes sur Ω_{matiere} pour la formation des structures	27
1.2.4 Contraintes sur Ω_Λ et Ω_{matiere} par l'observation des supernovae de type Ia	28
1.3 Arguments théoriques	29
1.3.1 Evolution de Ω_{tot} avec le temps	29
1.3.2 La théorie de l'inflation	29
1.4 Hypothèses quant à la nature de la matière sombre	31
1.4.1 Matière sombre baryonique	31
1.4.2 Matière sombre non baryonique	35
2 Détection des MACHOs par effet de microlentille gravitationnelle	39
2.1 Microlentilles gravitationnelles avec source et lentille ponctuelles	39

2.1.1	Le phénomène de lentille gravitationnelle	39
2.1.2	Positions des images virtuelles de la source	41
2.1.3	Le phénomène de microlentille	42
2.1.4	Varition transitoire du flux	45
2.1.5	Propriétés des courbes de Paczyński	46
2.1.6	La profondeur optique	47
2.1.7	Discution sur les propriétés des microlentilles	50
2.2	Complément sur l’effet de microlentille	51
2.2.1	Dégénérescence des paramètres de la courbe de Paczyński	51
2.2.2	L’effet de taille finie de la source	53
2.2.3	Effets de microlentille avec une lentille binaire	58
2.3	L’effet de microlentille pour la détection d’objets massifs	60
2.3.1	Recherche de MACHOs en direction des Nuages de Magellan	61
2.3.2	Recherche d’effets de microlentille en direction du centre galactique	65
2.3.3	Recherche de MACHOs en direction de M31	65

II AGAPE: recherche en direction de M31 d’effets de microlentille sur des étoiles non résolues, par la méthode des pixels 67

3	L’expérience AGAPE	69
3.1	Les observations AGAPE-Pic du Midi	70
3.1.1	Présentation	70
3.1.2	Résultats	72
3.2	Observations avec le télescope MDM McGraw-Hill	73
3.2.1	Présentation	73
3.2.2	Résultats	74
3.3	POINT-AGAPE	77
3.3.1	Présentation	77
3.3.2	Volume des données	79
4	Application de la méthode des pixels aux données POINT-AGAPE	81
4.1	Motivations de la méthode des pixels	81
4.2	Stabilité photométrique des pixels	83
4.3	Alignement géométrique	84
4.4	Alignement photométrique	86
4.5	La stabilisation de seeing	87

4.5.1	Définition de la fraction de seeing d'une source ponctuelle	87
4.5.2	Première étape de la méthode parisienne de stabilisation de seeing : utilisation de super-pixels	89
4.5.3	Seconde étape de la stabilisation de seeing : correction statistique du flux des super pixels	91
4.5.4	Détermination de l'incertitude résiduelle à l'issue de la stabilisation de seeing	98
4.5.5	Choix de la taille des super pixels	101
4.5.6	Dégénérescence des paramètres d'alignement photométrique et de stabilisation de seeing	105
4.6	La méthode de Genève	105
III Analyse et interprétation des données POINT-AGAPE		107
5	Analyse des données POINT-AGAPE	109
5.1	Traitements préliminaires	109
5.1.1	Rejet des images défectueuses	110
5.1.2	Réduction des données	110
5.1.3	Choix des images de référence	110
5.1.4	Alignements géométrique et photométrique, construction de fichiers de suivi	112
5.1.5	Stabilisation de seeing	112
5.1.6	Masque des images défectueuses par pavé	113
5.1.7	Astrométrie et calibration photométrique des images de référence .	113
5.2	Recherche des objets variables	116
5.2.1	Détermination de la ligne de base	117
5.2.2	Recherche des courbes de lumière fluctuantes	117
5.2.3	Construction de cartes de vraisemblance	121
5.2.4	Relevé de tous les objets variables	123
5.3	Critères de sélection d'effets de microlentille	125
5.3.1	Rejet des pixels engendrant plusieurs fluctuations et masque des fluc- tuations issues de pixels voisins	125
5.3.2	Ajustement d'une courbe de Paczyński	126
5.3.3	Coupures sur le rapport signal sur bruit et sur l'échantillonnage des événements	127

5.3.4	Recherche des autocorrélations au sein des résidus : test de Durbin-Watson	128
5.4	Sélection des candidats microlentille brillants	131
5.4.1	Présentation	131
5.4.2	Le candidat N1	134
5.4.3	Le candidat N2	140
5.4.4	Le candidat S3	145
5.4.5	Le candidat S4	149
5.4.6	L'événement S8	153
5.4.7	Application du test de Durbin-Watson aux événements longs	154
6	Interprétation de la sélection d'événements brillants	165
6.1	Simulation Monte Carlo de l'expérience	165
6.1.1	Présentation	165
6.1.2	Prédictions du Monte Carlo	167
6.2	Interprétation des résultats de l'analyse	169
6.2.1	Interprétation de la distribution des largeurs à mi-hauteur prédite par le Monte Carlo	169
6.2.2	Comparaison du nombre d'événements prédits et du nombre d'événements détectés	170
	Conclusion	171
IV	Annexes	173
A	Le modèle cosmologique FRW	175
A.1	Présentation du modèle FRW	176
A.1.1	L'équation de Friedmann	176
A.1.2	Les différents paramètres cosmologiques $\Omega_{(s)}$	178
A.2	Evolution des paramètres cosmologiques	179
A.2.1	Evolution de la densité d'énergie ρ	179
A.2.2	Evolution du paramètre Ω_{tot}	180
A.3	Histoire thermique de l'univers	181

Table des figures

1.1	Courbes de rotation de galaxies spirales	10
1.2	Photo de Fritz Zwicky	14
1.3	Contraintes issues de la nucléosynthèse primordiale sur le paramètre η . . .	20
1.4	Spectre de corps noir du CMB	22
1.5	Exemples de spectres d'anisotropies du CMB	24
1.6	Lien entre les oscillations acoustiques et les pics Doppler	25
1.7	Effet de la géométrie de l'univers sur la taille angulaire des anisotropies du CMB	26
2.1	Déviations d'un rayon lumineux par la gravité	40
2.2	L'effet de lentille gravitationnelle (1)	40
2.3	L'effet de lentille gravitationnelle (2)	42
2.4	Flux lumineux perçu par l'observateur	43
2.5	Le rayon d'Einstein	44
2.6	Exemple de courbe de Paczyński	46
2.7	Dégénérescence des paramètres du fit de Paczyński (1)	52
2.8	Dégénérescence des paramètres du fit de Paczyński (2)	53
2.9	Courbes de lumière avec effet de taille finie	55
2.10	Effet de la taille finie de la source sur la courbe de lumière de l'événement	57
2.11	Effet de la taille finie de la source sur l'amplification au maximum	58
2.12	Exemple de lentille binaire	59
2.13	Principales expériences de recherche de microlentilles et leurs lignes de visée	61
2.14	Superposition des résultats EROS et MACHO	64
2.15	Inclinaison du disque de M31 par rapport à notre ligne de visée	66
3.1	Champs d'observation des différentes collaborations AGAPE	70
3.2	Télescope Bernard Lyot	71
3.3	Champs d'observation du Pic du Midi	71

3.4	Le candidat microlentille AGAPE-Z1	73
3.5	Le télescope MDM-McGraw Hill	74
3.6	Candidats microlentille MDM	76
3.7	Bandes spectrales utilisées lors des observations POINT-AGAPE	78
3.8	Distribution du seeing dans les données INT	79
4.1	Extrait des données POINT-AGAPE	82
4.2	Schéma de superposition des pixels	85
4.3	Fraction moyenne de seeing	89
4.4	Représentation de super-pixels	90
4.5	Fraction moyenne de seeing des super-pixels	91
4.6	Corrélation entre $\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}$ et $\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$ (1)	93
4.7	Corrélation entre $\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}$ et $\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$ (2)	94
4.8	Dépendance de la pente du cigare avec la différence de seeing entre l'image courante et l'image de référence	95
4.9	Illustration de l'effet de la stabilisation de seeing	96
4.10	Corrélation entre $\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}$ et $\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$ (3)	97
4.11	L'incertitude résiduelle σ_{see} à l'issue de la stabilisation de seeing	99
4.12	Corrélation entre σ_{see} et le seeing	100
4.13	Distribution des χ^2 des courbes de lumière avant et après stabilisation de seeing	101
4.14	Paramétrisation de σ_{see} en fonction du seeing	103
4.15	Rapport signal sur bruit en fonction de la taille des super-pixels	104
5.1	Schéma de la chaîne de réduction des images	111
5.2	Distribution des paramètres a , b et α	114
5.3	Estimation de la ligne de base	118
5.4	Proportion de courbes de lumière fluctuantes	121
5.5	Illustration d'une carte de vraisemblance	123
5.6	Diagrammes HR de la totalité des variations détectées	124
5.7	Exemples de fluctuations asymétriques quasi-compatibles Paczyński	129
5.8	Distribution du coefficient de Durbin-Watson des courbes de lumière stables	130
5.9	Diagrammes HR des 362 fluctuations avec $\chi^2/\text{d.l.} < 5$	132
5.10	Magnitude des 362 fluctuations fonction de la largeur à mi-hauteur	133
5.11	Courbe de lumière du candidat N1 entre août et novembre 1999	135
5.12	Courbe de lumière du candidat N1 entre août 1999 et janvier 2001	136
5.13	Astrométrie du candidat N1 sur les images HST	138

5.14	Diagramme HR des étoiles résolues par le HST	139
5.15	Courbe de lumière du candidat N2	141
5.16	Résidus de l'ajustement du candidat N2	142
5.17	Zones de confiance dans le plan t_E versus $\Phi_{*,r'}$ du candidat N2	144
5.18	Courbe de lumière du candidat S3	145
5.19	Zoom sur la courbe de lumière du candidat S3	146
5.20	Zones de confiance dans le plan t_E versus $\Phi_{*,r'}$ du candidat S3	148
5.21	Courbe de lumière du candidat S4	149
5.22	Zoom sur la courbe de lumière du candidat S4	150
5.23	Zone à 70% de niveau de confiance dans le plan t_E versus R du candidat S4	152
5.24	Courbe de lumière de l'événement S8	153
5.25	Distribution des coefficients de Durbin-Watson des 362 événements avec $\chi^2/\text{d.l.} < 5$	154
5.26	Coefficient de Durbin-Watson fonction de la largeur à mi-hauteur	155
5.27	Courbe de lumière de l'événement S10	158
5.28	Courbe de lumière de l'événement N11	159
5.29	Courbe de lumière de l'événement N12	160
5.30	Courbe de lumière de l'événement S13	161
5.31	Courbe de lumière de l'événement N14	162
5.32	Courbe de lumière de l'événement S15	163
5.33	Positions dans le champ d'observation des candidats issus des différentes étapes de la sélection	164
6.1	Distribution des largeurs à mi-hauteur des effets de microlentille prédits par le Monte Carlo	168

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques principales des candidats microlentille issus de l'analyse des données MDM.	75
3.2	Nombre de nuits d'observation dans les trois filtres au cours des trois saisons.	78
5.1	Liste des images de référence	112
5.2	Calibration astrométrique des images de référence	115
5.3	Equations de couleurs des images de référence	116
5.4	Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur le candidat N1	134
5.5	Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur le candidat N2	143
5.6	Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur le candidat S3	146
5.7	Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur le candidat S4	151
5.8	Paramètres des courbes de Paczyński ajustées sur les six événements longs	157

Liste des symboles

Unités

Quantité	Symbole	Valeur
unité astronomique	UA	15×10^{10} m
parsec	pc	3×10^{16} m
kiloparsec	kpc	1000 pc = 3×10^{19} m
mégaparsec	Mpc	1000 kpc = 3×10^{22} m
arcminute	'	$2,9 \times 10^{-4}$ rad = $0,017^\circ$
arcseconde	"	$4,8 \times 10^{-6}$ rad = $2,8 \times 10^{-4} \text{ }^\circ$

Constantes physiques

Quantité	Symbole	Valeur
vitesse de la lumière dans le vide	c	3×10^5 km.s ⁻¹
constante gravitationnelle	G	$6,67 \times 10^{-11}$ m ³ .kg ⁻¹ .s ⁻²
constante de Hubble	H_0	$H_0 = 70 \pm 10$ km.s ⁻¹ .Mpc ⁻¹
facteur de Hubble	h_{100}	$\frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}} = 0,7 \pm 0,1$
masse du soleil	M_\odot	2×10^{30} kg
rayon solaire	R_\odot	7×10^8 m

Préface

La nature de la matière sombre demeure aujourd’hui une des interrogations majeures de la cosmologie. Une hypothèse envisageable est qu’elle soit en partie constituée de matière baryonique ordinaire sous forme de corps compacts sombres, appelés “MACHOs” (*MAssive Compact Halo Objects*), situés dans le halo des galaxies. En 1986, B. Paczyński suggéra une manière de mettre en évidence de tels corps en cherchant les effets de microlentille gravitationnelle qu’ils produisent lorsqu’ils passent devant une étoile d’arrière plan. Bien que l’image de l’étoile soit trop petite pour que l’on puisse en observer la déformation, on peut détecter une amplification du flux lumineux de l’étoile durant le processus. Les premières expériences à mettre cette suggestion en pratique (EROS, MACHO, OGLE) démontrèrent au cours des années 90 que ce type d’expérience était réalisable et étudièrent, entre autre, le halo de la Voie Lactée en direction des Nuages de Magellan. Bien que leurs interprétations diffèrent quelque peu, elles s’accordent pour dire que la contribution des MACHOs à la masse du halo de la Voie Lactée est inférieure à 40%, et vraisemblablement comprise entre 0% et 20%.

Parallèlement, P. Baillon et A. Crots proposèrent en 1992 d’étudier suivant le même principe le halo de la galaxie M31 (Andromède). Cette ligne de visée est motivée par essentiellement quatre raisons :

- M31 contient plusieurs dizaines de milliers d’étoiles susceptibles de subir une amplification détectable, permettant ainsi d’obtenir une bonne statistique ;
- M31 est la galaxie similaire à la nôtre (spirale, de masse comparable, etc.) la plus proche de nous ;
- le halo de M31 est observable dans son ensemble, contrairement au halo de la Voie Lactée ;
- la ligne de visée en direction de M31 traverse également la halo de la Voie Lactée et permet donc d’étudier ce dernier dans une direction différente de celle des Nuages de Magellan.

Plusieurs programmes de recherche, dont AGAPE dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse, s'attachèrent à ce travail. M31 se situe à environ 720 kpc (14 fois plus loin que les Nuages de Magellan), ce qui entraîne que les étoiles ne sont pas résolues. L'équipe parisienne de la collaboration AGAPE a alors imaginé et mis en œuvre une méthode d'analyse originale nécessitant un faible temps de calcul, nommée "méthode des pixels", consistant à étudier directement les courbes de lumière des pixels de la caméra CCD plutôt que les courbes de lumière des étoiles. La principale difficulté d'une telle analyse réside dans l'instabilité photométrique des pixels entraînée par les variations de "seeing" (une source ponctuelle est observée sur les images astronomiques comme ayant une certaine étendue caractérisée par le seeing). Une méthode dite de "stabilisation de seeing" a été développée, au fur et à mesure des différentes collaborations, qui permet une correction approximative des effets de variations du seeing.

La collaboration POINT-AGAPE a observé M31 entre août 1999 et janvier 2002 durant trois saisons de six mois, avec la caméra grand champ nommée WFC (*Wide Field Camera*) montée sur le télescope de 2,5 m *Isaac Newton* (INT), à La Palma, aux îles Canaries, couvrant deux champs de $0,3 \text{ deg}^2$, c'est à dire la quasi-totalité de M31. L'objet de cette thèse est l'analyse des données issues des deux premières saisons d'observation (d'août 1999 à janvier 2001). Outre cette analyse, le travail a tout d'abord consisté à tirer parti des travaux antérieurs, afin d'élaborer une chaîne de traitement offrant une bonne efficacité de détection. Les améliorations apportées à la méthode des pixels tiennent essentiellement en deux points :

- l'amélioration importante de l'efficacité de détection dans les régions les plus encombrées du champ d'observation (i.e : proches du centre de M31), *via* l'utilisation de cartes de vraisemblance (voir chapitre 5).
- la détermination exacte des incertitudes à l'issue de la stabilisation de seeing (voir chapitre 4), ce qui permet la détermination rigoureuse de la largeur des super pixels, ainsi qu'un meilleur contrôle des critères de sélection, tels que le test de Durbin-Watson ;

L'analyse met en évidence un fond d'étoiles variables dont les courbes de lumière sont très proches de celles d'effets de microlentille et dont il est difficile de s'affranchir. L'analyse des données issues de la troisième saison permettra sans doute de mieux caractériser ces étoiles. En attendant, une première recherche d'effets de microlentille parmi les événements courts (fluctuations sur des échelles de temps inférieures à 25 jours) et brillants (magnitude de l'accroissement dans le filtre standard (i.e : Cousins) R inférieure à 21) mène à quatre candidats.

Cette thèse est organisée en six chapitres. Le premier présente une revue sur la matière sombre et place le contexte cosmologique dans lequel la recherche de MACHOs prend place. Tout d'abord il montre que la masse des galaxies est due à plus de 90% à la matière sombre qui, au moins dans le cas des galaxies spirales, est essentiellement répartie sous forme de halo entourant la partie visible, elle-même essentiellement composée d'étoiles. Il montre ensuite que plus de 99% des baryons de l'Univers ne se trouvent pas dans les étoiles. Une quantité importante de ces derniers pourrait se trouver sous forme de matière sombre galactique, et notamment de MACHOs.

Le second chapitre explique le phénomène de microlentille gravitationnelle. Cet effet peut être compris comme un cas particulier de l'effet de lentille gravitationnelle pour lequel l'image de la source est trop petite pour qu'on puisse en observer la déformation mais pour lequel l'amplification du flux lumineux en direction de l'observateur demeure détectable. Vient ensuite un exposé sur la manière dont la recherche d'effets de microlentille permet de mettre en évidence la présence de MACHOs sur la ligne de visée ; puis une présentation des principaux résultats expérimentaux obtenus par cette méthode.

Le chapitre 3 décrit les différents travaux de la collaboration AGAPE. Depuis 1994, trois campagnes d'observations se sont succédées, élargissant chaque fois le champ d'observation jusqu'à couvrir, dans le cas de POINT-AGAPE, la quasi totalité de la surface de M31.

Le chapitre 4 explique les étapes de la méthode des pixels, élaborée afin de détecter les variations de flux d'objets non résolus avec un temps de calcul réduit. Une grande partie de l'exposé est consacré à la stabilisation de seeing.

L'analyse proprement dite des 67 millions de courbes de lumière durant les deux premières saisons d'observation est décrite au chapitre 5. L'analyse comprend toutes les étapes depuis la réduction des images à la sortie du télescope jusqu'à la sélection et l'étude au cas par cas des quatre candidats microlentille.

Enfin, dans le chapitre 6, on procède à l'interprétation des résultats de l'analyse. Il ressort de la simulation Monte Carlo de l'expérience que le nombre d'effets de microlentille attendu est largement plus important que le nombre d'événements effectivement détectés, même dans l'hypothèse d'un halo exempt de MACHO. La détermination de l'efficacité de détection permettra bientôt de savoir s'il existe un biais dans la chaîne d'analyse qui serait mal pris en compte dans le Monte Carlo ou s'il faut revoir le modèle adopté pour décrire la galaxie.

Première partie

La recherche d'effets de microlentille gravitationnelle pour l'étude de la matière sombre

Chapitre 1

La matière sombre

La “matière sombre”, également appelée “matière noire”, est ainsi qualifiée parce qu’elle n’est pas suffisamment lumineuse pour être détectée par l’observation directe. En revanche, sa présence est révélée par ses interactions avec la matière visible, et notamment ses interactions gravitationnelles. Depuis les travaux de F.Zwicky au début des années 1930 [Zwicky 1933], l’astronomie n’a cessé de mettre en évidence l’existence de la matière sombre dans des proportions considérables et à des échelles très diverses : halos galactiques, amas de galaxies, super-amas, etc. L’exemple le plus spectaculaire en est certainement les courbes de rotations des galaxies spirales (voir section 1.1.2). Même si l’évolution des technologies a permis à l’astronomie l’observation d’objets de plus en plus faibles, repoussant ainsi la frontière entre matière lumineuse et matière sombre, on estime aujourd’hui que la masse sombre de l’Univers représente environ cent fois sa masse lumineuse. De nombreux arguments théoriques viennent également appuyer cette thèse. L’existence de la matière sombre (en si grande quantité) s’impose donc comme une évidence ; cependant sa nature demeure une des principales interrogations à laquelle la cosmologie tente encore de répondre. Il semble clair qu’il faille la réponse chercher dans plusieurs directions. En effet, comme il va être montré dans ce chapitre, la matière sombre se présente essentiellement sous forme non baryonique mais possède également une composante baryonique non négligeable. De plus, dans ces deux composantes, rien n’indique qu’il ne faille pas également chercher plusieurs formes.

Ce chapitre retrace les principaux arguments ayant permis de révéler la matière sombre puis présente les hypothèses actuellement plausibles quant à sa nature. Les arguments sont structurés en trois parties. Tout d’abord les indications tirées directement des observations, puis les arguments reposant sur les observations mais dont l’interprétation nécessite l’introduction d’un modèle cosmologique minimal, et enfin les arguments théoriques. Le modèle cosmologique adopté dans cette thèse est celui de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

(noté “modèle FRW”) décrit en annexe A. Il constitue le modèle minimal adopté suivant un large consensus. Ainsi, les paramètres cosmologiques (h_0 , Ω_{tot} , Ω_B , Ω_M , Ω_λ , etc.) dont il est fait mention au cours du chapitre sont ceux habituellement utilisés en cosmologie. Leurs définitions dans le cadre du modèle FRW se trouvent également en annexe A. Qualitativement : H_0 est la constante de Hubble, c’est à dire la vitesse expansion de l’Univers ; et les paramètres $\Omega_{(s)}$ sont les rapports de la densité d’énergie sous une certaine forme (B pour baryons, M pour matière, Λ pour le vide, etc.) sur la densité critique.

1.1 Indications issues de l’observation

Du point de vue de l’observation, le problème de la matière sombre se pose lorsque l’on tente de déterminer la masse d’un système et qu’il est possible d’estimer d’une part la masse de ses composants lumineux et d’autre part, en se basant sur des considérations dynamiques, sa masse totale. Dès lors que le système étudié est au moins de la taille typique d’une galaxie, la masse dynamique est toujours beaucoup plus grande que la masse lumineuse. La différence entre ces deux masses, appelée “masse manquante”, est généralement expliquée par la présence de matière non lumineuse, d’où le terme “matière sombre”. Cette section introduit tout d’abord la notion de rapport masse–luminosité, fréquemment utilisé en astrophysique. Cette notion permet ensuite de résumer les principaux travaux qui ont conduit à l’estimation de la masse manquante dans les halos galactiques et les amas de galaxies.

1.1.1 Le rapport masse–luminosité : $\frac{M}{L}$

Pour exprimer la quantité de matière présente à un endroit par rapport à la quantité d’étoiles, on utilise le rapport $\frac{M}{L}$ où M est la masse du système et L sa luminosité. M et L sont toutes deux exprimées en unités solaires : M_\odot et L_\odot . Le soleil possède donc par définition un rapport $\frac{M}{L} = 1$ mais ce n’est pas le cas de toutes les étoiles ; en effet la luminosité d’une étoile croît grossièrement avec la masse¹ selon une loi de puissance : $L_* \propto M_*^{3.6}$. Une étoile moins massive que le soleil aura donc un rapport $\frac{M}{L}$ supérieur à 1 tandis que pour une étoile plus massive que le soleil il sera inférieur à 1. Les premières étant beaucoup plus nombreuses que les secondes², le rapport $\frac{M}{L}$ d’une région de l’espace est généralement

1. Le rapport $\frac{M}{L}$ dépend également du stade d’évolution de l’étoile.

2. Le fait que les étoiles de faibles masses soient plus nombreuses que les étoiles massives est essentiellement dû à deux facteurs qui se cumulent. Tout d’abord les processus de formation des étoiles privilégient les étoiles de faibles masses. Ainsi, la fonction de masse initiale, ou IMF (Initial Mass Function), des étoiles jeunes est une loi de puissance : $\frac{dN}{dM} \propto M^\alpha$ avec $\alpha \gtrsim -2$ [Warner 1961]. Ensuite, les étoiles de faibles

supérieur à 1. Ainsi, le rapport $\frac{M}{L}$ de notre région de la galaxie est typiquement : $\frac{M}{L} \sim 3$. Le problème de la matière sombre peut se poser alors ainsi : on constate une augmentation régulière du rapport $\frac{M}{L}$ avec la taille de la région examinée. Ainsi, pour la partie lumineuse de la Voie Lactée, on a : $\frac{M}{L} \sim 4$ [Schwarzschild 1954] tandis que les galaxies dans leur ensemble présentent des rapports $\frac{M}{L}$ de 30 à 50 [Trimble 1987] et que l'univers approche vraisemblablement $\frac{M}{L} \sim 500$ (voir la suite). Il semble donc qu'il existe énormément de matière très peu (ou non) lumineuse, répartie dans l'univers de manière plus diffuse que la matière lumineuse, de telle sorte que dans les régions lumineuses des galaxies la proportion de masse sombre par rapport à la masse lumineuse est faible mais que, en revanche, elle domine totalement l'univers à grande échelle.

1.1.2 Présence de matière sombre dans les galaxies spirales

Le disque d'une galaxie spirale est en rotation autour de son centre. Dans l'approximation d'une distribution de matière sphérique et d'une orbite circulaire, la vitesse de rotation V ne dépend que du rayon de l'orbite r et de la quantité de matière $M(r)$ présente à l'intérieur de l'orbite :

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

Des mesures pour diverses valeurs de r de la vitesse de rotation $V(r)$ permettent donc de déduire la distribution de la matière en fonction de r . Or, cette mesure est possible par observation des décalages Doppler des raies d'émission des étoiles et du gaz composant le disque. Les raies d'émission des étoiles peuvent en général être détectées jusqu'à une dizaine de kpc du centre galactique ; plus loin la population d'étoiles devient trop peu dense et le disque est trop sombre pour que l'on puisse les observer. En revanche le gaz, et en particulier l'hydrogène atomique qui possède une raie à 21 cm, peut en général être observé jusqu'à une vingtaine de kpc. La plupart du temps, on peut donc connaître la vitesse de rotation $V(r)$ en fonction du rayon r pour r compris entre 0 et ~ 20 kpc. Une telle courbe est appelée "courbe de rotation". Parfois, lorsque la galaxie est particulièrement riche en gaz, il est possible de prolonger plus loin les observations. Dans les cas les plus favorables on mesure ainsi la courbe de rotation dans un rayon de ~ 40 kpc. La figure 1.1 montre les courbes de rotation de quatre de ces galaxies.

La luminosité du disque des galaxies spirales décroît très rapidement avec la distance au centre. Au-delà de 10 kpc le disque est relativement sombre et au-delà de 15 ou 20 kpc il devient invisible. Si la lumière était un bon indicateur de la masse, c'est à dire si la densité lumineuse et la densité massique étaient très corrélées, la totalité de la masse de la

masses brillent plus longtemps que les étoiles massives.

galaxie serait concentrée dans un rayon d'une vingtaine de kpc et au-delà de cette distance la courbe de rotation devrait décroître conformément à la relation (1.1) :

$$V(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Or ce n'est absolument pas ce qui est observé. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, à partir d'une certaine distance la vitesse de rotation semble être à peu près stationnaire aussi loin que les observations permettent de la mesurer. Cela indique que la densité de matière reste importante même lorsque la luminosité devient très faible, ce qui révèle la présence d'une grande quantité de matière sombre au-delà de la partie visible de la galaxie.

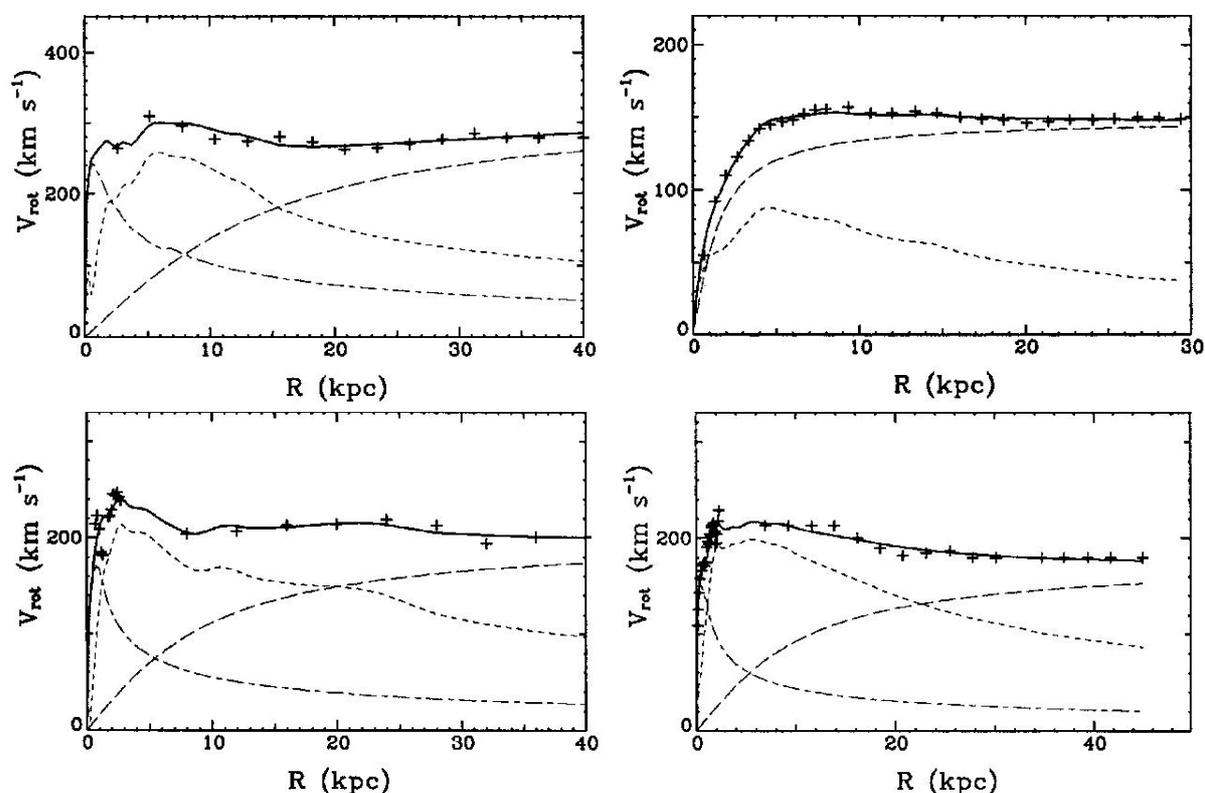


FIG. 1.1: Courbes de rotation des galaxies spirales (de droite à gauche et de haut en bas) : NGC 2841, NGC 3198, NGC 5053 et NGC 5055 [Kent 1986] et [Kent 1987]. Les croix représentent les points de mesure qui sont ajustés par la courbe en trait plein. La courbe en pointillés (resp. tirés-pointillés, tirés) illustre la courbe de rotation que l'on observerait en présence du disque (resp. bulbe, halo) galactique seul, c'est à dire en l'absence de bulbe et de halo (resp. de disque et de halo, de bulbe et de disque). Les contributions du bulbe et du disque (courbes en pointillés et en tirés-pointillés) sont déduites de la répartition de matière visible. La contribution du halo (courbe en tirés), en revanche, est calculée et reflète la masse manquante entre la courbe observée (trait plein) et les deux autres.

L'étude des courbes de rotation a été effectuée systématiquement sur plusieurs milliers de galaxies spirales et montre que le phénomène est universel. La courbe de rotation est parfois légèrement décroissante au-delà de ~ 15 kpc (c'est le cas par exemple de la galaxie NGC 5055 sur la figure 1.1) mais même dans ce cas, elle décroît beaucoup moins vite que la loi en $\frac{1}{\sqrt{r}}$ attendue.

A l'aide de la relation (1.1), on peut facilement calculer la densité totale de matière $\rho(r)$ (toujours dans l'hypothèse d'une distribution de matière sphérique) en fonction du profil de la vitesse de rotation :

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi G r^2} \frac{d}{dr} [V^2(r) r]$$

En extrapolant la courbe de rotation au-delà de la distance à laquelle elle est observable, on peut donc calculer la masse totale de la galaxie, aussi appelée "masse dynamique" par opposition, justement, à la masse lumineuse. Dans le modèle simple où l'on suppose que la courbe de rotation reste plate jusqu'à une distance R_{halo} puis décroît normalement en $\frac{1}{\sqrt{r}}$, c'est à dire que la densité totale a la forme :

$$\begin{cases} \rho(r) = \frac{V^2}{4\pi G r^2} & \text{pour } r < R_{\text{halo}} \\ \rho(r) = 0 & \text{pour } r > R_{\text{halo}} \end{cases} \quad (1.2)$$

on obtient des rapports $\frac{M}{L}$ pour l'ensemble de la galaxie de l'ordre de :

$$\frac{M}{L} \sim h_{100} \frac{R_{\text{halo}}}{1 \text{ kpc}} \quad (1.3)$$

où h_{100} est le facteur de Hubble non dimensionnée : $h_{100} = \frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}}$ (voir annexe A). Pour des valeurs typiques : $h_{100} = 0,72$ et $R_{\text{halo}} = 50$ kpc, on a donc : $\frac{M}{L} \sim 36$.

1.1.3 Présence de matière sombre dans la Voie Lactée

La courbe de rotation de la Voie Lactée est plus difficile à obtenir car seule une petite partie de la galaxie est observable, et les aberrations dues à notre perspective sont souvent difficiles à corriger. Cependant, bien que les barres d'erreur restent importantes, on a pu mettre en évidence que cette courbe est également à peu près plate dans la région solaire jusqu'à une distance d'environ 20 kpc du centre galactique [Fich et Tremaine 1991]. La Voie Lactée ne fait donc pas exception par rapport aux autres galaxies spirales. On peut également évaluer la taille du halo de la Voie Lactée en considérant la notion de vitesse d'échappement des étoiles [Binney et Tremaine 1987]. La vitesse d'échappement est la vitesse à partir de laquelle les étoiles ne sont plus liées gravitationnellement à la galaxie. Les étoiles possédant une vitesse supérieure à la vitesse d'échappement sont donc statistiquement très rares dans notre voisinage. La distribution des vitesses des étoiles dans le

voisinage montre donc une coupure abrupte au niveau de la vitesse d'échappement notée V_e . L'analyse des données HIPPARCOS [11] par [Meillon *et al.* 1997] mène à l'intervalle : $400 \lesssim V_e \lesssim 550 \text{ km.s}^{-1}$ dans le voisinage solaire. Pour le modèle simple de halo défini par la relation (1.2), on a :

$$\begin{cases} V_e^2(r) = 2V^2 \left[1 + \log \frac{R_{\text{halo}}}{r} \right] & \text{pour : } r < R_{\text{halo}} \\ V_e^2(r) = 2V^2 \frac{R_{\text{halo}}}{r} & \text{pour : } r > R_{\text{halo}} \end{cases}$$

Le Soleil décrit une orbite à peu près circulaire de rayon $r = 8,5 \text{ kpc}$ à une vitesse V d'environ 220 km.s^{-1} . Pour l'intervalle $400 \lesssim V_e \lesssim 550 \text{ km.s}^{-1}$, on obtient :

$$16 \lesssim R_{\text{halo}} \lesssim 71 \text{ kpc}$$

Plusieurs tentatives furent également effectuées pour mettre en évidence de la matière sombre qui ne soit pas distribuée sous forme de halo entourant la Voie Lactée, mais plutôt concentrée dans le disque galactique, ou à la rigueur dans un disque épaissi. L'analyse des dernières données HIPPARCOS ainsi que la mesure, par le télescope Coravel [12], des vitesses radiales d'un large ensemble d'étoiles de notre voisinage (i.e : situées dans un rayon de $\sim 125 \text{ pc}$ autour du soleil) a permis d'étudier les variations du potentiel gravitationnel perpendiculairement au disque galactique [Crézé *et al.* 1998], révélant ainsi directement la distribution de matière dans le disque. Les résultats excluent fortement la possibilité que la matière sombre soit ainsi concentrée dans le disque galactique. Ce constat signifie donc que la matière sombre est vraisemblablement répartie sous forme de halo, bien que ce halo ne soit pas obligatoirement sphérique.

1.1.4 Présence de matière sombre dans les galaxies elliptiques

La question de la présence de matière noire dans les galaxies elliptiques est plus délicate à traiter que pour les galaxies spirales. Tout d'abord elles ne présentent pas de rotation d'ensemble autour d'un centre bien défini ; il est donc impossible de construire une courbe de rotation et d'appliquer la relation (1.1). Une autre méthode d'analyse est nécessaire. Ensuite, la partie lumineuse des galaxies elliptiques est moins étendue et la spectroscopie n'est praticable que dans une petite région, en général dans un rayon de 4 ou 5 kpc. De plus les galaxies elliptiques ont généralement trop peu de gaz pour permettre d'étudier leurs raies d'émission au-delà de la zone visible en optique, comme pour les galaxies spirales.

Diverses approches ont donc été tentées pour contourner ces difficultés. Pour les quelques rares galaxies elliptiques possédant suffisamment d'hydrogène neutre on peut mesurer la raie d'émission à 21 cm et appliquer la même méthode d'analyse que pour les galaxies spirales, c'est à dire tracer une courbe de rotation du gaz. Actuellement, le système le

mieux contraint par cette méthode est IC 2006 [Franx *et al.* 1994]. Des mesures de dispersion des vitesses, notamment dans les galaxies NGC 2434 [Rix *et al.* 1997] et NGC 6703 [Gerhard *et al.* 1998] permettent également, par application du théorème du Viriel, de mettre en évidence la masse manquante. Une troisième approche consiste à étudier le rayonnement X issu du gaz chaud dans et autour des galaxies se trouvant dans des amas. Ceci présente l'intérêt de mettre en évidence de la matière sous forme de gaz qui n'est généralement pas lumineuse dans les longueurs d'onde visibles. Dans l'hypothèse généralement admise où le gaz est en équilibre hydrostatique³, les profils de température et de densité du gaz permettent de déterminer [Fabricant et Gorenstein 1983] le profil du potentiel gravitationnel. Cette méthode est évidemment d'autant plus efficace que les galaxies se trouvent dans des régions riches en de tels gaz chauds, c'est à dire proches du centre d'un amas, telle M87 [Stewart *et al.* 1984].

Toutes ces approches indiquent que la matière sombre constitue un ingrédient essentiel des galaxies elliptiques. Le rapport $\frac{M}{L}$ de ces galaxies dans leurs régions lumineuses est typiquement compris entre 7 et 10. Lorsqu'il est possible de prolonger les mesures au-delà de la région lumineuse, par exemple par l'observation de la raie à 21 cm ou du rayonnement X, le rapport $\frac{M}{L}$ global est toujours bien supérieur à 20.

1.1.5 Présence de matière sombre dans les groupes et amas de galaxies

Environ 30% des galaxies sont assemblées en amas. Les plus petits amas contiennent de quelques galaxies à quelques dizaines. On les appelle traditionnellement "groupes de galaxies". Les plus grands amas, eux, peuvent contenir plusieurs milliers de galaxies dans un rayon de quelques Mpc. La découverte d'une très grande quantité de matière sombre dans les groupes et les amas de galaxies, c'est à dire entre les galaxies, remonte aux travaux de F. Zwicky au début des années 1930 [Zwicky 1933]. Ces travaux sont historiquement les premiers à poser la problématique de la matière sombre. La méthode sur laquelle ils reposent consiste à mesurer la dispersion des vitesses des galaxies de l'amas ou du groupe et à appliquer le théorème du Viriel. Cependant, ces premiers résultats sont quantitativement faux car ils sont biaisés par le fait qu'à cette époque la constante de Hubble H_0

3. Les multiples raisons justifiant cette hypothèse sont expliquées dans: [Bahcall et Sarazin 1977], [Mathews 1978] et [Binney et Cowie 1981]. Grossièrement, si le gaz n'était pas en équilibre hydrostatique, cela signifierait qu'il y a un flux de matière. Le gaz ayant typiquement une température de 3 keV, on s'attend à ce que la vitesse de diffusion soit de l'ordre du kpc par million d'année. Or un tel flux n'est pas observé. De plus, les profils de température et de densités observés sont incompatibles avec un gaz en expansion ou en contraction.

était largement surestimée⁴. De plus ils reposent sur une très faible statistique (les premiers travaux publiés en 1933 reposent sur la mesure des vitesses de seulement 7 galaxies situées dans l'amas Coma). Une réinterprétation des données en utilisant la valeur actuelle de H_0 (i.e: $72 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$) et en élargissant considérablement la statistique mène à un rapport $\frac{M}{L}$ des groupes et amas de galaxies compris entre 100 et 500 [Bahcall *et al.* 1995]. Même en tenant compte des halos sombres propres aux galaxies (voir sections 1.1.2 et 1.1.4), force est de constater qu'il existe énormément de matière sombre entre les galaxies.

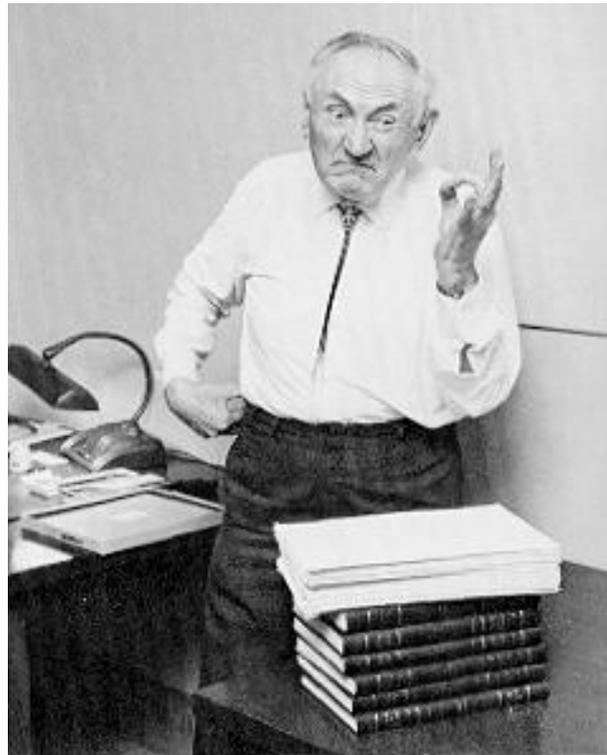


FIG. 1.2: *Fritz Zwicky*

La méthode du viriel est cependant incertaine car elle repose sur une hypothèse invérifiée qui est que les amas de galaxies sont en équilibre dynamique. Jusque dans les années 1970, l'opinion dominante de la communauté scientifique fut que cette hypothèse est injustifiée (le fait même que les amas soient gravitationnellement liés ne fut formellement établi qu'au début des années 70 [Toomre et Toomre 1972]). Par la suite, cependant, plusieurs autres approches totalement indépendantes vinrent confirmer ces conclusions. Parmi ces approches, on dénombre par exemple l'observation des amas aux longueurs d'onde X et la

4. La valeur généralement adoptée était : $H_0 = 600 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, contre $H_0 \sim 72 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ aujourd'hui

recherche d'effets de lentille gravitationnelle induits par les amas.

Estimation de la masse manquante à partir des observations X

L'estimation de la masse des amas par l'observation du rayonnement X est basée sur le même principe que pour les galaxies elliptiques : le profil de température et d'intensité du rayonnement permet de construire une carte du potentiel gravitationnel et de là une carte de la distribution de matière. Le bilan dressé par cette méthode [Bohringer et Neumann 1995] est que les groupes et amas sont typiquement composés dans les proportions suivantes : entre 2% et 7% de la masse se trouve dans les galaxies, entre 10% et 30% dans le gaz, le reste, au minimum 63%, étant de la "masse manquante", c'est à dire de la matière sombre inter-galactique.

Estimation de la masse manquante par les effets de lentille gravitationnelle

La masse d'un amas de galaxies peut être déterminée lorsque ce dernier produit un effet de lentille gravitationnelle sur une galaxie d'arrière plan. Les images de la galaxie d'arrière plan sont alors distordues et apparaissent sous forme d'arcs lumineux. Parfois, lorsque l'effet de lentille gravitationnelle est particulièrement fort, plusieurs images de la galaxie d'arrière plan sont visibles (traditionnellement on parle dans ce cas de "lentille gravitationnelle forte") et l'on peut, en fonction de leurs positions et de leurs courbures, en déduire le potentiel gravitationnel induit par l'amas en différents endroits et il est ainsi possible de retrouver la distribution de matière dans l'amas [Kneib 1993]. Cette méthode ne permet cependant pas de déterminer la distribution de masse qu'autour du centre de l'amas, là où le potentiel gravitationnel varie rapidement. Pour une étude plus large et pour augmenter la statistique, on doit recourir aux lentilles gravitationnelles faibles, c'est à dire lorsque plusieurs images ne sont pas visibles ou que les arcs sont trop petits pour permettre de mesurer leurs courbures (on dit dans ce cas "arcelet" plutôt que arc). Il est nécessaire de recourir à une analyse statistique de l'orientation et de l'ellipticité de nombreuses galaxies d'arrière plan.

Tous les amas ainsi étudiés à ce jour montrent un rapport $\frac{M}{L}$ supérieur à 100, confirmant qu'ils sont largement dominés par la matière sombre.

1.1.6 Présence de matière sombre aux échelles supérieures aux amas

La distribution des galaxies et des amas montre qu'il existe des structures à des échelles plus larges encore que ces derniers. Par exemple, les amas interagissant gravitationnellement

forment souvent des super-amas d'une taille typique de 15 Mpc et contenant une dizaine d'amas. La question se pose donc de savoir si la matière sombre est également répartie à des échelles supérieures aux amas. A partir de la mesure des vitesses individuelles de plusieurs milliers de galaxies, la collaboration POTENT [Sigad *et al.* 1998] [Dekel 1994] a pu établir une limite inférieure sur paramètre cosmologique Ω_{matiere} (voir annexe A) :

$$\Omega_{\text{matiere}} > 0,3 \text{ (95\% CL)}$$

On peut traduire cette limite en terme de rapport masse-luminosité par la relation tirée de [Binggeli *et al.* 1988] :

$$\Omega_{\text{matiere}} = 1,2 \times 10^{-3} \left(\frac{M}{L} \right) \left(\frac{50}{H_0} \right)$$

En prenant $H_0 = 72 \text{ (km.s}^{-1}\text{.Mpc}^{-1}\text{)}$, cela conduit à :

$$\frac{M}{L} > 360$$

1.2 Arguments dans le cadre du modèle cosmologique de FRW

Dans le cadre du modèle cosmologique FRW (Friedmann–Robertson–Walker), qui est rappelé dans ses grandes lignes en annexe A, quatre approches totalement indépendantes ont permis de poser des contraintes sur les paramètres cosmologiques. Ces quatre approches reposent sur :

la théorie de la nucléosynthèse primordiale : cette théorie explique comment se sont formés les noyaux atomiques légers ($A \leq 7$) lorsque la température de l'univers est passée en dessous de 0,3 MeV. Elle prédit que la densité de baryons dans l'univers (et donc Ω_B , la densité de baryons en unité de la densité critique, voir annexe A) peut être déterminée en fonction de la densité de photons et des proportions relatives des éléments légers.

la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) : les anisotropies du CMB reflètent les inhomogénéités dans la métrique au moment du découplage ($z \sim 1300$). Les spectres des anisotropies de température et de polarisation dépendent de manière cruciale des paramètres cosmologiques. La mesure de ces spectres permettraient ainsi de contraindre de nombreux paramètres cosmologiques (Ω_{tot} , Ω_{matiere} , Ω_B , etc.) au pourcent près. Actuellement les données disponibles permettent de bien contraindre Ω_{tot} .

la modélisation de la formation des structures : pour expliquer la formation des structures astrophysiques (amas de galaxies, galaxies, étoiles, etc.), le scénario généralement accepté consiste à supposer qu'il existait de faibles inhomogénéités dans le plasma primordial qui se sont accrues par instabilité gravitationnelle. Dans le cadre de ce scénario, on peut déterminer la densité de matière nécessaire à la formation des structures, ce qui contraint Ω_{matiere} .

la mesure du décalage spectral en fonction de la distance grâce aux supernovae de type Ia : Les supernovæ de type Ia ont la propriété d'être des "chandelles standards", c'est à dire que leur magnitude absolue au maximum est supposée être une valeur universelle. La distance à laquelle se trouve une supernova peut donc être déterminée en fonction de sa magnitude apparente. L'étude des décalages spectraux (redshift) des supernovæ en fonction de leurs distances permet de mettre l'expansion en évidence et de montrer la dépendance en temps du facteur d'échelle a de la métrique. Actuellement on a ainsi pu contraindre $H_0 = \frac{\dot{a}}{a}$ et le paramètre de décélération q_0 c'est à dire Ω_Λ et Ω_{matiere} .

1.2.1 Contraintes sur Ω_B par la nucléosynthèse primordiale

Introduction

A l'époque où la température de l'Univers est largement supérieure au MeV ($T \gg 1 \text{ MeV} \Rightarrow t \ll 1 \text{ s}$) les baryons, essentiellement des protons et des neutrons, interagissent principalement suivant trois réactions :



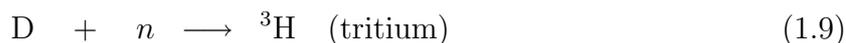
Ces réactions mettent en jeu l'interaction faible et ont donc des sections efficaces extrêmement petites, mais tant que les taux de réaction sont suffisants, le plasma neutrons–protons est à l'équilibre statistique et donc le rapport de la densité de neutrons n_n sur la densité de protons n_p est régi par l'équation de Boltzman :

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\left(-\frac{Q}{T}\right) \quad (1.7)$$

avec $Q = m_n - m_p \sim 1,3 \text{ MeV}$. Cependant, l'expansion provoque une baisse rapide de la densité totale et de la température, ce qui a pour conséquence une chute des taux des réactions (1.5) et (1.6). Seule la réaction (1.4) continue d'intervenir et le rapport $\frac{n_n}{n_p}$

diminue moins vite que ne le voudrait l'équation (1.7). Ainsi, lorsque la température atteint $T \sim 0,3 \text{ MeV}$ ($t \sim 1 \text{ min}$), on a⁵ : $\frac{n_n}{n_p} \sim \frac{1}{7}$, valeur observée aujourd'hui.

Le point de départ de la nucléosynthèse primordiale se situe à $T \sim 0,3 \text{ MeV}$. Cette énergie correspond à l'énergie de liaison du deutérium. Lorsqu'un noyau de deutérium se forme avec T supérieur à $0,3 \text{ MeV}$ il est immédiatement photodissocié, i.e : sa durée de vie est très courte. Or la densité totale de baryons est trop faible pour permettre les collisions à trois corps (contrairement au cœur des étoiles) . Les noyaux plus lourds que le deutérium, c'est à dire de masse atomique 3 ou plus ne peuvent donc pas être synthétisés tant que le deutérium n'a pas une durée de vie suffisamment longue pour rendre possibles les réactions à deux corps suivantes :



Lorsque la température passe en dessous de $0,3 \text{ MeV}$, la désintégration des neutrons en protons par la réaction (1.4) cesse car neutrons et protons s'assemblent pour former des noyaux atomiques stables.

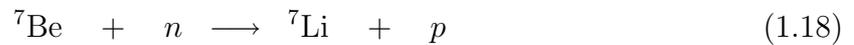
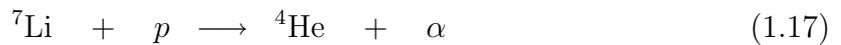
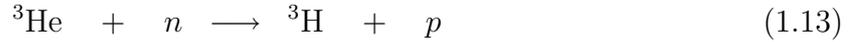
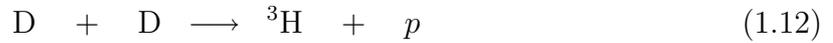
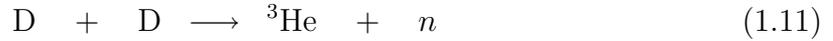
Production des éléments légers

La nucléosynthèse primordiale débute donc à $T \sim 0,3 \text{ MeV}$ ($t \sim 1\text{s}$), lorsque le deutérium a une durée de vie suffisamment longue pour permettre les réactions à deux corps (1.8) et (1.9). Les éléments légers se forment alors à travers une chaîne de réactions (à deux

5. La théorie prévoit que la valeur de $\frac{n_n}{n_p}$ observée aujourd'hui dépend du nombre d'espèces de neutrino. Afin d'obtenir $\frac{n_n}{n_p} \sim \frac{1}{7}$ qui est la valeur observée, la théorie de la nucléosynthèse primordiale prévoit qu'il doit exister trois espèces ; c'est à dire le même nombre que propose la physique des particules par la mesure de la section efficace d'annihilation $e^+ e^-$ et de la largeur du boson Z_0 . Cet accord remarquable constitue un des succès majeur de la théorie de la nucléosynthèse primordiale.

19 1.2 Arguments dans le cadre du modèle cosmologique de FRW

corps également) dont les principales sont :



Les éléments les plus lourds synthétisés par la nucléosynthèse primordiale sont ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ de numéros atomiques respectifs $A=5$ et $A=7$.

Contraintes observationnelles sur Ω_B

Les proportions dans lesquelles ont été synthétisés les éléments légers ($A \leq 7$) au terme de la nucléosynthèse primordiale dépendent de manière cruciale du rapport η de la densité de baryons n_B sur la densité de photons n_γ :

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} = \frac{h_{100}^2 \Omega_B}{3,66 \cdot 10^7}$$

L'abondance d'un élément donné par rapport à l'hydrogène est noté Y_p . La figure 1.3 illustre Y_p en fonction de η pour les quatre éléments D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$. D'autre part, la densité de photons est fixée par le CMB :

$$n_\gamma = 411 \text{ photons.cm}^{-3}$$

Les prédictions de la théorie de la nucléosynthèse primordiale dépendent donc uniquement de Ω_B , et la détermination des abondances relatives primordiales permet de poser des contraintes sur ce dernier. Malheureusement les éléments légers sont synthétisés et/ou détruits par les étoiles et les abondances observées aujourd'hui ne sont pas les abondances primordiales. Les observations sont donc difficiles à interpréter et il est vraisemblable que des effets systématiques ne soient pas maîtrisés. Ci-dessous une brève revue des résultats actuels :

1. L'hélium-4 : Les étoiles produisent du ${}^4\text{He}$, aussi son abondance est-elle croissante. Les étoiles produisent également les éléments lourds ($A > 7$), appelés "métaux". L'abondance primordiale de ${}^4\text{He}$ est donc recherchée dans des régions de faible métallicité

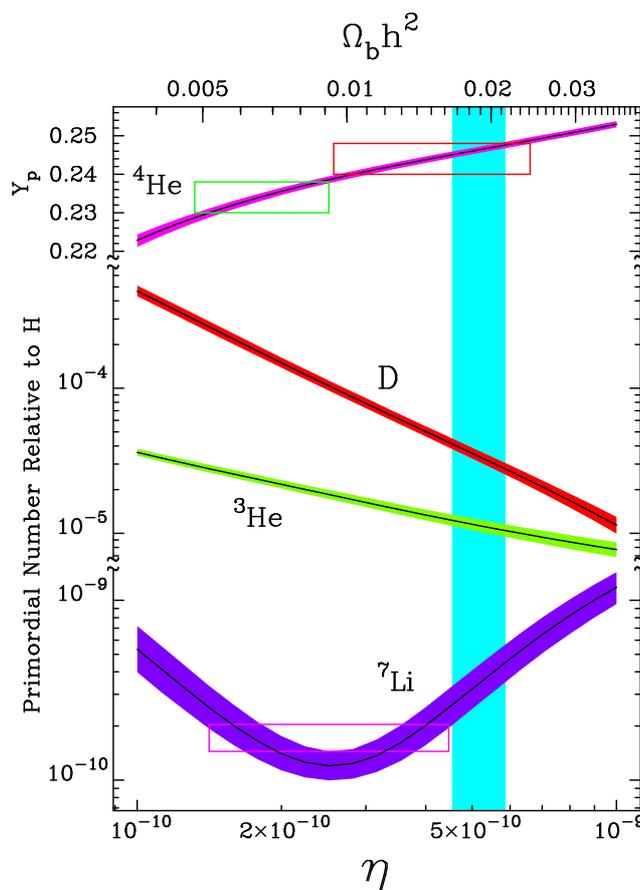


FIG. 1.3: *Figure tirée de [Burles et al. 1999]. Prédictions (intervalles à 95% de niveau de confiance) sur l'abondance des quatre éléments D, ^3He , ^4He et ^7Li au terme de la nucléosynthèse primordiale en fonction de η . Les rectangles et la bande verticale indiquent (à 95% de niveau de confiance) les abondances tirées des observations.*

qui sont peu polluées par la production stellaire. Les données proviennent essentiellement des régions de gaz chauds ionisés (régions H II). L'abondance primordiale est alors déduite de l'abondance observée et de la métallicité. Des effets systématiques dominent encore l'erreur totale. L'analyse de [Izotov et Thuan 1998], excluant certaines données suspectes d'être biaisées, mène à :

$$Y_p = 0,244 \pm 0,002$$

tandis que l'analyse de [Olive *et al.* 1998], avec des critères d'exclusion plus permissifs, mène à :

$$Y_p = 0,234 \pm 0,002$$

Ces deux résultats, reportés sur la figure 1.3 sont proches mais incompatibles.

2. Le lithium-7: De nombreux processus stellaires mettent en jeu le ${}^7\text{Li}$, certains le synthétisant et d'autres le détruisant. L'action des étoiles est donc extrêmement difficile à modéliser et on ne peut exploiter que les données provenant de régions de très faible métallicité, telles que les étoiles de population II du halo. L'analyse présentée dans [Bonifacio et Molaro 1997] mène à :

$$Y_p = (1,73 \pm 0,3) \times 10^{-10}$$

3. Le Deutérium: est un élément faiblement lié. Aussi est-il détruit très facilement par tous les processus astrophysiques. L'abondance actuelle ne constitue donc qu'une borne supérieure peu contraignante sur l'abondance primordiale. La mesure de l'abondance dans les nuages d'hydrogène de grand *redshift* ($z > 3$), où aucun processus n'est susceptible d'avoir modifié l'abondance primordiale, donne [Burles et Tytler 1998(a)] [Burles et Tytler 1998(b)] :

$$Y_p = (3,4 \pm 0,25) \times 10^{-5}$$

Comme illustré figure 1.3, le recoupement de ces résultats avec les prédictions théoriques permet de déduire des contraintes sur Ω_B . Etant donné que des effets systématiques dominent encore vraisemblablement les erreurs, ces contraintes ne sont que marginalement compatibles. Néanmoins, vue la difficulté des mesures, la concordance est assez spectaculaire. En se référant à la mesure de l'abondance du Deutérium (la bande verticale sur la figure 1.3), la contrainte obtenue (95% de niveau de confiance) sur le paramètre Ω_B est [Burles *et al.* 1999] :

$$\Omega_B h^2 = 0,0190 \pm 0,0024$$

soit, avec $h = 0,72$:

$$\boxed{\Omega_B = 0,0350 \pm 0,0024} \quad (1.19)$$

En comparant ce résultat à la densité de matière totale : $\Omega_{\text{matiere}} \sim 0,3$, estimée sections 1.1.6, 1.2.2, 1.2.3 et 1.2.4, force est de constater que $\gtrsim 90\%$ de la matière est non baryonique.

1.2.2 Mesure directe de Ω_{tot} par les anisotropies du CMB

Introduction

Le spectre du CMB, illustré figure 1.4, suit avec une remarquable précision le spectre d'un corps noir dont la température à une valeur moyenne de 2,728 K et présente des anisotropies spatiales d'amplitude de l'ordre de $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$. Ces anisotropies ont plusieurs

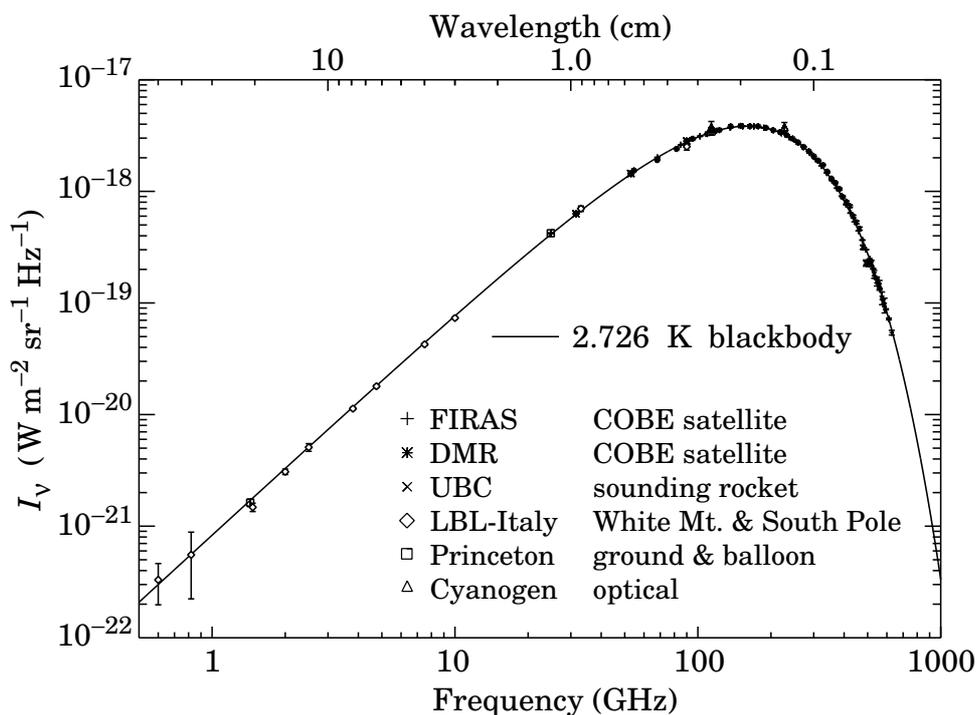


FIG. 1.4: *Figure tirée de [Smoot et Scott 1997]. Principaux résultats des mesures du spectres de corps noir du CMB. L'intensité du rayonnement est représenté en fonction de la fréquence (échelle en bas de la figure) et de la longueur d'onde (échelle en haut de la figure). Le spectre représenté en trait plein est celui d'un corps noir à 2,728 K, il est en accord remarquable avec les mesures.*

origines qui sont généralement classées en deux catégories : les anisotropies primaires et secondaires. Les anisotropies primaires sont dues à des inhomogénéités de la métrique à l'époque de dernière diffusion des photons. Les anisotropies secondaires ont été engendrées après l'époque de dernière diffusion et sont dues aux interactions des photons du CMB durant leur parcours jusqu'à aujourd'hui⁶. La mesure de la distribution statistique des anisotropies primaires constitue donc un moyen puissant de contraindre les paramètres cosmologiques, les anisotropies secondaires étant ici considérées comme un bruit.

Formellement, on peut décrire les anisotropies projetées sur le ciel à deux dimensions par une décomposition en harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

6. Par exemple, une des plus importantes sources d'anisotropies secondaires est l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Il s'agit de la diffusion Compton inverse des photons du CMB sur les électrons chauds du cœur des amas de galaxie.

23 1.2 Arguments dans le cadre du modèle cosmologique de FRW

où T est la température moyenne (i.e : 2,728 K), ΔT l'écart à cette moyenne et les Y_{lm} sont les harmoniques sphériques. Une décomposition similaire est possible pour les anisotropies de polarisation. Dans l'hypothèse où les anisotropies primaires sont distribuées suivant la statistique d'un champ aléatoire gaussien les coefficients a_{lm} sont également des variables aléatoires gaussiennes décorréelées. D'autre part, les anisotropies primaires étant distribuées de manière isotrope, les variances $\langle |a_{lm}|^2 \rangle$ ne dépendent pas de m . On note ces variances C_l :

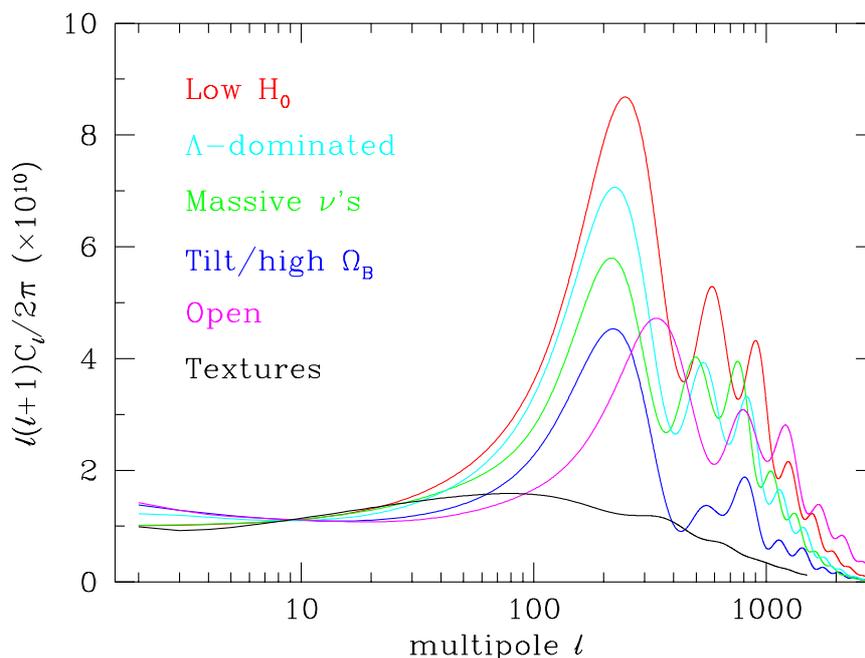
$$\langle |a_{lm}|^2 \rangle = C_l$$

Les coefficients C_l caractérisent statistiquement les anisotropies en fonction de leurs tailles. La figure 1.5 illustre le spectre des anisotropies primaires que l'on attend pour différents modèles cosmologiques. Sur ces courbes on distingue deux régimes :

- pour les petites valeurs de l (i.e : les grandes échelles angulaires, typiquement $l < 180$ c'est à dire les échelles supérieures à 1°) les spectres sont essentiellement plats et presque constants. Cela est dû au fait que les régions séparées par plus de 1° n'étaient pas causalement connectées au moment du découplage. Les anisotropies sont donc distribuées uniformément sur tous les modes.
- pour les grandes valeurs de l (i.e : les échelles angulaires inférieures à 1°) les spectres présentent des pics dus aux interactions métrique–rayonnement–matière. Une anisotropie dans la métrique, par exemple un puit de potentiel, tend à faire s'effondrer les baryons vers à l'intérieur du puit. Il y a alors compétition entre l'attraction gravitationnelle et la pression de radiation. Cette compétition est responsable d'oscillations dites "oscillations acoustiques". Durant ce processus, certains modes sont favorisés, ce qui génère les pics. C'est la position et l'allure de ces pics qui dépendent des paramètres cosmologiques. La formation des pics acoustiques est illustrées figure 1.6.

Dépendance du spectre des anisotropies en fonction des paramètres cosmologiques

La position du premier pic acoustique des anisotropies de température dépend principalement de la constante de Hubble H_0 et de la densité d'énergie totale Ω_{tot} . Qualitativement, on peut résumer cette dépendance ainsi : pour une fluctuation donnée, une petite valeur (resp. grande) de H_0 implique que les photons ont parcouru une plus petite (resp. grande) distance depuis l'émission du CMB et la fluctuation est donc vue sous un angle plus grand (resp. petit). De même, une petite (resp. grande) valeur de Ω_{tot} , par exemple $\Omega_{\text{tot}} < 1$ (resp. $\Omega_{\text{tot}} > 1$), implique un univers ouvert (resp. fermé) et, les photons suivant les géodésiques,



5

FIG. 1.5: *Figure tirée de [Smoot et Scott 1997]: Exemples de prédictions théoriques du spectre des anisotropies primaires de température du CMB pour une variété de modèles cosmologiques. Les modèles sont, du haut vers le bas pour $l = 200$: une constante de Hubble faible, un univers dominé par la constante cosmologique (i.e. dominé par l'énergie du vide), un univers avec des neutrinos super massifs, un univers dominé par la matière, un univers ouvert, et enfin un modèle pour lequel les anisotropies primaires sont dues aux défauts topologiques. L'ensemble des modèles représentés ici est représentatif des différents spectres possibles mais n'est en aucun cas exhaustif.*

la fluctuation est vue sous un angle plus petit (resp. grand). Ce point est illustré par la figure 1.7. La position du premier pic est donc un indice essentiel qui, si l'on suppose H_0 connu, contraint fortement Ω_{tot} . Si les mesures sont suffisamment précises, il est également possible de contraindre d'autres paramètres cosmologiques. Par exemple l'intensité des pics permet de contraindre Ω_{matiere} et le rapport des intensités des pics pairs et impairs permet de contraindre Ω_B . D'autre part, la mesure des anisotropies de polarisation permettrait de lever la dégénérescence entre plusieurs paramètres et de les contraindre au niveau du pourcent [Kinney 1998].

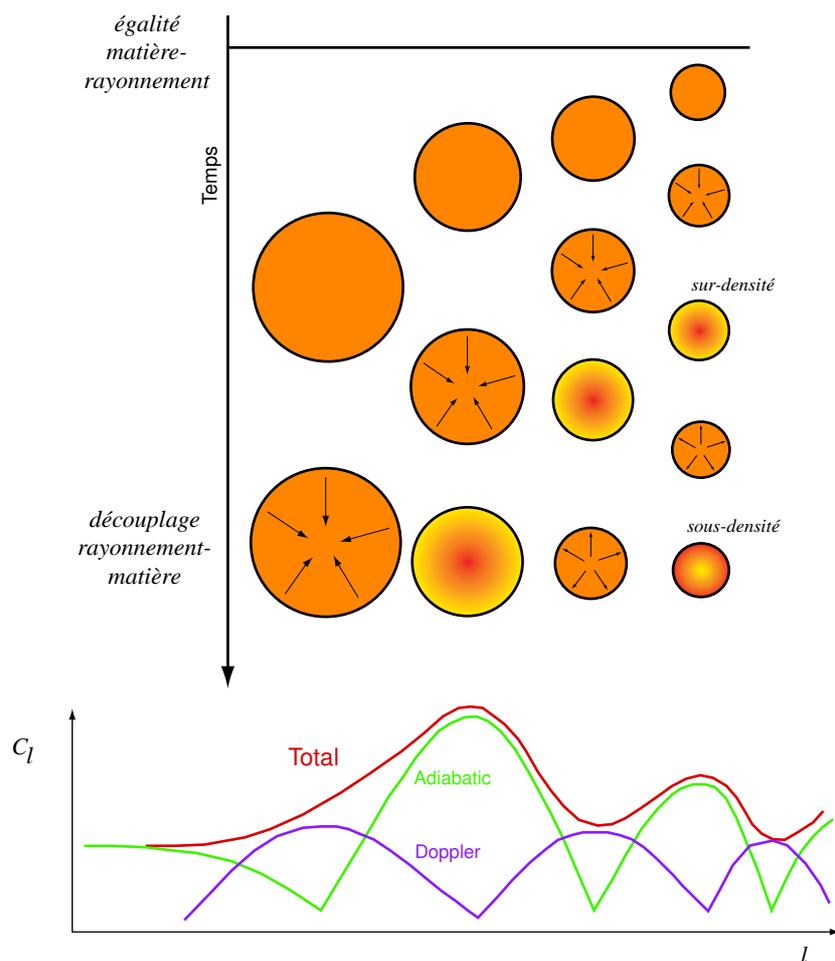


FIG. 1.6: *Figure tirée de [Revenu 2000]. Lien entre les oscillations acoustiques et les pics Doppler : sur le schéma du haut, le temps s'écoule de haut en bas. Avec le temps, des perturbations de plus en plus importantes entrent dans l'horizon. Celles qui entrent le plus tôt, les plus petites dans la colonne de droite, ont le temps d'osciller plusieurs fois avant le découplage, contrairement aux plus grandes. Les flèches indiquent le mouvement d'ensemble du fluide dans la perturbation. Le schéma du bas est une projection des contributions de température (courbe "adiabatique") et de vitesses (courbe "Doppler"). En ordonnée est représentée l'amplitude de la fluctuation de température et en abscisse le multipôle l , qui est inversement proportionnel à l'échelle angulaire. Ces deux contributions sont déphasées de 90° : quand le fluide est immobile, la pression est maximale (sur-densité) ou minimale (sous-densité) ; quand le fluide a sa vitesse maximale, la pression est nulle. Ceci est analogue à l'échange entre énergies cinétique et potentielle d'un oscillateur harmonique. La somme des deux contributions fait apparaître sur le schéma du bas les pics Doppler.*

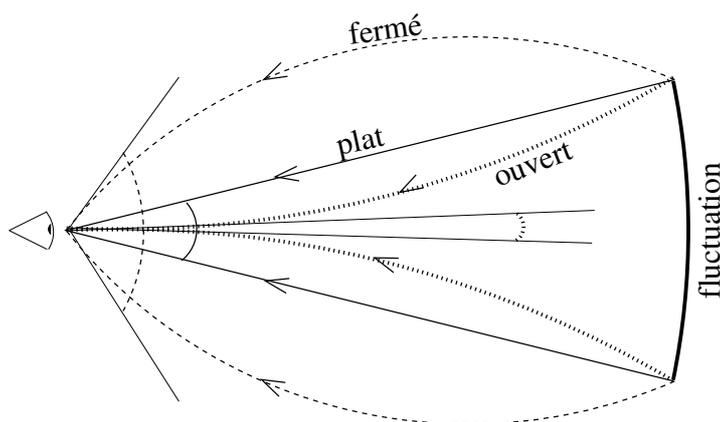


FIG. 1.7: Figure tirée de [Revenu 2000]. Effet de la géométrie de l'univers sur la taille angulaire des anisotropies. Une fluctuation donnée sur la surface dernière diffusion est vue sous un angle différent selon que l'univers est fermé, plat ou ouvert.

Observation des anisotropies

Les anisotropies de température du CMB ont été mesurées pour la première fois par le satellite COBE en 1992 [Smoot 1992]. Cependant COBE disposait d'une faible résolution qui ne lui a permis de voir que les anisotropies à grandes échelles angulaires (typiquement $l < 10$). En avril 2001, à quelques jours d'intervalle, les deux expériences ballon : Boomerang et MAXIMA, ainsi que l'expérience interférométrique au sol DASI, ont publié leurs résultats sur le spectre des anisotropies de température. Les trois expériences mettent trois pics en évidence, invalidant les modèles dans lesquels les anisotropies sont dues aux défauts topologiques (voir figure 1.7). Une analyse conjointe des résultats de ces trois expériences [Wang *et al.* 2001] mène entre autre à :

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{tot}} = \Omega_{\text{matiere}} + \Omega_{\Lambda} &= 1,06^{+0,13}_{-0,59} \\ \Omega_B h^2 &= 0,02^{+0,06}_{-0,01}\end{aligned}$$

$\Omega_{\text{tot}} \sim 1$ signifie que l'Univers est plat (voir annexe A). D'autre part, en prenant $h = 0,72$, on obtient : $\Omega_B \sim 0,038$, ce qui implique que la matière baryonique constitue moins de 4% de la densité d'énergie totale de l'Univers. En recoupant ces résultats avec les conclusions tirées de l'étude des supernovae (voir section 1.2.4) on peut lever la dégénéscence entre Ω_{matiere} et Ω_{Λ} . On obtient alors :

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{matiere}} &\sim 0,3 \\ \Omega_{\Lambda} &\sim 0,7\end{aligned}$$

La densité d'énergie est donc dominée à environ 70% par la constante cosmologique.

1.2.3 Contraintes sur Ω_{matiere} pour la formation des structures

La matière visible est répartie dans l'univers de manière très inhomogène. Les espaces inter-galactiques et inter-amas sont très peu denses et par comparaison les galaxies et les amas de galaxies constituent d'énormes inhomogénéités. Le scénario généralement accepté pour expliquer la formation de ces structures consiste à supposer de faibles inhomogénéités initiales dans la distribution de matière, qui croissent ensuite par instabilité gravitationnelle. L'origine de ces inhomogénéités constitue alors une nouvelle interrogation. Elles pourraient être dues, par exemple, à une phase d'inflation (voir section 1.3).

L'effondrement gravitationnel d'une surdensité est un phénomène non linéaire : une faible surdensité initiale entraîne un puit de potentiel qui accrète de la matière, augmentant ainsi la surdensité et donc le puit de potentiel, etc. Cependant, tant que la surdensité est faible, typiquement $\frac{\Delta\rho}{\rho} < 0,1$ où ρ est la densité moyenne et $\Delta\rho$ l'écart à cette moyenne, une approche linéaire constitue une bonne approximation et les inhomogénéités croissent proportionnellement au temps, c'est à dire proportionnellement à $(1+z)$ où z est le *redshift* (c'est à dire le coefficient de décalage vers le rouge, voir annexe A) :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \propto 1+z \quad \text{pour } \frac{\Delta\rho}{\rho} < 0,1 \quad (1.20)$$

Un raisonnement par l'absurde permet alors de montrer qu'une proportion très importante de la matière est vraisemblablement non baryonique et interagit très peu avec les photons et les baryons. Qualitativement le raisonnement peut être explicité comme suit : jusqu'au moment du découplage matière-rayonnement, qui a donné lieu à l'émission du CMB (voir section 1.2.2 et annexe A), les baryons étaient très fortement couplés aux photons. Les anisotropies du CMB reflètent donc les inhomogénéités de densités des baryons au moment du découplage. Or, les anisotropies du CMB sont de l'ordre de 10^{-5} (voir section 1.2.2) et le découplage a eut lieu à $T \sim 3000$ K, c'est à dire pour $z \sim 10^3$. Si les baryons étaient la composante essentielle de la matière, d'après la relation (1.20), l'amplitude des inhomogénéités devrait donc aujourd'hui être d'environ 10^{-2} . Or, ce n'est absolument pas ce qui est observé, à savoir que les inhomogénéités se sont suffisamment accrues pour entrer dans le régime non linéaire (où l'approximation 1.20 n'est pas valable) et former les structures connues (étoiles, galaxies, amas, etc.). En revanche, si la plus grande partie de la matière n'est couplée ni aux photons ni aux baryons, ses propres fluctuations de densité ont commencé à croître dès l'époque où la matière a dominé l'expansion, c'est à dire à $z \sim 4 \times 10^4$ (voir annexe A), ce qui explique que l'on soit entré dans le régime linéaire : $10^{-5} \times 4 \cdot 10^4 = 0,4 > 0,1$. Cette composante de la matière est nécessairement non baryonique. Les baryons, eux, ont conservé une distribution quasi homogène tant qu'ils étaient thermalisés avec les photons,

c'est à dire jusqu'au moment du découplage. Après le découplage ils se sont précipité dans les puits de potentiel générés par la matière non baryonique qui était déjà effondrée.

Pour expliquer ainsi la formation des structures, il est nécessaire que la densité de matière non baryonique soit au moins dix fois supérieure à la densité de matière baryonique :

$$\Omega_{\text{NB}} \gtrsim 10 \times \Omega_{\text{B}}$$

avec $\Omega_{\text{matiere}} = \Omega_{\text{NB}} + \Omega_{\text{B}}$.

1.2.4 Contraintes sur Ω_{Λ} et Ω_{matiere} par l'observation des supernovae de type Ia

On appelle supernova de type Ia l'explosion d'une naine blanche qui atteint la masse critique de Chandrasekhar. Cela a lieu lorsque la naine blanche appartient à un système binaire et accrete de la matière de son compagnon. Une propriété essentielle des supernovæ de type Ia est que la magnitude absolue au maximum de luminosité de l'explosion est une valeur quasi universelle⁷, i.e: la même pour toutes. On peut donc déduire la distance à laquelle se trouve une supernova en fonction de sa magnitude apparente. La magnitude apparente m est liée à la magnitude absolue M par la relation :

$$m = M - 5 \log \times \left[\frac{D}{10 \text{ pc}} \right]$$

où D est la "distance de luminosité". Or, la relation entre le *redshift* (i.e: décalage vers le rouge) observé dans le spectre et la distance D dépend de la constante de Hubble H_0 et du paramètre de décélération $q = \frac{\ddot{a}}{a}$, c'est à dire de la combinaison linéaire des paramètres cosmologiques : $0,8 \times \Omega_{\text{matiere}} - 0,6 \times \Omega_{\Lambda}$.

Par l'étude d'un échantillon de supernovæ situées jusqu'à $z \sim 0,8$, deux groupes : le Supernova Cosmologie Project et le High z supernova Search arrivent à des résultats comparables :

$$0,8 \times \Omega_{\text{matiere}} - 0,6 \times \Omega_{\Lambda} \simeq -0,2 \pm 0,1$$

Combiné avec les résultats issus de l'observation des anisotropies du CMB (voir section 1.2.2) : $\Omega_{\text{tot}} = \Omega_{\text{matiere}} + \Omega_{\Lambda} \sim 1$ on obtient :

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{matiere}} &\sim 0,3 \\ \Omega_{\Lambda} &\sim 0,7 \end{aligned}$$

7. Une légère dispersion d'environ 0,15 magnitude a toutefois été mise en évidence

1.3 Arguments théoriques

La théorie offre divers arguments prédisant $\Omega_{\text{tot}} = 1$. Si cela est effectivement le cas, étant donné que la section 1.1 a montré que $\Omega_{\text{matiere visible}} \ll 1$, alors la quasi totalité de la matière est sombre.

1.3.1 Evolution de Ω_{tot} avec le temps

L'annexe A insiste sur la dépendance en temps du paramètre cosmologique Ω_{tot} . Cette dépendance prend typiquement la forme :

$$\Omega_{\text{tot}} - 1 \propto t^{2-2\alpha}$$

où le coefficient α est inférieur à 1. Cette relation implique que la valeur $\Omega_{\text{tot}} = 1$ constitue un équilibre instable dans le sens où une petite déviation du type : $\Omega_{\text{tot}} = 1 + \epsilon$, avec $\epsilon > 0$ (resp. $\epsilon < 0$) à un instant donné, entraîne une croissance (resp. une décroissance) en loi de puissance de Ω_{tot} . Or, les observations tendent à montrer que Ω_{tot} est aujourd'hui de l'ordre de l'unité, impliquant que dans le passé, par exemple au moment de la nucléosynthèse primordiale ($z \sim 10^{10}$), Ω_{tot} était égal à 1 à 10^{-16} près :

$$\Omega_{\text{tot}}(z \sim 10^{10}) \sim 1 \pm 10^{-16}$$

Une telle précision, appelée *fine tuning*, signifie qu'une variation infime des conditions initiales aurait donné un univers totalement différent. Cela n'est pas très satisfaisant pour la démarche scientifique et amène naturellement à s'interroger sur les raisons de ce *fine tuning*. Une réponse envisagée est de supposer que, pour certaines raisons qui restent à découvrir, la valeur de Ω_{tot} est exactement 1. La théorie de l'inflation, explicitée dans la section suivante, offre justement une explication à cela.

1.3.2 La théorie de l'inflation

Le modèle cosmologique FRW constitue un cadre de travail satisfaisant pour confronter les observations à la théorie. Cependant plusieurs problèmes montrent que ce modèle doit être élargi :

Ω_{tot} de l'ordre de 1 implique un *fine tuning* : cette problématique est exposée dans la section précédente.

problème de l'homogénéité de l'univers aux grandes échelles : Aux échelles supérieures aux amas de galaxies, l'univers est remarquablement homogène puisque les

anisotropies du fond cosmologique sont de l'ordre de 10^{-5} (voir section 1.2.2). Or, dans le modèle FRW, des régions de l'espace séparées d'un angle typiquement supérieur à 1° ne sont pas causalement connectées, c'est à dire qu'elles n'ont jamais interagi. Ce qui force à penser que l'homogénéité extrême de l'espace n'est pas due à un processus de diffusion mais une propriété *ad hoc* de l'univers primordial.

problème de la formation des structures : cette problématique reprend en partie les arguments développés section 1.2.3. Dans le cadre du modèle FRW, la formation des structures observées aujourd'hui (étoiles, galaxies, amas de galaxies, super amas, etc.) reste mal comprise : d'une part l'inhomogénéité aux petites échelles, constituée par les étoiles et les galaxies, est difficile à concilier avec l'homogénéité à grande échelle ; d'autre part certaines grandes structures, telles les super-amas, sont si étendues qu'elles ne sont causalement reliées d'une extrémité à l'autre que depuis peu. Dans ces conditions le modèle FRW force à admettre que leur formation est également une propriété *ad hoc* de l'univers primordial.

problème de l'absence de monopôle : lors de l'expansion telle que la décrit le modèle FRW il doit s'être formé des défauts topologiques. Certains de ces défauts se présentent sous la forme de monopôles magnétiques⁸ qui n'ont jamais été observés.

Une revue détaillée de ces interrogations peut être trouvée dans [Peacock 1999]. Actuellement la théorie de l'inflation permet d'expliquer ces pathologies en prolongeant le modèle FRW. Elle repose sur l'hypothèse que l'univers a subi une période durant laquelle la densité d'énergie était largement dominée par la constante cosmologique (i.e: l'énergie du vide). Cette énergie étant gravitationnellement répulsive, l'univers a alors connu une période d'expansion exponentielle appelée inflation. Une des conséquences de la période d'inflation serait que toutes les régions de l'espace situées dans notre horizon sont causalement connectées, ce qui expliquerait l'homogénéité à grande échelle et permettrait de mieux comprendre la formation des super-amas de galaxies. Enfin, durant la période d'inflation la densité de monopôles décroît proportionnellement à l'expansion, c'est à dire exponentiellement, amenant la densité actuelle à typiquement un seul monopôle dans notre horizon, ce qui expliquerait pourquoi les monopôles n'ont jamais été observés. Le grand succès de la théorie de l'inflation est qu'elle offre toutes ces explications et qu'elle prévoit exactement (pour les modèles d'inflation les plus simples) :

$$\Omega_{\text{tot}} = 1$$

8. Il existe des modèles de physique des particules qui ne prévoient pas de monopôles mais ces modèles ne sont étayés par aucune autre observation, ce qui les décrédibilise.

1.4 Hypothèses quant à la nature de la matière sombre

L'étude des anisotropies du CMB et des supernovae (voir sections 1.2.2 et 1.2.4) ont montré qu'environ 70% de la densité d'énergie de l'Univers est vraisemblablement due à la constante cosmologique. Parmi les 30% de matière, la théorie de la nucléosynthèse primordiale (voir section 1.2.1) indique que seuls environ 10% se trouvent sous forme de matière baryonique, les autres 90% étant de la matière sombre non baryonique dont la nature demeure un mystère. De plus, parmi la matière baryonique, les étoiles représentent moins de 5% de la masse (voir section 1.1). Il est vraisemblable que la majeure partie des baryons se trouvent sous forme de gaz inter-amas, mais il est possible qu'une partie se trouve également sous forme de matière sombre galactique. Quoiqu'il en soit, les galaxies contiennent au moins 10 fois plus de matière sombre que de matière lumineuse. Le principal critère imposant des contraintes sur la nature de cette matière sombre provient justement de cette absence de rayonnement : si aucune forme de lumière n'est émise c'est que, d'une part, le rayonnement thermique est négligeable et donc la température de la matière sombre est faible ; et d'autre part elle ne dissipe pas d'énergie, ce qui signifie qu'elle ne peut pas être le siège de frottements visqueux et que, de manière générale, les sections efficaces d'interaction de ses constituants doivent être faibles.

Dès la fin des années 70, deux grandes catégories de candidats à la matière sombre se sont distinguées : les WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*) et les MACHOs (*Massive Compact Halo Objects*). Les WIMPs sont des particules non baryoniques qui possèdent des sections efficaces d'interaction extrêmement faibles. Le terme MACHO désigne lui un corps compact (parce que lié gravitationnellement) composé de matière baryonique⁹ et situé dans un halo galactique. Bien que tous les candidats envisageables à la matière sombre n'appartiennent pas nécessairement à l'une de ces deux catégories, on admet selon un large consensus que ces dernières regroupent les candidats les plus vraisemblables, ou du moins ceux que l'on a une chance raisonnable de mettre en évidence expérimentalement. La suite de cette section propose une revue des candidats actuellement envisagés pour la matière noire située dans les halos des galaxies.

1.4.1 Matière sombre baryonique

Les années 90 ont connu une avancée très importante dans le domaine de la recherche de matière sombre baryonique sous forme de MACHOs notamment grâce aux expériences de recherche d'effets de microlentille gravitationnelle. Les fondements de ce type d'expérience

9. Excepté dans le cas des trous noirs qui sont des MACHOs mais qui, dans la littérature, ne sont généralement pas considérés comme baryoniques

est l'objet du chapitre 2 ; il convient cependant de noter dès à présent qu'il demeure une différence d'interprétation des résultats entre les deux expériences nommées EROS et MACHO, qui ont étudié (entre autre) la composition du halo de la Voie Lactée. Cette différence implique des contraintes également légèrement différentes sur la quantité de MACHOs dans le halo selon le point de vue où l'on se place. Afin que cette revue soit complète, il a donc été nécessaire d'y inclure des comparaisons entre les deux interprétations.

Les planètes

Des planètes telluriques, c'est à dire composées d'éléments lourds ($A > 7$) (tels Mars, la Terre, Vénus ou Mercure), ne peuvent pas constituer une composante significative aux halos galactiques. Les éléments lourds étant synthétisés par les étoiles en fin de vie, pour obtenir suffisamment de telles planètes il faudrait qu'il y ait eu de nombreuses générations d'étoiles ayant enrichi le milieu interstellaire en éléments lourds. Or, deux types d'observations excluent que le halo soit riche en de tels éléments. D'une part l'analyse des raies d'émission/absorption, révélant la composition chimique du milieu interstellaire, montre que le halo est environ dix fois moins riche en éléments lourds que le système solaire. D'autre part, si les halos furent peuplés de plusieurs générations d'étoiles avant de devenir sombres, les halos des galaxies très lointaines, observées à $z > 1$ par exemple, devraient être lumineux et il n'en est rien. Si une partie significative de la matière sombre est composée de planètes, il ne peut donc s'agir que de planètes joviennes, c'est à dire composées presque exclusivement d'hydrogène et d'hélium et de masse $M \lesssim 10^{-3} M_{\odot}$ (au-delà de $10^{-3} M_{\odot}$, ces objets ne sont plus considérés comme des planètes mais plutôt comme des naines brunes ou rouges dont il est question ci-dessous). Les résultats des expériences EROS et MACHO permettent de poser de fortes contraintes sur la quantité de tels objets, bien que les interprétations diffèrent quelque peu :

- selon l'interprétation d'EROS, il est exclu que les objets dans l'intervalle de masse $10^{-7} M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^{-2} M_{\odot}$ puissent contribuer à plus de 10% à la masse du halo de la Voie Lactée. Mais cette limite se relâche et devient très peu contraignante dans l'hypothèse d'objets plus légers que $10^{-7} M_{\odot}$.
- selon l'interprétation de MACHO, les MACHOs détectés dans le halo de la Voie Lactée ont des masses supérieures à $\sim 10^{-1} M_{\odot}$, ce qui exclu les MACHOs de type planètes.

L'interprétation d'EROS est donc moins contraignante puisque dans ce cadre il demeure la possibilité que la matière sombre galactique soit en partie composée de planètes très

légères ($M \lesssim 10^{-7} M_{\odot}$). Cependant, $10^{-7} M_{\odot}$ est également l'ordre de grandeur de la limite d'évaporation, c'est à dire la masse en dessous de laquelle de telles planètes se dissiperaient par évaporation et auraient une durée de vie assez courte. L'intervalle des masses permises pour que des planètes constituent une proportion significative des halos galactiques est donc de toute manière extrêmement ténu.

Les naines brunes et rouges

Les naines brunes et rouges sont des condensats d'hydrogène et d'hélium qui n'ont pas une masse suffisante pour permettre de déclencher efficacement le cycle de fusion de l'hydrogène. Les réactions nucléaires ont lieu au cœur des étoiles lorsque la pression (et donc la température) est suffisamment importante. Lorsque la masse totale de l'étoile est typiquement inférieure à $0,08 M_{\odot}$ le confinement gravitationnel ne provoque pas une pression suffisante pour que les réactions nucléaires aient lieu¹⁰. L'étoile est alors appelée "naine brunes". Entre $0,08$ et $0,5 M_{\odot}$, la fusion de l'hydrogène a bien lieu mais avec un rendement très faible. Ces astres sont appelés "naines rouges". La température des naines rouges et brunes est essentiellement due à l'effondrement gravitationnel, ce qui fait que ces astres sont particulièrement froids et rayonnent donc très peu, ce qui en fait des candidats pour la matière sombre.

Les contraintes associées aux naines brunes déduites des expériences EROS et MACHO diffèrent de la même manière que pour les planètes : selon EROS les naines brunes ne constituent pas les candidats les plus vraisemblables à la matière noire et de toute manière leur contribution ne s'excède pas 10% de la masse totale du halo. MACHO, en revanche, exclue la possibilité que la contribution des naines brunes soit significative.

Les naines rouges rayonnent quelque peu dans l'infrarouge. Si les halos galactiques étaient majoritairement composés de naines rouges, ce rayonnement serait clairement détecté, ce qui n'est pas le cas [Peacock 1999]. De plus, l'étude des étoiles faibles dans les champs profonds du télescope spatial HST et par la méthode des parallaxes a permis une assez bonne connaissance de la fonction de luminosité des naines rouges de notre voisinage. En faisant l'hypothèse que cette distribution est la même dans le halo de la Voie Lactée, [Graff et Freese 1996] ont montré que la contribution de ces étoiles est vraisemblablement inférieure à 1%. Dans l'hypothèse où tous les MACHOs sont des naines rouges, ce résultat est incompatible avec les résultats de l'expérience MACHO qui affirme que la contribution des naines rouges à la masse totale du halo devrait alors être de l'ordre de 10%. Une telle hypothèse est donc exclue. Les résultats d'EROS, moins contraignants, donnent uniquement

10. Cette limite de $0,08 M_{\odot}$ dépend de la métallicité. Pour une étoile de luminosité solaire, elle est plutôt $\sim 0,07 M_{\odot}$. Pour une étoile du halo elle est de $\sim 0,09 M_{\odot}$.

une limite supérieure de $\sim 30\%$, compatible avec les deux résultats précédents.

Les cadavres d'étoiles massives : naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs

Le destin d'une étoile en fin de vie dépend essentiellement de sa masse initiale. Qualitativement, si sa masse est inférieure à $\sim 8 M_{\odot}$, il demeure un résidu appelé naine blanche de masse typiquement comprise entre 0,3 et 1,4 M_{\odot} ; si sa masse est comprise entre 8 et 10 M_{\odot} il reste une étoile à neutrons et si sa masse est supérieure à 10 M_{\odot} on obtient un trou noir. Plusieurs arguments excluent que ces résidus d'étoiles puissent contribuer significativement aux halos galactiques :

- une caractéristique commune de ces scénarii (à l'exception des trous noirs supermassifs qui est vue dans la suite) est que la formation du résidu est accompagnée d'une éjection très importante de matière sous forme d'éléments lourds dans le milieu interstellaire. L'étude de la composition chimique du milieu interstellaire, comme pour les planètes telluriques, exclue donc ces scénarii.
- l'hypothèse de nombreux cadavres d'étoiles dans les halos implique que dans le passé ces halos étaient peuplés d'étoiles. L'observation des galaxies à grand *redshift* devrait donc montré des halos lumineux, ce qui n'est pas le cas.
- concernant les naines blanches, [goldman 2000] montre que si les naines blanches constituaient une proportion sensible de la matière noire, elles rayonneraient suffisamment pour être mises en évidence par l'observation directe.

D'autre part, les modèles d'évolution stellaire montrent que des trous noirs supermassifs ($M > 10^3 M_{\odot}$) pourraient être engendrés sans émission d'éléments lourds dans le milieu interstellaire car toute la matière éjectée serait piégée gravitationnellement par le trou noir. Cependant, la présence d'objets aussi lourds est exclue dans la plupart des galaxies car ils auraient des effets gravitationnels visibles. Notamment sur les amas globulaires. Toutefois, la possibilité de tels objets dans les halos des galaxies les plus grandes et ne possédant pas d'amas globulaire est toujours possible.

Les trous noirs primordiaux

On peut imaginer que des fluctuations de densité dans l'univers primordial, c'est à dire avant la baryosynthèse ($T < 10^{16}$, voir annexe A), ont pu provoquer des effondrements gravitationnels qui se sont soldés par la formation de trous noirs. La formation de ces

derniers ayant eu lieu dans l’Univers primordial, on les nomme “trous noirs primordiaux”. Ce sont des objets purement théoriques dans la mesure où aucune observation ne les a mis en évidence et où leur mécanisme de formation reste mystérieux. Leur masse dépend de manière cruciale de la taille de l’horizon à l’époque de leur formation, on peut ainsi imaginer de tels trous noirs de masse $\sim 1 M_{\odot}$, dont la présence dans les halos est compatible avec les observations EROS et MACHO.

Gaz d’hydrogène moléculaire

En général gaz et poussières ne sont pas considérés comme de la matière sombre (et ce ne sont pas MACHOs) car ils possèdent des raies d’émission et d’absorption. Ils sont présents en quantité relativement importante dans le disque de la Voie Lactée (la masse de gaz y est comparable à celle des étoiles visibles), c’est pourquoi il paraît naturel qu’ils contribuent aux halos galactiques. Il est cependant exclu que les halos soit majoritairement formés de gaz diffus car alors leur température d’équilibre serait de plusieurs centaines de milliers de Kelvin, provoquant ainsi un rayonnement X parfaitement observable.

Il reste cependant une éventualité : la molécule d’hydrogène (H_2) a la propriété remarquable¹¹ de ne pas posséder de raies d’émission/absorption et de n’être donc pas directement détectable. Une quantité importante d’hydrogène moléculaire pourrait donc se trouver dans les halos galactiques mais il reste difficile d’expliquer pourquoi ce gaz serait aussi peu dissipatif. Une hypothèse est qu’il se trouve sous une forme aplatie (à la manière d’un disque épaissi) prolongeant le disque visible. De cette manière l’hydrogène moléculaire pourrait contribuer de manière non négligeable aux halos, mais ne pourrait de toute manière pas constituer la composante principale.

1.4.2 Matière sombre non baryonique

La matière sombre non baryonique est généralement classée en deux grandes catégories : les WIMPs, c’est à dire la matière sombre froide, ou encore *Cold Dark Matter* (CDM), et la matière sombre chaude, ou *Hot Dark Matter* (HDM). Le scénario HDM (resp. CDM) met en jeu des particules qui se sont découplées de la matière baryonique alors qu’ils étaient ultrarelativistes (resp. non relativistes). Pour des particules qui étaient thermalisées avant de se découpler, l’appartenance à l’un ou l’autre de ces scénarii est déterminée par leur masse : la CDM est composé de particules très massives, telles que les particules supersymétriques tandis que que la HDM est composée de particules très légères, telles que

11. due au fait qu’elle est symétrique par rapport au plan perpendiculaire à l’axe reliant les deux atomes d’hydrogène.

les neutrinos. On peut cependant envisager des particules, telles les axions, qui ne soient pas thermalisées au moment du découplage.

Du point de vue cosmologique, la différence essentielle entre ces deux scénarii intervient en ce qui concerne la formation des structures observées aujourd'hui (galaxies, amas de galaxies, super amas, etc.). La section 1.2.3 explique que, dans l'hypothèse où ces structures se sont formées par effondrement gravitationnel, la matière non baryonique a dû s'effondrer beaucoup plus tôt que les baryons. Or, dans le scénario HDM le libre parcours moyen des particules lors de la formation des galaxies est très supérieur au rayon des galaxies les plus grandes. Ce qui implique que les inhomogénéités de densité auraient dû être gommées bien avant de s'effondrer gravitationnellement. Dans ces conditions, le scénario CDM est aujourd'hui favorisé. Cependant, dans la mesure où la formation des structures reste un point qui n'est pas totalement expliqué, l'alternative HDM est encore envisagée.

Scénario *Hot Dark Matter* : les neutrinos

Dans le cadre du scénario HDM, les candidats les plus “naturels” sont les neutrinos. Dans le modèle standard de la physique des particules, les neutrinos sont des particules non massives. Cependant, cela ne modifierait pas dramatiquement la théorie actuelle s'ils possédaient une faible masse. Le modèle cosmologique FRW (voir annexe A) prévoit qu'il existe un fond cosmologique de neutrinos exactement comme il existe un fond cosmologique de photons (voir annexe A et section 1.2.2). Le nombre de neutrinos dans l'Univers est donc du même ordre de grandeur que le nombre de photons, c'est à dire colossal. Si les neutrinos avaient une masse d'une centaine de eV, cela suffirait à expliquer une grande partie de la matière sombre.

Cependant, les neutrinos ne peuvent pas constituer la matière sombre des halos galactiques car, étant des fermions, le principe d'exclusion de Pauli veut qu'ils ne puissent pas se superposer dans l'espace des phases. Avec ce simple argument, on montre que les neutrinos ne peuvent pas être répartis de manière suffisamment dense pour expliquer les courbes de rotations des galaxies (voir section 1.1.2).

Scénario *Cold Dark Matter* : les particules supersymétriques

La théorie supersymétrique prévoit qu'il existe une particule, encore jamais détectée, associée à chaque particule connue et dont le spin est différent de $1/2$. Chaque boson est donc associé à un fermion : le photon (spin 1) avec le photino (spin $1/2$), le Z_0 (spin 1) avec le zino (spin $1/2$), le Higgs (spin 0) avec le higgsino (spin $1/2$), etc. De même, chaque fermion est associé à un boson : le neutrino (spin $1/2$) avec le sneutrino (spin 0), etc. Si

elles existent, le fait que ces particules supersymétriques n'aient pas encore été détectées vient vraisemblablement du fait qu'elles possèdent des masses très importantes (au moins de l'ordre du TeV) encore inatteignables par les accélérateurs de particules. Toutefois les masses exactes ne peuvent être prévues car la théorie possède de nombreux paramètres libres.

Si ces particules supersymétriques existent elles constituent vraisemblablement une contribution très importante à la matière sombre, si ce n'est la contribution principale. On s'attend alors à ce que cette contribution soit dominée par la particule supersymétrique la plus légère (appelée LSP pour *Lightest Supersymmetric Particule*). Dans le modèle supersymétrique minimal, le LSP est un fermion appelé neutralino, qui est une combinaison du photino, du zino et du higgsino.

Alternative à la supersymétrie : les axions

Les axions sont des particules de matière sombre froide (CDM) imaginées dans les années 70 afin d'expliquer la violation de CP et demeurent aujourd'hui une hypothèse qui n'a jamais été infirmée. A l'opposé, aucune expérience n'a jamais mis en évidence l'existence des axions et leur masse demeure un paramètre relativement libre de la théorie. Plusieurs études ont cependant montré que cette masse se situerait vraisemblablement entre 10^{-3} et 10^{-5} eV, ce qui en fait un candidat particulièrement intéressant puisque il s'agit justement là de l'échelle de masse qui ferait qu'ils apportent une contribution importante à la matière sombre.

Chapitre 2

Détection des MACHOs par effet de microlentille gravitationnelle

La théorie de la relativité générale permet de calculer l'action de la gravité sur la lumière. Comme illustré sur la figure 2.1, l'angle de déviation d'un rayon lumineux par un champ gravitationnel faible induit par un corps massif ponctuel est :

$$\phi = \frac{4GM_L}{bc^2} \quad (2.1)$$

où M_L est la masse du corps ponctuel et b le paramètre d'impact. Une des conséquences de la relation ci-dessus est l'effet de "microlentille gravitationnelle" qui se révèle utile pour l'étude de la matière sombre. La première partie de ce chapitre explique cet effet dans le modèle simple d'une source et d'une lentille toutes deux ponctuelles. La seconde partie complète la discussion en présentant des cas de figure fréquents pour lesquelles ce modèle doit être étendu. Enfin, la troisième partie expose les principaux résultats obtenus à ce jour par les expériences de recherche de microlentille.

2.1 Les microlentilles gravitationnelles avec source et lentille ponctuelles

2.1.1 Le phénomène de lentille gravitationnelle

Lorsqu'un corps massif, noté L , se trouve proche de la ligne de visée joignant un observateur O et une source lumineuse S , L agit comme une lentille de nature gravitationnelle et l'observateur peut observer plusieurs images (virtuelles) de la source. Dans le modèle simple où L est considéré comme une masse ponctuelle, ces images sont au nombre de deux et la trajectoire des rayons lumineux est comprise dans le plan (OLS) , comme illustré sur

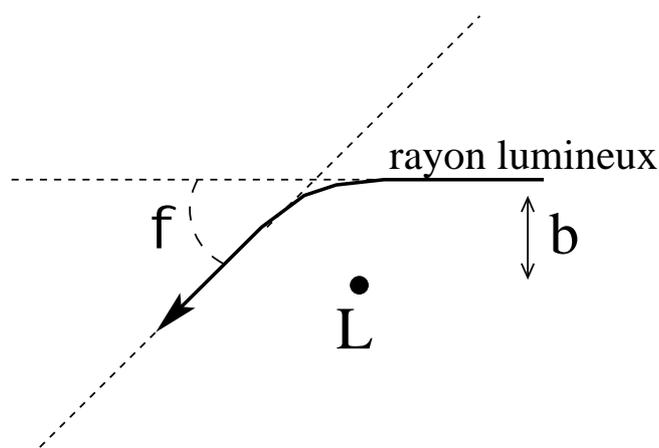


FIG. 2.1: L'angle de déviation d'un rayon lumineux, dû au champ gravitationnel induit par un corps ponctuel de masse M_L , est : $\phi = \frac{4GM_L}{bc^2}$.

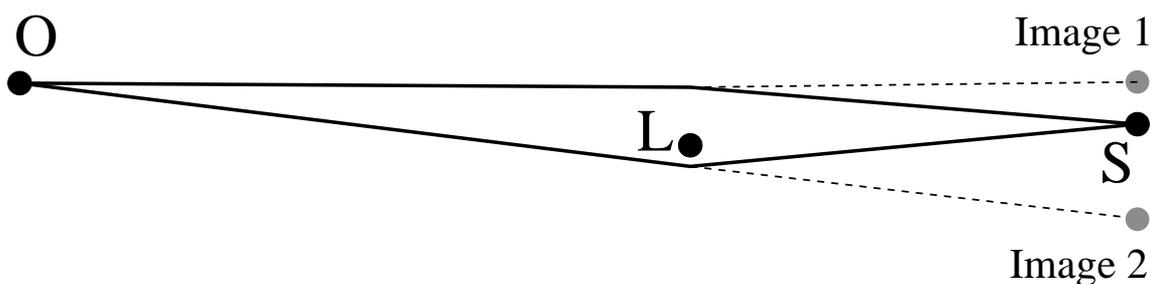


FIG. 2.2: Le phénomène de lentille gravitationnelle vu dans le plan (OLS) : O est l'observateur, S la source lumineuse et L un corps massif ponctuel qui joue le rôle de lentille. En O on observe deux images virtuelles de S .

la figure 2.2. D'autre part, si S est ponctuelle, les images le sont également. Il est important de noter que les lentilles gravitationnelles ont des propriétés différentes de celles que l'on manipule habituellement en optique. La différence essentielle vient du fait qu'avec les lentilles gravitationnelles, plus le rayon lumineux passe près de L et plus il est dévié ; or c'est exactement le cas contraire pour les lentilles optiques (où plus le rayon pénètre dans la lentille proche du centre optique et moins il est dévié). La conséquence de ceci est que les lentilles gravitationnelles n'ont pas de plan focal. De plus, puisque la déviation des rayons lumineux est un effet purement géométrique dû à la courbure de l'espace, l'effet de lentille est identique¹ dans toutes les longueurs d'onde, c'est à dire achromatique.

1. Sauf effet de "femtolentille", voir [Gould 1992].

2.1.2 Positions des images virtuelles de la source

Dans le cas S et L ponctuelles, on peut prédire analytiquement la position des images virtuelles observées à l'aide d'arguments purement géométriques. Afin d'effectuer ce calcul il est nécessaire d'introduire quelques notations illustrées sur la figure 2.3. La projection orthogonale de L sur (OS) est notée S' et la distance (en valeur algébrique) $\overline{LS'}$ est notée r_0 , où la barre symbolise la valeur algébrique. D_{OL} , D_{LS} et D_{OS} sont respectivement les distances observateur–lentille, lentille–source et observateur–source. On se place dans l'approximation des lentilles minces, c'est à dire que la région dans laquelle a lieu la déviation a une épaisseur négligeable devant les autres grandeurs mises en jeu. On modélise donc les trajectoires des rayons lumineux par des segments de droite (on néglige leur courbure) et les points d'inflexion sont notés I_i . Les valeurs algébriques $\overline{LI_i}$ sont notées r_i . α_i et β_i sont respectivement les angles $\widehat{S'OI_i}$ et $\widehat{I_iSS'}$; ϕ_i sont les angles de déviation des rayons lumineux :

$$\phi_i = \alpha_i + \beta_i \quad (2.2)$$

En pratique, le phénomène de lentille gravitationnelle ne peut être observé que lorsque L se trouve très proche de la ligne de visé. Ainsi les angles α_i et β_i mis en jeu sont très petits :

$$\alpha_i \simeq \frac{\overline{S'I_i}}{|OS'|} \quad \text{et} \quad \beta_i \simeq \frac{\overline{S'I_i}}{|S'S|} \quad (2.3)$$

Les distances D_{OL} et D_{LS} peuvent être assimilées respectivement à $|OS'|$ et $|S'S|$. On a alors :

$$\overline{S'I_i} = r_i - r_0 \quad (2.4)$$

(2.3) et (2.4) donnent :

$$\alpha_i \simeq \frac{r_i - r_0}{D_{OL}} \quad \text{et} \quad \beta_i \simeq \frac{r_i - r_0}{D_{LS}}$$

Cette dernière relation et l'équation (2.2) impliquent :

$$\phi_i = \frac{r_i - r_0}{D} \quad (2.5)$$

avec : $D = \frac{D_{OL} \times D_{LS}}{D_{OS}}$

En prenant $b \simeq r_i$ dans l'équation (2.1) et en égalisant avec l'équation (2.5), on trouve :

$$r_i (r_i - r_0) = R_E^2 \quad (2.6)$$

avec : $R_E^2 = \frac{4GM_L D}{c^2}$

On appelle R_E le *rayon d'Einstein* de la lentille. Les solutions de l'équation (2.6) donnent les positions des images :

$$r_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left(r_0 \pm \sqrt{r_0^2 + 4R_E^2} \right) \quad (2.7)$$

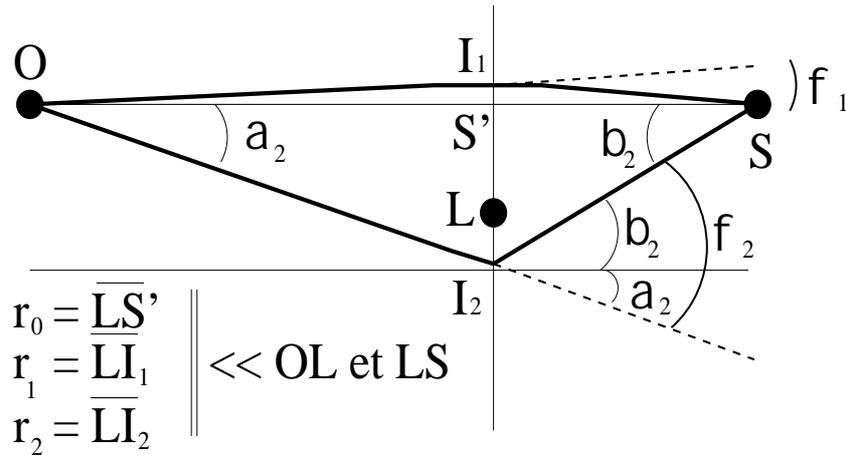


FIG. 2.3: Le phénomène de lentille gravitationnelle vu dans le plan (OLS): On reprend les notations de la figure précédente (figure 2.2): O est l’observateur, S la source et L la lentille. La projection orthogonale de L sur (OS) est notée S' et la valeur algébrique $\overline{LS'}$ est notée r_0 . Les points d’inflexion des trajectoires des rayons lumineux sont notés I_i et les valeurs algébriques $\overline{LI_i} : r_i$. α_i et β_i sont respectivement les angles $\widehat{S'OI_i}$ et $\widehat{I_iSS'}$; ϕ_i sont les angles de déviation des rayons lumineux. Pour des raisons de clarté α_1 et β_1 ne sont pas représentés.

Lorsque O , L et S sont parfaitement alignés, i.e: lorsque $r_0 = 0$, il n’y a pas deux images distinctes de S mais une seule, qui prend la forme d’un anneau de rayon R_E entourant la lentille. Les propriétés du paramètre R_E sont étudiées en détail section 2.1.3.

2.1.3 Le phénomène de microlentille

Cette section montre que lors d’un effet de lentille gravitationnelle, la luminosité apparente de la source est amplifiée. Dans certaines configurations, comme par exemple un effet de lentille produit par un MACHO d’au plus quelques masses solaires sur une étoile, l’effet de lentille est si faible qu’il est impossible de distinguer les différentes images virtuelles les unes des autres. L’amplification, en revanche, peut tout de même être importante et demeurer détectable. On nomme cela un “effet de microlentille”.

Flux lumineux perçu par l’observateur

Par définition, le flux lumineux perçu par l’observateur est la somme des flux issus des deux images virtuelles. La figure 2.4 illustre le raisonnement permettant de calculer l’amplification observée. On définit le facteur d’amplification A comme le rapport entre la

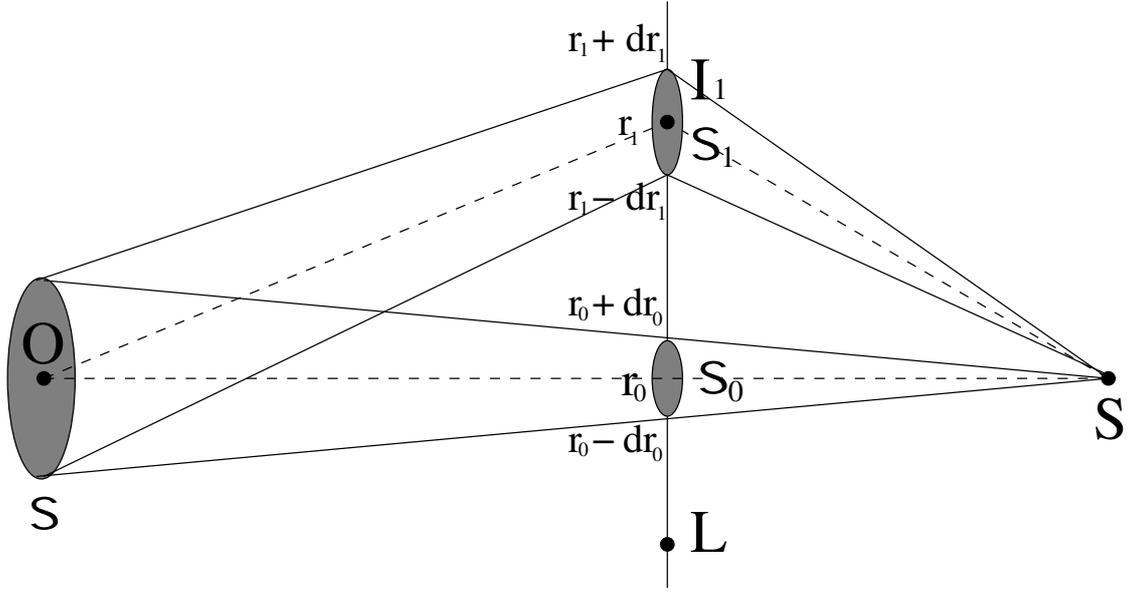


FIG. 2.4: Flux lumineux reçu par l'observateur : en l'absence de L , le flux lumineux reçu en O proviendrait de l'angle solide Ω_0 ; en présence de L le flux reçu par l'intermédiaire de l'image i provient de Ω_i . Parce que $\Omega_1 + \Omega_2 > \Omega_0$ l'effet de lentille gravitationnelle implique une amplification du flux en direction de l'observateur.

luminosité observée et la luminosité intrinsèque de la source :

$$\Phi_{\text{obs}} = A \times \Phi_S \quad (2.8)$$

Soit un élément de surface σ au niveau de l'observateur. Le flux reçu par σ en l'absence de L provient de l'angle solide Ω_0 . En revanche, en présence de L , le flux reçu par σ par l'intermédiaire de l'image i provient de l'angle solide Ω_i . Afin de montrer que Ω_1 et Ω_2 sont supérieurs à Ω_0 , il suffit de comparer les éléments de surface σ_0 et σ_i illustrés sur la figure. Puisqu'il y a deux images, l'amplification totale est :

$$A = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_0} \quad (2.9)$$

σ_0 est compris entre $r_0 - dr_0$ et $r_0 + dr_0$ tandis que σ_i est compris entre $r_i - dr_i$ et $r_i + dr_i$, ce qui s'exprime ainsi :

$$\sigma_0 = |r_0 dr_0 \delta\phi| \quad ; \quad \sigma_i = |r_i dr_i \delta\phi|$$

où $\delta\phi$ n'a pas d'expression simple mais s'élimine lorsque l'on remplace σ_0 , σ_1 et σ_2 dans l'équation (2.9) :

$$A = \left| \frac{r_1}{r_0} \frac{dr_1}{dr_0} \right| + \left| \frac{r_2}{r_0} \frac{dr_2}{dr_0} \right|$$

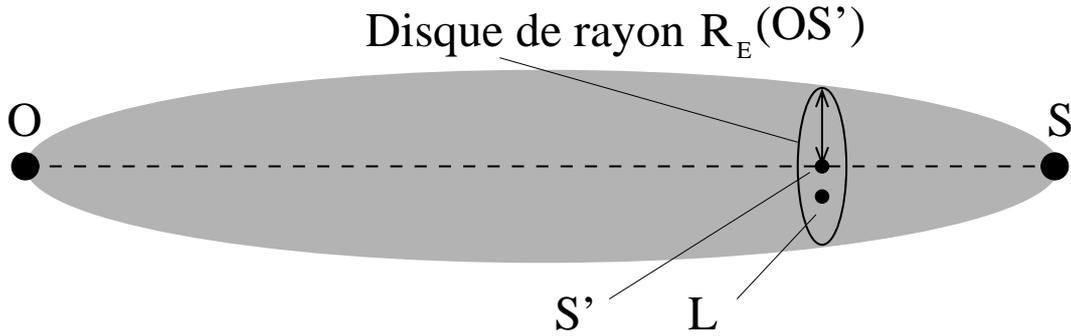


FIG. 2.5: La région grisée représente le rayon d'Einstein en fonction de la position de la lentille sur la ligne de visée OS . Lorsque la distance $|r_0| = LS'$ est inférieure à R_E , c'est à dire lorsque la lentille se trouve dans la région de l'espace qui est grisée, l'effet de lentille gravitationnelle provoque une amplification du flux de la source en direction de O supérieure à 1,34.

Cette dernière relation et l'équation (2.7) donnent :

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (2.10)$$

avec : $u = \frac{|r_0|}{R_E}$

Cette formule est singulière en $u = 0$; cela est dû au fait que la source est considérée ponctuelle. Or, pour u tendant vers 0 il est nécessaire, pour obtenir une formule réaliste, de tenir compte de la taille finie de S . Ce point est étudié section 2.2.2.

Le rayon d'Einstein R_E

Le rayon d'Einstein est le rayon du cercle par où passe la lumière (dans le plan de la lentille) lorsque observateur, lentille et source sont parfaitement alignés. En posant $|r_0| \leq R_E$ dans l'équation (2.10) on obtient :

$$|r_0| \leq R_E \implies u \leq 1 \implies A \geq 1,34$$

Cette dernière ligne montre que pour une ligne de visée OS et une masse de la lentille fixées, il existe une région de l'espace pour laquelle l'amplification est supérieure à 1,34 dès lors que la lentille y pénètre. Cette région est à symétrie cylindrique autour de la ligne de visée et de rayon R_E , comme illustré sur la figure 2.5.

Amplification en fonction de l'angle lentille–source

Généralement l'observateur ne connaît pas les distances D_{OL} et D_{LS} (et ne connaît donc pas R_E) non plus que r_0 . On exprime donc en général le paramètre $u = \frac{|r_0|}{R_E}$ en fonction de l'angle lentille–source (l'angle \widehat{SOL} sur la figure 2.3), noté θ . La relation liant u et θ est :

$$u = \frac{\theta}{\theta_E} \quad (2.11)$$

$$\theta_E = \frac{R_E}{D_{OL}} \quad (2.12)$$

On appelle θ_E l'*angle d'Einstein*. Il s'agit de l'angle sous lequel l'observateur voit le rayon d'Einstein.

2.1.4 Variation transitoire du flux lors d'un effet de microlentille

Lorsque la lentille est animée d'un mouvement transverse par rapport à la ligne de visé, l'observateur voit une augmentation du flux lumineux issu de S à mesure que L se rapproche de la ligne de visée, puis une décroissance du flux lorsque L s'éloigne. La courbe qui décrit le flux perçu en fonction du temps est appelée "courbe de lumière". D'après les équations (2.8) et (2.10) :

$$\Phi_{\text{obs}}(t) = \Phi_S \frac{u(t)^2 + 2}{u(t)\sqrt{u(t)^2 + 4}} \quad (2.13)$$

$$\text{avec : } u(t) = \frac{d(t)}{R_E} \quad (2.14)$$

où $d(t)$ est la distance lentille–ligne de visée (i.e: la distance LS' sur la figure 2.3). C'est précisément cette dépendance en temps que tentent de détecter les expériences de recherche de microlentilles (voir section 2.3). Le phénomène de microlentille gravitationnelle est en général très bien décrit² en considérant que la vitesse transverse relative v de L et de S est uniforme :

$$u(t) = \sqrt{\left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2 + u_0^2} \quad (2.15)$$

avec :

$$u_0 = \frac{d_{\text{min}}}{R_E}$$

d_{min} est le paramètre d'impact, c'est à dire la distance minimum entre L et la ligne de visée, et t_E le temps d'Einstein défini comme :

$$t_E = \frac{R_E}{v} \quad (2.16)$$

2. Sauf effet de parallaxe, voir [Gould 1998].

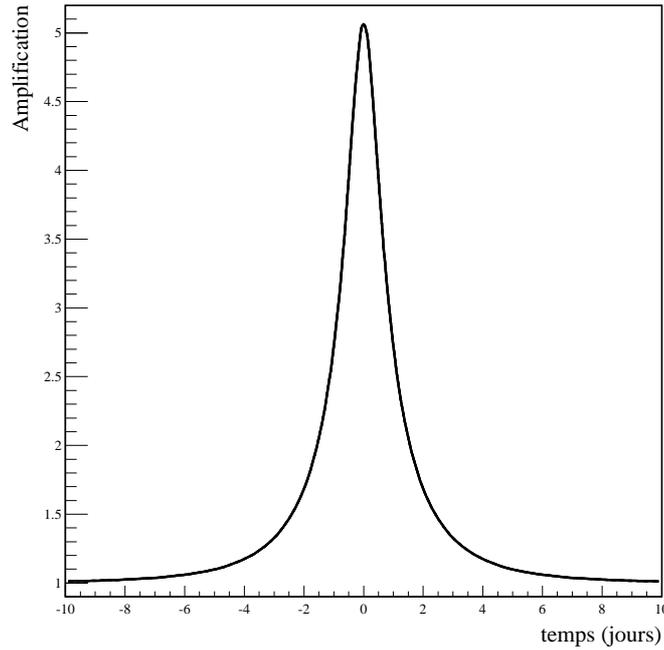


FIG. 2.6: Exemple de courbe de Paczyński avec : $t_0 = 0$, $t_E = 3$ jours et $u_0 = 0,2$.

Le temps d'Einstein reflète le temps nécessaire à la source pour se déplacer d'un angle d'Einstein θ_E par rapport à la lentille. Il intervient dans le calcul de la profondeur optique, section 2.1.6.

L'équation (2.13), avec $u(t)$ donné par (2.15) est appelée *courbe de Paczyński*. $u(t)$ peut également s'exprimer en fonction de l'angle d'Einstein $\theta_E = \frac{R_E}{D_{OL}}$ (voir les équations (2.11) et (2.12)) :

$$u(t) = \sqrt{\left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2 + \left(\frac{\theta_{\min}}{\theta_E}\right)^2}$$

où θ_{\min} est l'angle d'impact :

$$\theta_{\min} = \frac{d_{\min}}{D_{OL}}$$

2.1.5 Propriétés des courbes de Paczyński

Paramètres définissant les courbes de Paczyński

D'après les équations (2.13) et (2.15), une courbe de Paczyński se définit par quatre paramètres : le flux Φ_S de l'étoile source, l'instant t_0 du maximum d'amplification, le temps d'Einstein t_E , et le paramètre d'impact exprimé en unité du rayon d'Einstein : $u_0 = \frac{d_{\min}}{R_E}$. Elle est symétrique par rapport au temps t_0 , comme illustré sur la figure 2.6. La détermination des paramètres t_E et u_0 ne se fait pas visuellement, c'est à dire directement en

regardant la courbe. C'est pourquoi il est souvent plus pratique de manipuler à leur place deux autres grandeurs plus aisément reconnaissables : l'accroissement du flux au maximum d'amplification, noté $\Delta\Phi_{\max}$, et la largeur temporelle de la courbe, mesurée à mi-hauteur et notée $t_{1/2}$ ou t_{FWHM} (*Full Width at Half Maximum*). Pour exprimer $(\Delta\Phi_{\max}, t_{1/2})$ en fonction de (β, t_E) , cela simplifie grandement le calcul de modifier légèrement les notations adoptées jusqu'à présent. On réécrit les équations (2.13) et (2.15) comme suit :

$$\Phi_{\text{obs}}(t) = \Phi_S + \Delta\Phi(t)$$

avec :

$$\begin{cases} \Delta\Phi(t) = \Phi_S f(u^2(t)) \\ f(x) = \frac{2+x}{\sqrt{x(x+4)}} - 1 \end{cases} \quad (2.17)$$

L'intérêt de ces notations est que la fonction f ainsi définie possède une remarquable propriété :

$$x = 2f[2f(x)]$$

Ceci permet d'exprimer simplement $u(t)$ en fonction de l'amplification $A(t)$:

$$A - 1 = f(u^2) \quad \iff \quad u^2 = 2f[2(A - 1)]$$

On a ainsi :

$$\Delta\Phi_{\max} = \Phi_S f(u_0^2) \quad (2.18)$$

$$t_{1/2} = 2t_E \sqrt{2f[f(u_0^2)] - u_0^2} \quad (2.19)$$

Dégénérescence des grandeurs physiques des courbes de Paczyński

Les quatre paramètres d'une courbe de Paczyński, exprimés sous la forme (t_0, Φ_S, u_0, t_E) ou $(t_0, \Phi_S, \Delta\Phi_{\max}, t_{1/2})$, ne permettent pas de déterminer toutes les quantités physiques qui entrent en jeu durant un effet de microlentille. Il existe deux dégénérescences : d'une part le temps d'Einstein t_E dépend du rayon d'Einstein R_E et de la vitesse relative source–lentille (voir équation (2.16)). D'autre part, R_E dépend de la masse de la lentille et de sa position (voir équation (2.6)). Cette double dégénérescence empêche donc l'observateur de déterminer simultanément la masse M_L de la lentille, sa position (D_{OL}, D_{LS}) ou la vitesse relative lentille–source v sans connaissance *a priori* des deux autres.

2.1.6 La profondeur optique

Afin de composer avec la dégénérescence décrite dans la section précédente, entre la masse M_L de la lentille, sa vitesse transverse relative v et sa position (D_{OL}, D_{LS}) ,

[Vietri et Ostriker 1983] et [Nityananda et Ostriker 1984] ont introduit la notion de “profondeur optique” qui ne dépend que du temps d’Einstein.

Définition

La profondeur optique, notée τ , est le nombre moyen de lentille gravitationnelle se trouvant à moins d’un rayon d’Einstein d’une ligne de visée donnée à un instant donné :

$$\tau = \int_0^{D_{OS}} dl \int_0^\infty dM \pi R_E^2(l, M) n(l, M)$$

où la première intégrale s’effectue le long de la ligne de visée, l étant la distance D_{OL} , $R_E(l, M)$ le rayon d’Einstein et $n(l, M)$ la densité de corps de masse M à la position l . Le rayon d’Einstein peut s’exprimer comme le produit :

$$R_E = l \theta_E$$

où $\theta_E(l, M)$ est l’angle d’Einstein (défini équation (2.12)), c’est à dire la taille angulaire du rayon d’Einstein. On a alors :

$$\tau = \int_0^{D_{OS}} dl \pi l^2 \left[\int_0^\infty dM \theta_E^2(l, M) n(l, M) \right]$$

Dans la pratique on a toujours $\tau \ll 1$. La profondeur optique est alors équivalente à la probabilité que, pour une source donnée, il existe un défecteur dont la distance à la ligne de visée est inférieure au rayon d’Einstein. Il a été montré section 2.1.3 que le rayon d’Einstein est la distance à laquelle le facteur d’amplification de la source est de : 1,34. τ est donc la probabilité que, pour une source donnée, il existe un défecteur suffisamment proche de la ligne de visée pour que l’amplification de la source soit supérieure à 1,34.

Estimation de la profondeur optique

On peut déduire la profondeur optique des observations en considérant que le taux de microlentilles $dN_{\mu l}/dt$ est équivalent au nombre $N_{\mu l}^{\text{inst}}$ de microlentilles dans le champ observé à un instant donné, divisé par la durée moyenne de ces microlentilles :

$$\frac{dN_{\mu l}}{dt} = \frac{N_{\mu l}^{\text{inst}}}{\langle T \rangle} \quad (2.20)$$

Par définition, $N_{\mu l}^{\text{inst}}$ est égal à la profondeur optique multipliée par le nombre N_S de sources observées :

$$N_{\mu l}^{\text{inst}} = N_S \times \tau \quad (2.21)$$

De même le taux d'événements s'exprime comme le rapport entre le nombre d'événements $N_{\mu l}^{\text{obs}}$ et la durée de l'observation T_{obs} :

$$\frac{dN_{\mu l}}{dt} = \frac{N_{\mu l}^{\text{obs}}}{T_{\text{obs}}} \quad (2.22)$$

Le dernier terme $\langle T \rangle$ de l'équation (2.20) nécessite de définir la “durée moyenne” des effets de microlentilles dus à une lentille fixée. Tout d'abord la durée, notée t , d'une microlentille (i.e: le temps durant lequel la source se trouve à l'intérieur du rayon d'Einstein ; ou encore le temps durant lequel l'angle lentille-source est inférieur à l'angle d'Einstein) dépend du temps d'Einstein t_E et du paramètre d'impact u_0 de l'événement :

$$t = 2 t_E \sqrt{1 - u_0^2}$$

Le paramètre d'impact peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 1 avec une distribution de probabilité a priori uniforme. Par conséquent, on appelle “durée moyenne” $\langle t \rangle$ des effets de microlentilles dus à une lentille, la durée t moyennée sur u_0 :

$$\begin{aligned} \langle t \rangle &= 2 t_E \int_0^1 du_0 \sqrt{1 - u_0^2} \\ &= \frac{\pi}{2} t_E \end{aligned} \quad (2.23)$$

$\langle T \rangle$ est une moyenne des $\langle t \rangle$ de toutes les microlentilles ayant lieu dans le champ observé au cour de l'observation. L'efficacité de détection n'étant jamais de 100%, la moyenne s'effectue en pratique sur les événements effectivement détectés et il est nécessaire de pondérer cette moyenne par l'efficacité de détection de ces événements :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{N_{\mu l}^{\text{obs}}} \sum_i \frac{\langle t \rangle_i}{\epsilon_i} \quad (2.24)$$

La somme s'effectue sur les tous les événements de microlentille détectés, $\langle t \rangle_i$ et ϵ_i étant respectivement la durée moyenne et l'efficacité de détection de l'événement i ³. Les équations (2.23) et (2.24) donnent :

$$\langle T \rangle = \frac{\pi}{2 N_{\mu l}^{\text{obs}}} \sum_i \frac{t_{Ei}}{\epsilon_i} \quad (2.25)$$

En combinant les équations (2.20), (2.21), (2.22) et (2.25) on obtient alors :

$$\bar{\tau} = \frac{\pi}{2 N_S T_{\text{obs}}} \sum_i \frac{t_{Ei}}{\epsilon_i} \quad (2.26)$$

la barre au-dessus du τ signifiant qu'il s'agit de la valeur moyenne de la profondeur optique sur le champ observé.

3. ϵ_i doit en général être déterminée par simulation de l'expérience.

Ordre de grandeur

Dans la section 2.3 sont présentés les principaux résultats obtenus à ce jour par différentes expériences de recherche de microlentilles. Ces résultats mènent à une estimation de la profondeur optique : $\bar{\tau} \sim 3,5 \times 10^{-6}$ en direction du centre de la Voie Lactée et : $\bar{\tau} \lesssim 2 \times 10^{-7}$ en direction des Nuages de Magellan. Cela montre que les effets de microlentille sont rares. Afin de les mettre en évidence, il est ainsi nécessaire d'observer plusieurs millions d'étoiles durant un laps de temps important. Ceci constitue une contrainte expérimentale essentielle pour les expériences cherchant des microlentilles. Ce point est repris section 2.3.

2.1.7 Discussion sur les propriétés des microlentilles

En résumé des sections précédentes, dans l'approximation source et lentille ponctuelles un effet de microlentille présente trois propriétés essentielles :

1. la courbe de lumière a la forme d'une courbe de Paczyński (voir section 2.1.5). Entre autres caractéristiques, ces courbes sont symétriques par rapport à l'instant d'amplification maximum.
2. parce que le phénomène de lentille gravitationnelle (et *a fortiori* de microlentille) est un effet purement géométrique, l'amplification est la même à chaque instant dans toutes les longueurs d'onde. Les événements de microlentille sont donc achromatiques.
3. parce que les effets de microlentille sont rares, il est très peu probable qu'ils surviennent plusieurs fois sur la même étoile source durant le temps d'observation⁴. Ils sont donc uniques.

Ces trois propriétés sont exploitées dans le chapitre 5 afin de rejeter le bruit de fond constitué principalement par les étoiles variables.

Les paramètres d'un événement sont au nombre de quatre que l'on peut exprimer ainsi : l'instant d'amplification maximum t_0 , le flux de l'étoile source Φ_S , l'accroissement de flux au maximum $\Delta\Phi_{\max}$ et la demi-largeur à mi-hauteur $t_{1/2}$. En fonction des trois derniers, on peut calculer (relations (2.18) et (2.19)) le paramètre d'impact u_0 et le temps d'Einstein t_E , ce qui permet d'évaluer la profondeur optique par l'intermédiaire de la relation (2.26). Cependant, la mesure de Φ_S n'est pas toujours possible, notamment si l'on ne peut pas

4. Cela peut cependant se produire lorsque la source est une étoile binaire et que la lentille amplifie tour à tour les deux composantes de la source.

effectuer la photométrie de la source. Dans le cas de la recherche de microlentilles en direction de M31 (et donc de l'expérience AGAPE), par exemple, les étoiles sources n'étant pas résolues, la section 2.2.1 montre qu'il y a dégénérescence entre Φ_S , u_0 et t_E . On ne peut donc pas connaître le temps d'Einstein t_E de l'événement, ni déterminer la profondeur optique par l'intermédiaire de la formule (2.26). Dans [Gondolo 1999] une approche différente est proposée pour estimer la profondeur optique, reposant sur la fonction de luminosité des étoiles observées.

Il arrive que l'approximation source–lentille ponctuelles ne soit pas adéquate. Cela arrive le plus fréquemment lorsqu'on ne peut pas négliger la taille finie de la source ou lorsque la lentille est binaire, c'est à dire composée de deux corps compacts. Ces deux cas sont discutés dans la section suivante. La courbe de lumière s'écarte alors de la courbe de Paczyński ordinaire (i.e: le premier critère n'est plus respecté). La détection des microlentilles est alors beaucoup plus difficile car leurs courbes de lumière peuvent prendre des formes très diverses. Cependant, lorsque l'échantillonnage est suffisant, cette complexité des courbes de lumière permet souvent de contraindre le système beaucoup plus fortement que dans le cas source–lentille ponctuelles et de déterminer la masse et la position de la lentille.

2.2 Complément sur l'effet de microlentille

2.2.1 Dégénérescence des paramètres de la courbe de Paczyński

Dans le cadre de la recherche de microlentilles en direction de M31 (et donc de l'expérience AGAPE), l'étoile source n'est en général pas résolue. Elle se trouve noyée dans un fond constituée de quantité d'autres étoiles. Il est donc impossible d'effectuer sa photométrie et le flux Φ_S est *a priori* inconnu. Aux quatre paramètres présentés section 2.1.7 caractérisant une courbe de Paczyński (t_0 , Φ_S , $\Delta\Phi_{\max}$ et $t_{1/2}$), il faut donc en ajouter un, noté Φ_{fond} , représentant le flux du fond constitué de toutes les autres étoiles ne participant pas à l'effet de microlentille. La courbe de Paczyński, dans la pratique, possède donc cinq paramètres libres. Dès lors, comme l'illustre la figure 2.7, il y a dégénérescence entre ces paramètres. En effet, lorsque u (la distance lentille-source dans le plan de la lentille en unité du rayon d'Einstein) est petit devant l'unité, la fonction f définie dans l'équation (2.17) peut être remplacée par son développement limité (au premier ordre) et l'expression de l'accroissement du flux se simplifie de la manière suivante [Gould 1996] :

$$f(x) \stackrel{x \ll 1}{\approx} \frac{1}{\sqrt{x}} \quad \Longrightarrow \quad \Delta\Phi(t) \stackrel{u \ll 1}{\approx} \frac{\Phi_S}{u(t)}$$

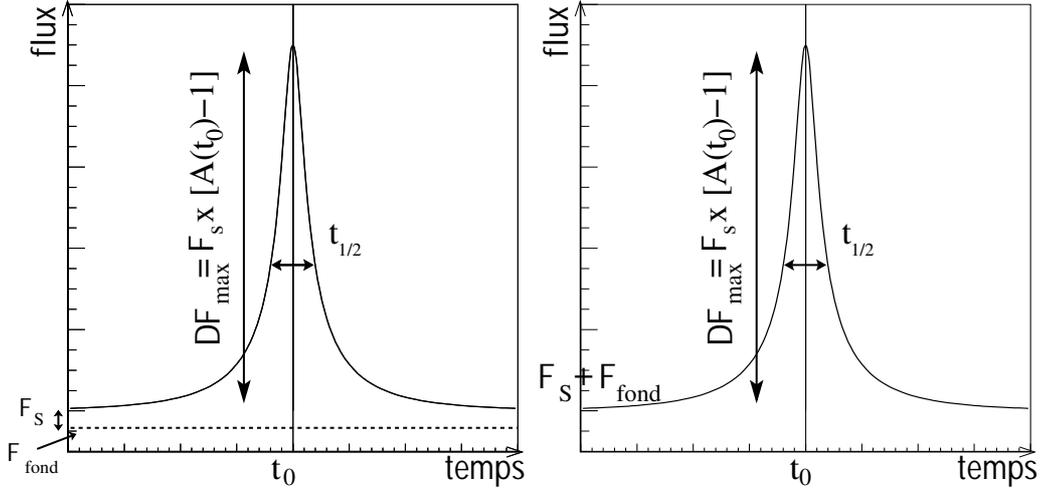


FIG. 2.7: Illustration des propriétés observables de la courbe de lumière d'une microlentille. A gauche: on suppose le flux de l'étoile source Φ_S connu. Le maximum d'amplification permet alors de déterminer le paramètre d'impact u_0 (équation (2.18)); et la largeur $t_{1/2}$ permet de déterminer le temps d'Einstein t_E (équation (2.19)). A droite, en revanche, on suppose Φ_S inconnu (i.e : inclu dans le fond). Dès lors, la mesure de $\Delta\Phi_{\max}$ et de $t_{1/2}$ ne suffit pas à déterminer simultanément Φ_S , u_0 et t_E .

et donc :

$$\Delta\Phi(t) \approx \frac{\Phi_S}{u_0} \left[1 + \left(\frac{t - t_0}{u_0 t_E} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.27)$$

Cette dernière expression montre que trois paramètres suffisent alors à définir la courbe : t_0 , " Φ_S/u_0 " et " $u_0 t_E$ " au lieu des quatre (t_0 , Φ_S et u_0 et t_E). Il y a donc dégénérescence lorsque $u \ll 1$, c'est à dire autour du maximum d'amplification lorsque $u_0 \ll 1$.

Loin du maximum d'amplification, l'approximation (2.27) n'est pas valable et l'allure de la courbe de lumière dépend de (Φ_S, u_0, t_E) . La dégénérescence est donc en principe levée. Cependant, lorsque le paramètre d'impact u_0 est petit, il ne suffit pas pour lever la dégénérescence de déterminer l'accroissement du flux $\Delta\phi_{\max}$ et la largeur $t_{1/2}$. En effet, la relation (2.19) liant $t_{1/2}$ à t_E peut s'écrire simplement :

$$t_{1/2} \stackrel{u_0 \ll 1}{\approx} 2\sqrt{3} t_E \frac{\Phi_S}{\Delta\Phi_{\max}} \quad (2.28)$$

ce qui montre bien que la mesure de $\Delta\phi_{\max}$ et $t_{1/2}$ permet de connaître uniquement le produit $t_E \times \Phi_S$. La figure 2.8 illustre la différence entre des courbes de Paczyński présentant les mêmes valeurs de $\Delta\Phi_{\max}$ et $t_{1/2}$ pour différentes combinaisons (Φ_S, u_0, t_E) . Dans cette exemple, on voit qu'un bon rapport signal sur bruit ainsi qu'un bon échantillonnage durant les périodes où les différences entre les courbes sont les plus impor-

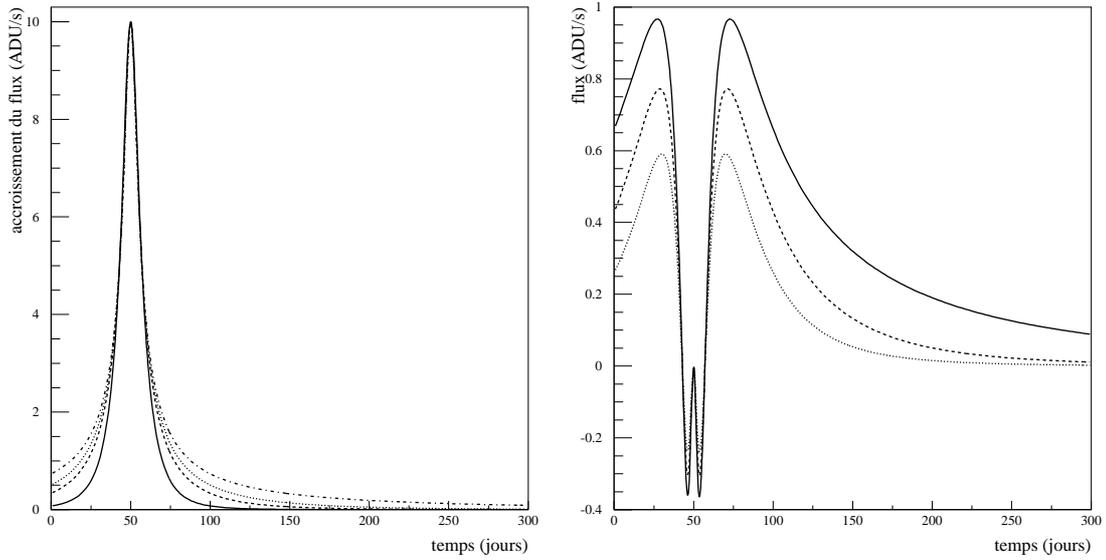


FIG. 2.8: *A gauche*: superposition de quatre courbes de Paczyński présentant des propriétés équivalentes du point de vue de l'observation: $t_0 = 50$ jours, $\Delta\Phi_{\max} = 10 \text{ ADU.s}^{-1}$ et $t_{1/2} = 15$ jours. Les caractéristiques de ces courbes sont, du bas vers le haut: 1. courbe en trait plein: $\Phi_S = 5,0 \text{ ADU.s}^{-1}$, $t_E = 16,30$ jours, $u_0 = 0,348$, 2. courbe en tirés: $\Phi_S = 1,0 \text{ ADU.s}^{-1}$, $t_E = 49,90$ jours, $u_0 = 0,091$, 3. courbe en pointillés: $\Phi_S = 0,5 \text{ ADU.s}^{-1}$, $t_E = 90,95$ jours, $u_0 = 0,048$, 4. courbe en tirés-pointillés: $\Phi_S = 0,1 \text{ ADU.s}^{-1}$, $t_E = 417,73$ jours, $u_0 = 0,01$. *A droite*: différences (du bas vers le haut) entre les courbes 2, 3, 4 et la courbe 1.

tantes (i.e : dans le cas des exemples illustrés figure 2.8, lorsque t est typiquement compris entre 15 et 35 jours ou entre 65 et 85 jours) sont susceptibles de lever la dégénérescence. Mais la présentation des candidats microlentille S3 et S4, au chapitre 5 (sections 5.4.4 et 5.4.5) montre que souvent les contraintes ainsi posées sur (Φ_S, u_0, t_E) demeurent peu contraignantes.

2.2.2 L'effet de taille finie de la source

Les résultats obtenus dans la section 2.1 ont été calculés dans l'approximation où la source S et la lentille L sont toutes deux ponctuelles. Lorsque la lentille est compacte, comme c'est le cas pour un MACHO ou une étoile, l'approximation de la lentille ponctuelle se révèle toujours excellente. En revanche, le fait que la source possède en réalité une taille finie modifie parfois sensiblement l'équation (2.13) de la courbe de lumière. Typiquement, les effets de taille finie deviennent importants lorsque l'angle sous lequel est vu le paramètre d'impact est du même ordre de grandeur que le diamètre angulaire de

l'étoile source. Autrement dit, lorsque le paramètre d'impact est petit ; ou plus rarement lorsque le diamètre de l'étoile source projeté dans le plan de la lentille n'est pas négligeable devant le rayon d'Einstein. On peut tenir compte de l'effet de taille finie en considérant que différentes régions de la source sont amplifiées différemment. L'amplification totale observée est alors l'intégrale de l'amplification de chaque point de la source. On note R_* le rayon de la source et ρ_* sa projection dans le plan de la lentille exprimée en unités du rayon d'Einstein :

$$\rho_* = \frac{R_*}{R_E} \frac{D_{OL}}{D_{OS}}$$

En reprenant l'expression de l'amplification donnée par l'équation (2.10) et en faisant l'approximation que l'étoile source possède une brillance de surface uniforme, la manière la plus simple d'écrire l'intégrale est de se placer en coordonnées polaires, l'origine se trouvant au centre de la source. On obtient alors :

$$A_{\text{tail.fin.}}(t, \rho_*) = \frac{1}{\pi \rho_*^2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\rho_*} d\rho' \rho' \frac{\eta^2(t, \rho', \theta) + 2}{\eta(t, \rho', \theta) \sqrt{\eta^2(t, \rho', \theta) + 4}} \quad (2.29)$$

avec :

$$\eta(t, \rho', \theta) = \sqrt{(u(t) + \rho' \cos \theta)^2 + (\rho' \sin \theta)^2}$$

$u(t)$ étant donné par l'équation (2.15). Des exemples de courbes de lumière issues de l'équation (2.29) sont illustrées figure 2.9. On peut vérifier qu'en faisant tendre ρ_* vers 0 on retrouve bien l'équation (2.10). Deux conséquences importantes de l'équation (2.29) demandent à être soulignées. D'une part il faut noter que pour un paramètre d'impact nul l'amplification maximale n'est pas infinie, comme le prévoyait l'équation (2.10). D'autre part il convient d'étudier dans quelles conditions l'effet de taille finie a tendance à augmenter ou à diminuer l'amplification. Ces deux points sont traités dans les deux sections suivantes. Un bilan est ensuite dressé de la nécessité de prendre en compte l'effet de taille finie.

Amplification maximum lorsque le paramètre d'impact est nul

Dans l'approximation d'une source ponctuelle, il a été montré (cf. équations (2.13) et (2.15)) que pour un paramètre d'impact nul ($u_0 = 0$) l'amplification au maximum ($t = t_0$) est infinie. Dans le cas d'une source finie, on retrouve un résultat raisonnable. En effet, en

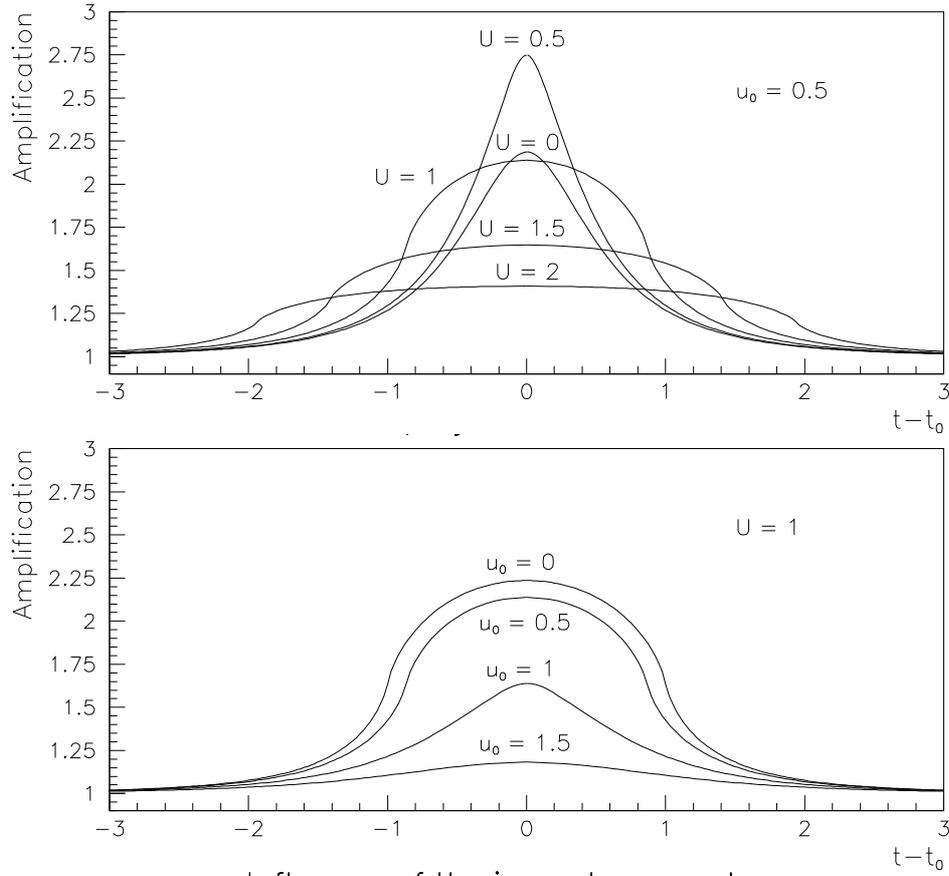


FIG. 2.9: Figure tirée de [Renault 1996]. Courbes de lumière de microlentilles avec effet de taille finie de la source pour différentes valeurs du paramètre d'impact u_0 , et du rayon projeté de la source, noté U (i.e: ρ_* dans le texte). En haut: influence de U pour un paramètre d'impact constant. Il convient de noter que l'amplification la plus importante ne correspond pas à $U = 0$. En bas: Influence du paramètre d'impact pour U constant.

prenant $u_0 = 0$ et $t = t_0$ dans l'équation (2.29) on obtient⁵:

$$\begin{aligned}
 u_0 = 0 \text{ et } t = t_0 &\implies u = 0 \\
 &\implies A_{\text{tail.fin.}}(t_0, \rho_*) = \frac{2}{\rho_*^2} \int_0^{\rho_*} d\rho' \frac{\rho'^2 + 2}{\sqrt{\rho'^2 + 4}} \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

$$\implies A_{\text{tail.fin.}}(t_0, \rho_*) = \sqrt{1 + \frac{4}{\rho_*^2}} \quad (2.31)$$

5. Pour passer de l'équation (2.30) à l'équation (2.31) on utilise l'identité:

$$\int_0^x dx' \frac{x'^2 + 2}{\sqrt{x'^2 + 4}} = \frac{x}{2} \sqrt{x^2 + 4}$$

Lorsque le paramètre d'impact est nul, l'amplification maximale atteinte dépend donc du rayon de l'étoile source.

Effet de la taille finie sur l'amplification

Selon la valeur du paramètre d'impact et de ρ_* , la taille finie de la source peut induire une amplification au maximum plus ou moins importante que dans l'approximation d'une source ponctuelle. La figure 2.10 illustre cela en montrant les courbes de lumière des deux modèles pour ρ_* fixé et trois valeurs différentes du paramètre d'impact. Typiquement, lorsque la lentille se trouve à l'intérieur (resp. proche du bord) du contour de la source, la majeure partie de cette dernière est plus éloignée (resp. plus proche) de la lentille que si elle était ponctuelle; ce qui fait que l'amplification est plus faible (resp. plus forte). La figure 2.11, tirée de la référence [Witt et Mao 1994], illustre le contour de la différence d'amplification au maximum des deux modèles. Sur cette figure, le paramètre r reporté en abscisse est ρ_* et le paramètre b reporté en ordonnée est le paramètre d'impact u_0 . On voit sur cette figure qu'il existe une courbe assez proche de la droite d'équation $b = 0,5 \times r$ au-dessus de laquelle l'effet de taille finie induit une plus grande amplification maximum et au-dessous de laquelle l'amplification maximum est plus faible.

Bilan

Puisque l'effet de taille finie est susceptible d'accroître l'amplification au maximum, il est également susceptible de rendre détectable des événements en principe trop faibles pour être détectés. Il doit donc être pris en compte dans les simulations lorsque l'on souhaite comparer le nombre de microlentilles réellement détectées avec celui prédit par ces dernières.

D'autre part, l'effet de taille finie modifie l'allure de la courbe de lumière, cette dernière s'écartant de la courbe de Paczyński classique. Si la recherche de microlentilles est effectuée en ajustant sur les données une telle courbe de Paczyński, les microlentilles montrant un effet de taille finie sensible ne sont pas détectées, réduisant ainsi l'efficacité de détection. D'après les simulations l'impact statistique de cet effet est très faible.

Il est également important d'insister (cela a déjà été précisé juste avant l'équation (2.29)) sur le fait que les effets de taille finie calculés dans cette section entrent dans le cadre d'une nouvelle approximation qui consiste à considérer que l'étoile source possède une brillance de surface uniforme. Ceci n'est évidemment pas exact. Une correction du second ordre serait donc de considérer les effets des variations de brillance de surface de l'étoile source, dits "effets d'assombrissement des bords" ou *limb darkening* [Witt et Mao 1994]. Or, cet effet n'est pas universel (i.e : dépend de l'étoile source) et se révèle donc très complexe à modéliser. Il

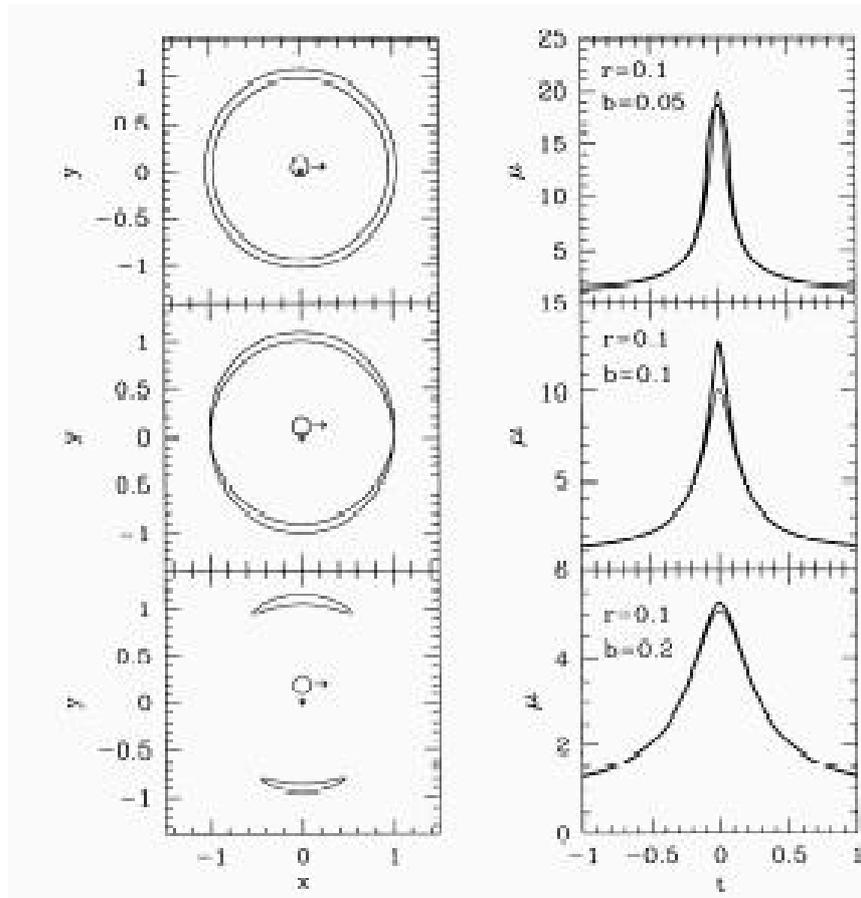


FIG. 2.10: *Effet de la taille finie de la source sur la courbe de lumière de l'événement, figure tirée de [Witt et Mao 1994] représentant (courbes de gauche) trois événements de microlentilles pour trois valeurs différentes du paramètre d'impact (toutes les autres quantités étant constantes), et (courbes de droite) les courbes de lumière associées. Le paramètre r est le rayon de l'étoile source (noté ρ_* dans le texte) et le paramètre b est le paramètre d'impact (noté u_0 dans le texte). Sur les schémas de gauche : la lentille ponctuelle est symbolisée par un astérisque, l'image de la source projetée dans le plan de la lentille est représentée par un cercle, la flèche indiquant la direction du mouvement ; les zones fermées indiquent le contour de(s) image(s) observée(s) de la source. Sur les courbes de droite : la courbe de lumière avec source de taille finie est dessinée en trait épais tandis que la courbe que donne le modèle de la source ponctuelle est représentée avec un trait plus fin.*

faut toutefois noter que les effets d'assombrissement des bords viennent contrebalancer les effets de taille finie puisque, comme le nom l'indique, la source est toujours plus brillante au centre que sur les bords. Cela revient à dire que la source, en réalité, s'assimile plus à un objet ponctuel que si l'on considère sa brillance de surface uniforme.

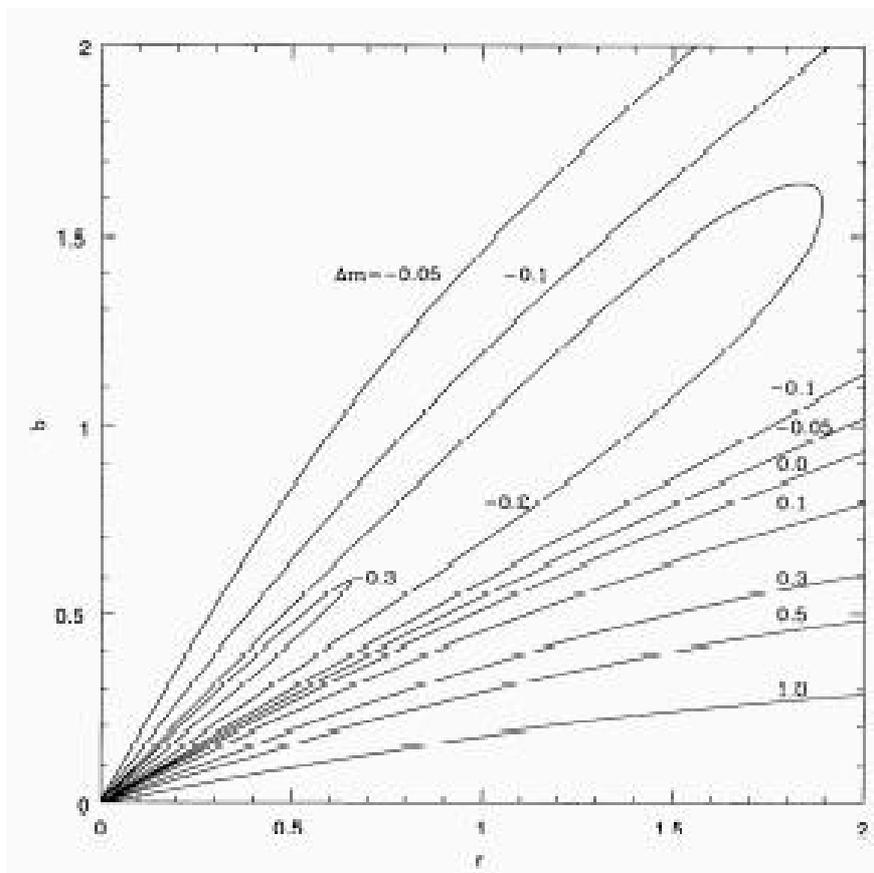


FIG. 2.11: *Effet de la taille finie de la source sur l'amplification au maximum de l'événement, figure tirée de [Witt et Mao 1994]. Contours des différences entre les amplifications au maximum (exprimées en magnitudes: $\Delta m = -2,5 \log(\Phi_{\text{ext}}/\Phi_{\text{point}})$) dans le cas d'une source ponctuelle et dans le cas d'une source étendue. Le paramètre r porté en abscisse est le rayon de l'étoile source (noté ρ_* dans le texte) et le paramètre b reporté en ordonné est le paramètre d'impact (noté u_0 dans le texte). Lorsque $\Delta m < 0$ (resp. $\Delta m > 0$) le modèle de la source étendue implique une plus grande (resp. plus faible) amplification au maximum que le modèle de la source ponctuelle.*

2.2.3 Effets de microlentille avec une lentille binaire

Un autre type d'écart à la loi standard décrite section 2.1.1 a lieu si la lentille est en fait binaire, c'est à dire, par exemple, composée de deux objets compacts (MACHOs, étoiles, etc.). Les étoiles étant fréquemment binaires, on s'attend à ce que des effets de microlentilles binaires soient observés. Les courbes de lumière pouvant résulter de ce type d'événement prennent des formes très diverses [Bozza 2001], [Paczynski 1996], [Witt 1990]. Cela est dû au fait que le caractère binaire de la lentille ajoute un grand nombre de paramètres libres (les masses respectives des composantes de la lentille et leur configuration par rapport

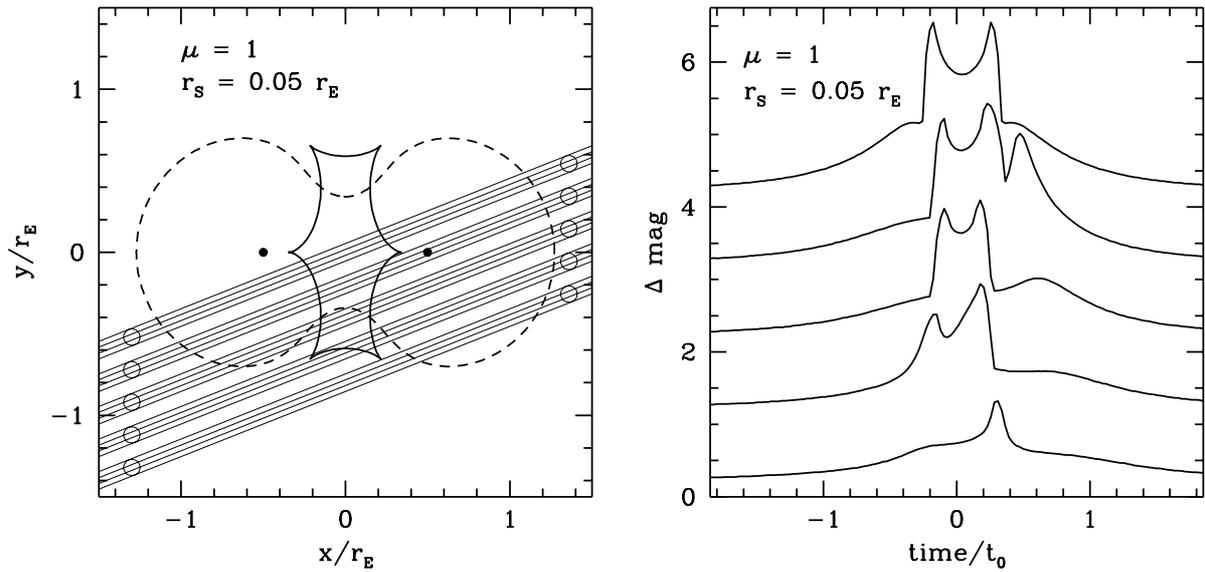


FIG. 2.12: *Figure tirée de [Paczynski 1996]. Le panneau de gauche illustre la géométrie des phénomènes de microlentille responsable des courbes de lumière présentées sur le panneau de droite. A gauche : les deux masses égales composant la lentille sont symbolisées par les points. La courbe en trait plein représente le caustique. Lorsque la source traverse le caustique, l'amplification devient colossale et l'image de la source est située sur la courbe dessinée en pointillés (appelée "courbe critique"). Cinq trajectoires de la source sont considérées. A droite : les cinq courbes de lumière correspondant aux cinq trajectoires. La correspondance s'effectue dans l'ordre (la courbe de lumière située en haut correspond à la trajectoire située en haut, etc.). Dans l'exemple du haut, lors de la traversée du caustique l'amplification est supérieure à 6,5 magnitudes (i.e. le flux en direction de l'observateur est multiplié par plus de 400).*

à l'étoile source) à l'équation de Paczynski classique (2.13). L'interprétation des courbes observées ne peut se faire analytiquement et nécessite des méthodes numériques élaborées [Albrow *et al.* 1999], [Mao et di Stefano 1995]. Il convient cependant d'insister sur une propriété essentielle des lentilles binaires : dans certaines configurations observateur–lentille–source, l'amplification de la source est colossale, et même infinie dans l'approximation d'une source ponctuelle. Pour une ligne de visée observateur–lentille donnée, l'ensemble des positions de la source pour lesquelles l'amplification est infinie forment une courbe appelée "caustique" (dans le cas d'une lentille ponctuelle, cf. équation (2.10), le caustique est en fait réduit au point $u = 0$). La figure 2.12 illustre, pour une lentille binaire donnée et pour cinq différentes trajectoires de la source, les courbes de lumière résultantes.

2.3 L'effet de microlentille pour la détection d'objets massifs

L'effet de microlentille gravitationnelle est susceptible de mettre en évidence les corps compacts se trouvant proche de la ligne de visée d'une source lumineuse. Le type d'information que permet d'obtenir la recherche de microlentilles peut donc être qualitativement résumé ainsi : le nombre de microlentilles observé révèle la quantité d'objets situés en avant plan, tandis que l'échelle de temps des événements révèle les distributions de masse et de vitesses de ces objets. [Paczynski 1986] montre qu'il est ainsi possible d'étudier la matière sombre sous forme de MACHOs présente dans le halo de la Voie Lactée en recherchant les effets de microlentille que ces MACHOs induisent sur des étoiles extra-galactiques. Trois expériences nommées EROS [3], MACHO [5] et OGLE [6] ont effectué ce type de recherche en direction des Nuages de Magellan. Par la suite, [Baillon *et al.* 1992] (voir également [Baillon *et al.* 1993]) et [Crotts 1992] proposèrent parallèlement d'utiliser cette méthode pour la détection de MACHOs en direction de la galaxie d'Andromède, notée M31. M31 est la galaxie spirale la plus proche de la nôtre, elle est environ deux fois plus massive que la Voie Lactée et possède un halo propre (ce qui n'est vraisemblablement pas le cas des Nuages de Magellan qui se situent dans le halo de la Voie Lactée). La ligne de visée vers M31 traverse donc le halo de la Voie Lactée ainsi que le halo de M31, et ce type d'observation est susceptible d'apporter des informations sur les deux halos. Ceci donna également lieu à plusieurs séries d'observations : AGAPE [1], dans le cadre de laquelle s'effectue cette thèse, VATT-COLUMBIA [2], WeCAPP [4], Nainital, etc. Enfin, dans le but de tester la méthode de recherche de microlentilles indépendamment de l'existence de la matière sombre, ainsi que pour étudier la distribution de la matière visible de la Voie Lactée, d'autres séries d'observations, effectuées dans le cadre des expériences : DUO, EROS 2 [3], MACHO [5] et OGLE [6], furent dirigées vers le centre galactique. La figure 2.13 résume les différentes lignes de visée auxquelles se sont consacrées les principales expériences de recherche de microlentilles.

La principale difficulté à laquelle sont confrontées les expériences de recherche de microlentilles est que la profondeur optique (voir section 2.1.6) est toujours très faible (typiquement $\tau < 10^{-6}$). Autrement dit, les effets de microlentille sont rares et il est nécessaire d'observer au minimum quelques millions d'étoiles afin d'obtenir une statistique satisfaisante. De plus, afin d'être capable de mettre en évidence des corps pouvant avoir des masses typiquement comprises entre $10^{-7}M_{\odot}$ et plusieurs M_{\odot} , les expériences doivent être sensibles aux événements ayant des échelles de temps comprises entre quelques heures et plusieurs mois. Les observations doivent donc présenter un échantillonnage en temps serré

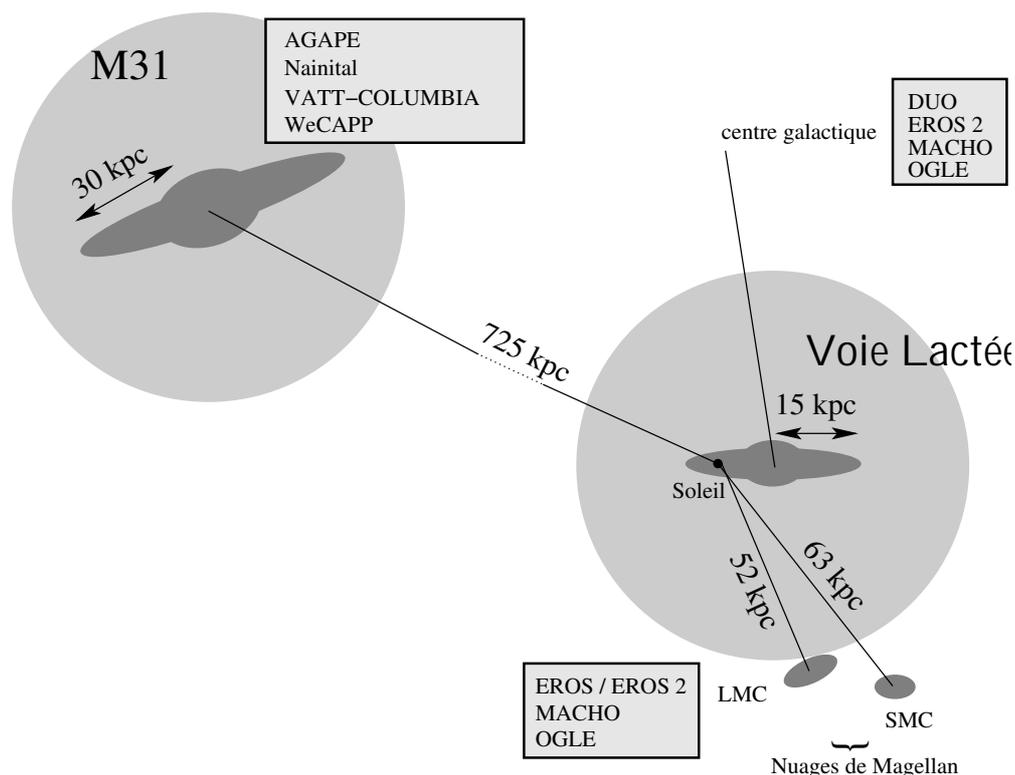


FIG. 2.13: Les principales expériences de recherche de microlentilles et leurs lignes de visée. Les halos de la Voie Lactée et de M31 sont arbitrairement dessinés jusqu'à une distance de ~ 50 kpc des centres galactiques. Les Nuages de Magellan sont dénommés: "LMC" pour Large Magellanic Cloud et "SMC" pour Small Magellanic Cloud.

tout en s'étalant sur plusieurs années. Dans le cas des observations en direction de M31, une difficulté importante s'ajoute également, qui est que les étoiles ne sont pas résolues.

2.3.1 Recherche de MACHOs en direction des Nuages de Magellan

Les collaborations EROS1 et EROS2

Les observations EROS1 s'étalent entre 1990 et 1995 et regroupent deux programmes d'observation basés à l'ESO (European Southern Observatory [9]) à La Silla au Chili, d'une part sur plaques photographiques et de l'autre avec une caméra CCD. Les données photographiques furent prises avec le télescope Schmidt de 1 m entre 1990 et 1994 en direction du grand Nuage de Magellan (LMC: *Large Magellanic Cloud*). La taille du champ observé est de $5,2^\circ \times 5,2^\circ$, couvrant ainsi la majeure partie du LMC dans deux bandes spectrales autour des filtres standard R et B. Deux candidats microlentille furent découverts

dans ces données [Aubourg *et al.* 1993]. Par la suite, l'un d'eux fut invalidé par l'analyse des données EROS2. Les observations sur CCD furent effectuées en direction des deux Nuages de Magellan entre 1991 et 1995 sur le télescope T40 ($\varnothing = 40$ cm). La caméra consiste en une mosaïque de 16 CCD de 579×400 pixels chacun, couvrant un champ total de $0,4^\circ \times 1,1^\circ$. Les 16 CCD ne furent cependant pas actifs durant toute la période d'observation. Durant les quelques 100 premières nuits, 11 CCD étaient opérationnels puis 15 à partir de 1992. Aucun candidat microlentille n'est identifié dans ces données.

La seconde phase de la collaboration EROS, baptisée EROS2, a débuté en 1996 et couvre des champs d'observation en direction du SMC et du LMC. Le télescope de 1 m MARLY est dédié à l'expérience qui obtient ainsi 80% du temps d'observation (les 20% restants étant consacrés pour d'autres projets tels que la recherche de supernovae). Leur détecteur est constitué de deux caméras CCD contenant chacune une mosaïque de 8 CCD de 2048×2048 pixels et couvrant un champ de $0,76^\circ \times 1,4^\circ$ (taille du pixel : $0,62''$). Chacune des caméras est consacrée à une bande spectrale ; les filtres utilisés étant proches de ceux de EROS1 (autour des filtres R et B standard). Deux candidats microlentille, dont un événement binaire, sont identifiés en direction du SMC. La lentille binaire se trouve très certainement dans le SMC lui-même [Afonso *et al.* 2000]. Il ne s'agit donc pas d'un MACHO du halo de la Voie Lactée. C'est également vraisemblablement le cas pour le second candidat [Palanque 1997]. Quatre candidats sont identifiés en direction du LMC, compatibles avec des MACHOs situés dans le halo de la Voie Lactée.

Le recoupement de l'ensemble des résultats EROS1 et EROS2 mène donc à cinq candidats microlentille (un vers le SMC et quatre vers le LMC) compatibles avec une lentille située dans le halo de la Voie Lactée. Ce résultat est compatible avec un halo de la Voie Lactée exempt de MACHOs car les lentilles associée à ces événements peuvent se trouver dans les Nuages de Magellan eux-même. La figure 2.14 illustre la limite supérieure (à 95% de confiance) déduite sur la quantité de MACHOs dans le halo galactique en fonction de la masse des MACHOs, pour un modèle de halo standard normalisé à $4 \times 10^{11} M_\odot$ dans une sphère de 50 kpc et où tous les MACHOs sont de même masse. Sur cette figure est superposée l'intervalle de confiance (95% également) autorisé par les résultats de la collaboration MACHO présentée ci-dessous. Pour le LMC, la profondeur optique déduite des analyses individuelles EROS et EROS2 est [Lasserre 2000] :

$$\begin{aligned}\tau_{EROS}^{\text{LMC}} &= 4,0_{-3,3}^{+9,2} \times 10^{-8} \\ \tau_{EROS2}^{\text{LMC}} &= 6,0_{-2,9}^{+4,7} \times 10^{-8}\end{aligned}$$

L'expérience MACHO

La collaboration MACHO a effectué des observations en direction des Nuages de Magellan à l'aide du télescope de 1,27 m au MSO (Mount Stromlo Observatory) [Hart *et al.* 1996], en Australie, entre juillet 1992 et décembre 1999. Voir [Alcock *et al.* 1996] pour la description de la caméra et de la chaîne d'analyse. Les champs bénéficiant d'un échantillonnage temporel approprié pour la recherche d'effets de microlentille de durées allant de quelques jours à quelques mois correspondent à environ 15 degrés carrés pour le LMC et 3 degrés carrés pour le SMC. L'analyse des données en direction du SMC n'est pas encore publiée. Dans [Alcock *et al.* 2000] sont présentés les résultats de l'analyse en direction du LMC pour les données prises jusqu'en septembre 1998. Suivant les critères de sélection, entre 13 et 17 candidats microlentille ont été mis en évidence. La collaboration MACHO estime que ses candidats microlentille sont quasiment exempts du bruit de fond constitué par les étoiles variables. Dans ces conditions, ces 13-17 événements mènent à une estimation de la profondeur optique environ deux fois supérieure à celles d'EROS :

$$\tau = 1,2_{-0,3}^{+0,4} \times 10^{-7}$$

Il faut ajouter à l'erreur statistique une erreur systématique pouvant atteindre 30%. L'estimation de MACHO est compatible avec celles d'EROS mais implique la présence de MACHOs sur la ligne de visée. Cela entraîne que la fraction de masse de ce dernier est d'environ 20% (l'intervalle de confiance à 95% allant de 8% à 50%). L'intervalle de masse des MACHOs étant de 0,15 à 0,9 M_{\odot} . Ces résultats sont illustrés figure 2.14.

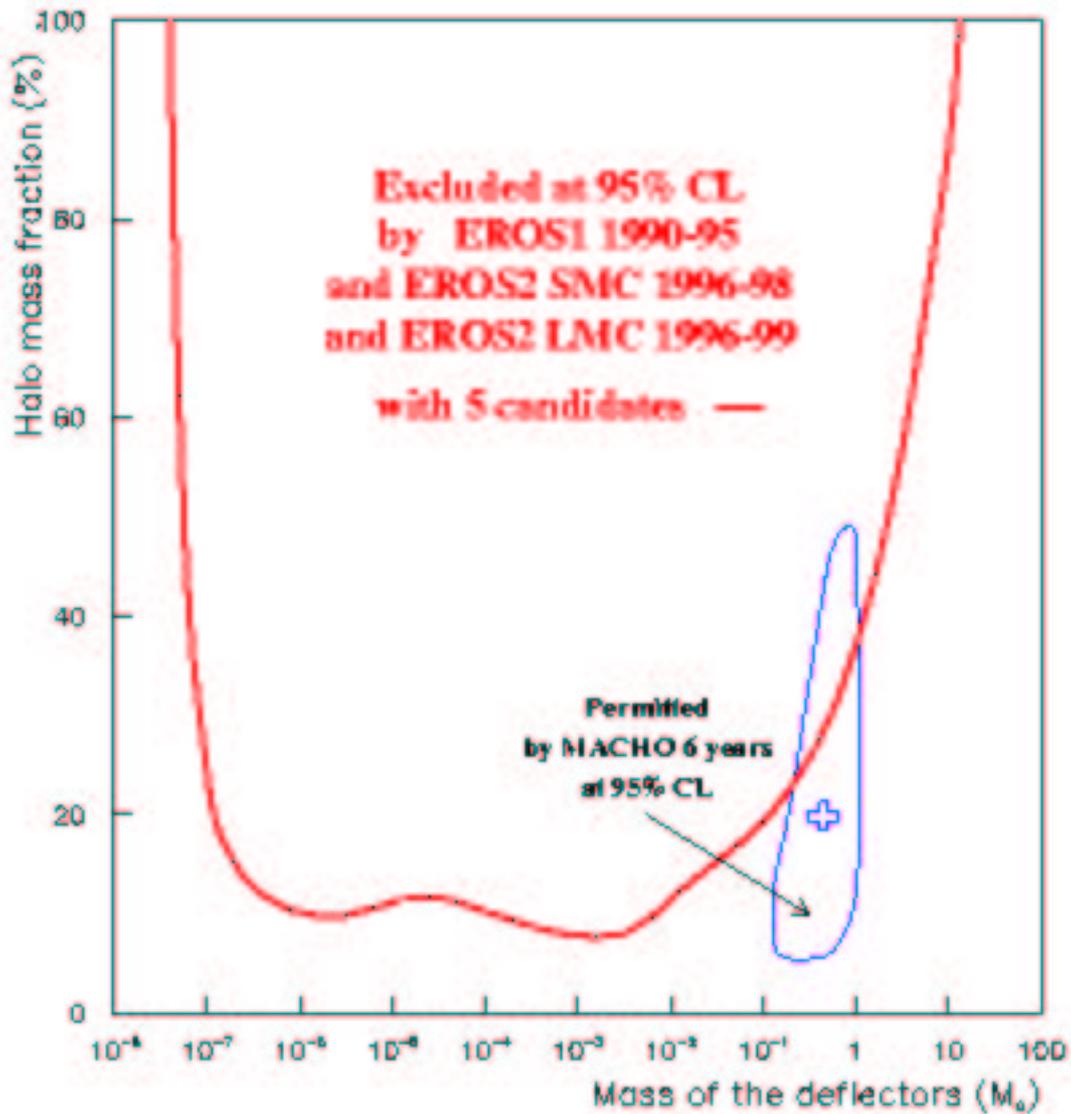


FIG. 2.14: Figure tirée de [Lasserre 2000]. Diagramme d'exclusion déduit de la totalité des données EROS1/EROS2 pour un halo standard normalisé à $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans une sphère de 50 kpc et dans l'hypothèse où tous les MACHOs sont tous de même masse. La fraction de masse du halo (exprimée en pourcents) est représentée en fonction de la masse des MACHOs. La zone fermée indique le contour permis par la collaboration MACHO [Alcock et al. 2000], la croix indiquant le point le plus vraisemblable dans ce contour.

2.3.2 Recherche d'effets de microlentille en direction du centre galactique

La recherche de microlentilles en direction du centre de la Voie Lactée a deux objectifs : premièrement de valider la méthode de recherche de microlentille indépendamment de l'existence de la matière sombre, et deuxièmement d'étudier la distribution de matière vers le centre galactique. Différents modèles galactiques menaient à l'estimation d'une profondeur optique d'au maximum 10^{-6} . Cependant la profondeur optique mesurée est plus de trois fois plus grande que cette limite :

$$\bar{\tau} \sim \begin{cases} 3,9 \times 10^{-6} & \text{MACHO} \\ 3,6 \times 10^{-6} & \text{OGLE} \end{cases}$$

Ces valeurs confortent l'idée selon laquelle la Voie Lactée n'est pas axisymétrique mais spirale barrée, l'axe de la barre pointant quasiment dans notre direction [Stanek *et al.* 1994].

Ces données ont donc permis de montrer que le phénomène de microlentille était bien compris et que la méthode expérimentale permet de les mettre en évidence. Parmi les événements détectés, cités ci-dessus, se trouvent un certain nombre de courbes de lumière "non standard", c'est à dire présentant des déviations par rapport à la courbe de Paczyński habituelle, dues aux effets de parallaxe et aux effets de taille finie de la source ou de binarité de la lentille, comme présenté section 2.2. Plusieurs événements binaires, par exemple les deux présentés dans [Udalski *et al.* 1994] et [Alard *et al.* 1995], sont suffisamment bien échantillonnés pour permettre de déterminer la vitesse transverse relative lentille–source.

2.3.3 Recherche de MACHOs en direction de M31

La recherche de microlentille en direction de M31 a été proposée indépendamment par [Baillon *et al.* 1992] et [Crotts 1992] (voir également [Baillon *et al.* 1993]). M31 est la galaxie spirale la plus proche de nous (les deux Nuages de Magellan ne sont pas spiraux). On estime généralement qu'elle est environ deux fois plus grande et deux fois plus massive que la Voie Lactée. Elle constitue une cible privilégiée pour la recherche de microlentilles pour essentiellement trois raisons :

- elle contient beaucoup plus d'étoiles que les Nuages de Magellan, ce qui permet d'obtenir une bonne statistique.
- comme le montre sa courbe de rotation (voir section 1.1.2), M31 possède son propre halo qui peut ainsi être observé dans son ensemble, contrairement au halo de la Voie Lactée qui ne peut être étudié que le long de lignes de visée particulières (telles

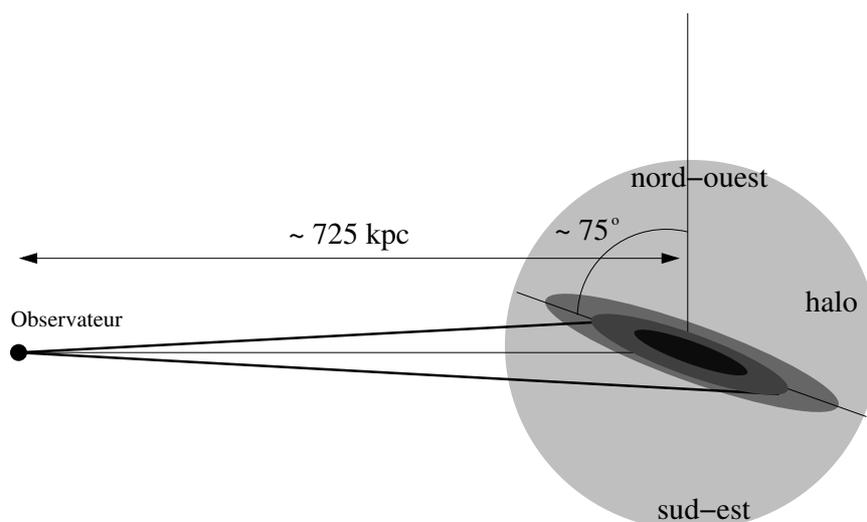


FIG. 2.15: *Inclinaison du disque de M31 par rapport à notre ligne de visée.*

que vers les Nuages de Magellan). De plus son disque est incliné d'environ 75° par rapport à notre ligne de visée, ce qui implique un gradient de la profondeur optique comme illustré sur la figure 2.15. Si le halo est composé de MACHOs, on attend donc plus d'événements de microlentille dans la direction pour laquelle la ligne de visée traverse le halo sur une plus grande distance, i.e : au sud-est. Or, on attend pas de telle asymétrie pour les étoiles variables. Ceci constitue un critère important pour rejeter le bruit de fond constitué par les étoiles variables.

- la ligne de visée vers M31 traverse également la halo de la Voie Lactée, ce qui permet donc d'étudier celui-ci dans une direction différente de celle des Nuages de Magellan. Cependant les microlentilles dues à des MACHOs situés dans notre halo ne bénéficient pas de l'asymétrie sus-décrite.

La recherche de microlentille en direction de M31 a débuté en 1994 et plusieurs expériences (AGAPE, Nainital, VATT-COLUMBIA, WeCAPP, etc.) se consacrent actuellement à cette tâche. La principale difficulté expérimentale réside dans le fait que M31 se trouve environ à 720 kpc, c'est à dire ~ 14 fois plus loin que les Nuages de Magellan. La conséquence de ceci est que les étoiles M31 ne sont pas résolues et qu'il est impossible de les observer individuellement comme c'est le cas des observations en direction des Nuages de Magellan. Il est alors nécessaire d'adopter une stratégie d'observation qui permette la détection des variations de flux d'objets non résolus. Deux approches ont été développées indépendamment : la technique de soustraction d'images [Alard *et al.* 1995] et la méthode des pixels, développée dans le cadre de l'expérience AGAPE et présentée en détails au chapitre 3.

Deuxième partie

**AGAPE : recherche en direction de
M31 d'effets de microlentille sur des
étoiles non résolues, par la méthode
des pixels**

Chapitre 3

L'expérience AGAPE

L'expérience AGAPE (Andromeda Galaxy and Amplified Pixel Experiment) recherche des effets de microlentille gravitationnelle en direction de M31 par la méthode des pixels. Depuis 1994, trois campagnes d'observations se sont succédées. Une première prise de données a tout d'abord été effectuée entre août 1994 et décembre 1996 sur le télescope Bernard Lyot ($\varnothing=2\text{m}$) au Pic du Midi. La région centrale de M31 fut alors observée sur un champ de 200 arcmin^2 . L'analyse de ces données est l'objet d'une partie de la thèse d'Anne Laure Melchior [Melchior 1995] et de la thèse de Yann Le Du [Le Du 2000], et a permis de valider la méthode des pixels. Cependant les données présentent une trop faible statistique pour permettre de poser des contraintes sur la profondeur optique ou la quantité de MACHOs en direction de M31. Entre 1997 et 1999 une seconde campagne a eu lieu sur le télescope MDM-McGraw Hill ($\varnothing=1,3\text{m}$) à Kitt Peak, en Arizona sur un champ total de 580 arcmin^2 . Dans un premier temps la collaboration AGAPE s'est concentré sur l'analyse des données prises entre août 1998 et décembre 1999. La thèse de Sébastiano Calchi Novati [Calchi Novati 2000] [Calchi Novati *et al.* 2001] traite de cette analyse. Bien que cette dernière ne soit tout à fait pas achevée, on peut d'ores et déjà conclure que seule une faible proportion du halo de M31 est constitué de MACHOs. Afin d'augmenter considérablement la statistique et tenter ainsi de mettre en évidence le gradient de profondeur optique dû à l'inclinaison du disque de M31 par rapport à la ligne de visée (voir figure 2.15), la collaboration POINT-AGAPE (POINT signifiant "Pixels Observation at INT") a pris des données sur le télescope INT ($\varnothing=2,5\text{m}$), à La Palma dans les îles Canaries, d'août 1999 à janvier 2002. Ces observations s'étalent sur un champ total de $0,6 \text{ deg}^2$, couvrant ainsi la quasi totalité de M31. L'analyse des données POINT-AGAPE est l'objet de cette thèse. La figure 3.1 illustre la position des champs d'observation des trois collaborations.

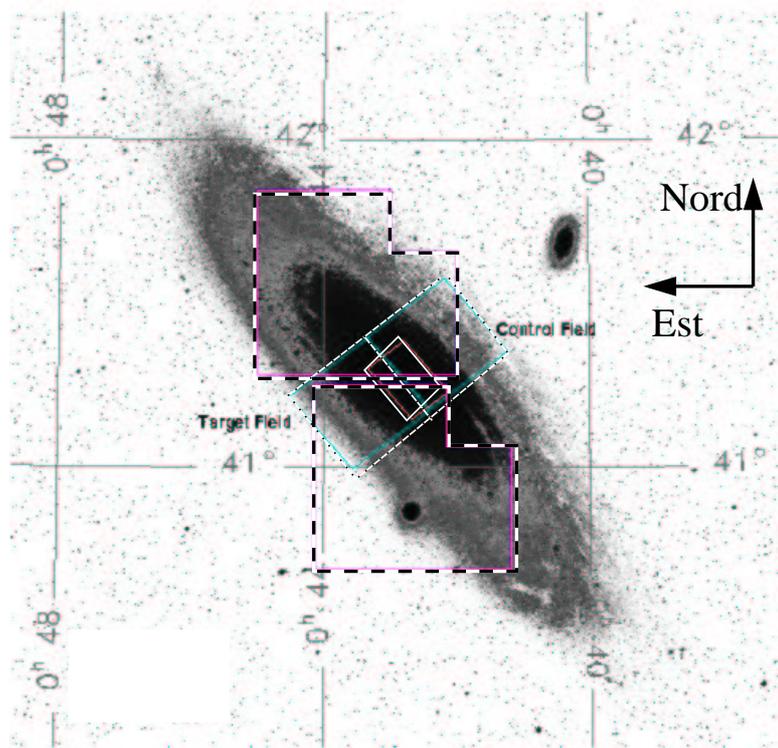


FIG. 3.1: *Position des champs d'observation des trois collaborations AGAPE. Les observations effectuées sur le télescope Bernard Lyot au Pic du Midi (petit champ central) couvrent une surface de 200 arcmin^2 . Les données MDM (champs intermédiaires notés “Control” et “Target”) couvrent deux champs de 290 arcmin^2 chacun. Enfin, les données POINT-AGAPE recouvrent deux champs de $0,3 \text{ deg}^2$ chacun, couvrant ainsi la quasi totalité de M31.*

3.1 Les observations AGAPE-Pic du Midi

3.1.1 Présentation

Le télescope Bernard Lyot ($\varnothing=2\text{m}$), à l'observatoire du Pic du Midi, est illustré figure 3.2. Les données AGAPE-Pic du Midi ont été prises à l'aide d'une caméra de 750 par 800 pixels¹. Chaque pixel couvre sur le ciel une surface de $(0,33'')^2$. Le champ total représenté figure 3.1 est en fait divisé en six champs, notés de A à F, plus un champ dit de “contrôle”, noté Z, centré sur le centre galactique et recouvrant en partie, de part et d'autre, les champs A et B. Ce dernier, avec des temps de pose réduits, est utilisé comme référence pour le pointage du télescope. La configuration des champs est illustrée figure 3.3. Les observa-

1. La surface totale de la caméra est de 1024 par 1024 pixels mais est trop importante pour le réducteur de focale ISARD utilisé alors. La surface utile, de 750 par 800 pixels représente 57% de la surface totale.



FIG. 3.2: *A gauche : L'observatoire du Pic du Midi. La coupole du télescope Bernard Lyot est celle située au fond à gauche, près de l'antenne TDF. A droite : Le télescope Bernard Lyot ($\varnothing=2m$).*

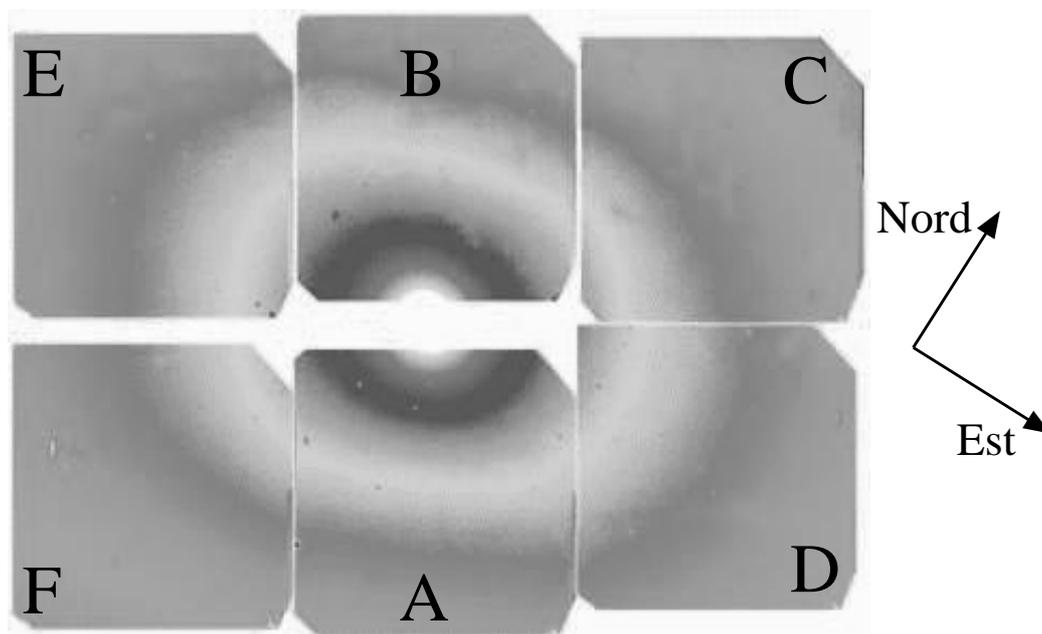


FIG. 3.3: *Configuration des champs d'observation pris au Pic du Midi sur le télescope Bernard Lyot. En plus des champs de A à F, il existe également un champ de contrôle, noté "champ Z", qui n'est pas représenté sur cette figure. Centré sur le centre de M31, il recouvre en partie, de part et d'autre, les champs A et B.*

tions s'étaient sur 80 nuits entre 1994 et 1996 dans deux bandes spectrales : r Gunn, proche du filtre standard R, et Johnson B. Des temps de pose d'environ 30 minutes (3 minutes pour le champ Z) ont permis de répartir le temps d'observation entre les deux filtres et les différents champs. L'échantillonnage (i.e : le nombre d'observations) varie de manière importante d'un champ à l'autre et d'un filtre à l'autre. Les champs sont classés, du mieux échantillonné au moins bien échantillonné, dans l'ordre suivant : Z, A, B, C, D, E, F. Enfin, le filtre r Gunn est environ trois fois mieux échantillonné que le filtre B. Dans ces conditions, l'achromaticité est très difficile à tester. En particulier, les champs E et F possèdent moins de dix images dans le filtre B, ce qui rend impraticable le test d'achromaticité. Ces deux champs sont donc traités séparément lors de l'interprétation des résultats puisque l'on ne peut pas leur appliquer l'ensemble des critères de sélection. La suite de cet exposé porte sur les champs Z, A, B, C et D qui couvrent sur le ciel une surface d'environ 100 arcmin^2 . L'expérience est sensible aux effets de microlentille pour R typiquement compris entre 18 et 22 au maximum d'amplification. Le seeing moyen des observations est de $1,5''$.

3.1.2 Résultats

Dans sa thèse [Le Du 2000], Yann Le Du présente les conclusions de l'analyse des données Pic du Midi. Sept candidats microlentille ressortent de cette analyse (pour les champs A à D plus Z). La prolongation des courbes de lumière de ces candidats par les données de 1998 issues du MDM (voir section suivante) a permis de mettre en évidence sur cinq d'entre elles l'existence de fluctuations répétées, ce qui invalide l'hypothèse d'effets de microlentille. Il reste donc deux candidats. Le plus convaincant d'entre eux, notés "AGAPE-Z1" parce qu'il se trouve proche du centre du champ Z, a fait l'objet d'une publication [Ansari *et al.* 1999] et est illustré figure 3.4. Afin de bien visualiser cette fluctuation qui est particulièrement rapide (largeur à mi-hauteur de $\sim 4,8$ jours), la figure présente la portion de la courbe entre août et décembre 1995. La magnitude au maximum d'amplification est de : $R \sim 18$ pour une couleur : $B - R \sim 0,8$. L'étoile amplifiée a vraisemblablement été identifiée sur des images du télescope spatiale Hubble (HST). Elle a une magnitude au repos de : $R \sim 22$, ce qui implique donc une variation de quatre magnitudes.

Les données AGAPE-Pic du Midi ne permettent pas de poser des contraintes sur la profondeur optique ou la quantité de MACHOs en direction de M31. D'une part la statistique offerte par ces données est faible et d'autre part le bruit de fond constitué par les étoiles variables reste mal connu. Cette analyse a cependant démontré l'intérêt de la méthode des pixels (voir chapitre suivant). Elle a ainsi ouvert la voie aux observations suivantes, couvrant des champs beaucoup plus étendus. La liste des publications concernant les données

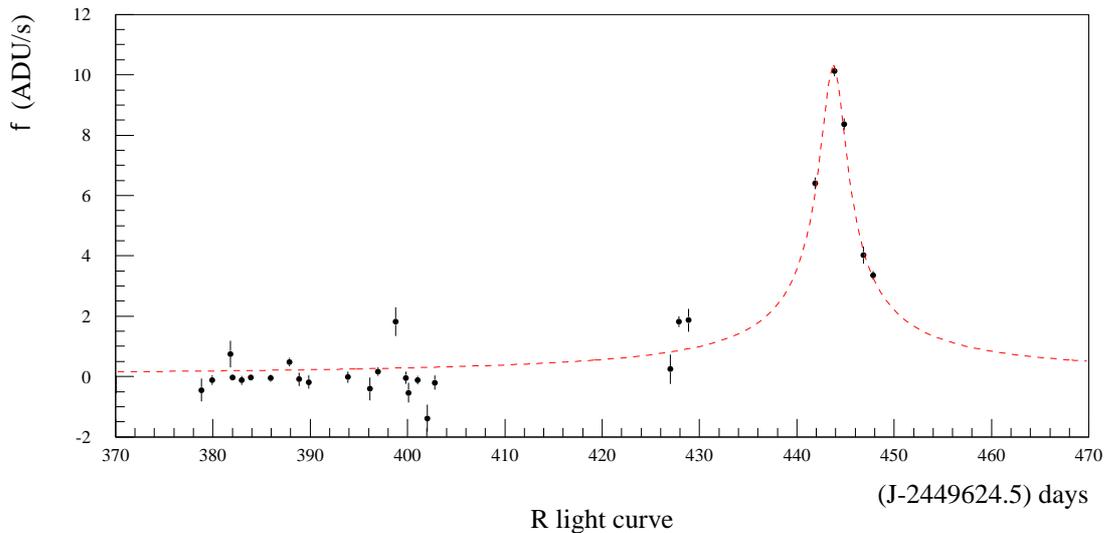


FIG. 3.4: *Figure tirée de [Ansari et al. 1999]. Zoom sur la saison 1995 de courbe de lumière du candidat microlentille AGAPE-Z1 dans le filtre r Gunn. En ordonnée est reporté le flux dans le super-pixel central auquel on a soustrait le fond estimé par l’ajustement de Paczyński. La courbe en pointillés représente l’ajustement lui-même.*

Pic du Midi est accessible sur la page web du PCC-Collège de France [1].

3.2 Observations avec le télescope MDM McGraw-Hill

3.2.1 Présentation

Le télescope McGraw-Hill ($\varnothing = 1,3$ m) fait partie de l’observatoire MDM² [14] situé au Kitt Peak [15], en Arizona (USA), à 1925 m d’altitude. Ce télescope est régulièrement dédié à l’observation de M31 depuis 1997 dans le cadre d’une collaboration entre AGAPE, l’Université d’état de l’Ohio et l’Université Columbia. Jusqu’à présent, l’expérience AGAPE a concentré sa recherche d’effets de microlentille gravitationnelle sur les données prises à l’aide de la caméra CCD nommée “Echelle” (2048 \times 2048 pixels), entre septembre 1998 et décembre 1999. Durant cette période les données issues de cette caméra représentent environ 80% des observations de M31. La prise de ces données ainsi que leur analyse

2. L’acronyme “MDM” vient des trois intitulés : l’Université du Michigan, le Dartmouth College et l’Institut de technologie du Massachusetts (MIT). Le MIT a cependant quitté le consortium en 1977 pour être remplacé par l’Université Columbia et l’Université d’état de l’Ohio.

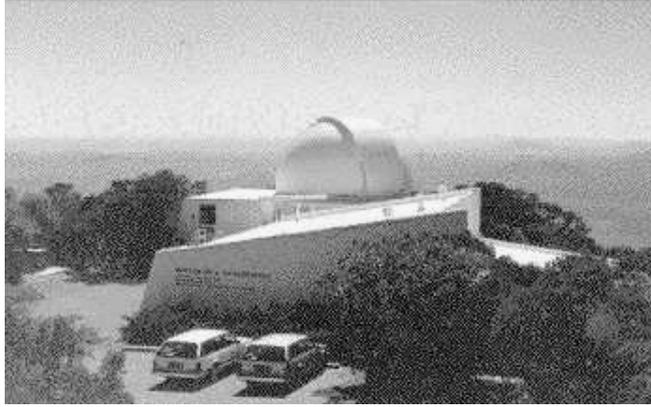


FIG. 3.5: *Coupole du télescope MDM-McGraw Hill.*

est l'objet de la thèse de Sébastiano Calchi Novati [Calchi Novati 2000]. Comme illustré figure 3.1, deux champs nommés “Target” et “Control”, de $(17')^2$ chacun (soit $\sim (0,5'')^2$ par pixel), ont été observés. Le premier, situé au sud-est du centre galactique ($\alpha = 00^h 43^m 24^s$, $\delta = 41^\circ 12' 10''$ (J2000)), bénéficie de 42 nuits d'observation. Les résultats de l'analyse des données de ce champ sont publiés dans [Calchi Novati *et al.* 2001]. Le champ Control, centré au nord-ouest du centre galactique ($\alpha = 00^h 42^m 14^s$, $\delta = 41^\circ 24' 20''$ (J2000)), bénéficie d'un échantillonnage deux fois moindre avec une vingtaine de nuits d'observation. Ce champ est actuellement en cours d'analyse. Les observations ont été effectuées dans deux bandes spectrales, proches des filtres standards R et I. Les temps de pose sont typiquement de 300 s en I et 360 s en R. Les nuits d'observation étant entièrement dédiées à M31, il y a en moyenne 20 images par nuit pour le filtre R et 12 pour le filtre I. Le seeing varie entre $1,2''$ et $3,2''$ avec une moyenne de $1,6''$ et l'expérience est sensible aux fluctuations typiquement comprises dans l'intervalle $18 < R < 23$.

3.2.2 Résultats

Dans un premier temps, les données MDM ont permis de prolonger en 1998 et 1999 les courbes de lumière des candidats de la première campagne d'observation au Pic du Midi ; révélant ainsi sur cinq d'entre elles une répétition de la fluctuation, ce qui confirme l'hypothèse d'étoiles variables et infirme donc l'hypothèse d'effets de microlentille. Cinq candidats de la première campagne sur les sept (voir section précédente) ont donc été ainsi rejetés. Ceci montre bien la nécessité qu'il y a pour les expériences de recherche de microlentille de prolonger les observations durant de nombreuses années afin d'être capable de rejeter le bruit de fond constitué par les étoiles variables.

α (J2000)	δ (J2000)	$t_{1/2}$ (jours)	R_{\max}	R-I
00 ^h 43 ^m 27,4 ^s	41°13'11"	32 ± 6	22,6 ± 0,1	0,3 ± 0,2
00 ^h 43 ^m 26,5 ^s	41°13'16"	22 ± 7	22,7 ± 0,1	0,2 ± 0,2
00 ^h 43 ^m 39,9 ^s	41°18'41"	39 ± 9	22,2 ± 0,1	0,8 ± 0,2
00 ^h 42 ^m 39,3 ^s	41°6'53"	15 ± 1	22,3 ± 0,1	0,5 ± 0,2
00 ^h 42 ^m 39,1 ^s	41°11'26"	25 ± 3	21,7 ± 0,1	0,5 ± 0,2

TAB. 3.1: *Caractéristiques principales des candidats microlentille issus de l'analyse des données MDM.*

Dans un deuxième temps, la recherche proprement dite d'effets de microlentille a été menée sur le champ Target [Calchi Novati *et al.* 2001]. Il ressort de cette analyse cinq candidats microlentille illustrés figure 3.6 et dont les caractéristiques sont exposées dans le tableau 3.1. Afin d'interpréter ces cinq candidats, on a recours à une simulation Monte Carlo qui consiste à prédire la distribution attendue pour certaines grandeurs caractéristiques (masse des MACHOs, fonctions de luminosité des étoiles, etc.), compte tenu du *set-up* expérimental, de l'échantillonnage et de la chaîne d'analyse. Le modèle adopté pour les fonctions de densité et de luminosité de M31 et de la Voie Lactée sont décrit dans le chapitre 6, section 6.1.1. Deux simulations ont été effectuées : avec des MACHOs de masse $M_{\text{MACHOs}} = 0,5M_{\odot}$, puis avec des MACHOs de masse $M_{\text{MACHOs}} = 10^{-2}M_{\odot}$. Les résultats mettent en évidence [Calchi Novati *et al.* 2001] que pour $M_{\text{MACHOs}} = 0,5M_{\odot}$ (resp. $M_{\text{MACHOs}} = 10^{-2}M_{\odot}$) 80% des effets de microlentille détectés ont une largeur à mi-hauteur : $t_{1/2} \lesssim 24$ jours (resp. $t_{1/2} \lesssim 15$ jours). De plus, dans les deux cas, le Monte Carlo prédit qu'environ 80% des effets de microlentille détectés ont une magnitude au maximum d'amplification : $R_{\max} \lesssim 21,7$. Or, les candidats présentés table 3.1 ne se trouvent pas dans ces limites puisqu'ils montrent des magnitudes au maximum : $R_{\max} \geq 21,7$ et des largeurs à mi-hauteur : $t_{1/2} \geq 15$ jours. La conclusion logique de ceci est que les candidats ne sont vraisemblablement pas, pour la plupart, des effets de microlentille. Il convient de noter que le nombre d'événements attendus dus au *self-lensing*, c'est à dire à l'amplification d'une étoile (du bulbe ou du disque) par une autre étoile (du bulbe ou du disque), est de l'ordre de 1 et compatible avec 0. Il est donc tout à fait possible qu'aucun des candidats ne soit, en fait, un effet de microlentille. Quoiqu'il en soit, du fait des largeurs à mi-hauteur des candidats, on peut exclure que les MACHOs soient constitués d'astres légers ($M_{\text{MACHOs}} \lesssim 10^{-2}M_{\odot}$), ce qui est en accord avec les résultats des expériences EROS et MACHO (qui concernent le halo de la Voie Lactée). En effet, ces dernières trouvent que les masses des lentilles se situant dans le halo de Voie Lactée sont comprises entre 0,2 et 0,6 M_{\odot} [Alcock *et al.* 2000]

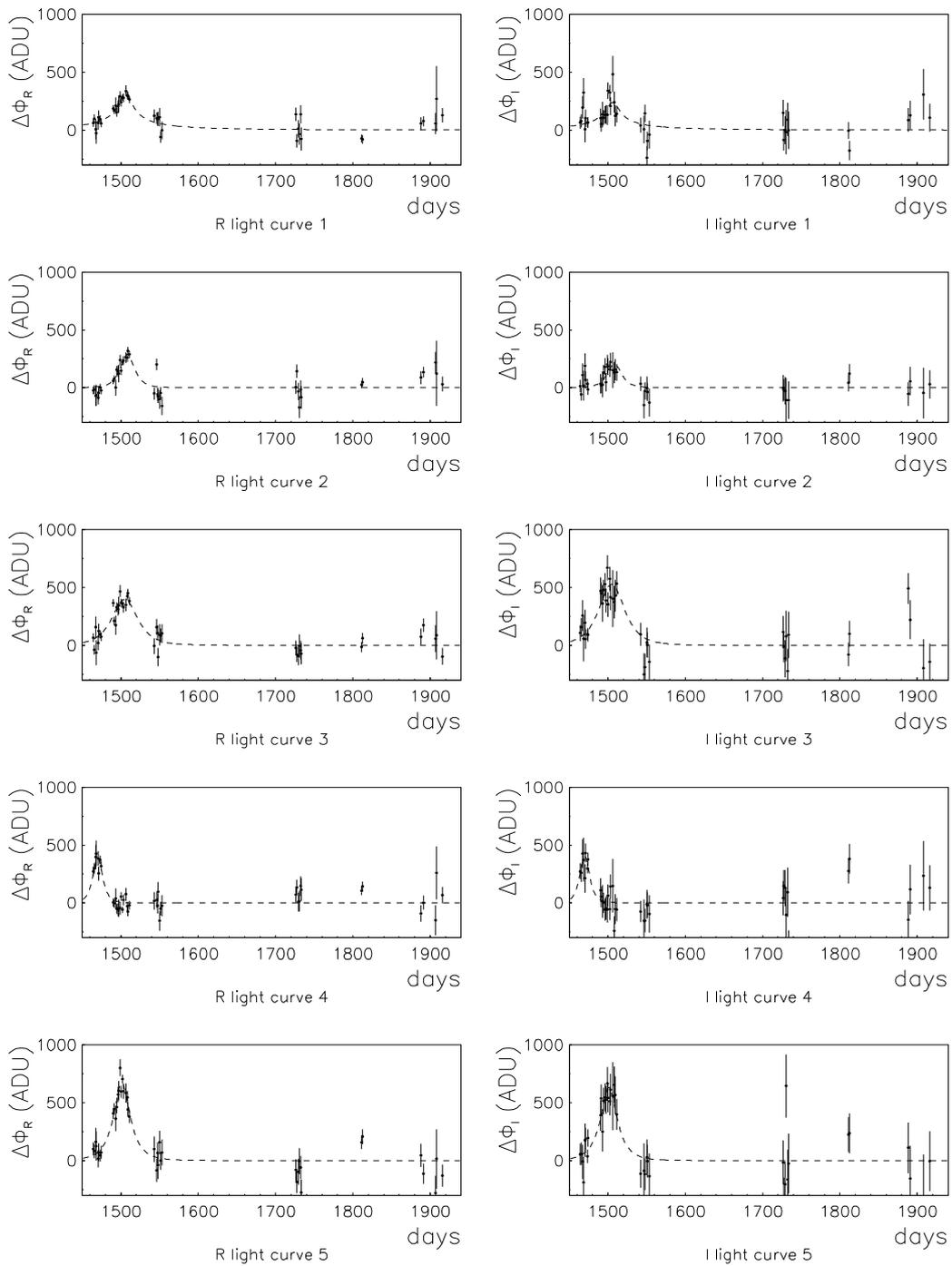


FIG. 3.6: *Figure tirée de [Calchi Novati et al. 2001]. Courbes de lumière des 5 candidats microlentille ressortant de l'analyse du champ Target. En ordonné est reporté le flux (normalisé à l'image de référence) duquel on a soustrait le fond calculé par l'ajustement de Paczyński (l'ajustement lui-même est représenté par la courbe en pointillés). En abscisse, l'origine des temps est J-2449624,5.*

[Lasserre *et al.* 2000].

Le Monte Carlo n'inclue pas les biais photométriques pouvant survenir lors du traitement des images (par exemples de l'alignement photométrique ou de la stabilisation de seeing), non plus que les fluctuations secondaires induites par le fond d'étoiles variables. Or, ces facteurs diminuent l'efficacité de détection par rapport à celle prévue par le Monte Carlo. [Calchi Novati *et al.* 2001] estime que cette diminution atteint un maximum d'environ un tiers pour les événements courts (i.e: $t_{1/2} < 10$ jours). Afin d'être en mesure de poser des contraintes sur la profondeur optique ou la quantité de MACHOs dans le halo de M31, il est prévu d'estimer précisément l'efficacité de détection en simulant des effets de microlentille sur les images astronomiques.

3.3 POINT-AGAPE

3.3.1 Présentation

La collaboration POINT-AGAPE (POINT = Pixels Observation on INT) a effectué des observations sur le télescope INT (Isaac Newton Telescope, $\varnothing = 2,5$ m) [8] entre août 1999 et janvier 2002. Les observations sont effectuées à l'aide de la caméra grand champ WFC (Wide Field Camera) composée de quatre CCD de 2048 par 4096 pixels, couvrant ainsi une surface de $\sim 0,3$ deg². Les pixels ont une largeur de $0,33''$. Deux champs illustrés sur la figure 3.1 sont observés. L'un au nord (J2000: $\alpha = 00^h 44^m 00^s$, $\delta = 41^{\circ} 33' 00''$) et l'autre au sud (J2000: $\alpha = 00^h 43^m 10^s$, $\delta = 40^{\circ} 58' 15''$) du centre de la galaxie, amenant ainsi la taille du champ total observé à $\sim 0,6$ deg² et couvrant la quasi totalité de la galaxie. Les observations sont effectuées dans trois bandes spectrales, représentées figure 3.7, similaires aux filtres Sloan i' , Sloan r' et Sloan g' , eux-même proches des filtres standard respectifs I, R et V. Dans la suite, par abus de langage, les filtres utilisés sont dénommés Sloan i' , r' et g' . L'échantillonnage, résumé table 3.2 varie d'un filtre à l'autre et d'une saison à l'autre. Il y a moins d'observations lors de la troisième saison (août 2001–janvier 2002) car les conditions météorologiques ont été défavorables. Le filtre r' étant commun à toutes les saisons, il est utilisé pour la détection des objets variables (voir la construction des cartes de vraisemblance au chapitre suivant). Les données en i' et g' entrent ensuite en jeu pour effectuer l'ajustement de Paczyński et donc tester d'achromaticité. En 1999, le filtre i' présentant un faible échantillonnage, l'achromaticité est testée avec les filtres r' et g' . Les années suivantes, en revanche, le filtre g' n'étant plus utilisé, on utilise les filtres r' et i' . Les temps de pose sont typiquement de 10 minutes par nuit et par filtre. Le seeing varie entre $0,9''$ et $3,2''$ avec une moyenne autour de $1,5''$. Comme le montre la figure 3.8, les

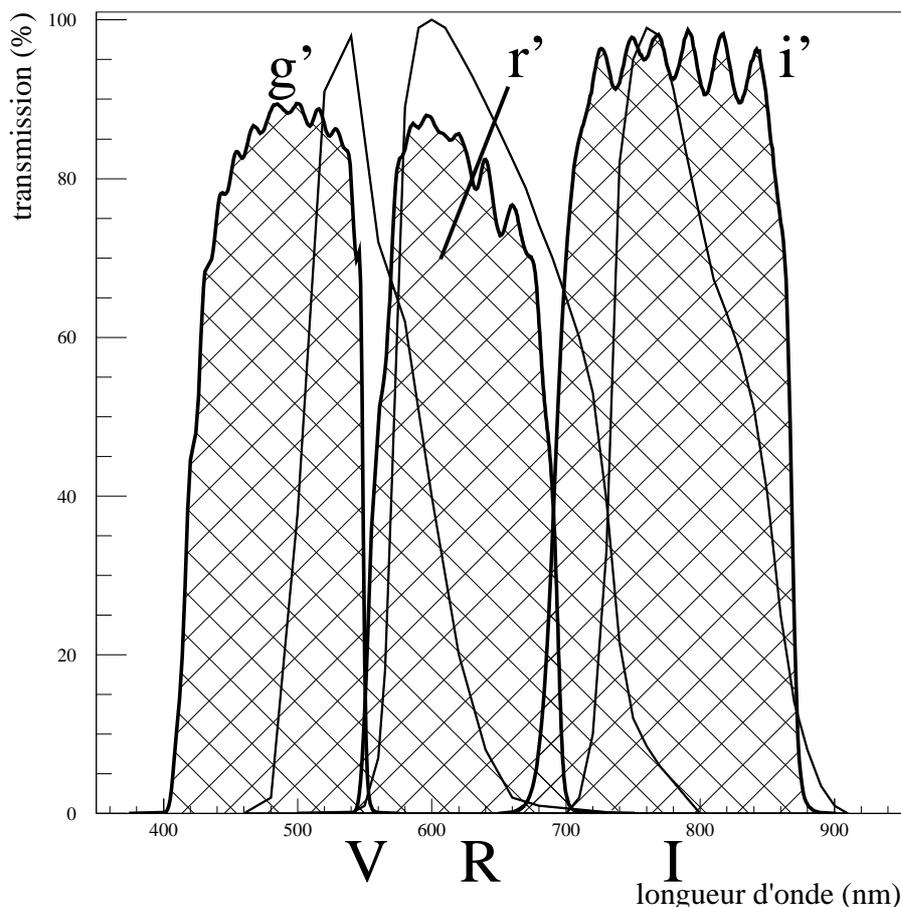


FIG. 3.7: Les trois filtres utilisés dans le cadre des observations POINT-AGAPE (régions quadrillées) sont notées g' , r' et i' et sont similaires aux filtres respectifs Sloan g' , Sloan r' et Sloan i' . Sont superposés les filtres standard V (Johnson) et R, I (Cousins).

	nombre de nuits d'observation entre		
	d'août 1999 à janvier 2000	d'août 2000 à janvier 2001	d'août 2001 à janvier 2002
Sloan i'	25	83	~ 40
Sloan r'	60	75	~ 40
Sloan g'	40	0	0

TAB. 3.2: Nombre de nuits d'observation dans les trois filtres au cours des trois saisons.

images avec un seeing supérieur à $2,2''$ sont très peu nombreuses (moins de 2%). Un tel mauvais seeing est souvent révélateur d'une problème technique lors de la prise de données (mauvaise focalisation, problème de suivi, etc.) et les images correspondantes sont écartées de l'analyse (voir à ce sujet la section 5.1.6). Dans les $\sim 10\%$ du champ d'observation

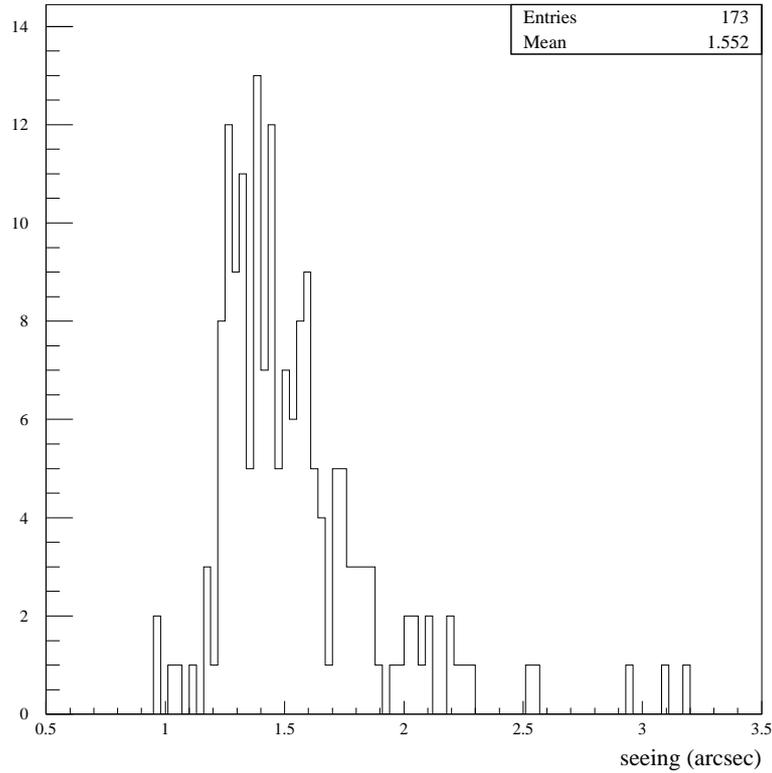


FIG. 3.8: *Distribution du seeing dans les données INT pour un échantillon de 173 images dans le filtre Sloan r' .*

les plus proche du centre de M31, le seuil de détection (c'est à dire la magnitude au maximum d'accroissement que doivent avoir les objets variables pour être détectables) est typiquement de $R \sim 22,5$, où R est la magnitude Cousins standard. Pour les 90% restant le seuil est d'environ une magnitude plus importante : $R \sim 23,5$.

3.3.2 Volume des données

La collaboration POINT-AGAPE diffère des précédentes collaborations d'AGAPE par le fait que le volume des données est trop important pour que l'analyse puisse être effectuée dans de bonnes conditions au sein d'un laboratoire. En effet, pour l'ensemble des trois saisons d'observation, les données représentent un volume d'environ 150 Go ; et l'espace disque nécessaire à l'ensemble de la chaîne de traitement (voir les détails de l'analyse au chapitre 5) dépasse 1 To. Après avoir stocké les données sur bandes, l'analyse proprement dite est effectuée au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon [16], qui dispose des ressources informatiques nécessaires.

Chapitre 4

Application de la méthode des pixels aux données POINT-AGAPE

4.1 Motivations de la méthode des pixels

M31 se trouve à environ 720 kpc et occupe sur le ciel une surface d'environ $0,7 \text{ deg}^2$. La densité de surface d'étoiles est colossale : plusieurs centaines de milliers par arcsec. La résolution offerte par les télescopes terrestres, de l'ordre de $1''^1$, ne permet donc pas de résoudre les étoiles. La figure 4.1 montre une fenêtre de $(1,4')^2$ extraite des données POINT-AGAPE. On y distingue quelques rares étoiles résolues baignées dans un fond grumeleux. Ces grumeaux révèlent les variations de la densité d'étoiles. Ainsi les zones plus brillantes ne sont pas des étoiles mais des régions dans lesquelles la densité d'étoiles est plus importante.

La stratégie d'observation consistant à effectuer la photométrie de chaque étoile individuellement est donc exclue. La stratégie élaborée dans le cadre de l'expérience AGAPE est nommée "méthode des pixels". Elle consiste à suivre dans le temps, non pas le flux d'étoiles, mais le flux dans chaque pixel de la caméra CCD. Cette méthode, initialement proposée par [Baillon *et al.* 1992], [Baillon *et al.* 1993] consiste donc à remplacer l'étude des courbes de lumières d'étoiles par l'étude des courbes de lumières des pixels. Dans ces conditions les événements de microlentille sont baignés dans un fond lumineux beaucoup

1. La résolution des télescopes terrestres est limitée par la tâche de seeing, voir à ce sujet la section 4.5.1. Le seeing est dû en grande partie à la traversée de l'atmosphère par la lumière, et dans une moindre mesure au télescope. C'est pourquoi les télescopes spatiaux, tel le télescope Hubble (HST), qui ne souffre pas de l'atmosphère, offrent une résolution typique de $0,1''$ dix fois meilleure que celle des télescopes terrestres. Ceci permet au HST de résoudre les étoiles les plus lumineuses de M31 (i.e : essentiellement les géantes rouges), mais reste de toute façon très insuffisant pour résoudre la très grande majorité d'entre elles.

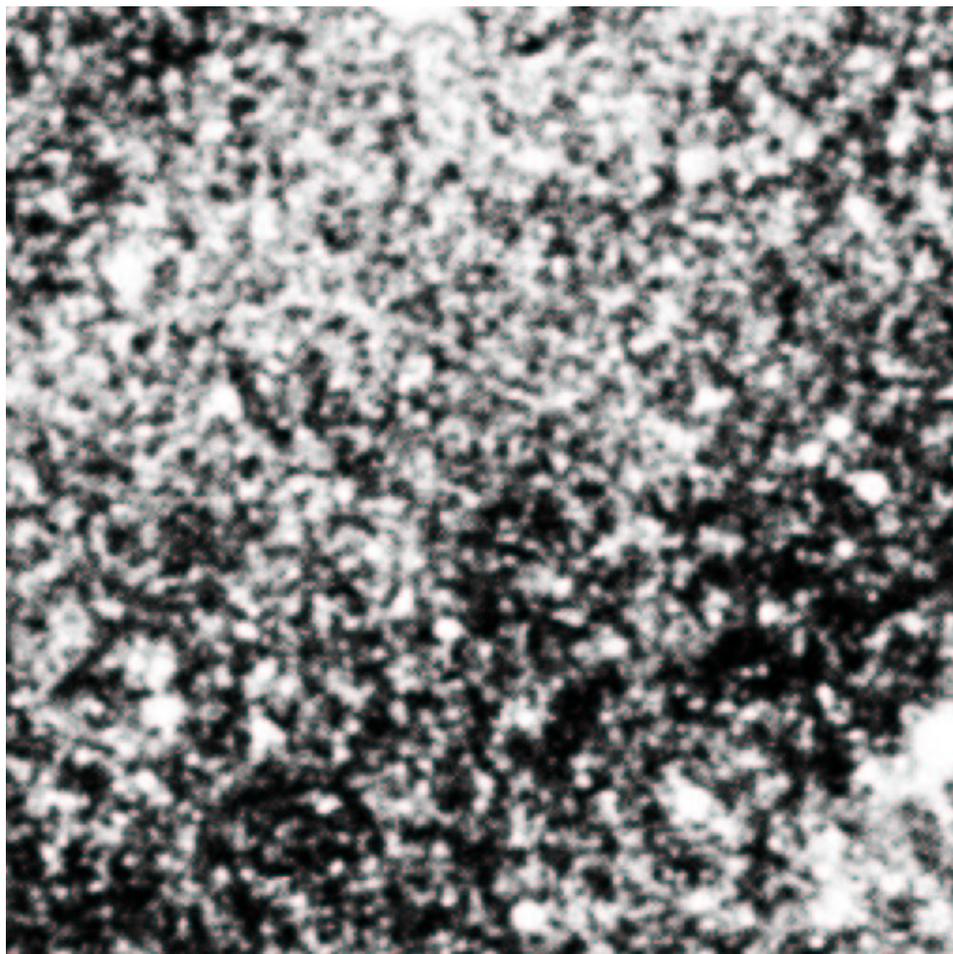


FIG. 4.1: Fenêtre de $(1,4')^2$ (250×250 pixels) extraite des données POINT-AGAPE. A quelques exceptions près, les étoiles ne sont pas résolues. Les “grumeaux” plus brillants ou plus sombres sont dus à des fluctuations de la densité d’étoiles.

plus important que les événements eux-mêmes et ne représentent qu’une faible fraction, même au maximum d’amplification, du flux total perçu dans les pixels. Afin qu’une microlentille soit détectable il est donc nécessaire que l’amplification soit suffisante pour émerger du bruit, et notamment du bruit de photons. Ainsi les microlentilles détectables sont celles mettant en jeu soit des étoiles sources très brillantes soit des amplifications très fortes, c’est à dire de petits paramètres d’impact. L’efficacité de détection est donc considérablement réduite comparée aux expériences qui cherchent des microlentilles sur des étoiles résolues. Cependant le taux de microlentilles observé demeure du même ordre de grandeur car la faible efficacité de détection est compensée par le nombre colossal d’étoiles observées.

La mise en pratique de la méthode des pixels repose sur la possibilité d’assurer une bonne stabilité photométrique des pixels afin de réduire le bruit au maximum jusqu’à

atteindre, dans l'idéal, un niveau de bruit proche du bruit de photons. Il faut donc s'assurer de bien soustraire des images tous les biais expérimentaux. Cette problématique est exposée dans les sections de 4.2 à 4.6.

4.2 Stabilité photométrique des pixels

La différence pixel à pixel entre deux images prises exactement dans les mêmes conditions est due, d'une part, aux objets dont le flux lumineux a varié entre les deux poses, et d'autre part au bruit de photons, c'est à dire aux fluctuations statistiques du nombre de photons (statistique de Poisson). La comparaison entre deux images permet alors de mettre en évidence les objets qui ont varié de manière sensible par rapport au bruit de photons. Cependant, les conditions d'observation ne sont jamais exactement les mêmes d'une image à l'autre. On distingue essentiellement deux catégories de conditions qui ne se reproduisent quasiment jamais à l'identique :

les décalages géométriques : pour que l'on puisse considérer qu'un pixel pointe sur la même partie du ciel d'une image à l'autre, il est nécessaire que le décalage géométrique entre les deux images soit largement inférieur à la taille des pixels. Ces derniers ayant une largeur de $0,33''$, le décalage doit être typiquement inférieur au dixième de seconde d'arc. Or, le pointage du télescope n'atteint pas cette précision.

les conditions photométriques : tels que le temps de pose, l'absorption atmosphérique, le fond de ciel, le seeing, etc. jouent évidemment un rôle essentiel sur le flux perçu par les pixels. Or, tous ces paramètres varient d'une image à l'autre.

Pour que les courbes de lumière des pixels aient un sens il est donc nécessaire au préalable d'aligner géométriquement les images pour que les pixels pointent toujours exactement dans la même direction, et de les ramener aux mêmes paramètres photométriques. Ce n'est qu'après que ces deux opérations aient été effectuées que les fluctuations sur les courbes de lumière reflètent les variations d'objets astrophysiques (au bruit de photons près). On dit alors que les pixels sont photométriquement stables. Cette stabilité photométrique des pixels est évidemment une condition *sine qua non* pour pouvoir appliquer la méthode des pixels.

Parmi les sources de biais citées ci-dessus, les variations de seeing constituent de loin la plus difficile à corriger. Qualitativement, le problème du seeing est qu'un objet ponctuel, tel qu'une étoile, est vu à travers l'atmosphère et l'optique du télescope comme présentant une certaine étendue, caractérisée par le seeing, variant d'une image à l'autre. Dans le cadre de

l'expérience AGAPE, deux méthodes de traitement d'image ont été élaborées pour palier aux variations du seeing. L'une, appelée "méthode de Genève" parce qu'elle a été développée par P. Baillon, au CERN, est rigoureuse mais le temps de calcul qu'elle requiert devient rapidement prohibitif lorsque l'on souhaite l'appliquer à la détection sur de grands champs. L'autre méthode est dénommée "stabilisation de seeing". Elle a été développée par le groupe de Cosmologie Observationnelle du PCC du Collège de France [13]. Elle est conçue pour être beaucoup plus maniable mais les termes correctifs qu'elle apporte sont approximatifs. Elle offre donc un compromis entre stabilité photométrique des pixels et temps de calcul. La solution qui s'offre alors naturellement est d'utiliser tout d'abord la stabilisation de seeing pour la détection, afin de construire un catalogue d'événements ; puis d'effectuer la photométrie précise par la méthode de Genève des candidats microlentille catalogués. Le travail présenté dans cette thèse concerne la première étape, c'est à dire l'application aux données POINT-AGAPE de la stabilisation de seeing. L'analyse par la méthode de Genève des effets de microlentille ainsi détectés sera l'objet d'un travail ultérieur.

Le procédé utilisé pour l'alignement géométrique est commun aux deux méthodes et fait l'objet de la section 4.3. Le traitement photométrique est divisé en deux étapes. La première, appelée "alignement photométrique" et présentée section 4.4, peut également être appliquée dans les deux méthodes. Cet alignement concerne tous les paramètres photométriques excepté le seeing. Il est montré section 4.5.6 qu'une partie de cette étape est redondante avec la stabilisation de seeing. Elle est cependant nécessaire car elle permet de décorrélérer la correction liée aux variations de seeing des corrections liées aux autres sources de biais. Puis la stabilisation de seeing est développée section 4.5 tandis que la méthode de Genève est exposée dans ses grandes lignes section 4.6.

4.3 Alignement géométrique

Afin que les courbes de lumière des pixels aient un sens, il faut au préalable recaler les images les unes par rapport aux autres afin que les pixels pointent toujours exactement dans la même direction. Ce traitement est classique et des procédures standards sont utilisées. On choisit une image de référence sur laquelle on va aligner toutes les autres. Dans la suite on appelle l'image à aligner "image courante". L'expérience AGAPE utilise le programme PEIDA, développé par la collaboration EROS [Queinsec 1994], qui effectue l'alignement géométrique par rapport aux étoiles résolues. L'algorithme se décompose en trois étapes :

1. On repère tout d'abord les étoiles résolues se trouvant sur l'image de référence, ce qui représente typiquement un catalogue de quelques centaines d'étoiles, puis on effectue la même opération sur l'image courante.

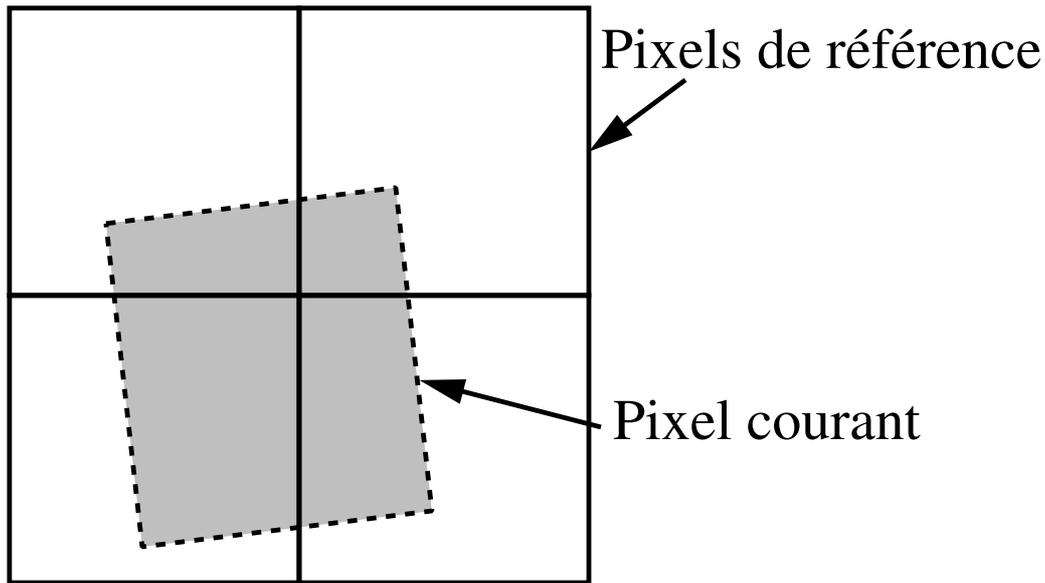


FIG. 4.2: Schéma de superposition des pixels. Dans le cas général, la transformation entre l'image courante et l'image de référence consiste en une translation et une rotation.

2. On détermine alors la transformation qui assure la correspondance entre les deux images. Cette transformation est recherchée sous forme d'une translation et d'une rotation, ce qui fait trois paramètres à déterminer (les deux directions de la translation plus l'angle de rotation).
3. On peut alors calculer sur l'image de référence la position du centre des pixels de l'image courante. Dans le cas général, le décalage entre les deux images ne met pas en jeu un nombre entier de pixel, tel que cela est illustré figure 4.2. Il est donc nécessaire de définir sur l'image courante des pixels virtuels correspondant aux pixels de l'image de référence. Le flux Φ^{vir} d'un pixel virtuel étant défini comme : $\Phi^{\text{vir}} = \sum_i p_i \Phi_i^{\text{cour}}$, où la somme se fait sur tous les pixels qui chevauchent le pixel virtuel, p_i étant la fraction du pixel i en commun avec le pixel virtuel et Φ_i^{cour} le flux dans le pixel i .

La précision avec laquelle sont déterminées les positions des étoiles lors de la première étape est de l'ordre du dixième de pixel. La transformation entre les deux images étant calculée à l'aide de plusieurs centaines d'étoiles, l'erreur statistique est négligeable et l'erreur de recalage est dominée par les distortions locales qui peuvent apparaître sur les images. Dans les régions les plus défavorables cette erreur ne dépasse pas $0,1''$ (un tiers de pixel). Dans la section 4.5, consacrée à la stabilisation de seeing, il est expliqué que l'analyse des données se fait sur la base de super-pixels de 7×7 pixels, aussi les incertitudes sont-elles tout à fait négligeables.

4.4 Alignement photométrique

L'objectif de l'alignement photométrique est d'intercalibrer les images afin de ne plus être sensible aux variations du temps de pose, de l'absorption et du fond de ciel. L'alignement consiste à choisir une image de référence sur laquelle les autres images sont calibrées. L'image de référence est choisie pour avoir un bon rapport signal sur bruit, c'est à dire un long temps de pose et un faible fond de ciel (voir section 5.1.5).

L'approche adoptée pour l'alignement est décrite dans [Ansari *et al.* 1997]. Elle consiste à comparer le flux pixel à pixel des images. Afin de ne pas être sensible aux variations de seeing, l'alignement n'est pas directement effectué sur les images elles-mêmes mais sur leurs médians. Le médian d'une image est calculé en prenant pour chaque pixel la valeur médiane du flux sur un pavé grand par rapport au seeing, centré sur le pixel. Le flux médian d'un pixel est ainsi décorrélé du seeing. Dans le cas de l'analyse des données POINT-AGAPE, on utilise un pavé de 41×41 pixels, ce qui fait $13,5'' \times 13,5''$. Au bruit de photons près, la relation entre le flux d'un même pixel sur l'image de référence et sur l'image courante (comme pour l'alignement géométrique, on appelle "image courante" l'image que l'on cherche à aligner) peut être modélisée par deux paramètres, notés a et b :

$$\tilde{\Phi}_{\text{ref}}^{\text{pix}} = a \tilde{\Phi}_{\text{cour}}^{\text{pix}} + b \quad (4.1)$$

où le symbole $\tilde{}$ signifie qu'il s'agit du médian, $\tilde{\Phi}_{\text{ref}}^{\text{pix}}$ est le flux de référence, $\tilde{\Phi}_{\text{cour}}^{\text{pix}}$ le flux courant, a le rapport des absorptions des deux images pondérées par les temps de pose et b la différence des fonds de ciel. La moyenne et la variance de la distribution du flux dans les pixels s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\Phi}_{\text{cour}}^{\text{ref}} \rangle &= \frac{1}{N_{\text{pix}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{pix}}} \tilde{\Phi}_{\text{cour}}^i \\ \sigma_{\text{cour}}^2 &= \frac{1}{N_{\text{pix}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{pix}}} \left(\tilde{\Phi}_{\text{cour}}^i - \langle \tilde{\Phi}_{\text{cour}}^{\text{ref}} \rangle \right)^2 \end{aligned}$$

Les deux images donc sont statistiquement liées par les relations :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ref}}^2 &= a^2 \sigma_{\text{cour}}^2 \\ \langle \tilde{\phi}_{\text{ref}} \rangle &= a \langle \tilde{\Phi}_{\text{cour}} \rangle + b \end{aligned}$$

Le calcul de a et b est effectué par pavés de 500×500 pixels, rendant ainsi totalement négligeable les fluctuations statistiques dues au bruit de photons.

Le flux aligné s'écrit :

$$\Phi_{\text{al}} = a \Phi_{\text{cour}} + b$$

Le bruit de photons sur Φ_{al} s'écrit alors :

$$\sigma_\gamma = \sqrt{\frac{a}{g}(\Phi_{\text{al}} - b)}$$

où g est la gain, c'est à dire le nombre de photons par ADU.

4.5 La stabilisation de seeing

Le problème du seeing peut être résumé ainsi : une source ponctuelle est observée sur les images comme ayant une certaine étendue caractérisée par le seeing. Les variations du seeing d'une image à l'autre produisent pour un pixel donné des variations du flux issu de la source, entraînant une dispersion sur la courbe de lumière. Il est nécessaire d'introduire dans la chaîne de traitement une étape visant à corriger cette dispersion. Dans la suite, on commence par définir mathématiquement le seeing ainsi que la fraction de seeing moyenne. Ces définitions permettent ensuite d'exposer la méthode.

4.5.1 Définition de la fraction de seeing d'une source ponctuelle

La transmission de la lumière à travers l'atmosphère et l'optique du télescope entraîne un étalement du flux lumineux. Cet étalement peut être modélisé par un produit de convolution. Supposons un astre émettant un flux tel que $\Phi(x, y)$ soit le flux avant la traversée de l'atmosphère. Le flux $\Phi'(x, y)$ observé (c'est à dire après la traversée de l'atmosphère et du télescope) s'écrit :

$$\Phi'(x, y) = \iint dX dY \Phi(X, Y) \omega_{\text{PSF}}(X - x, Y - y) \quad (4.2)$$

où ω_{PSF} est la réponse impulsionnelle du système atmosphère-télescope (PSF signifie "Point Spread Fonction"). ω_{PSF} présente généralement (du moins en première approximation) une symétrie de révolution. On appelle alors seeing la largeur à mi-hauteur de la fonction ω_{PSF} . Habituellement ω_{PSF} peut être, avec une assez bonne approximation, considérée comme gaussienne². Dans ce cas la relation entre l'écart type σ et le seeing est : seeing = $2,355 \times \sigma$.

Les étoiles (à part évidemment le soleil) sont suffisamment éloignées pour être considérées parfaitement ponctuelles. Le profil observé des étoiles à travers l'instrument est donc directement donné par ω_{PSF} :

$$\left. \begin{array}{l} \text{eq (4.2)} \\ \Phi(x, y) = \delta(x, y) \end{array} \right\} \implies \Phi'(x, y) = \omega_{\text{PSF}}(x, y)$$

2. [Alard *et al.* 1995] affine ce modèle en considérant ω_{PSF} comme une somme de gaussiennes de largeurs différentes.

Le flux d'une étoile n'est donc pas recueilli par un seul pixel mais se répartit sur plusieurs. Le pixel le plus brillant, celui dans lequel se trouve le centre de l'étoile, est appelé "pixel central". **On définit la fraction de seeing f_{see} comme la fraction du flux d'une étoile qui est recueillie par le pixel central.** Cette fraction dépend de ω_{PSF} et de la position (X, Y) de l'étoile dans le pixel. En plaçant l'origine des coordonnées au centre du pixel central et en prenant le cas d'un pixel carré (ce qui est toujours le cas dans la pratique) de largeur l , la fraction de seeing s'exprime comme suit :

$$f_{\text{see}}(X, Y) = \int_{-l/2}^{l/2} dx \int_{-l/2}^{l/2} dy \omega_{\text{PSF}}(x - X, y - Y) \quad (4.3)$$

Lorsque l'étoile peut se trouver *a priori* n'importe où dans le pixel, la moyenne $\langle f_{\text{see}} \rangle$ de la fraction de seeing s'écrit :

$$\langle f_{\text{see}} \rangle = \frac{1}{l^2} \int_{-l/2}^{l/2} dX \int_{-l/2}^{l/2} dY f_{\text{see}}(X, Y)$$

Dans l'hypothèse où ω_{PSF} est une gaussienne à symétrie circulaire :

$$\omega_{\text{PSF}} = \frac{1}{2\pi \sigma^2} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2} \right]$$

$\langle f_{\text{see}} \rangle$ dépend uniquement du rapport $r = \frac{l}{\text{seeing}}$:

$$\langle f_{\text{seeing}} \rangle = \frac{2,773 \times r^2}{\pi} \left[\int_{-1/2}^{1/2} \int_{-1/2}^{1/2} dx dy \exp(-2,773 \times r^2 (x - y)^2) \right]^2 \quad (4.4)$$

La figure 4.3 illustre $\langle f_{\text{see}} \rangle$ pour r compris entre 0 et 10. Dans le cas des données POINT-AGAPE, la largeur des pixels étant de $l = 0,33''$ et le seeing variant typiquement entre $1''$ et $3''$, le rapport $r = \frac{l}{\text{seeing}}$ varie entre 0,1 et 0,33, ce qui implique que la fraction de seeing moyenne varie entre 0,02 et 0,09. Autrement dit, même avec le seeing le plus favorable (i.e: $1''$), la fraction de flux d'une étoile parvenant en moyenne dans le pixel central est inférieure à 10%.

Le problème du seeing a deux origines :

- d'une part la fraction de seeing réelle (qui dépend de la position de l'étoile dans le pixel) est distribuée dans un intervalle assez large autour la fraction de seeing moyenne.
- d'autre part une petite variation de seeing entraîne des variations importantes des fraction de seeing réelles et moyennes, et pas dans les mêmes proportions. Par exemple, pour une variation de seeing équivalente à la largeur d'un pixel (soit : $\Delta\text{seeing} = 0,33''$, ce qui correspond à $\delta r = 1$), ce qui est très courant dans les données, la fraction de seeing moyenne varie du simple au double.

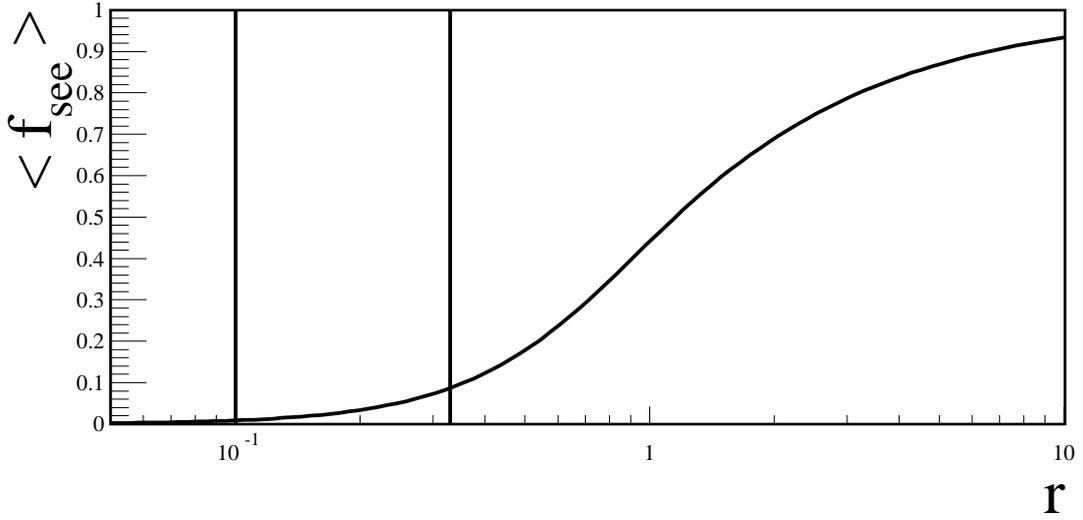


FIG. 4.3: Fraction moyenne de seeing $\langle f_{\text{see}} \rangle$ d'un pixel en fonction du rapport $r = \frac{l}{\text{seeing}}$ (où l est la largeur du pixel). Les données POINT-AGAPE se trouvent dans le régime : $0,1 \lesssim r \lesssim 0,33$ délimité par les deux traits verticaux.

4.5.2 Première étape de la méthode parisienne de stabilisation de seeing : utilisation de super-pixels

Pour une variation de seeing Δseeing , la variation relative du flux moyen dans un pixel est donnée par :

$$\frac{\Delta \langle f_{\text{see}} \rangle}{\langle f_{\text{see}} \rangle} \quad (4.5)$$

La première étape de la stabilisation de seeing consiste à diminuer cette dispersion. Pour cela, pour un pixel donné, on ne considère pas directement le flux dans le pixel mais le flux dans un super-pixel de $N \times N$ pixels³ centré sur celui-ci, ainsi que cela est illustré figure 4.4. En reprenant la relation (4.4) pour un super-pixel de largeur $L = N \times l$, l'expression de la fraction de seeing moyenne d'un super-pixel devient (pour ω_{PSF} gaussienne) :

$$\langle f_{\text{see}} \rangle = \frac{2,773 \times r^2}{\pi} \left[\int_{-N/2}^{N/2} \int_{-1/2}^{1/2} dx dy \exp(-2,773 \times r^2(x-y)^2) \right]^2 \quad (4.6)$$

La figure 4.5 illustre $\langle f_{\text{see}} \rangle$ et le rapport $F = \frac{1}{\langle f_{\text{see}} \rangle} \frac{d\langle f_{\text{see}} \rangle}{dr}$ pour $0,1 < r < 0,35$ (régime des données POINT-AGAPE) et pour différentes valeurs de N . Cette figure montre, comme on peut s'y attendre, que plus le super-pixel est grand, plus $\langle f_{\text{see}} \rangle$ est grand et plus

3. Afin de ne pas avoir à manipuler des fractions de pixels, on considère uniquement dans la suite les cas où N est impair. Le flux dans un super-pixel est alors simplement la somme des flux dans les N^2 pixels du super-pixel.

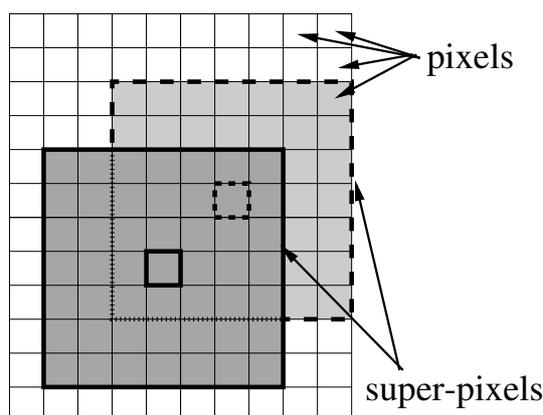


FIG. 4.4: Représentation de deux super-pixels 7×7 , l'un en gras et l'autre en pointillés. Les pixels correspondants respectifs sont indiqués avec les mêmes motifs.

F est petit (i.e : moins la fraction de seeing moyenne dépend violemment du seeing). Les super-pixels permettent donc de diminuer sur les courbes de lumière la dispersion due au seeing.

Cependant, les super-pixels ne constituent pas une solution idéale au problème du seeing. Premièrement la fraction de seeing moyenne telle qu'elle a été définie (et telle qu'elle est illustrée sur la figure 4.5) est calculée pour les étoiles situées dans le pixel central du super-pixel. Dans un champ encombré tel que celui de POINT-AGAPE, où il y a des milliers d'étoiles dans chaque pixel d'un super-pixel, seules celles se trouvant vers le centre du super-pixel sont stabilisées. Mais plus une étoile se situe près du bord du super-pixel (à l'intérieur ou à l'extérieur) et plus son flux est instable, i.e : plus le flux recueilli dépend du seeing. L'étude de la corrélation entre le flux total reçu par un super-pixel et le seeing constitue la base de la seconde étape de la stabilisation de seeing. Ce point est donc traité dans la section suivante. Il convient cependant de noter que sur les courbes de lumière des super-pixels, la dispersion due aux variations de seeing demeure importante quelque soit sa taille. Deuxièmement il n'est pas possible d'augmenter indéfiniment la largeur des super-pixels car cette pratique diminue le rapport signal sur bruit. En effet, le bruit de photons est proportionnel à la largeur du super-pixel⁴. constitue donc un compromis entre stabilité photométrique des courbes de lumière et rapport signal sur bruit. Ce point est repris section 4.5.5 car une discussion quantitative nécessite au préalable l'explication de la seconde étape de la stabilisation de seeing (section suivante).

4. Le nombre de photons reçu par le super-pixel est proportionnel à sa surface. Le bruit de photons, obéissant à une statistique poissonnienne, est égale à la racine carrée du nombre de photons et est donc proportionnel à la largeur du super-pixel.

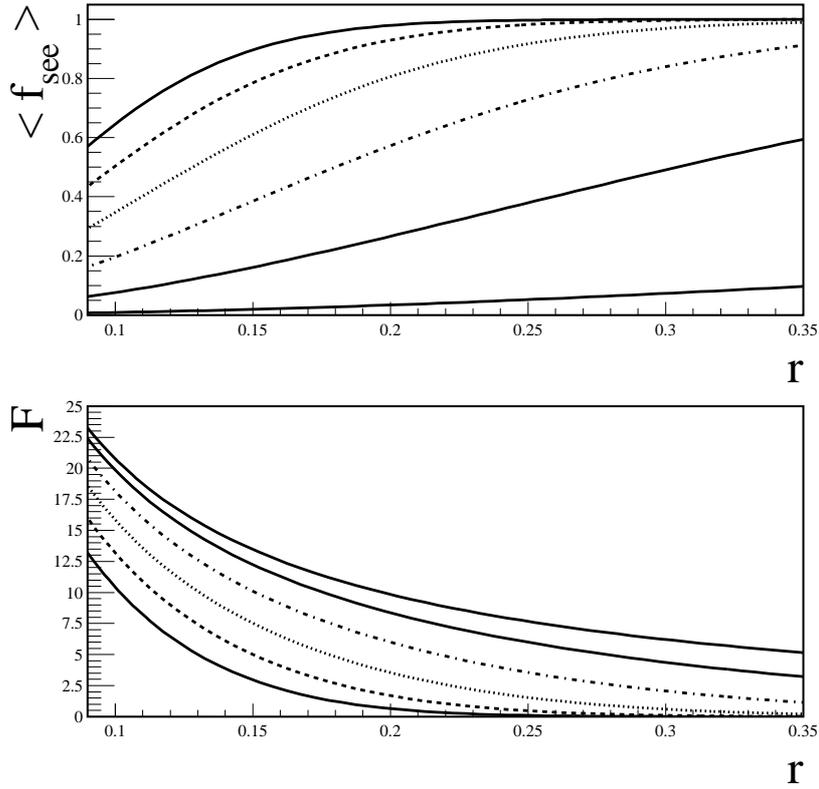


FIG. 4.5: *Panneau du haut*: fraction moyenne de seeing en fonction du rapport $r = \frac{l}{\text{seeing}}$ (où l est la largeur des pixels) pour les super-pixels de tailles (de haut en bas): 11×11 (trait gras), 9×9 (tirés), 7×7 (pointillés), 5×5 (tirés-pointillés), 3×3 et 1×1 (équivalent à des pixels simples). *Panneau du bas*: rapport $F = \frac{1}{\langle f_{\text{see}} \rangle} \frac{d\langle f_{\text{see}} \rangle}{dr}$ pour les mêmes super-pixels. La hiérarchie est inversée: l'ordre des courbes demeure le même mais cette fois de bas en haut.

4.5.3 Seconde étape de la stabilisation de seeing: correction statistique du flux des super pixels

Afin de diminuer sur les courbes de lumière la dispersion due aux variations du seeing, on souhaite ramener toutes les images au même seeing. On choisit donc une image de référence sur laquelle on va chercher à aligner les autres. La manière rigoureuse de procéder serait d'estimer les noyaux de convolution ω_{PSF} de chaque image, de déconvoluer chaque image par son noyau, puis de les reconvoluer par le noyau de référence. Cette méthode initialement développée par [Tomaney *et al.* 1994], constitue la base de la méthode de Genève exposée section 4.6 et des méthodes d'analyse des collaborations Columbia/VATT [2], WeCAPP [4], etc. Cependant, même lorsqu'il est effectivement possible d'estimer ω_{PSF} , les convolutions et déconvolutions ainsi mises en jeu sont des calculs très lourds. Aussi, pour l'analyse sur de

grands champs utilise-t-on une méthode empirique plus maniable, bien qu'approximative.

Corrélation entre l'écart au médian des images

On modélise les images, telles que celle représentée figure 4.1, comme un fond homogène, noté ϕ_{fond} , sur lequel se superpose des surdensités et sousdensités d'étoiles. Par définition, Φ_{fond} ne varie que sur des échelles beaucoup plus grandes que le seeing et ne dépend donc pas de celui-ci. Il apparaît donc de manière identique sur toutes les images. En revanche, l'écart par rapport au fond dépend du seeing. La valeur de $\Phi - \Phi_{\text{fond}}$ du flux dans un super-pixel varie donc d'une image à l'autre à cause des variations de seeing. Lorsque les étoiles ne sont pas résolues (comme sur la figure 4.1), il existe une forte corrélation entre les variations de seeing et les variations de $\Phi - \Phi_{\text{fond}}$. Dans la pratique, cette corrélation est étudiée en comparant une à une les images à l'image de référence. Comme pour les alignements géométrique et photométrique, l'image que l'on compare est appelée "image courante". Le fond est estimé à l'aide du médian, noté $\tilde{\Phi}$, qui a déjà été calculé lors de l'alignement photométrique : $\Phi_{\text{fond}} = \tilde{\Phi}$. La corrélation entre $\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}$ et $\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$ est illustrée pour une image figure 4.6. On constate sur cette figure que la quasi-totalité des super-pixels se placent sur une sorte de "cigare", au centre de la figure. En notant $(\alpha + 1)$ la pente de ce cigare, on a donc la relation (à une certaine dispersion près) :

$$\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}} = (1 + \alpha) \left(\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}} \right) \quad (4.7)$$

Il existe un nuage asymétrique de points marginaux autour de cette distribution constitué essentiellement par les super-pixels dans lesquels se trouvent des étoiles résolues. Ces points marginaux représentent moins de 0,1% des super-pixels et sont étudiés ultérieurement.

Le cigare peut être caractérisé par deux paramètres : sa pente et sa largeur. La figure 4.7 montre les contours des cigares de plusieurs images de seeings différents sur lesquels on a superposé une droite, ajustée par une minimisation de χ^2 . La pente, c'est à dire le coefficient directeur de la droite, noté $(\alpha + 1)$, dépend essentiellement de la différence de seeing Δseeing entre l'image courante et l'image de référence. La figure 4.8 illustre la corrélation entre α et le seeing. Comme on s'y attend, elle montre que $\alpha = 0$ (i.e : la pente du cigare est égale à 1) pour $\Delta\text{seeing} = 0$ (i.e : des seeings identiques). De plus, plus Δseeing est grand (resp. petit), plus α est petit (resp. grand). De même, il est montré dans la suite que la largeur du cigare (autrement dit la dispersion autour de la distribution décrite par la relation (4.7)) croît avec la valeur absolue $|\Delta\text{seeing}|$ et avec le bruit de photons⁵.

5. En effet, lorsque le coefficient photométrique a augmente, (i.e : le temps de pose diminue ou/et l'absorption atmosphérique augmente) le cigare s'épaissit indépendamment du seeing. De même lorsque b diminue (i.e : le fond de ciel augmente).

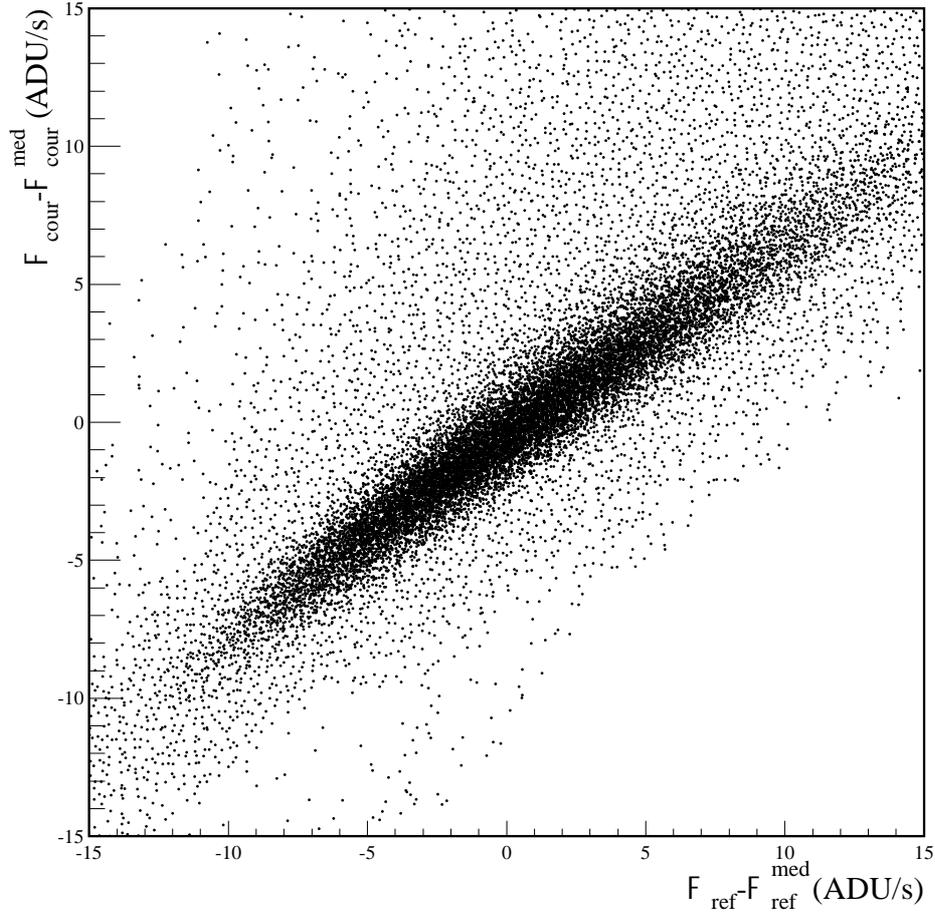


FIG. 4.6: Illustration de la corrélation existant entre $\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}$ et $\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$ (chaque point représente un super-pixel) pour une différence de seeing entre image courante et image de référence : $\Delta\text{seeing} \sim 0,8''$ (le seeing de référence étant de $1,5''$), et pour des super-pixels de 7×7 pixels, c'est à dire $(2,31'')^2$.

Correction statistique du flux des super-pixels

La seconde étape de la stabilisation de seeing consiste à tenir compte de la corrélation (illustrée par la relation (4.7)) entre l'écart au médian des images. On note Φ_{cour}^C le flux "corrigé" qui est l'estimation du flux que l'on observerait sur l'image courante si son seeing était le même que celui de l'image de référence :

$$\Phi_{\text{cour}}^C = \frac{\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}}{\alpha + 1} + \tilde{\Phi}_{\text{ref}} \quad (4.8)$$

La relation (4.8) constitue une correction moyenne (sur toute l'image) de la fraction de seeing moyenne dans les super-pixels. Pour ramener toutes les images au seeing de référence, il suffit de considérer la valeur corrigée Φ_{cour}^C plutôt que le flux mesuré Φ_{cour} . Ceci a pour

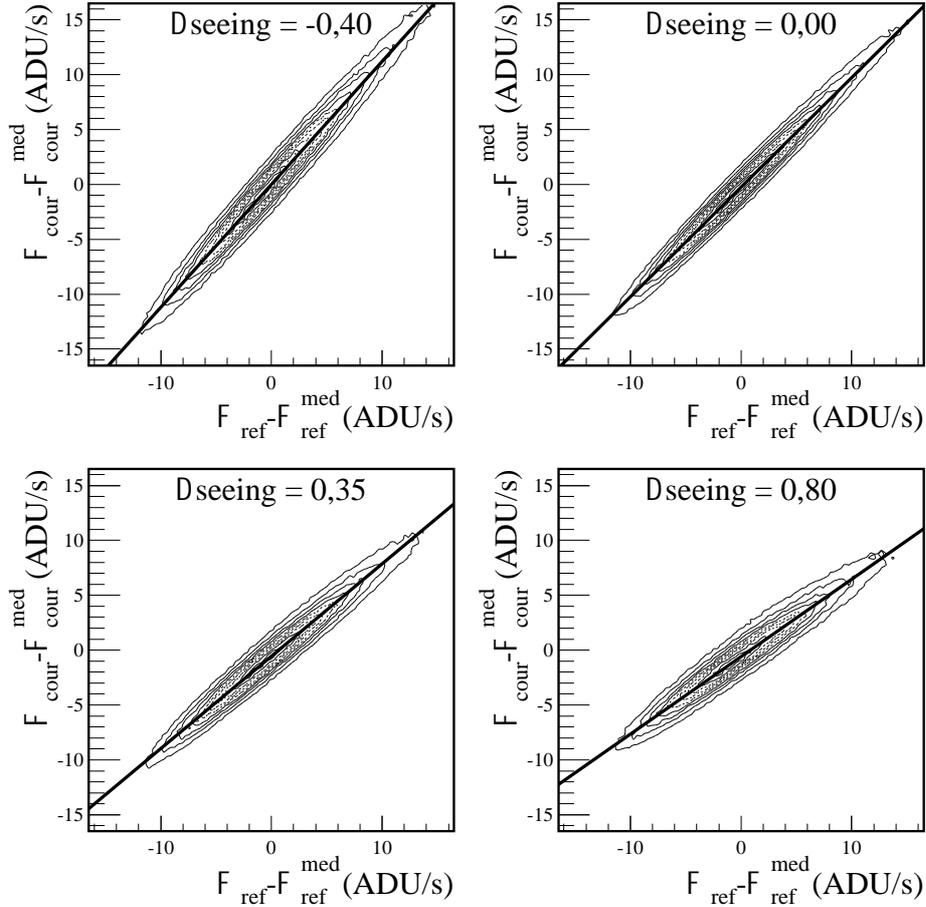


FIG. 4.7: Illustration de la corrélation existant entre $\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}}$ et $\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$ pour plusieurs Δseeing différents (Δseeing est exprimé en arcsec et le seeing de référence est de $1,5''$) et des super-pixels de 7×7 pixels. Le panneau en bas à droite représente la même image que sur la figure précédente.

effet de stabiliser les courbes de lumière de manière assez spectaculaire, comme cela est illustré figure 4.9 pour la courbe de lumière d'une étoile variable typique.

La possibilité de prendre en compte un effet aussi complexe que le seeing par une relation aussi simple que l'équation (4.8) peut sembler surprenant. En fait, cette apparente simplicité dissimule plusieurs biais dont il est absolument nécessaire de tenir compte lors de l'interprétation du flux corrigé Φ_{cour}^C ainsi calculé.

Corrélation entre les super-pixels : La relation (4.8) est une correction moyenne calculée sur toute l'image. Elle ne prend pas en compte les corrélations entre super-pixels. Or, ces corrélations peuvent être importantes dès lors que les super-pixels sont proches. Pour des super-pixels se chevauchant, tels que les super-pixels représentés figure 4.4 qui possèdent 25 pixels en commun, la corrélation est même considérable.

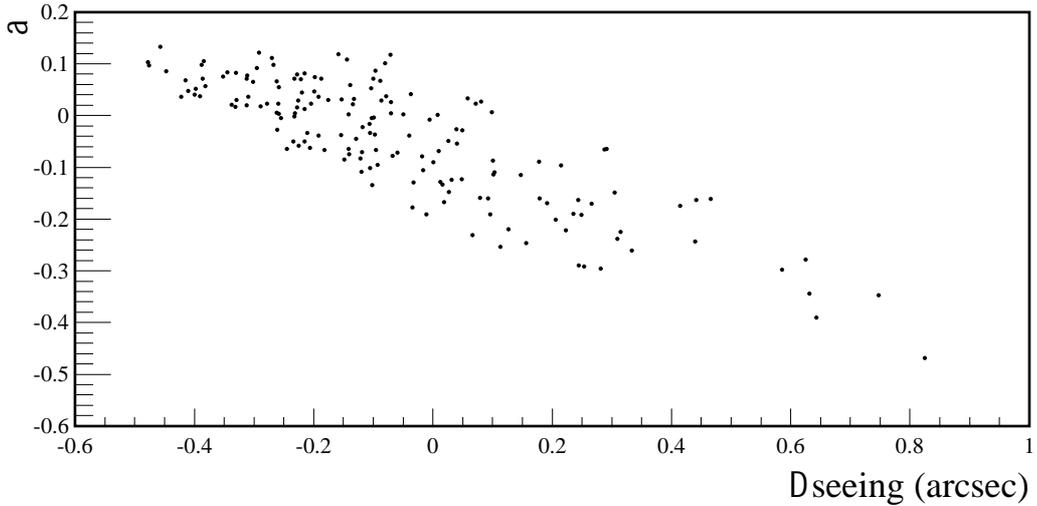


FIG. 4.8: Coefficient α en fonction de Δseeing pour un échantillon de 166 images (Δseeing est exprimé en arcsec et le seeing de référence est de $1,5''$). Figure réalisée avec des super-pixels de 7×7 pixels.

Ainsi Φ_{cour}^C permet de comparer le flux d'un super-pixel d'une image à l'autre et donc d'étudier sa courbe de lumière. En revanche cela n'a aucun sens de comparer le flux corrigé de deux super-pixels voisins.

Objets résolus : La section 4.5.2 montre que pour une étoile donnée le flux recueilli par le super-pixel central est déterminé en moyenne (bien que la dispersion autour de cette valeur moyenne est loin d'être négligeable) par la fraction de seeing moyenne. On s'attend donc à avoir :

$$\Phi^C = \Phi_{\text{cour}} \times \frac{\langle f_{\text{ref}}^{\text{see}} \rangle}{\langle f_{\text{cour}}^{\text{see}} \rangle}$$

Cette dernière équation serait équivalente à la relation (4.7) si l'égalité : $\alpha + 1 = \frac{\langle f_{\text{cour}}^{\text{see}} \rangle}{\langle f_{\text{ref}}^{\text{see}} \rangle}$ était respectée. Or ce n'est pas le cas : la pente ($\alpha + 1$) du cigare est toujours plus faible que le rapport $\frac{\langle f_{\text{cour}}^{\text{see}} \rangle}{\langle f_{\text{ref}}^{\text{see}} \rangle}$. Autrement dit la corrélation décrite par (4.7) s'applique statistiquement au flux d'un super-pixel qui est issu de plusieurs milliers d'étoiles, mais pas aux flux individuels des étoiles. Or, dans le cas d'une étoile résolue, c'est à dire suffisamment brillante pour émerger du fond, le flux de l'étoile domine le flux total reçu dans le super-pixel et la corrélation décrite par (4.7) est inexacte. Pour illustrer cela, la figure 4.10 montre un *zoom* du cigare présenté figure 4.6. On voit qu'au-delà du cigare se trouve un nuage de points asymétrique (quasiment la totalité des points marginaux se trouvent au-dessus du cigare). Ces points marginaux

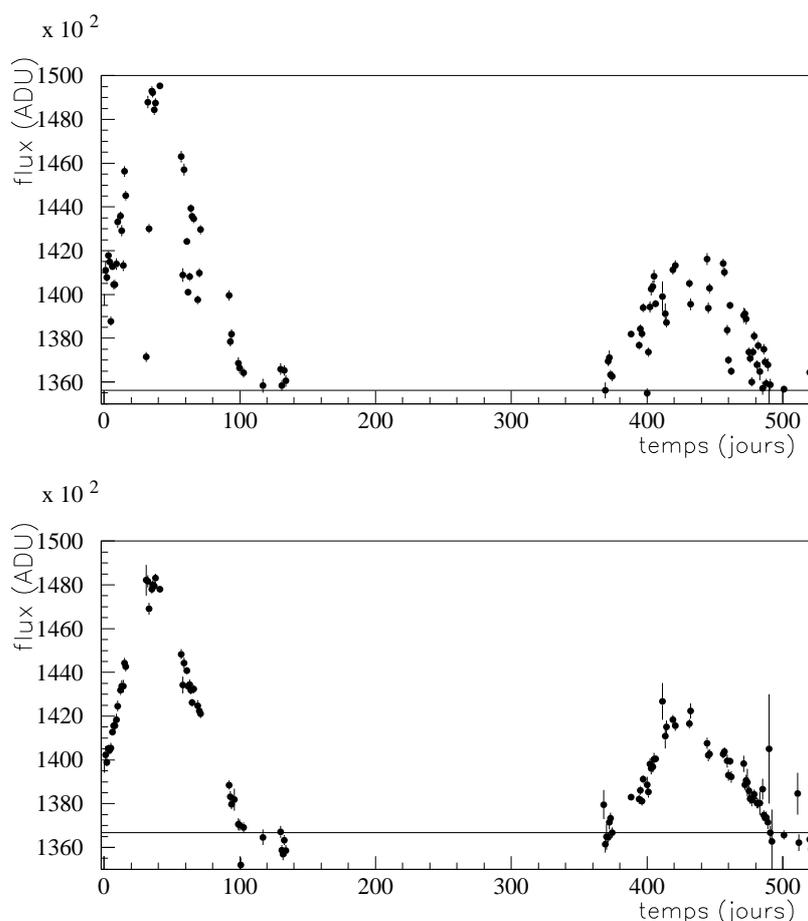


FIG. 4.9: *Courbe de lumière dans le filtre Sloan r' du même super-pixel (coord: champ 2, ccd 3 pix (894,1017)) avant (courbe du haut) et après (courbe du bas) stabilisation de seeing. Les barres d'erreur reportées sur la courbe avant stabilisation représentent uniquement le bruit de photons et ne reflètent donc pas la dispersion globalement observée. Les barres d'erreur reportées sur la courbe après stabilisation sont calculées selon la méthode expliquée section 4.5.4. (La ligne horizontale représente la ligne de base estimée selon la procédure décrite section 5.2.1).*

sont les super-pixels dans lesquels se trouvent des étoiles résolues. La correction de seeing ne fonctionnant pas sur les objets résolus, les pixels correspondant doivent être considérés comme des zones mortes pour l'analyse. Ceci sera mis en évidence lors de la construction des cartes de vraisemblance au chapitre suivant (section 5.2.3).

Conséquence d'un alignement photométrique imparfait sur la stabilisation de seeing : Dans la pratique, l'expérience montre que la droite ajustée sur le cigare ne passe pas toujours exactement par l'origine. Lors de l'ajustement on a donc recours à

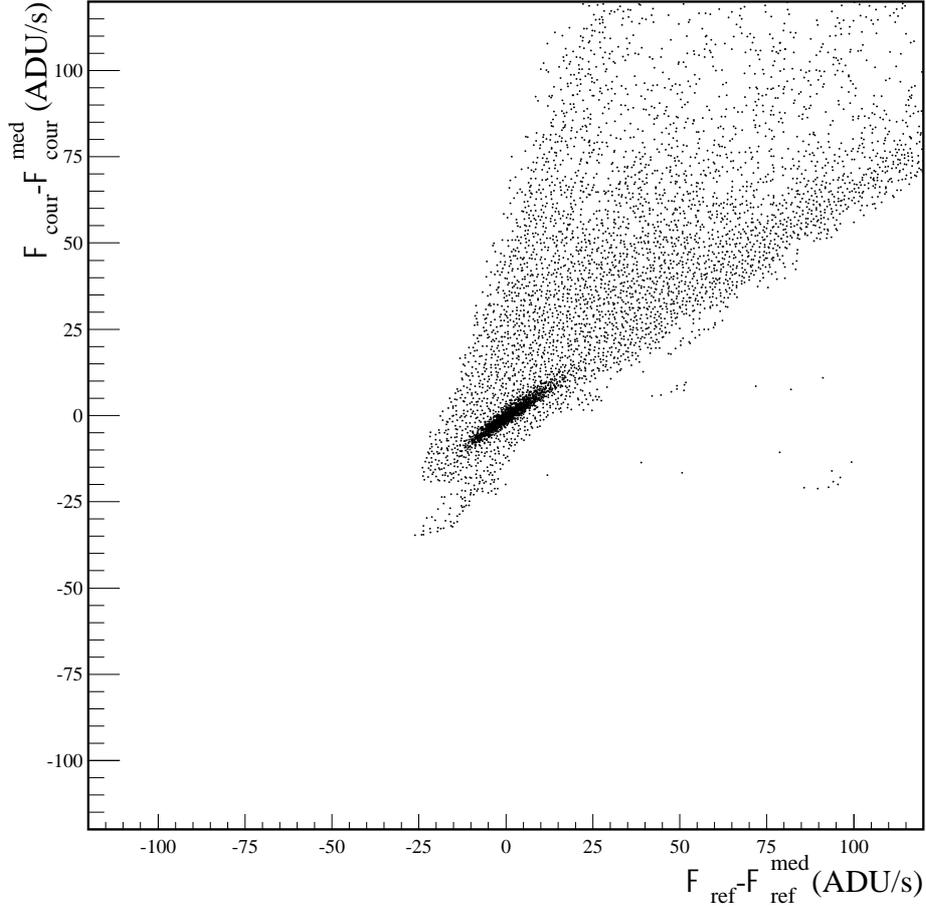


FIG. 4.10: Représentation du cigare de la figure 4.6 dans un intervalle beaucoup plus large. Les points marginaux qui apparaissent au-delà du cigare de manière asymétrique (plus de points au-dessus qu'en dessous) représentent les super-pixels dans lesquels se trouvent de étoiles résolues. Il constituent moins de 0,1% des super-pixels.

un coefficient de translation noté β . L'équation (4.7) s'en trouve modifiée et devient :

$$\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}} = (1 + \alpha) \left(\Phi_{\text{ref}} - \tilde{\Phi}_{\text{ref}} \right) + \beta \quad (4.9)$$

Ce qui implique que le flux corrigé s'exprime en réalité comme suit :

$$\Phi_{\text{cour}}^C = \frac{\Phi_{\text{cour}} - \tilde{\Phi}_{\text{cour}} - \beta}{\alpha + 1} + \tilde{\Phi}_{\text{ref}} \quad (4.10)$$

au lieu de la relation (4.8). Ce coefficient β est dû à un alignement photométrique imparfait. En effet, il est montré section 4.5.6 que les coefficients (a, b) de l'alignement photométrique et les coefficients (α, β) de la stabilisation de seeing sont dégénérés. Une erreur dans l'estimation de (a, b) se répercute donc sur les valeurs de (α, β) . Cela

n'a cependant aucun impact sur l'analyse car β est toujours totalement négligeable (au maximum quelques dixièmes d'ADU.s⁻¹).

4.5.4 Détermination de l'incertitude résiduelle à l'issue de la stabilisation de seeing

L'incertitude résiduelle

Les sections précédentes montrent qu'en l'absence de stabilisation de seeing le flux sur l'image courante est biaisé par rapport à l'image de référence puisque la pente de cigare est différente de 1. En éliminant ce biais systématique, la stabilisation de seeing permet de réduire la dispersion sur les courbes de lumière. Cependant, même après la stabilisation de seeing il demeure une incertitude résiduelle, liée au seeing, qui vient s'ajouter au bruit de photons et qu'il convient d'évaluer pour pouvoir calculer les barres d'erreur, comme sur le panneau du bas de la figure 4.9. La figure 4.11 (panneau de gauche) montre que le flux corrigé Φ^C est symétriquement distribué autour du flux de référence. Pour évaluer l'incertitude totale sur le flux d'un super-pixel on étudie l'histogramme des valeurs $\Phi^C - \Phi_{\text{ref}}$ de tous les super-pixels d'une image. Cet histogramme est illustré sur le panneau de droite de cette même figure. Si l'on ne tient pas compte des queues de la distribution (qui sont dominées par les super-pixels dans lesquels il se trouve des étoiles résolues) cet histogramme a un profil gaussien. Il est centré sur ~ 0 et sa largeur est due aux effets combinés du bruit de photons (sur l'image courante et sur l'image de référence) et de l'incertitude résiduelle que l'on cherche à déterminer. La valeur $X_i = \Phi_i^C - \Phi_{\text{ref}}$ correspondant au super-pixel i peut donc être considérée comme une variable aléatoire distribuée selon une loi normale de moyenne nulle et d'écart type égal à la somme quadratique des bruits de photons sur les deux images et de l'incertitude résiduelle notée σ_{see} :

$$\Phi^C - \Phi_{\text{ref}} = X_i \sim \mathcal{N}(0; \sigma_i'^2)$$

avec :

$$\sigma_i'^2 = \underbrace{\sigma_{\text{ref}}^2 + \frac{1}{\alpha + 1} \sigma_{\text{cour}}^2}_{\text{bruit de photons total}} + \sigma_{\text{see}}^2$$

σ_{see} étant constant sur l'image et le bruit de photons étant connu⁶, il est possible de déterminer la valeur de σ_{see} à partir de l'histogramme de la figure 4.11 par un maximum

6. Le nombre de photons observé est déterminé par la statistique de Bose-Einstein qui implique une distribution poissonnienne. L'écart type σ_{n_γ} de cette distribution est donc : $\sigma_{n_\gamma} = \sqrt{\mathbb{E}(n_\gamma)}$, où $\mathbb{E}(n_\gamma)$ désigne l'espérance mathématique du nombre de photons observé. Dans la pratique, le bruit de photons σ_γ est estimé à l'aide du nombre de photons effectivement observé : $\sigma_\gamma = \sqrt{n_\gamma}$

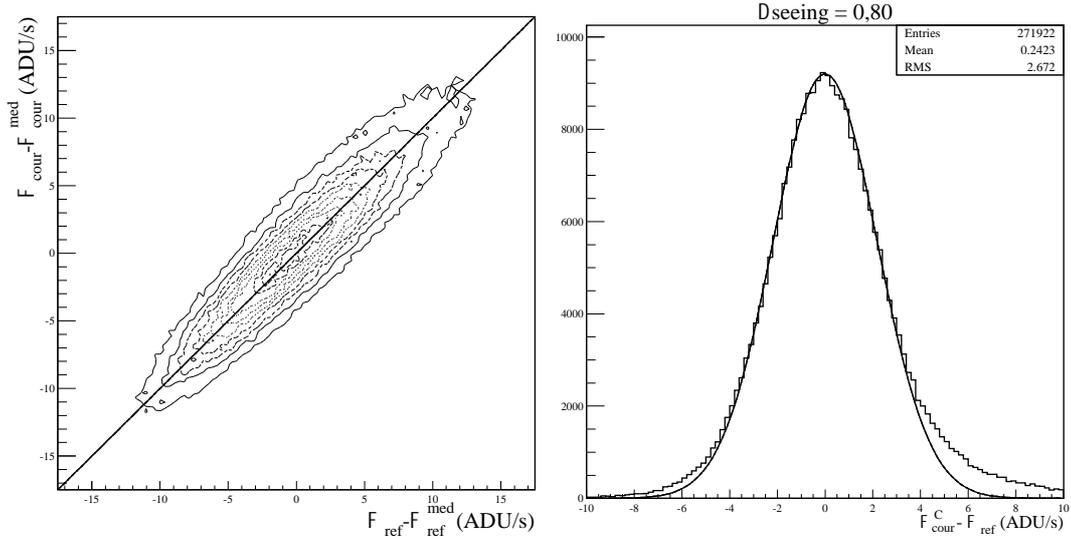


FIG. 4.11: *A gauche: corrélation entre l'écart au médian du flux corrigé de seeing sur l'image courante (la même image que sur la figure 4.6) et du flux de l'image de référence après la stabilisation de seeing. A droite: histogramme des valeurs de $\Phi_{\text{cour}}^C - \Phi_{\text{ref}}^C$ pour la même image. La courbe représente la distribution gaussienne qui s'ajuste sur l'histogramme si l'on fait abstraction des queues de cette distribution. (Figure réalisée avec des super-pixels 7×7 .)*

de vraisemblance. Chaque super-pixel représente une occurrence de la variable aléatoire : $X = \Phi^C - \Phi_{\text{ref}}$. La vraisemblance de l'échantillon $\{X_i\}$ constitué par tous les super-pixels constituant le cigare est définie comme la probabilité que l'on avait *a priori* d'obtenir cet échantillon :

$$\mathcal{L}(\{X_i\}) = \frac{1}{\prod_i \sqrt{2\pi} (\sum_i \sigma_i'^2)} \exp \left[-\sum_i' \frac{X_i^2}{2\sigma_i'^2} \right]$$

En minimisant cette vraisemblance par rapport à σ_{see} on obtient sa valeur la plus vraisemblable :

$$\frac{\partial (\lg \mathcal{L})}{\partial \sigma_{\text{see}}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i'^2}} \sum_i \frac{X_i^2}{\sigma_i'^4} = 1$$

Cette équation est résolue numériquement pour chaque image par une méthode de dichotomie⁷. La figure 4.12 montre la corrélation de σ_{see} ainsi calculé avec le seeing. Comme on s'y attend, elle montre que σ_{see} croît avec la valeur absolue $|\Delta\text{seeing}|$ (où Δseeing est la différence de seeing entre l'image courante et l'image de référence).

7. Méthode consistant à chercher un intervalle contenant le zéro, puis à resserrer cet intervalle par itérations

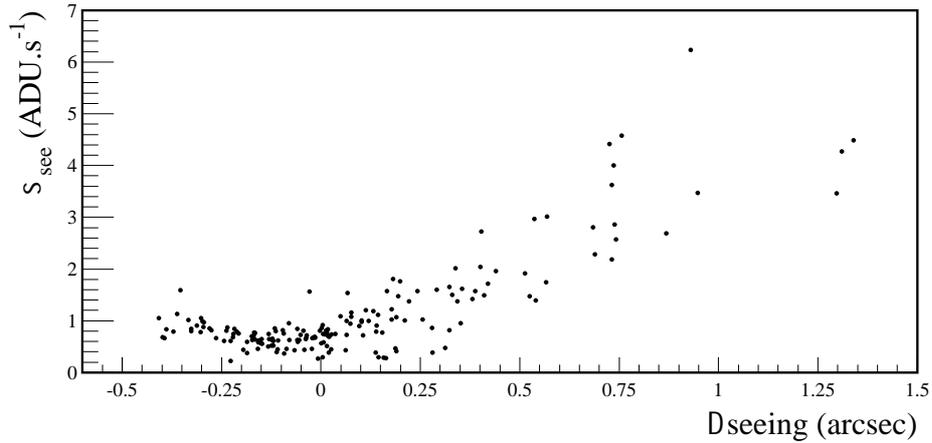


FIG. 4.12: Corrélation entre σ_{see} et le seeing pour les mêmes 166 images que sur la figure 4.8 (le seeing de référence est de $1,5''$).

Justification des incertitudes calculées

La figure 4.9 illustre l'effet de la stabilisation de seeing sur une unique courbe de lumière. Afin de juger de l'efficacité de la stabilisation sur l'ensemble de l'image, on peut comparer la distribution des χ^2 réduits des courbes de lumière dites stables avant et après stabilisation de seeing. Les courbes de lumière stables sont définies comme celles ne montrant aucune fluctuation significative⁸ après la stabilisation de seeing. Le χ^2 réduit d'une courbe de lumière est défini comme suit :

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\text{pts}} - 1} \sum_{i=1}^{N_{\text{pts}}} \frac{(\Phi_i - \langle \Phi \rangle)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.11)$$

où N_{pts} est le nombre de points sur la courbe de lumière, Φ_i les flux (après stabilisation de seeing il s'agit des flux corrigés Φ_i^C), $\langle \Phi \rangle$ le flux moyen calculé sur la courbe de lumière elle-même, et σ_i l'incertitude sur le flux corrigé⁹ Φ_i^C :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{\text{see}}^2$$

La figure 4.13 montre la superposition de cette distribution avant et après stabilisation de seeing. La distribution avant la stabilisation est bien plus large qu'après, ce qui montre que la stabilisation de seeing diminue la dispersion le long des courbes de lumière. Dans l'idéal, la distribution après stabilisation de seeing devrait s'assimiler justement à une distribution

8. Comme il est expliqué au chapitre suivant (section 5.2.2), on définit une fluctuation significative comme étant une succession de 3 points à plus de 3σ au-dessus de la ligne de base de la courbe de lumière.

9. Que ce soit avant ou après stabilisation de seeing, les incertitudes σ_i adoptées sont celles calculées après la stabilisation de seeing.

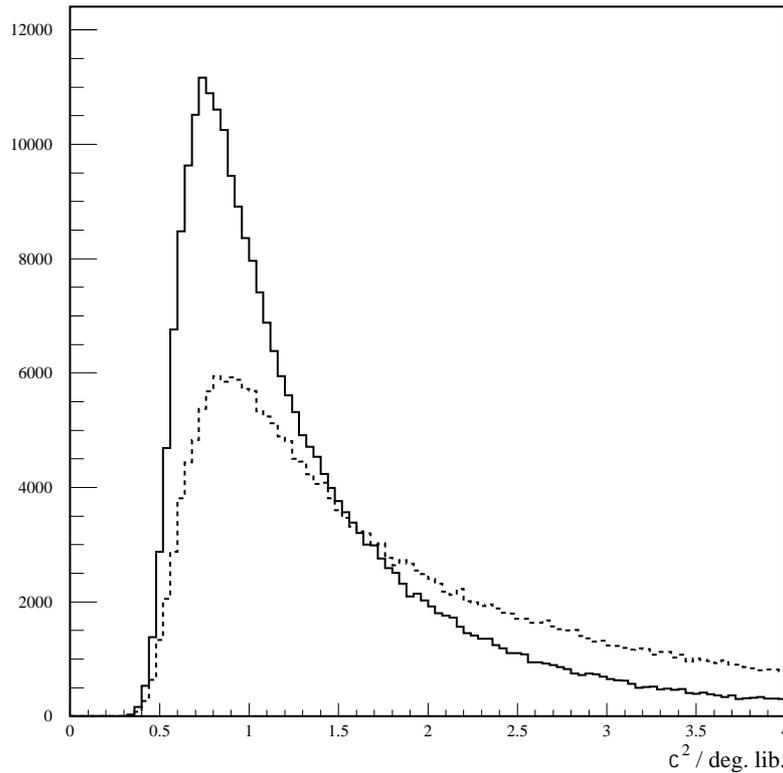


FIG. 4.13: *Illustration de la diminution de la dispersion le long des courbes de lumière par la stabilisation de seeing. La courbe en trait plein (resp. en pointillés) montre la distribution des χ^2 réduits d'un échantillon d'environ 300000 courbes de lumière après (resp. avant) la stabilisation de seeing. L'écart avec la loi de χ^2 théorique, qui dans ce régime (entre 70 et 120 points par courbe de lumière) devrait s'assimiler à une gaussienne centrée sur 1, est dû à l'existence de fluctuations physiques sur les courbes de lumière, induites par le fond d'étoiles variables.*

de χ^2 théorique, c'est à dire dans le régime où l'on se place (~ 100 degrés de liberté par courbe de lumière) à une gaussienne. L'écart à cette distribution théorique vient des fluctuations physiques qu'entraîne le fond d'étoiles variables.

4.5.5 Choix de la taille des super pixels

Les super-pixels doivent présenter un compromis entre stabilité photométrique des courbes de lumière et bruit de photons. Les sections précédentes ont montré qu'à l'issue de la stabilisation de seeing, l'incertitude totale σ_{tot} sur le flux d'un super-pixel s'exprime comme la somme quadratique du bruit de photons et d'un terme, noté σ_{see} , représentant

l'incertitude résiduelle :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{\text{see}}^2}$$

L'incertitude totale σ_{tot} reflète la dispersion observée le long des courbes de lumière. La détermination de la largeur des super-pixels la mieux adaptée à l'analyse des données, revient donc à chercher la largeur pour laquelle le rapport signal sur bruit est maximum, où le signal est représenté par la fraction de seeing moyenne et le bruit par σ_{tot} :

$$\left\langle \frac{\text{signal}}{\text{bruit}} \right\rangle = \frac{\langle f_{\text{see}} \rangle}{\sqrt{\sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{\text{see}}^2}} \quad (4.12)$$

Ainsi que dans la section 4.5.1, on exprime la largeur L d'un super-pixel en prenant comme unité la largeur d'un pixel : $L = N \times l$, où l est la largeur d'un pixel (0,33'' dans le cas des données POINT-AGAPE). Il convient de noter que le rapport signal sur bruit dépend du seeing et, par l'intermédiaire du bruit de photons, des conditions photométrique (temps de pose, fond de ciel, absorption, etc.). Il est donc vraisemblable que la valeur optimale de N varie d'une image à l'autre. De plus, à l'intérieur d'une même image, le bruit de photons dépend du fond. Il est donc probable que la valeur optimale de N varie également dans le champ observé. Il s'agit ici de déterminer la valeur optimale de N en général, c'est à dire dans des conditions "moyennes" d'observation (i.e : fond, temps de pose, fond ciel et seeing moyens).

Dans le terme de droite de la relation (4.12) ci-dessus, la fraction de seeing moyenne $\langle f_{\text{see}} \rangle$ à été calculée section 4.5.1. Les deux sections suivantes ont pour objet la détermination σ_{γ} et de σ_{see} en fonction de N et du seeing.

Détermination du bruit de photons

A l'issue de l'alignement photométrique (voir section 4.4) le bruit de photons dans un pixel s'écrit :

$$\sigma_{\gamma} = \sqrt{\frac{a}{g} (\Phi_{\text{al}} - b)}$$

où a et b sont les coefficients d'alignement photométriques et g le gain (i.e : le nombre de photons par ADU). Les étoiles n'étant pas résolues, le flux est totalement dominé par le fond. En considérant que le fond est uniforme à l'échelle d'un super-pixel, le flux dans le super-pixel s'écrit :

$$\Phi = N^2 \Phi_{\text{fd/px}}$$

où $\Phi_{\text{fd/px}}$ est le flux par pixel. Le bruit de photons dans le super-pixel s'écrit alors :

$$\sigma_{\gamma} = N \times \underbrace{\sqrt{\frac{a}{g} (\Phi_{\text{fd/px}} - b)}}_{\text{bruit de photons d'un pixel}}$$

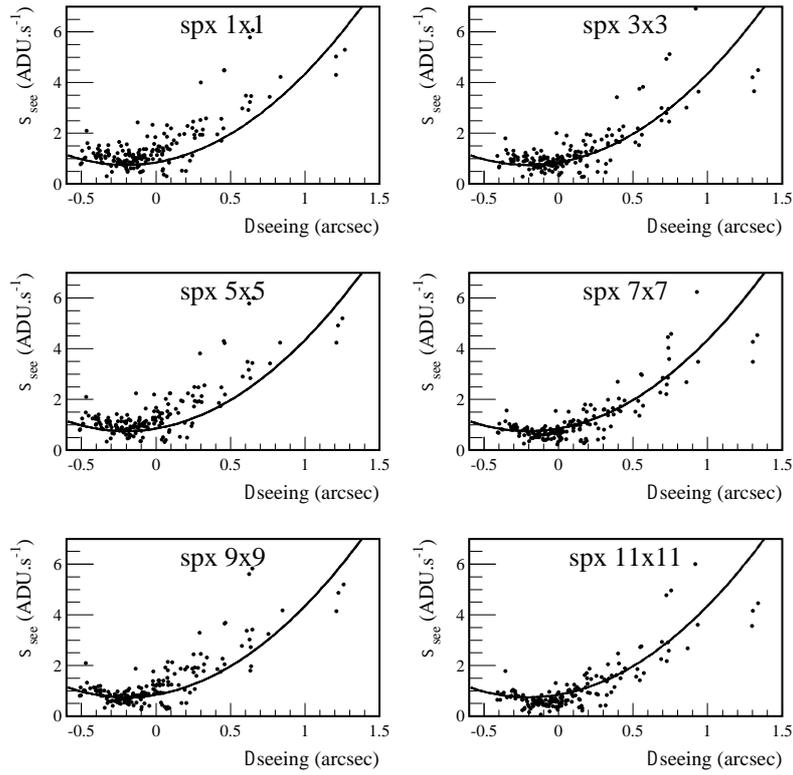


FIG. 4.14: σ_{see} en fonction de Δseeing (le seeing de référence est $\sim 1,5''$) pour N compris entre 1 et 11 (dans le cas $N = 7$, on retrouve la figure 4.12). Quelque soit N , les distributions peuvent être grossièrement paramétrisées par la parabole d'équation: $\sigma_{\text{see}} \sim 2,5 \times \left(\frac{\text{seeing}}{1''} - 1,3\right)^2 + 0,5$ représentée en trait plein.

Dans le régime des données POINT-AGAPE, on a typiquement :

$$0,5 \text{ ADU.s}^{-1}.\text{px}^{-1} \lesssim \sigma_{\gamma} \lesssim 10 \text{ ADU.s}^{-1}.\text{px}^{-1} \quad (4.13)$$

Détermination de l'incertitude résiduelle σ_{see}

La figure 4.14 illustre σ_{see} en fonction du seeing pour N compris entre 1 et 11 (dans le cas $N = 7$, on retrouve la figure 4.12). Elle montre qu'en première approximation σ_{see} ne dépend pas de N et peut être grossièrement paramétrisé par une parabole d'équation :

$$\sigma_{\text{see}} \sim 2,5 \times \left(\frac{\text{seeing}}{1''} - 1,3\right)^2 + 0,5 \quad (4.14)$$

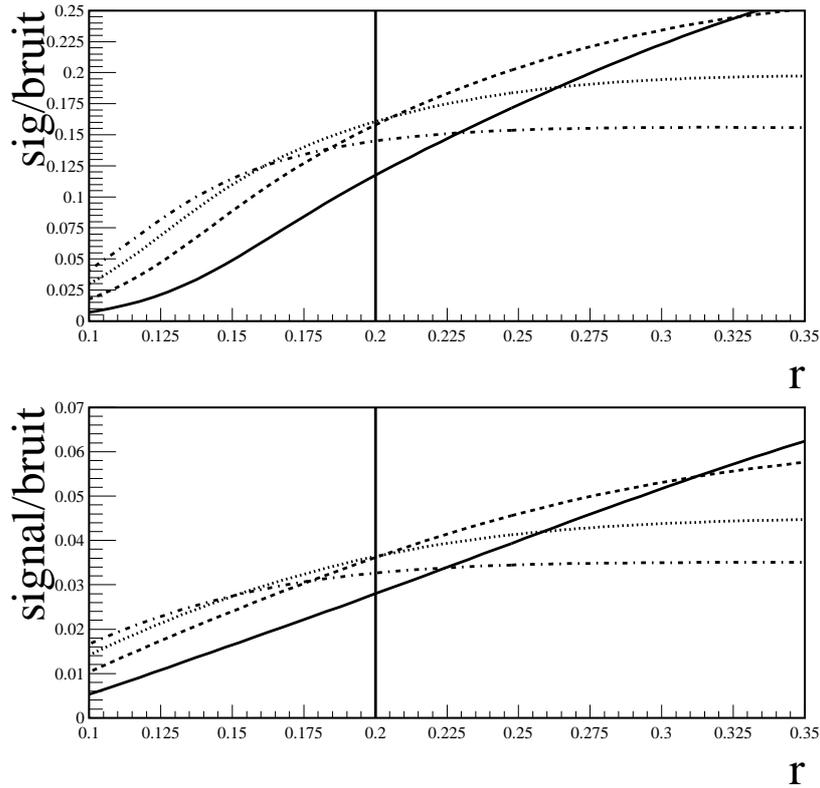


FIG. 4.15: Rapport signal sur bruit en fonction du rapport $r = \frac{l}{\text{seeing}}$ et pour des super-pixels de largeur: 3 (courbes en traits plein), 5 (courbes en tirés), 7 (pointillés) et 9 (tirés-pointillés). Panneau du haut: pour $\sigma_\gamma = 0,5 \text{ ADU.s}^{-1}.\text{px}^{-1}$. En bas: pour $\sigma_\gamma = 10 \text{ ADU.s}^{-1}.\text{px}^{-1}$. Le trait vertical indique le seeing de référence.

Détermination du super-pixel idéal

A l'aide des relations (4.6), (4.13) et (4.14) on peut calculer le rapport signal sur bruit donné par l'équation (4.12) en fonction du seeing pour différentes valeurs de N . Ce rapport est illustré figure 4.15 pour $\sigma_\gamma = 0,5 \text{ ADU.s}^{-1}.\text{px}^{-1}$ (panneau du haut) et pour $\sigma_\gamma = 10 \text{ ADU.s}^{-1}.\text{px}^{-1}$ (panneau du bas), avec $r = \frac{l}{\text{seeing}}$ compris entre 0,1 et 3,5 (régime des données POINT-AGAPE) et N entre 3 et 9. On constate sur cette figure que dans les deux cas, le seeing de référence est à la limite des régimes pour lesquels les super-pixels de largeur $N = 5$ et $N = 7$ offrent le meilleur rapport signal sur bruit. En effet, à gauche (resp. à droite) de la ligne verticale, c'est à dire pour des seeings plus grands (resp. plus petits) que celui de référence, les super-pixels 7×7 (resp. 5×5) sont mieux adaptés. Or, il y a plus d'images ayant un meilleur seeing que celui de référence que d'images avec un moins bon seeing (la distribution des seeings est illustrée au chapitre précédent, figure 3.8). Les super-pixels 5×5 sont donc favorisés. Historiquement, la largeur des super-pixels a

cependant été fixée de manière empirique à $N = 7$. Dans un travail ultérieur il faudra vérifier si les résultats de l'analyse sont sensiblement améliorés avec des super-pixels de taille $N = 5$.

4.5.6 Dégénérescence des paramètres d'alignement photométrique et de stabilisation de seeing

Il existe une dégénérescence entre les coefficients a et b de l'alignement photométrique et les coefficients α et β de la stabilisation de seeing. En effet, en reprenant les notations utilisées section 4.5, le flux Φ_i^{al} de l'image i après alignement photométrique s'écrit :

$$\Phi_i^{\text{al}} = a \times \phi_i + b$$

où ϕ_i est le flux de l'image non alignée. D'autre part le flux après stabilisation de seeing s'écrit :

$$\Phi_i^{\text{cor}} = \frac{\Phi_i^{\text{al}} - \tilde{\Phi}_i^{\text{al}} - \beta}{\alpha + 1} + \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$$

où le $\tilde{}$ symbolise le médian. On peut donc exprimer Φ_i^{cor} directement en fonction du flux non aligné :

$$\Phi_i^{\text{cor}} = \frac{a \left(\Phi_i - \tilde{\Phi}_i \right) - \beta}{\alpha + 1} + \tilde{\Phi}_{\text{ref}}$$

Il y a donc seulement deux coefficients qui entrent en jeu ($\frac{a}{\alpha+1}$ et $\frac{\beta}{\alpha+1}$) dans le calcul final du flux. Le calcul séparé des coefficients a , b , α et β est donc redondant mais permet de séparer l'alignement photométrique, qui est une procédure relativement standard, de la stabilisation de seeing, développée dans le cadre des différentes collaborations AGAPE.

4.6 La méthode de Genève

La méthode de Genève est plus ambitieuse que la méthode parisienne. Elle permet d'effectuer une photométrie très précise des variations. Elle est cependant beaucoup plus gourmande en temps de calcul. Le traitement est le suivant :

1. Le fond de chaque image est ajusté par une fonction suffisamment complexe (en général un polynôme de degrés quatre suffit) puis soustrait.
2. On calcule en fonction de toutes les données une image de référence. Cette référence possède un faible bruit de photons et un seeing au moins aussi petit que le plus petit des seeings présent dans les données. Ensuite, pour chaque image, on estime par une

minimisation de χ^2 le noyau de convolution qui permet de passer de la référence à l'image en question.

3. On compare alors chaque image avec l'image de référence convoluée par la PSF correspondante. Les objets dont le flux a varié sur certaines images apparaissent alors.

La principale difficulté de cette méthode réside dans le point numéro 2. La minimisation du χ^2 est hautement non linéaire et demande un temps de calcul très important.

Troisième partie

Analyse et interprétation des données POINT-AGAPE

Chapitre 5

Analyse des données POINT-AGAPE

Ce chapitre présente l'analyse des données issues des deux premières saisons d'observation (d'août 1999 à janvier 2001). La chaîne de traitement se divise en trois parties. Tout d'abord l'étape intitulée "traitements préliminaires" consiste à réduire les images astronomiques puis à mettre en œuvre la méthode des pixels décrite au chapitre précédent. Au terme de cette étape, les données se présentent sous la forme d'une courbe de lumière par pixel et par filtre, soit environ 2×10^8 courbes de lumière¹. Chacune d'entre elles se compose, selon le filtre, de 70 à 250 mesures du flux, ce qui constitue une quantité de données considérable. L'étape suivante de la chaîne d'analyse consiste à rechercher les fluctuations sur ces courbes de lumière afin de dresser un catalogue des objets variables. À l'issue de cette étape les données se présentent sous la forme d'une courbe de lumière par objet variable et par filtre, ce qui représente une réduction d'un facteur ~ 2000 de la quantité de données initiale. Enfin, il s'agit de rechercher les effets de microlentille parmi ce catalogue.

5.1 Traitements préliminaires

Traitements préliminaires

Rejet des images défectueuses

Réduction des images

Choix des images de référence

Alignements géométrique et photométrique, construction de fichiers de suivi

Stabilisation de seeing

Masque des images défectueuses par pavés

Astrométrie et calibration photométrique

1. 2 champs, 4 ccd de 2048×4096 pixels et 3 filtres, voir le chapitre 3 pour la présentation des données.

5.1.1 Rejet des images défectueuses

Les images astronomiques sont prises par le personnel de l'INT et téléchargées (*via ftp*) au PCC-Collège de France. Il est nécessaire de visionner chacune d'entre elles afin d'écartier celles pour lesquelles il y a eu un problème flagrant lors de la prise de données, tel qu'une déficience technique ou des mauvaises conditions atmosphériques. Les problèmes les plus fréquemment rencontrés sont :

un mauvais suivi du télescope : Lorsque le suivi du télescope s'est mal effectué, les étoiles apparaissent sur l'image sous formes de traînées.

une mauvaise focalisation : Lorsque la focale du télescope est mal réglée, l'image paraît floue et les étoiles apparaissent souvent ovales ou même avec des formes plus complexes.

de mauvaises conditions météorologiques : Un vent violent durant la prise de données peut faire vibrer le télescope, ce qui a les mêmes conséquences sur l'image qu'une mauvaise focalisation. En cas d'humidité importante, il arrive également que tout ou partie de l'image souffre d'une très grande absorption.

un fond de ciel trop important : Le fond de ciel est généralement dû à la Lune se reflétant à travers l'optique du télescope. Un fond de ciel trop important implique que l'image est saturée par endroits.

5.1.2 Réduction des données

Un *pipeline* [8] est fourni par l'INT spécialement pour la réduction des données issues de la caméra WFC utilisée dans le cadre de l'expérience POINT-AGAPE. Programmé en langage perl [20], il utilise le logiciel iraf [19], et plus particulièrement le *package* "wfred" (*wide field camera reduction*). Le traitement, dont les principales étapes sont illustrées figure 5.1, comprend la correction des non-linéarités, puis les corrections classiques de biais (effets additifs) et de champ plat, ou *flat field* (effets multiplicatifs linéaires). Dans le filtre Sloan *i'* il apparaît sur les images des franges d'interférence (i.e : franges d'égale épaisseur) dues au fait que la longueur d'onde est proche de l'épaisseur de CCD. Ce filtre nécessite donc également une étape visant à soustraire ces franges, nommée *defringing*.

5.1.3 Choix des images de référence

Comme il est montré au chapitre précédent, il y a trois types d'image de référence : les référence géométriques, photométriques et de stabilisation de seeing. Par soucis de simpli-

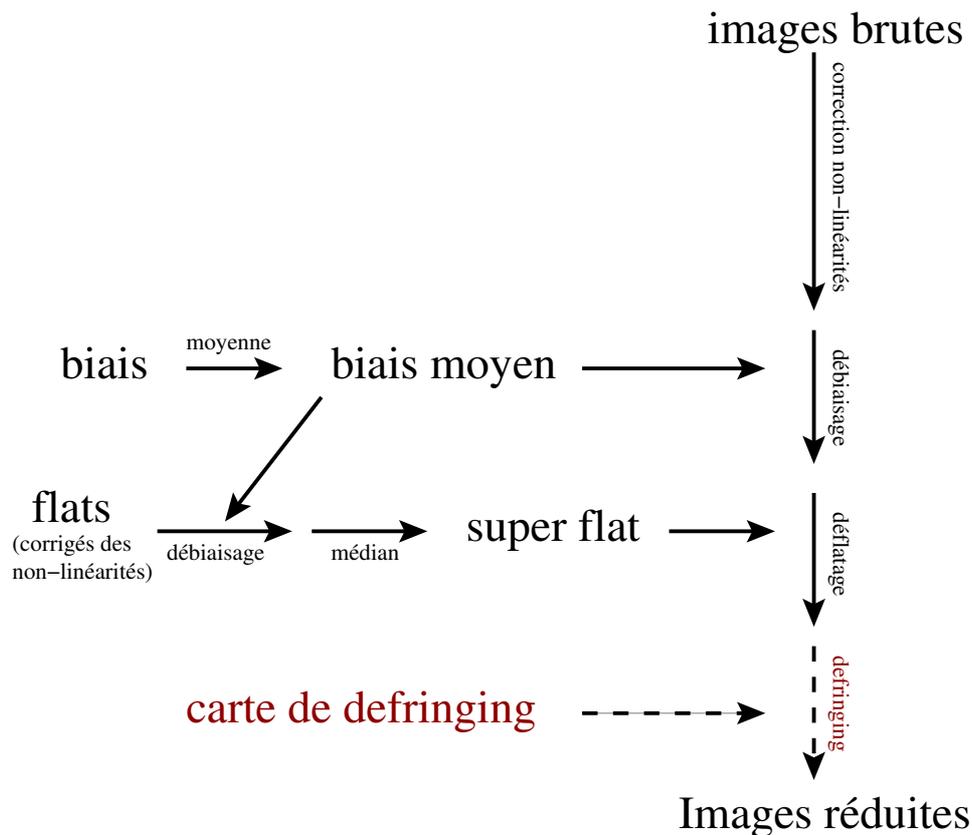


FIG. 5.1: Schéma de la chaîne de réduction des images. Après corrections des non linéarités, les images de biais sont moyennées puis le biais moyen est soustrait des images brutes et des flats individuels. Un flat moyen, ou super flat, est alors calculé et les images sont déflatées. Enfin, pour le filtre Sloan i' , on effectue le defringing. Ces opérations sont nécessaires pour chaque période durant laquelle la caméra n'a pas été démontée et pour chaque filtre.

cité, l'alignement géométrique est effectué sur les images de référence photométrique du filtre Sloan r' . De plus, on prend les mêmes images de référence pour l'alignement photométrique et la stabilisation de seeing. Il y a donc finalement seule une image de référence par CCD et par filtre. Le choix de ces références est issu d'un compromis entre deux critères : d'une part elles doivent présenter un bon rapport signal sur bruit, en particulier un faible fond de ciel pour un long temps de pose. D'autre part, la stabilisation de seeing étant d'autant plus efficace (voir section 4.5.4) que le seeing de référence est moyen par rapport à l'ensemble des données, elles doivent présenter un seeing autour de $1,5''$. Le tableau 5.1 indique les principales caractéristiques des images de référence.

champ (n ^o)	CCD (n ^o)	filtre	référence	temps de pose (s)	seeing (arcsec)	date (jour/mois/1999)
1	1 et 2	r'	r188970	700	1,6	14 / 08
1	3 et 4	r'	r197399	360	1,4	05 / 10
1	1 et 2	g'	r188974	700	1,5	14 / 08
1	3 et 4	g'	r197401	360	1,3	05 / 10
1	1 et 2	i'	r194332	320	1,6	04 / 09
1	3 et 4	i'	r187586	400	1,4	08 / 08
2	1 et 2	r'	r188986	700	1,4	14 / 08
2	3 et 4	r'	r187566	600	1,5	08 / 08
2	tous	g'	r188030	700	1,6	10 / 08
2	tous	i'	r194336	320	1,6	04 / 09

TAB. 5.1: Liste des images de référence. Ces images servent à la fois de référence photométriques et de référence pour la stabilisation de seeing. De plus, les images de référence du filtre Sloan r' servent également de référence géométriques pour tous les filtres.

5.1.4 Alignements géométrique et photométrique, construction de fichiers de suivi

Les alignements géométrique et photométrique ont pour objet d'intercalibrer les images. Les procédures d'alignements sont décrites au chapitre précédent (sections 4.3 et 4.4). Pour chaque CCD, on effectue tout d'abord l'alignement géométrique, puis les données sont réorganisées sous forme de fichiers de suivi. Les fichiers de suivi permettent de présenter les données de manière efficace pour la suite de l'analyse car la présentation des données sous formes d'images astronomiques n'est pas pratique. En effet, l'étude de la courbe de lumière d'un pixel nécessite de lire la valeur du flux dans chacune des images. Afin de ne pas effectuer cette opération de multiples fois, les fichiers de suivi contiennent les données organisées directement sous forme de courbes de lumière. La lecture de la courbe de lumière d'un pixel ne nécessite alors qu'un appel au fichier de suivi correspondant. Lors du calcul des fichiers de suivi, chaque CCD est divisé en 32 pavés de 500×500 pixels. L'alignement photométrique est alors effectué indépendamment sur chaque pavé.

5.1.5 Stabilisation de seeing

La méthode parisienne de stabilisation de seeing est détaillée section 4.5. Comme pour l'alignement photométrique (voir section précédente), la stabilisation est effectuée

indépendamment sur chaque pavé de 500×500 pixels. Par une minimisation de χ^2 , on ajuste pour chaque image la corrélation $\Phi_I^j - \tilde{\Phi}_I^j$ versus $\Phi_{\text{ref}}^j - \tilde{\Phi}_{\text{ref}}^j$ (où Φ_I^j désigne le flux dans le super-pixel j de l'image I , Φ_{ref} le flux sur l'image de référence, et le symbole \sim le médian) par une droite d'équation : $y = (1 + \alpha)x + \beta$, où α et β sont les coefficients de la stabilisation. On procède alors à l'estimation de l'incertitude résiduelle σ_{see} .

5.1.6 Masque des images défectueuses par pavé

Les images présentant des coefficients d'alignement photométrique (a , b) ou de stabilisation de seeing (α , β) marginaux sont jugées impropres à l'analyse car :

- soit il s'est produit un problème technique durant l'acquisition (ce type de problème a été mentionné section 5.1.1) qui n'a pas été décelé auparavant.
- soit elles présentent un faible rapport signal sur bruit et n'apportent pas d'information pour l'étude ultérieure des courbes de lumière.

Ces images sont masquées indépendamment sur chaque pavé de 500×500 pixels. Les coupures, illustrées figure 5.2, sont :

- coupure sur l'absorption et le temps de pose ; on doit avoir : $a < 3$
- coupure sur le fond de ciel ; on doit avoir : $b > -10^4$ ADU
- coupure sur le coefficient α de stabilisation de seeing ; on doit avoir : $\alpha > -0.6$

Elles mènent à éliminer environ 5% des données.

5.1.7 Astrométrie et calibration photométrique des images de référence

Astrométrie

Pour chaque CCD, l'astrométrie est effectuée à l'aide d'une dizaine d'étoiles du catalogue USNO2 (accessible entre autre sur la base de données Vizir [10]). La relation entre les coordonnées (x, y) d'un pixel et les coordonnées astronomiques (α, δ) correspondantes, exprimées en degrés, est estimée par une transformation linéaire :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \alpha_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Les valeurs des coefficients C_{ij} , α_0 et δ_0 sont données table 5.1.7 pour chaque CCD. La précision de ces équations, de l'ordre de $1''$ (soit environ 3 pixels), est limitée par l'approximation linéaire.

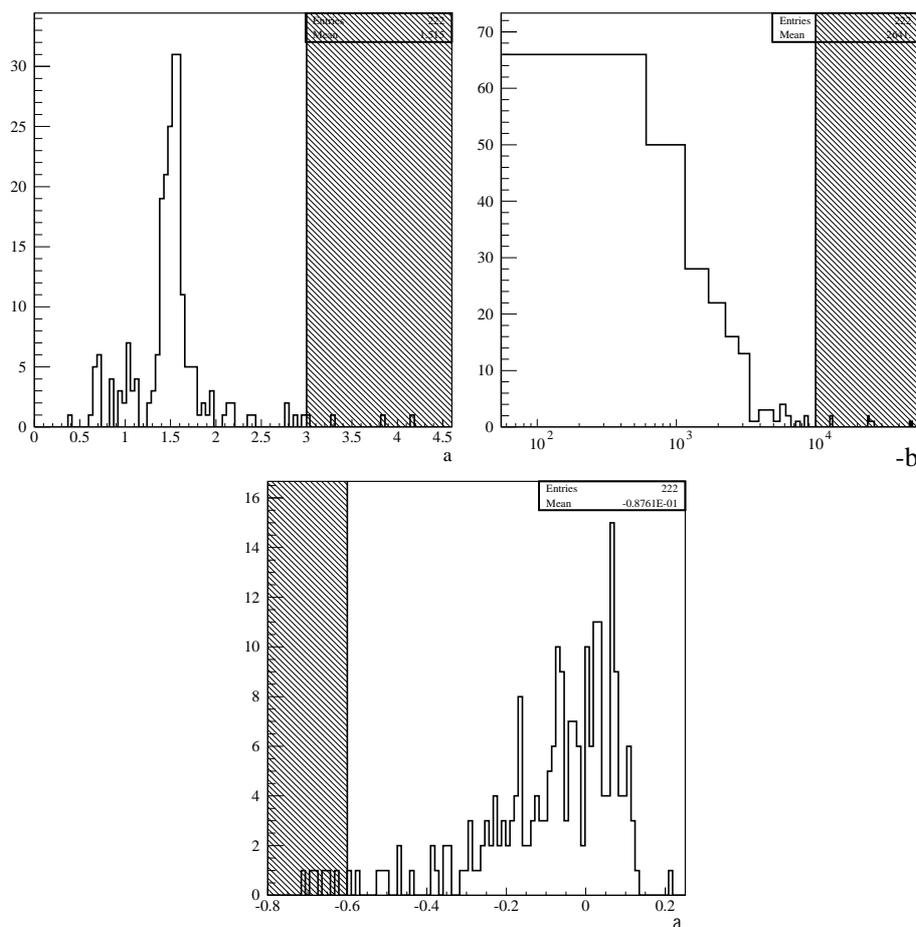


FIG. 5.2: *Distribution des paramètres a , b et α pour un échantillon de 222 images. Les zones hachurées indiquent les images rejetées par les différentes coupures. Environ 5% des images sont ainsi rejetées. Panneau en haut à gauche: l'accumulation d'images avec $a \lesssim 1,1$ correspond à des temps de pose longs. Sur le panneau en haut à droite: b est exprimé en ADU.*

Calibration photométrique

Ainsi qu'il a été montré section 5.1.3, les images de référence diffèrent d'un CCD à l'autre. Il est donc nécessaire d'effectuer la calibration photométrique et de déterminer les équations de couleur indépendamment pour chaque CCD. Les magnitudes instrumentales dans les bandes spectrales, définies sur les images de référence, sont notées :

$$(i_I, r_I, g_I) = -2,5 \times \log \left(\frac{\Phi_{(i_I, r_I, g_I)}}{1 \text{ ADU.s}^{-1}} \right)$$

Deux systèmes d'équations de couleurs sont nécessaires :

- pour les données de 1999, on détermine les magnitudes standard R (Cousins) et

	champ 1			
	CCD 1	CCD 2	CCD 3	CCD4
C_{11} (deg/px)	-1.821956e-06	1.224474e-04	-2.682715e-06	-2.633456e-06
C_{12} (deg/px)	-1.230092e-04	7.451372e-08	-1.231620e-04	-1.230960e-04
C_{21} (deg/px)	-9.214266e-05	1.971940e-07	2.230598e-06	1.860766e-06
C_{22} (deg/px)	1.173708e-06	-9.210792e-05	-9.139793e-05	-9.231241e-05
α_0 (deg)	11.254173	10.489737	11.261470	11.259932
δ_0 (deg)	41.464835	41.658751	41.849135	41.658620
	champ 2			
	CCD 1	CCD 2	CCD 3	CCD4
C_{11} (deg/px)	-2.803404e-06	1.208053e-04	-2.483125e-06	-1.701933e-06
C_{12} (deg/px)	-1.213001e-04	3.274322e-07	-1.219180e-04	-1.220407e-04
C_{21} (deg/px)	-9.211401e-05	-9.948893e-08	-9.167531e-05	-9.235124e-05
C_{22} (deg/px)	1.278768e-06	-9.208382e-05	1.853367e-06	1.324064e-06
α_0 (deg)	11.043487	10.286130	11.046383	11.045864
δ_0 (deg)	40.865618	41.059967	41.251635	41.060796

TAB. 5.2: Coefficients astrométriques (voir équation 5.1, où (α, δ) sont exprimés en degrés) des images de référence citées dans le tableau 5.1.

V (Johnson) en fonction de r_I et g_I :

$$\begin{aligned} V &= \Gamma_V + g_I + \beta_V (g_I - r_I) \\ R &= \Gamma_{R1} + r_I + \beta_{R1} (g_I - r_I) \end{aligned} \quad (5.2)$$

- pour les données de 2000 (et les années postérieures lorsque l'analyse sera effectuée), on détermine les magnitudes standards R et I (Cousins) en fonction de r_I et i_I :

$$\begin{aligned} R &= \Gamma_{R2} + r_I + \beta_{R2} (r_I - i_I) \\ I &= \Gamma_I + i_I + \beta_I (r_I - i_I) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Le catalogue de référence II/208 de la base de données Vizir [10] donne les positions et magnitudes standards de nombreuses étoiles du champ. La photométrie d'ouverture de ces mêmes étoiles sur les images de référence permet de déterminer les coefficients Γ et β définis dans les équations (5.2) et (5.3). Le tableau 5.3 donne les valeurs de Γ et β pour chaque CCD. La précision atteinte par ces équations de couleur est d'environ 0,1 magnitude.

	champ 1				champ 2			
	CCD 1	CCD 2	CCD 3	CCD4	CCD 1	CCD 2	CCD 3	CCD4
Γ_V	24,64	24,63	24,81	24,74	24,61	24,59	24,59	24,61
Γ_{R1}	24,33	24,32	24,61	24,49	24,21	24,26	24,29	24,29
Γ_{R2}	24,30	24,27	24,35	24,22	24,26	24,24	24,26	24,27
Γ_I	23,90	23,88	23,60	23,53	24,04	23,88	23,98	23,96
β_V	-0,60	-0,61	-0,71	-0,69	-0,50	-0,65	-0,61	-0,60
β_{R1}	-0,18	-0,21	-0,29	-0,30	-0,06	-0,19	-0,17	-0,20
β_{R2}	-0,28	-0,27	-0,46	-0,54	-0,28	-0,24	-0,23	-0,22
β_I	-0,20	-0,15	-0,23	-0,40	-0,25	-0,12	-0,17	-0,13

TAB. 5.3: Coefficients des équations de couleurs (5.2) et (5.3) pour les images de référence citées dans le tableau 5.1.

5.2 Recherche des objets variables

Cette seconde étape de l'analyse consiste à repérer les positions (c'est à dire le pixel central) des objets variables. La résolution est limitée d'une part par la tâche de seeing, et d'autre part par l'utilisation des super-pixels. Une seule et même variation de flux est ainsi visible sur un grand nombre de courbes de lumière et inversement la courbe de lumière d'un pixel peut montrer plusieurs fluctuations dues à des étoiles bien distinctes. La recherche des objets variables est effectuée sur le filtre Sloan r' qui est commun à toutes les années et présente le meilleur échantillonnage. Il s'agit dans un premier temps de déterminer sur chaque courbe de lumière une ligne de base, puis de rechercher les fluctuations par rapport à cette dernière. On obtient ainsi une liste de pixels présentant une (ou des) fluctuation(s). Pour passer de cette liste de pixels à une liste d'objets, on calcule la vraisemblance des fluctuations, qui reflète la probabilité qu'une fluctuation ne soit pas due simplement à une fluctuation statistique (due au bruit de photons par exemple). On dresse alors une "carte de vraisemblance", c'est à dire une image dans laquelle chaque pixel prend la valeur de la vraisemblance de sa fluctuation la plus forte. L'identification des objets sur cette carte est alors effectuée avec le logiciel SExtractor [21].

Recherche d'objets variables

Détermination de la ligne de base des courbes de lumière

Recherche des courbes de lumière fluctuantes

Construction de cartes de vraisemblance des fluctuations

Formation d'un catalogue des objets variables

5.2.1 Détermination de la ligne de base

La ligne de base est le flux moyen indiqué par la courbe de lumière en l'absence de fluctuation. Pour une courbe de lumière stable, c'est à dire sans fluctuation, cette définition est redondante : la ligne de base est égale à la moyenne du flux sur la courbe de lumière. En revanche, lorsque la courbe de lumière montre des fluctuations, la moyenne n'est pas un bon estimateur de la ligne de base car elle est justement biaisée par leur présence. Il faut alors envisager un autre estimateur². Dans le cadre de l'analyse des données POINT-AGAPE on a recours à un algorithme itératif consistant à :

- calculer le médian de la courbe de lumière.
- repérer les points situés à plus de 3σ au-dessus (mais pas au-dessous), qui sont grandement susceptibles d'appartenir à une fluctuation.
- ré-estimer le médian sans prendre en compte ces points, et ainsi de suite jusqu'à convergence.

Cet estimateur donne des résultats robustes pour une grande diversité de courbes de lumière. La figure 5.3 montre des exemples de la ligne de base ainsi estimée sur les courbes de lumière d'un vraisemblable effet de microlentille (le candidat N2 présenté section 5.4.3) de largeur à mi-hauteur ~ 25 jours, d'une céphéide de période ~ 60 jours, et d'une variation s'étalant sur presque 500 jours.

5.2.2 Recherche des courbes de lumière fluctuantes

La stratégie employée pour la recherche de pixels variables est de chercher sur la courbe de lumière de chaque pixel une fluctuation statistiquement significative, i.e : une variation de flux émergeant du bruit. Une fluctuation est jugée significative dès lors qu'elle présente au moins 3 points consécutifs à plus de 3σ de la ligne de base.

La section suivante étudie la probabilité qu'une telle fluctuation soit due au hasard (aux fluctuations statistiques du bruit de photons par exemple). Il est montré que cette

2. Dans le cadre de l'analyse des données EROS 2, [Palanque 1997] propose de prendre le mode (i.e : la valeur la plus fréquente) de l'histogramme de la courbe de lumière. [Lasserre 2000], également pour l'analyse des données EROS 2, utilise une méthode qui consiste à calculer combien de séquences de points consécutifs sur la courbe de lumière se trouvent en-dessous ou au-dessus d'une valeur fixée ; puis à prendre comme estimateur de la ligne de base la valeur pour laquelle le nombre de séquences est maximum. Indépendamment, dans le cadre de l'analyse des données AGAPE-Pic du Midi et AGAPE-MDM, [Le Du 2000] et [Calchi Novati 2000] prennent comme estimateur de la ligne de base le minimum de la moyenne glissante sur la courbe de lumière.

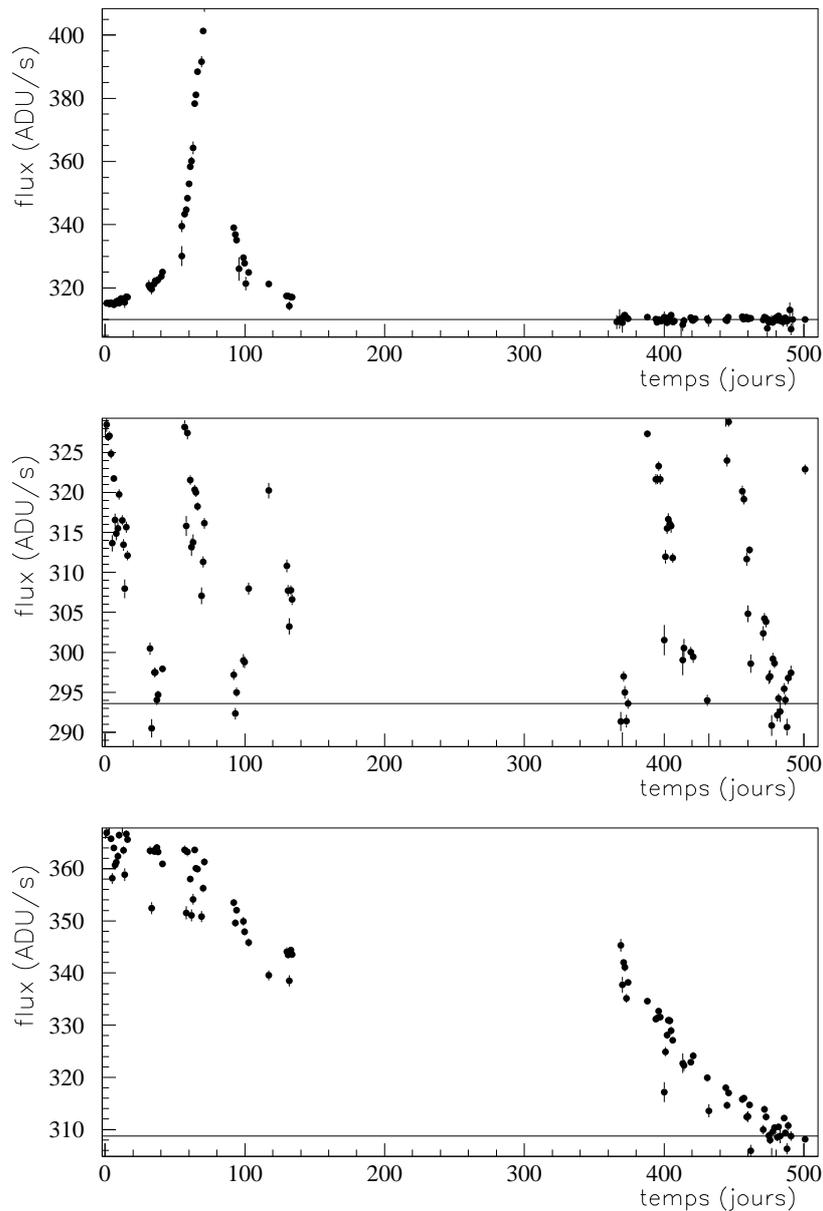


FIG. 5.3: *Estimations de la ligne de base pour (de haut en bas) : un vraisemblable effet de microlentille (le candidat N2 présenté section 5.4.3) de largeur à mi-hauteur ~ 2 jours, une probable céphéide de période ~ 60 jours, et une variation de longue durée (~ 500 jours). Les lignes horizontales représentent les lignes de base estimées.*

probabilité est très faible (inférieure à 10^{-3}), c'est à dire que le critère est très contraignant. Cependant, dans la pratique, entre 8% et 60% des courbes de lumière (selon la distance au centre de M31) montrent une telle fluctuation. Ceci est dû au fait qu'il y a dans les données un fond d'étoiles variables important.

Calcul de la probabilité d'une série d'observations consécutives au-dessus du bruit

Une courbe de lumière est composée de N mesures décorréélées du flux, notées Φ_i , ayant chacune un écart type σ_i . La ligne de base de la courbe de lumière est notée μ . On cherche la probabilité \mathcal{P}_k d'avoir au moins une série d'au moins k mesures consécutives telles que : $\Phi_i - \mu > q\sigma_i$ ($1 \leq i \leq N$). Dans la suite une telle série est appelée "séquence". \mathcal{P}_k ne peut pas être exprimé simplement. En revanche on peut exprimer simplement le nombre moyen $\langle n_k \rangle$ de séquences attendues sur une courbe de lumière. Lorsque $\langle n_k \rangle$ est petit (typiquement inférieur à 10^{-2}) on a : $\langle n_k \rangle \simeq \mathcal{P}_k$.

Par soucis de simplicité on se place dans le cas où la probabilité $\mathcal{P}(\Phi_i - \mu > q\sigma_i)$ ne dépend pas de la mesure. On note cette probabilité p :

$$p = \mathcal{P}(\Phi_i - \mu > q\sigma_i)$$

Le calcul de p dans l'hypothèse d'une distribution gaussienne de moyenne μ est effectué à la fin de cette section. Pour chaque pose on introduit l'indicateur y_i tel que :

$y_i = 1$ si une séquence débute à la mesure i , c'est à dire que la mesure i est la première d'une séquence

$y_i = 0$ sinon

La condition $y_i = 1$ est équivalente à la condition :

$$\begin{cases} \Phi_{i-1} - \mu \leq q\sigma_i & \text{si } i > 1 \\ \text{et } \Phi_j - \mu \geq q\sigma_j & \text{pour } i \leq j \leq i + k - 1 \end{cases}$$

Ce qui signifie que la probabilité $\mathcal{P}(y_i = 1)$ s'exprime comme suit :

$$\mathcal{P}(y_i = 1) = \begin{cases} p^k & \text{si } i = 1 \\ p^k (1 - p) & \text{si } 1 < i \leq N - k + 1 \\ 0 & \text{si } i > N - k + 1 \end{cases} \quad (5.4)$$

D'autre part, par définition, le nombre de séquences n_k sur une courbe de lumière est :

$$n_k = \sum_{i=1}^N y_i$$

La valeur moyenne $\langle n_k \rangle$ est donc :

$$\langle n_k \rangle = \sum_{i=1}^N \langle y_i \rangle = \sum_{i=1}^N \mathcal{P}(y_i = 1)$$

ce qui, d'après la relation (5.4), donne :

$$\langle n_k \rangle = p^k [(N - k + 1)(1 - p) + p] \quad (5.5)$$

Lorsque $\langle n_k \rangle \ll 1$, la probabilité \mathcal{P}_k d'avoir au moins une séquence sur la courbe de lumière est également très faible. On peut alors négliger la probabilité d'avoir plusieurs séquences et on a : $\mathcal{P}_k \simeq \langle n_k \rangle$. La relation ci-dessus peut alors s'écrire :

$$\boxed{\mathcal{P}_k \simeq p^k [(N - k + 1)(1 - p) + p] \text{ pour } \mathcal{P}_k \ll 1} \quad (5.6)$$

Afin d'utiliser la relation (5.6) il est donc nécessaire de vérifier *a posteriori* que la condition $\mathcal{P}_k \ll 1$ est bien vérifiée. Cette vérification est effectuée ci-dessous dans le cas simple d'une distribution gaussienne.

Dans l'hypothèse d'une distribution gaussienne centrée sur la ligne de base, la densité de probabilité de la mesure i est donnée par :

$$\rho(\Phi_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(\Phi_i - \mu)^2}{2\sigma_i^2}\right)$$

La probabilité $p = \mathcal{P}(\Phi_i - \mu > q\sigma_i)$ s'écrit alors :

$$p = \mathcal{P}(\Phi_i - \mu > q\sigma_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_q^\infty dx e^{-\frac{x^2}{2}}$$

Dans le cadre de l'analyse des données POINT-AGAPE, on prend $q = 3$, ce qui entraîne $p \lesssim 10^{-2}$. D'autre part, pour une courbe de lumière, on a toujours : $N < 500$. La relation (5.6) donne alors :

$$\mathcal{P}_3^{\text{POINT-AGAPE}} \lesssim 5.10^{-4}$$

ce qui vérifie bien *a posteriori* la condition $\mathcal{P}_3^{\text{POINT-AGAPE}} \ll 1$.

Recherche des pixels avec fluctuation(s)

Une fluctuation significative est donc définie comme une série d'au moins 3 points consécutifs au-dessus de 3σ de la ligne de base. D'après la section précédente, la probabilité qu'une courbe de lumière donnée présente une telle fluctuation due uniquement aux fluctuations statistiques est majorée par 5.10^{-4} . Bien que les courbes de lumière de super-pixels proches soient corrélées³, cette limite reflète également la proportion de courbes de lumière qui montrent une telle fluctuation due uniquement aux fluctuations statistiques.

3. Le chapitre précédent (section 4.5) explique que, du fait de l'usage de super-pixels et de la tâche de seeing, les courbes de lumière de super-pixels distants de moins de 7 pixels sont fortement corrélées.

La recherche des fluctuations significatives dans les données mène à un ordre de grandeur tout à fait différent. En effet, selon la distance à laquelle se trouve le centre de M31, entre 8% et 60% des courbes de lumière montrent une telle fluctuation. La figure 5.4 présente l’histogramme du nombre de fluctuations par courbe de lumière sur un pavé situé à $\sim 12''$ du centre de M31. Elle met en évidence que sur ce pavé environ 16% des courbes de lumière ont au moins une fluctuation significative. La conclusion logique de ce constat est que les fluctuations ne sont pas statistiques mais sont dues à des variations physiques, en particulier à des étoiles variables.

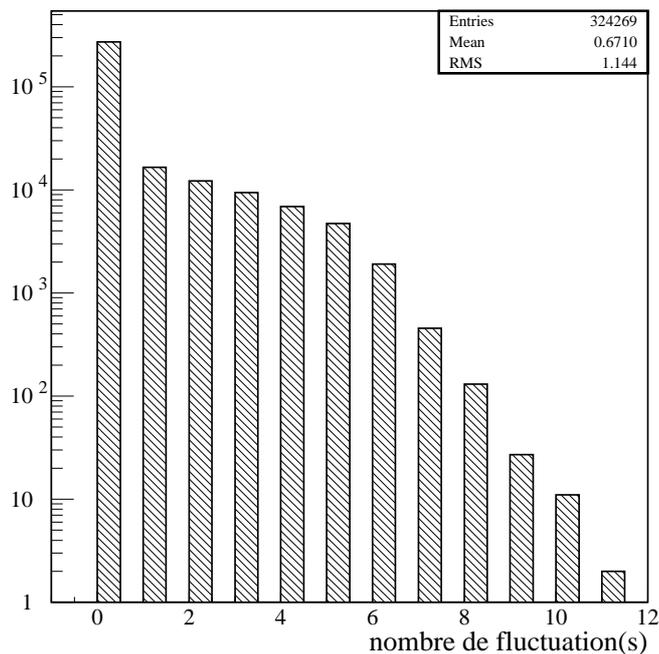


FIG. 5.4: *Histogramme représentant le nombre de séquences d’au moins 3 points consécutifs au-dessus de 3σ de la ligne de base pour un échantillon de $\sim 325 \times 10^3$ courbes de lumière d’un pavé situé à $\sim 12''$ du centre de M31. Un peu plus de 50×10^3 courbes, soit environ 16%, montrent au moins une telle séquence.*

5.2.3 Construction de cartes de vraisemblance

L’étape suivante consiste à construire une carte dite “des fluctuations principales”. Par abus de langage⁴, on dit également “carte de vraisemblance” des fluctuations. La vraisemblance \mathcal{L} d’une fluctuation est définie comme la probabilité que cette dernière soit due uniquement à une fluctuation statistique et non pas à une variation “physique”⁵. La vrai-

4. On pourrait plutôt dire “carte d’invraisemblance”, comme cela est expliqué dans la suite.

5. La valeur de $(1 - \mathcal{L})$ reflète donc la probabilité que la variation soit bien “physique”

semblance d'une fluctuation est le produit des vraisemblances de chaque point composant la fluctuation dans l'hypothèse où ces points seraient distribués selon une loi gaussienne autour de la ligne de base :

$$\mathcal{L} = \prod_{i \in \text{fluctu}} \mathcal{P}(\Phi_i) \quad (5.7)$$

avec :

$$\mathcal{P}(\Phi_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \int_{\Phi_i}^{\infty} \exp\left(-\frac{(\Phi - \mu)^2}{2\sigma_i^2}\right) d\Phi$$

où μ est la valeur de ligne de base et σ_i l'erreur sur Φ_i . Il est en fait beaucoup plus facile de travailler non pas avec la vraisemblance directement mais plutôt avec la valeur absolue de son logarithme. Le produit dans l'équation (5.7) devient alors une somme :

$$-\log \mathcal{L} = - \sum_{i \in \text{fluctu}} \log \mathcal{P}(\Phi_i)$$

$(-\log \mathcal{L})$ reflète le rapport signal sur bruit de la fluctuation : plus le rapport est important et plus la valeur de $(-\log \mathcal{L})$ est grande. Par exemples, une valeur de : $(-\log \mathcal{L}) \sim 20$ est équivalente à 3 points à $3,4\sigma$ ou 5 points à $2,5\sigma$, etc. Une valeur de : $(-\log \mathcal{L}) \sim 100$ est équivalente à 6 points à $5,6\sigma$, etc. La carte de vraisemblance est obtenue en reportant, en fonction des coordonnées (x, y) des pixels, la valeur de $(-\log \mathcal{L})$. Si une courbe de lumière montre plusieurs fluctuations, on prend la valeur maximale de $(-\log \mathcal{L})$ parmi toutes les fluctuations de ce pixel. Pour les courbes de lumière stables (i.e : sans fluctuation), par définition, la vraisemblance est égale à 1 et donc : $\log \mathcal{L} = 0$. On obtient alors une carte illustrant le rapport signal sur bruit des fluctuations principales des pixels. Sur cette carte les objets variables apparaissent très clairement. La figure 5.5 compare une telle carte sur un pavé de 1000×1000 pixels (i.e : $(5, 5')^2$) avec l'image astronomique de référence du filtre Sloan r' . On voit que les cartes de fluctuations principales mettent en évidence deux populations d'objets :

- les objets variables (quelques centaines sur la carte de la figure 5.5) apparaissent sous une forme "bien ronde", c'est à dire comme des étoiles résolues sur une image astronomique.
- Les étoiles résolues sur l'image astronomique apparaissent sous forme de *donuts*⁶, cercles plus brillants sur les bords qu'au centre. La raison en est que la stabilisation de seeing, décrite section 4.5, ne fonctionne pas sur les étoiles résolues. Les variations de seeing entraînent que les courbes de lumière des pixels se trouvant aux bords de ces étoiles sont extrêmement agités. Les étoiles résolues constituent donc des zones mortes du champ d'observation, qui sont masquées dans la suite de l'analyse.

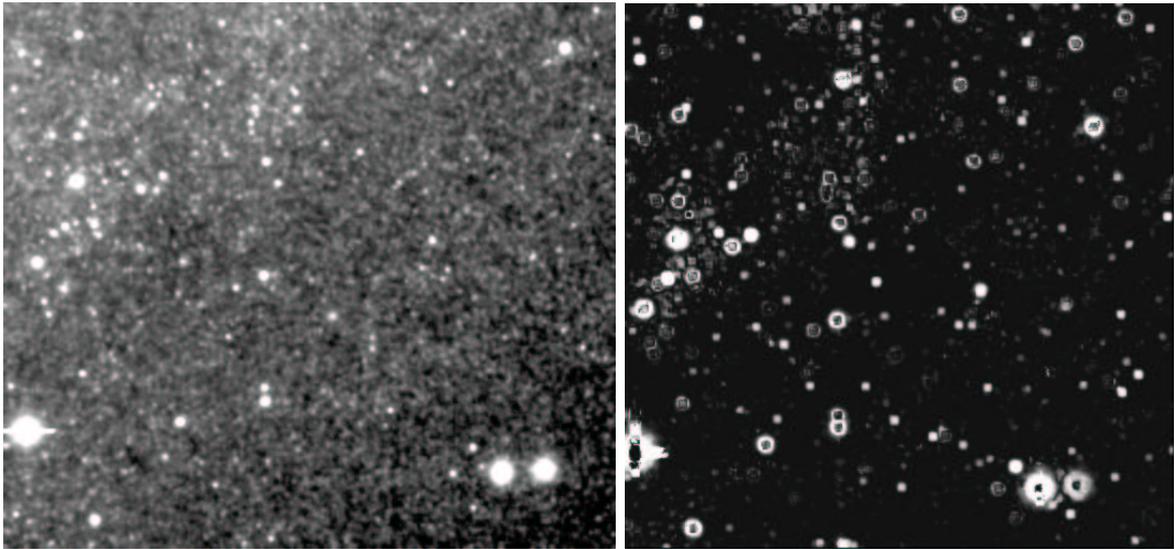


FIG. 5.5: *A gauche : pavé de 1000×1000 pixels (i.e : $(5, 5')^2$) extrait de l'image de référence du filtre Sloan r' . A droite : carte des fluctuations principales du même pavé. Sur la carte apparaissent très clairement une centaine de fluctuations alors que les étoiles correspondantes ne sont pas résolues sur l'image astronomique. Les étoiles résolues sur l'image astronomique apparaissent quant à elles sous formes de donuts.*

Les cartes de fluctuations principales ne possèdent pas l'équivalent d'une PSF (*Point Spread Function*, voir section 4.5) comme les images astronomiques. C'est à dire qu'il n'y a pas de noyau de convolution à peu près constant, même en première approximation. La position d'une fluctuation sur une telle carte est donc définie comme étant le pixel pour lequel la vraisemblance est maximale. A cause des fluctuations statistiques, deux fluctuations issues d'un même objet peuvent apparaître comme ayant un pixel d'écart. Autrement dit, la position d'un objet sur une carte de vraisemblance est définie à pixel près.

5.2.4 Relevé de tous les objets variables

Pour chaque pavé de 500×500 pixels, une carte de vraisemblance est construite par saison d'observation. Les données des deux premières saisons ayant été analysées, cela entraîne deux cartes de vraisemblance par pavé : une pour 1999 et l'autre pour 2000. La reconnaissance sur ces cartes des objets variables est effectuée à l'aide du logiciel SExtractor [21], qui dresse un catalogue pour chaque carte. Une large part des étoiles variables ont des fluctuations visibles durant les deux saisons et apparaissent sur les deux cartes d'un

6. Pâtisserie circulaire avec un trou au milieu.

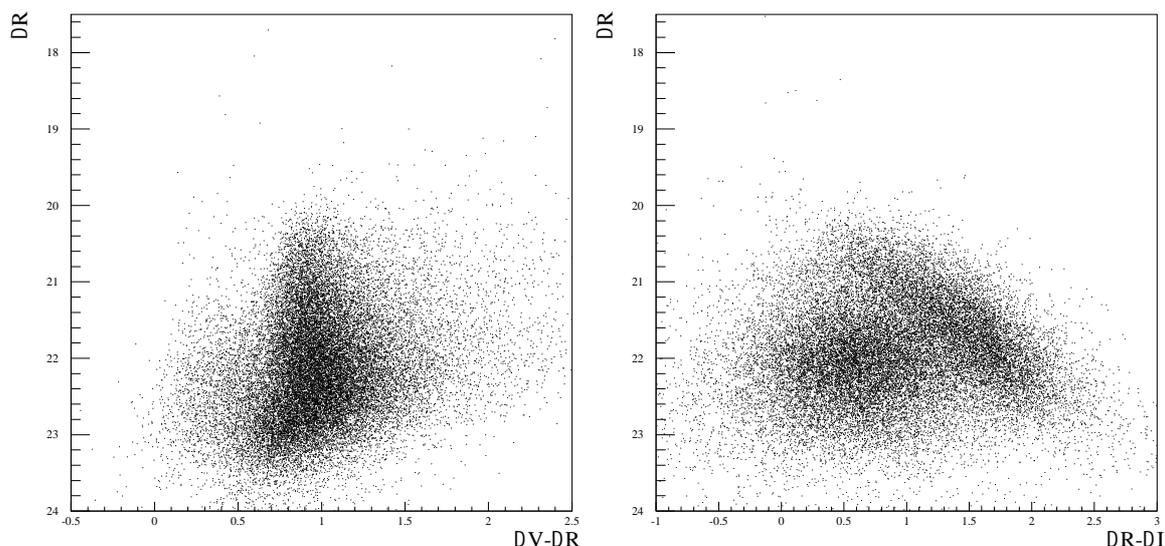


FIG. 5.6: Diagrammes HR de la totalité des variations détectées. Les étoiles n'étant pas résolues, les ordonnées représentent la magnitude de l'accroissement du flux ΔR . En abscisse se trouvent les couleurs des accroissements ($(\Delta V - \Delta R)$ pour les variations ayant lieu en 1999 et $(\Delta R - \Delta I)$ pour celles ayant lieu en 2000).

même pavé, et donc également dans les deux catalogues. On dresse un catalogue général par recoupement des deux premiers en éliminant les doublons. Parce que la résolution offerte par les cartes de vraisemblance est de 1 pixel, ces doublons apparaissent parfois sur les cartes avec un pixel d'écart. Dans le doute, lors du recoupement des catalogues, deux fluctuations centrées à moins de deux pixels de distance sont considérées comme issues d'un seul et même objet. Autrement dit, lorsque deux objets variables sont distants de moins de deux pixels, l'analyse est effectuée comme s'il n'y avait qu'un seul objet, responsable de toutes les fluctuations observées. La surface occupée par une fluctuation, c'est à dire la surface sur laquelle aucun autre objet variable ne peut être détecté, représente donc un carré de 3×3 pixels. Comme l'encombrement est relativement faible, cela n'affecte quasiment pas l'efficacité de détection. En effet, dans les régions les plus peuplées, près du centre de M31, jusqu'à 1000 objets variables peuvent être détectés sur un pavé de 500×500 pixels. A raison de 9 pixels par objet, il y a moins de 1% de la surface du pavé sur laquelle un objet variable⁷ peut ne pas être détecté.

Sur la totalité du champ d'observation, un catalogue d'environ 100×10^3 objets va-

7. Il s'agit ici d'un objet variable montrant une fluctuation statistiquement significative, c'est à dire avec au moins 3 points consécutifs au-dessus de 3σ de la ligne de base. L'efficacité de détection n'est quasiment pas affectée par l'encombrement mais dépend crucialement du bruit de photons et donc de la magnitude de surface.

riables a été dressé. La figure 5.6 montre les diagrammes HR des variations, c'est à dire la magnitude de l'accroissement de flux ΔR versus la couleur de l'accroissement ($\Delta V - \Delta R$ pour 1999 et $\Delta R - \Delta I$ pour 2000).

5.3 Critères de sélection d'effets de microlentille

Ainsi qu'il a été vu au chapitre 2 (section 2.1.7), les effets de microlentille ont trois propriétés essentielles : la courbe de lumière suit une courbe de Paczyński, l'effet est achromatique et unique (i.e : il ne se produit qu'une fois). La sélection des candidats microlentille parmi tous les objets variables repose sur ces propriétés et s'effectue en quatre étapes. Tout d'abord, en vertu de la propriété d'unicité, on rejette les objets engendrant de multiples variations. Cependant, il ne s'agit pas de rejeter systématiquement toutes les courbes de lumière montrant plusieurs fluctuations car, à cause de la tâche de seeing et de l'usage de super-pixels, il est fréquent qu'une courbe de lumière montre plusieurs fluctuations issues d'objets distincts. Ensuite, afin de tester la forme de Paczyński et l'achromaticité des événements, on effectue sur les courbes de lumière l'ajustement d'une courbe de Paczyński simultanément en deux couleurs. Lorsque cet ajustement est satisfaisant, on s'assure de sa pertinence en exigeant un échantillonnage et un rapport signal sur bruit minimum durant l'amplification. Enfin, le bruit de fond résiduel, c'est à dire les événements retenus à ce stade mais qui ne sont pourtant pas des microlentilles, est mis en évidence par le test statistique de Durbin-Watson, qui étudie les corrélations temporelles entre les résidus de l'ajustement.

5.3.1 Rejet des pixels engendrant plusieurs fluctuations et masque des fluctuations issues de pixels voisins

En vertu de la propriété d'unicité des effets de microlentille, on cherche à rejeter pour la suite de l'analyse les objets présentant des fluctuations répétées. La section 5.2.4 explique que sur les cartes vraisemblance, les objets variant en 1999 et en 2000 apparaissent sur les cartes avec parfois 1 pixel de décalage. Dans ces conditions lorsque deux objets variables sont détectés comme étant distants de moins de deux pixels, il n'est pas certain qu'il ne s'agisse pas en réalité d'une seule et même étoile. Dans le doute, les courbes de lumière de ces objets sont écartées de la suite de l'analyse. A l'inverse, la tâche de seeing et l'usage de super-pixels entraînent que la courbe de lumière d'un événement peut montrer des fluctuations issues d'étoiles variables proches mais bien distinctes de l'événement lui-même. Dans ce cas la courbe de lumière n'est pas rejetée et les fluctuations secondaires sont masquées.

Masquer une fluctuation signifie que tous les points consistant la fluctuation sont retirés de la courbe de lumière pour la suite de l'analyse. Sur les cartes de vraisemblance, la distance à laquelle un événement affecte les courbes de lumière voisines dépend de son rapport signal sur bruit. Les événements les plus importants, tels que les événement violents (novae, etc.) ou les fluctuations étalées sur de longues périodes (telles que celle illustrée sur le panneau du bas de la figure 4.9), sont visibles dans un rayon de ~ 7 pixels (i.e : $\sim 2,3''$). Le masquage des fluctuations secondaires est effectués comme suit :

- pour chaque objet variable montrant plusieurs fluctuations, on cherche si il se trouve d'autres événements à moins de 7 pixels
- lorsque c'est le cas, on compare deux à deux les fluctuations de la courbe de lumière étudiée avec les fluctuations des événement voisins. Une fluctuation sur la courbe de lumière étudiée est masquée si :
 - son signal sur bruit est plus faible que la fluctuation voisine.
 - elle est totalement incluse dans la période que dure la fluctuation voisine. C'est à dire que son premier point à 3σ de la base de la courbe de Paczyński est postérieur au premier point de la fluctuation voisine et son dernier point est antérieur au dernier point de la fluctuation voisine.

La procédure de masquage des fluctuations secondaires, telle qu'elle est décrite ci-dessus est permissive, c'est à dire qu'elle mène parfois à ne pas exclure les objets montrant plusieurs fluctuations (en revanche, elle n'exclut jamais d'événement montrant une seule fluctuation.). En effet, la distance de 7 pixels est estimée pour les événements les plus importants. Or, le masquage des fluctuations secondaires est effectué même si les événements voisins sont en réalité trop faibles pour être responsable des fluctuations secondaires.

5.3.2 Ajustement d'une courbe de Paczyński

La compatibilité des courbes de lumière avec une courbe de Paczyński et l'achromaticité sont testées ensemble en ajustant sur les données une courbe de Paczyński simultanément dans deux filtres. Lorsque l'événement a lieu durant la saison 1999, il s'agit des filtres Sloan r' et Sloan g' . Au contraire, s'il a lieu en 2000, il s'agit des filtres Sloan r' et Sloan i' . Les paramètres de l'ajustement sont : t_0 l'instant d'amplification maximum, t_E le temps d'Einstein, u_0 le paramètre d'impact, $\Phi_*^{r'}$ le flux de l'étoile source dans le filtre Sloan r' , $\Phi_{\text{fond}}^{r'}$ le fond dans le filtre Sloan r' , $\Phi_*^{g'}$ le flux de l'étoile source dans le second filtre (i.e : Sloan g' ou Sloan i' selon si t_0 se trouve en 1999 ou 2000), et $\Phi_{\text{fond}}^{g'}$ le fond dans le second filtre.

L'ajustement porte donc sur 7 paramètres libres. Il est montré section 2.2.1 qu'il existe une dégénérescence importante entre Φ_{fond} , Φ_* , t_E et u_0 . L'ajustement ne permet donc pas de contraindre simultanément ces quatre paramètres. En général, seuls les paramètres directement observables que sont la largeur à mi-hauteur (i.e : $t_{1/2}$) et l'accroissement de flux au maximum $\Delta\Phi_{\text{max}} = \Phi_* \times (A_{\text{max}} - 1)$ (où A_{max} est l'amplification maximale) sont fortement contraints. Lors de l'étude particulière de chaque candidat microlentille, on étudie les régions de confiance dans le plan $(\Phi_{*,r'}, t_E)$.

L'ajustement consiste en une minimisation de χ^2 effectuée à l'aide du programme MINUIT [22]. La qualité de l'ajustement est donc donnée par le χ^2 par degrés de liberté, noté $\chi^2/\text{d.l.}$. Les différentes sélections présentées par la suite usent de coupures : $\chi^2/\text{d.l.} < 2$ ou $\chi^2/\text{d.l.} < 5$.

5.3.3 Coupures sur le rapport signal sur bruit et sur l'échantillonnage des événements

Afin d'estimer la signification de l'ajustement de la courbe de Paczyński de la section précédente, on vérifie si le rapport signal sur bruit et l'échantillonnage durant l'effet de microlentille est satisfaisant.

Coupure sur l'échantillonnage

Lorsqu'il y a un (ou des) trou(s) trop important(s) dans l'échantillonnage durant l'amplification, un événement est qualifié de "non contenu", c'est à dire qu'il n'est pas suffisamment contraint par l'ajustement pour être considéré comme un candidat microlentille sérieux. Il est donc rejeté. Le test effectué pour écarter les événements non contenus fait intervenir la notion de durée effective d'un événement. La durée effective t_{eff} d'un événement est définie comme l'intervalle de temps entre le premier et le dernier point à 3σ au-dessus de la base de la courbe de Paczyński dans le filtre Sloan r' . La base de la courbe de Paczyński est définie naturellement : $\Phi_{\text{base}} = \Phi_{\text{fond}} + \Phi_*$, où Φ_{fond} et Φ_* sont respectivement le flux du fond et le flux de l'étoile source donnés par la courbe de Paczyński ajustée. L'échantillonnage minimum requis pour qu'un événement soit considéré comme contenu est qu'il présente :

- au moins 3 points à 3σ de la base de la courbe de Paczyński dans le filtre Sloan r' ⁸.

8. Par définition, une fluctuation présente au moins 3 points à 3σ au-dessus de la ligne de base, calculée section 5.2.2, de la courbe de lumière. Dans le cas où la ligne de base est correctement estimée, elle coïncide avec la base de la courbe de Paczyński et ce critère est redondant. En ce sens, ce dernier constitue une vérification de l'estimation de la ligne de base.

- au moins 2 points durant la montée et 2 points durant la descente, tous filtres confondus. La montée (resp. la descente) est définie comme étant l'intervalle de temps entre $t_0 - \frac{t_{\text{eff}}}{2}$ et t_0 (resp. t_0 et $t_0 + \frac{t_{\text{eff}}}{2}$), où t_0 est l'instant d'amplification maximum de la courbe de Paczyński et t_{eff} est la durée effective de la fluctuation, définie plus haut.

Coupure sur le signal sur bruit

Afin de s'assurer que l'ajustement de la courbe de Paczyński est significatif, on procède également à une coupure sur la vraisemblance (ce qui revient à faire une coupure sur le signal sur bruit, voir section 5.2.2) de l'événement dans les deux filtres indépendamment. Pour ce faire on calcule pour chacune des deux couleurs la vraisemblance par rapport à la base de la courbe de Paczyński. En plus d'être calculée par rapport à la base de la courbe de Paczyński (et non par rapport à la ligne de base), cette vraisemblance diffère de celle estimée dans la section 5.2.2 car elle est calculée sur l'ensemble des points entre $t_0 - t_{\text{eff}}$ et $t_0 + t_{\text{eff}}$ (où t_0 est l'instant du maximum d'amplification de la courbe de Paczyński et t_{eff} la durée effective de l'événement définie dans la section précédente) et non sur les seuls points se situant à plus de 3σ . Les différentes sélections présentées dans la suite demandent à ce que :

- dans le filtre Sloan r' : $(-\log \mathcal{L}) > 100$
- dans le second filtre (Sloan g' en 1999 et Sloan i' en 2000) : $(-\log \mathcal{L}) > 20$

5.3.4 Recherche des autocorrélations au sein des résidus : test de Durbin-Watson

La figure 5.7 illustre quatre exemples de courbes de lumière (dans le filtre Sloan r') sur lesquelles sont ajustées des courbes de Paczyński. Bien que dans les quatre cas, le $\chi^2/\text{d.l.}$ soit inférieur à 2, les deux courbes de lumière du haut sont visiblement asymétriques et l'on devine que c'est également le cas des deux courbes du bas. Cela signifie qu'il existe un fond constitué par ces étoiles variables ayant des fluctuations quasi-symétriques dont il est nécessaire de s'affranchir. Pour cela on applique le test de Durbin-Watson [Durbin et Watson 1950] [Durbin et Watson 1951] qui consiste à rechercher des corrélations temporelles entre les résidus de l'ajustement.

Le résidu r_i associé à la mesure i est la différence entre le flux mesuré Φ_i et la valeur

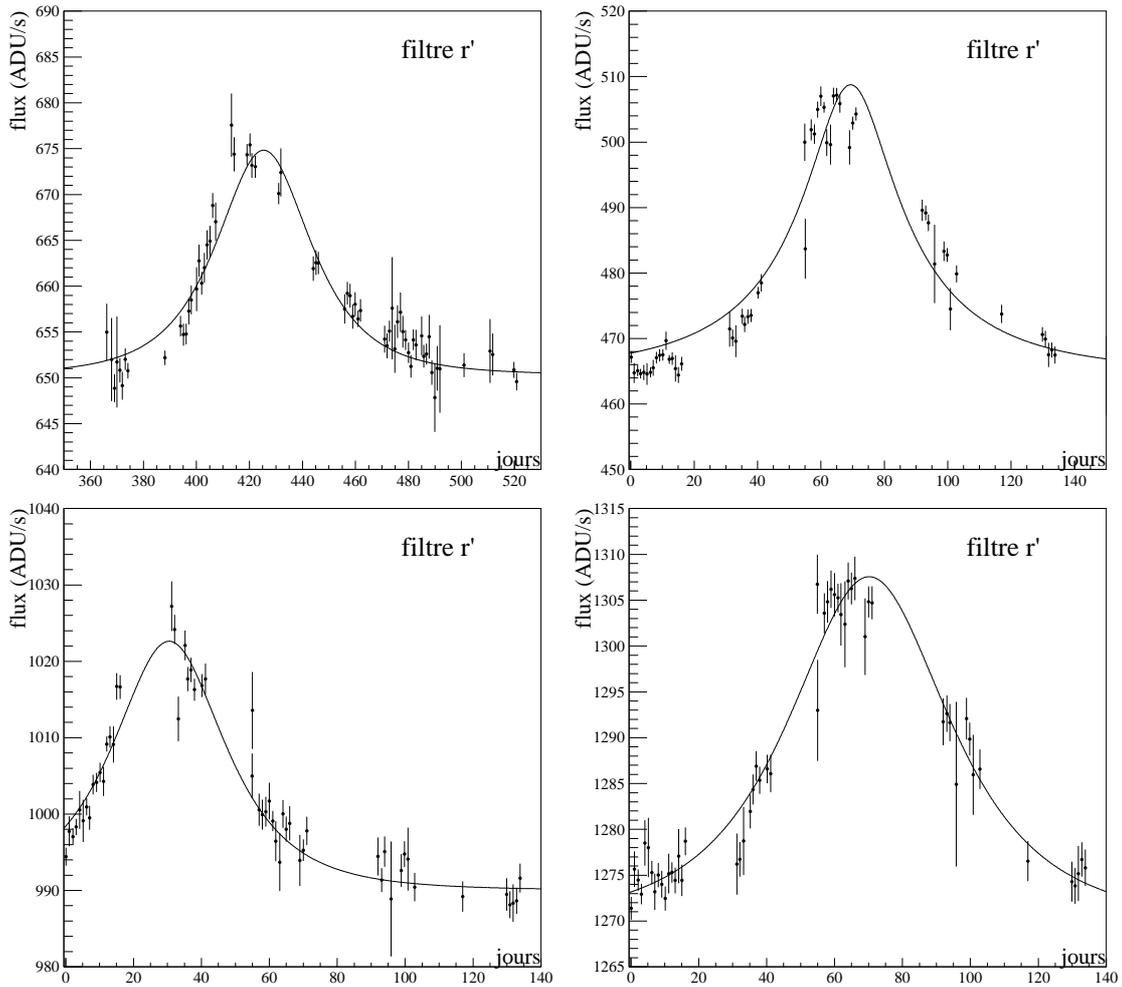


FIG. 5.7: Exemples de fluctuations compatibles avec une courbe de Paczyński ($\chi^2/\text{d.l.} < 2$) mais laissant deviner une légère asymétrie. Pour les deux exemples du haut cette asymétrie est bien visible. Les deux exemples du bas, en revanche, s'ils ne sont pas des microlentilles, constituent un bruit de fond dont il est difficile de s'affranchir.

$\hat{\Phi}_i$ de la courbe de Paczyński au même instant, pondérée par l'incertitude sur le flux σ_i :

$$r_i = \frac{\Phi_i - \hat{\Phi}_i}{\sigma_i}$$

Dans l'hypothèse où la courbe de Paczyński s'ajuste bien sur la courbe de lumière, les résidus sont par définition décorrélés et distribués selon une loi gaussienne de moyenne nulle et d'écart type 1. Le coefficient de Durbin-Watson d'une courbe de lumière, noté DW, est défini comme suit :

$$\text{DW} = \frac{\sum_{i=2}^N (r_i - r_{i-1})^2}{\sum_{i=1}^N r_i^2}$$

où la somme se fait sur les N points de la courbe de lumière. Dans l'hypothèse ci-dessus

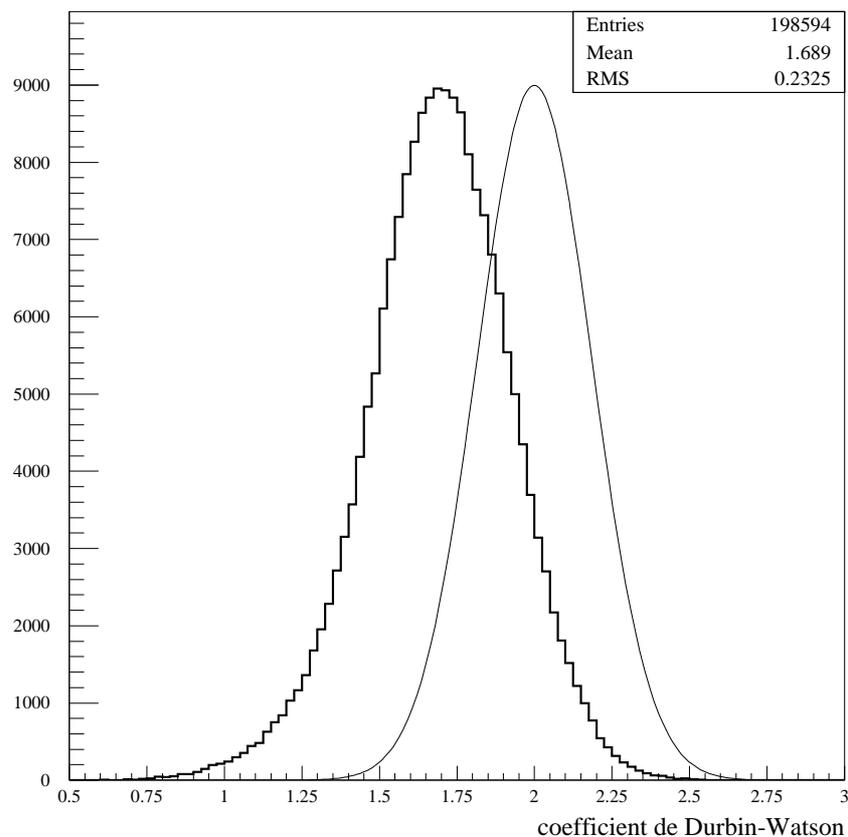


FIG. 5.8: *L’histogramme montre la distribution du coefficient de Durbin-Watson pour $\sim 200 \times 10^3$ courbes de lumière sans fluctuations et avec $\chi^2/\text{d.l.} < 2$. La courbe en trait plein est une gaussienne de moyenne 2 reflétant la distribution attendue en l’absence de corrélations dues au fond d’étoiles variables.*

lorsque N est suffisamment grand, typiquement $N \gtrsim 50$ (ce qui est toujours le cas dans le filtre Sloan r'), DW a une distribution de probabilité quasi-gaussienne de moyenne : $m \sim 2$ et d’écart type : $\sigma \sim 0,19$. Au contraire, s’il il y a des corrélations (resp. anticorrélations) entre résidus successifs, la distribution de DW a une moyenne plus petite (resp. plus grande) que 2. Or, la figure 5.8 illustre la distribution de la valeur de DW pour un ensemble de 200×10^3 courbes de lumière stables, c’est à dire sans fluctuations (i.e : sans séquence de 3 points consécutifs à plus de 3σ de la ligne de base, voir section 5.2.2), dans le filtre Sloan r' . On constate que cette distribution a effectivement une allure gaussienne mais qu’elle est centrée sur $\sim 1,69$. Sur cette distribution, on a superposé une gaussienne reflétant la distribution attendue en théorie, c’est à dire centrée sur 2. La translation de $\sim 0,31$ entre les deux distributions est due au fond d’étoiles variables entrainant des corrélations entre résidus successifs.

5.4 Sélection des candidats microlentille brillants

5.4.1 Présentation

Afin d'étudier l'effet des différentes coupures (sur le $\chi^2/\text{d.l.}$, par le test de Durbin-Watson, etc.), on effectue parmi les objets variables présentés section 5.2.4, une première sélection "brute" avec des critères de sélection très lâches. L'objectif étant de passer en revue tous les événements ainsi sélectionnés, il est nécessaire d'en limiter le nombre en ne sélectionnant que les plus brillants, c'est à dire en ajoutant une coupure sur la magnitude de l'accroissement ΔR . Dans la suite de cette section, on s'intéresse donc aux événements tels que :

- $\chi^2/\text{d.l.} < 5$
- $\Delta R < 21$

où ΔR est la magnitude de l'accroissement de la courbe de Paczyński ajustée sur les données⁹. 441 événements sont compatibles avec ces coupures, dont environ un tiers présentent plusieurs fluctuations. Comme il est discuté section 5.3.1, le critère de rejet basé sur les multiples fluctuations est permissif, c'est à dire qu'il ne rejette pas systématiquement tous les objets multiples variables. Tous les événements montrant plusieurs fluctuations sont donc passés en revue afin de vérifier si les fluctuations secondaires sont réellement dues à des objets voisins. L'objectif de cette vérification est de rejeter les courbes de lumière qui de manière évidente ne constituent pas des candidats microlentille sérieux. Les critères de rejet, de nouveau relativement permissif sont au nombre de deux :

- lorsqu'une fluctuation secondaire présente "à l'œil" la même amplitude et la même forme que la fluctuation principale, l'événement est systématiquement rejeté ;
- lorsqu'une fluctuation secondaire est suffisamment importante, on tente de mettre en évidence la position de sa source en soustrayant à une image proche du maximum d'accroissement une autre image se trouvant loin du maximum et ayant un seeing à peu près équivalent. Si la position de la source est effectivement discernable sur l'image différence et se trouve à moins de deux pixels de l'événement, ce dernier est rejeté.

A l'issue de cette étude il reste 362 événements dont les Diagrammes HR de l'accroissement de flux sont illustrés sur la figure 5.9. En 1999 (resp. 2000), les événements se placent

9. La coupure sur la magnitude est faite sur la magnitude de l'accroissement de la courbe de Paczyński. Il y a donc des événements sélectionnés qui peuvent ne pas présenter d'images suffisamment proches du maximum de la courbe de Paczyński pour que la magnitude mesurée sur les images soit < 21 .

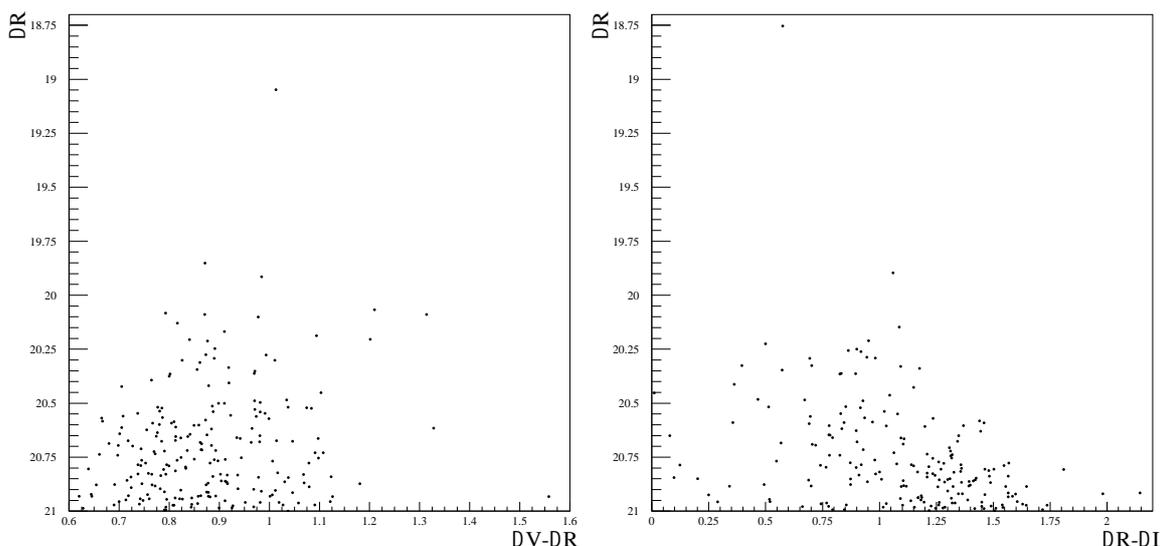


FIG. 5.9: Diagrammes HR des 362 fluctuations avec $\chi^2/\text{d.l.} < 5$. Les magnitudes sont calculées sur la base de l'accroissement de flux entre le maximum d'amplification et la base de la courbe de Paczyński. Deux événements particulièrement brillants ($\Delta R \sim 19$), un en 99 (diagramme de gauche) et un en 2000 (diagramme de droite), se détachent nettement.

dans l'intervalle: $0,6 \lesssim \Delta V - \Delta R \lesssim 1,6$ (resp. $0 \lesssim \Delta R - \Delta I \lesssim 2,2$). Deux événements particulièrement brillants ($\Delta R \sim 19$) se détachent nettement en haut des diagrammes, un en 1999 et un en 2000. La suite montre que ces deux événements constituent des candidats microlentille très convaincants.

La sélection des candidats microlentille parmi ce sous ensemble de 362 courbes de lumière est effectuée de deux manières :

1. la figure 5.10 montre la distribution de la magnitude de l'accroissement ΔR en fonction de la largeur à mi-hauteur (i.e : $t_{1/2}$) pour les deux années. On constate que sur les neuf événements ayant des $t_{1/2} < 25$ jours, se trouvent les deux événements brillants qui par ailleurs, comme il est montré sections 5.4.3 et 5.4.4, sont des candidats microlentille particulièrement convaincants. De plus, il est montré dans le chapitre suivant que la simulation Monte Carlo de l'expérience prévoit que les effets de microlentille de courtes durées sont largement favorisés. Tout ceci laisse à penser que la proportion de microlentilles est plus importante parmi les événements courts. Les neuf événements avec $t_{1/2} < 25$ jours ont donc été systématiquement étudiés.
2. La recherche d'effets de microlentille parmi les événements plus longs ($t_{1/2} > 25$) est effectuée en resserrant tout d'abord la coupure sur le $\chi^2/\text{d.l.}$ à 2 et en appliquant le test de Durbin-Watson.

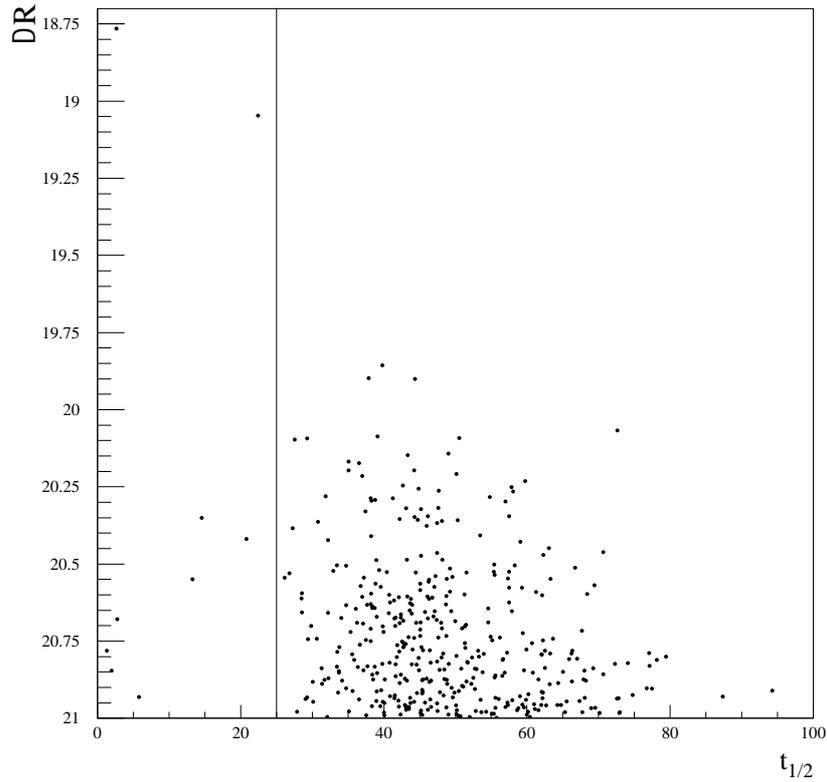


FIG. 5.10: ΔR versus $t_{1/2}$. La ligne verticale représente $t_{1/2} = 25$ jours. On retrouve les deux événements brillants de la figure 5.9 du côté $t_{1/2} < 25$ jours.

La première étape de la sélection, portant sur l'étude des neuf événements courts, a permis de mettre en évidence quatre candidats très convaincants, dont trois avec $t_{1/2} < 3$ jours et le quatrième avec $t_{1/2} \sim 25$ jours ; ainsi qu'un événement faisant penser à une microlentille binaire (voir section 2.2.3). Les quatre candidats ont été baptisés N1, N2, S3 et S4, la lettre indiquant le champ dans lequel ils se trouvent (Nord ou Sud) et le numéro reflétant l'ordre dans lequel ils ont historiquement été étudiés. Décrits dans les sections 5.4.2 à 5.4.5, ces candidats sont l'objet de trois publications : tout d'abord [Aurière *et al.* 2001] présente l'événement N1, [Paulin *et al.* 2002(a)] (soumis fin Juin 2002) présente l'événement S4, et enfin [Paulin *et al.* 2002(b)] (soumis début Juillet 2002) présente un panorama des quatre événements. L'événement binaire, baptisé S8, est présenté section 5.4.6.

La seconde étape de la sélection, portant sur l'analyse des événements plus longs ($t_{1/2} > 25$ jours), met en évidence qu'il est très difficile de s'affranchir du bruit de fond constitué par les étoiles variables. Sept événements parfaitement compatibles avec des effets de microlentille et des $t_{1/2}$ compris entre 40 et 70 jours sont sélectionnés et présentés section 5.4.7. Cependant la simulation Monte Carlo de l'expérience, présentée au chapitre suivant, mettant en évidence que les événements courts ($t_{1/2}$ typiquement inférieur à 25

jours) sont largement favorisés, ces sept événements longs ne sont vraisemblablement pas, pour la plupart, des microlentilles.

5.4.2 Le candidat N1

Présentation

Champ nord, CCD 2, pixel (1823,2822) : $\alpha = 00\text{h}42\text{m}51,42\text{s}$
 $\delta = 41^\circ23'53,7''$

N1 présente une magnitude au maximum d'amplification $R \sim 20,8$ pour une largeur à mi-hauteur de $\sim 1,9$ jours. L'étoile source a vraisemblablement été identifiée sur des images HST, levant ainsi la dégénérescence entre son flux et le temps d'Einstein de l'événement. La figure 5.11 montre sa courbe de lumière entre août et novembre 1999, ainsi que la courbe de Paczyński ajustée sur les données dans l'hypothèse où l'étoile identifiée sur les images HST est effectivement l'étoile source. Les paramètres de la courbe sont donnés table 5.4. Afin de montrer l'achromaticité, le panneau du bas montre $\Delta F_g / \Delta F_r$ autour du maximum d'amplification. La figure 5.12 montre la courbe de lumière entre août 1999 à janvier 2001 (soit la totalité des données analysées). On voit sur cette figure apparaître des fluctuations secondaires en décembre 99 et en 2000. On peut montrer que les fluctuations secondaires ne sont pas dues à la même étoile source. Pour ce faire on a soustrait à chaque image appartenant à une fluctuation secondaire une autre image de seeing à peu près équivalent et proche de la ligne de base, puis on a additionné toutes ces différences d'image. Le résultat est illustré par la figure 5.12. Les barycentre du candidat N1 et des fluctuations secondaires sont

Paramètres de l'ajustement				
t_0 (jours)	u_0	t_E (jours)	$\Phi_{*,r'}$ (ADU/s)	$\Phi_{*,g'}$ (ADU/s)
$13,87 \pm 0,06$	$0,057 \pm 0,004$	$9,74 \pm 0,70$	$1,02 \pm 0,17$	$0,30 \pm 0,03$
$\Phi_{\text{fond},r'}$ (ADU/s)	$\Phi_{\text{fond},g'}$ (ADU/s)	$\chi^2/\text{d.l.}$	DW	
$397,18 \pm 0,14$	$208,21 \pm 0,11$	0,9	0,78	
Paramètres calculés				
R	V	$t_{1/2}$ (jours)	A_{max}	
$20,80 \pm 0,13$	$22,00 \pm 0,17$	1,9	17,5	

TAB. 5.4: Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur les données du candidat N1, dans l'hypothèse où l'étoile identifiée sur les images HST est l'étoile source.

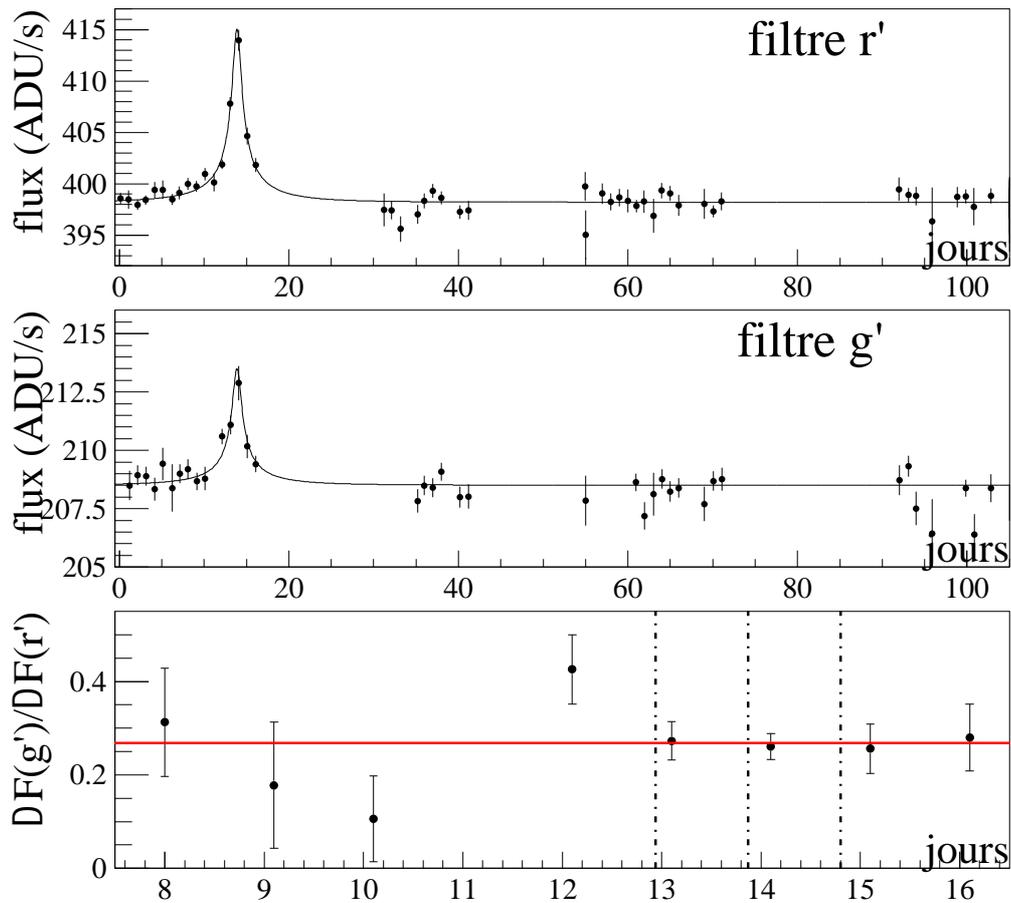


FIG. 5.11: *Panneaux du haut et du milieu*: courbe de lumière du candidat N1 entre août et novembre 1999 dans les filtres Sloan r' et Sloan g' . La courbe en traits plein indique la courbe de Paczyński ajustée sur les données (dans l'hypothèse où l'étoile identifiée sur les images HST est l'étoile source). *Panneau du bas* (présenté dans [Aurière et al. 2001]): zoom, centré sur le maximum d'amplification, montrant le rapport des variations de flux $\Delta F_{g'}/\Delta F_{r'}$. Les lignes verticales indiquent le maximum d'amplification (ligne du milieu) et la largeur à mi-hauteur.

clairement distincts puisque séparés d'environ $1''$ (3 pixels). Les fluctuations secondaires sont donc dues à une étoile variable suffisamment proche de N1 pour polluer la courbe de lumière du candidat mais suffisamment éloignée pour être mise en évidence. Sur la figure 5.12 les points dessinés en blanc ne sont pas pris en compte lors de l'ajustement de Paczyński. Aussi le $\chi^2/\text{d.l.}$ de l'ajustement (i.e : 0,9; voir tableau 5.4) est-il satisfaisant. Le coefficient de Durbin-Watson est par contre peu satisfaisant car l'étoile variable entraîne des corrélations entre les résidus même hors des fluctuations secondaires. Il ne doit donc pas être un critère de rejet du candidat N1.

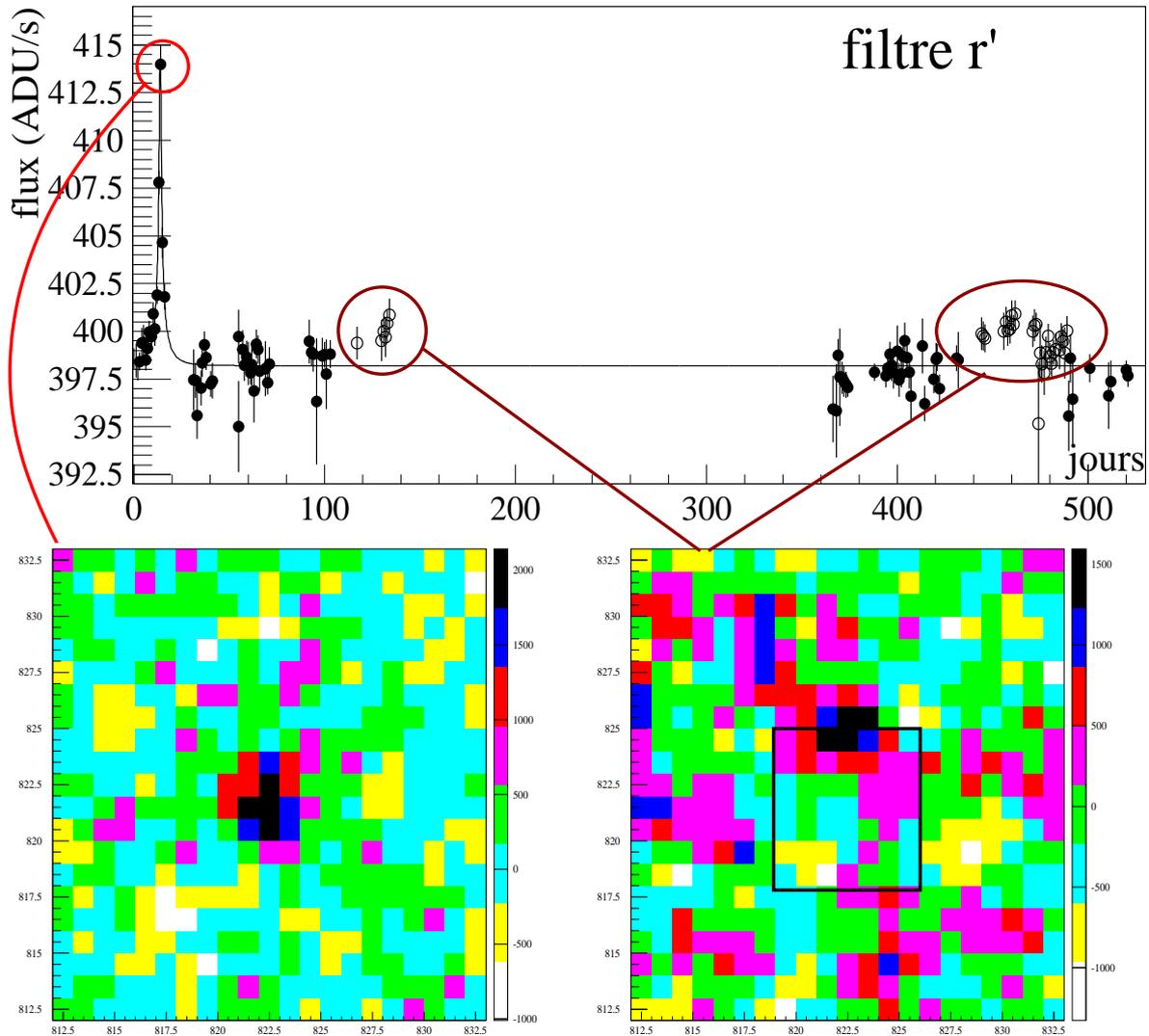


FIG. 5.12: *Panneau du haut*: courbe de lumière du candidat N1 entre août et janvier 2001 dans le filtre Sloan r'. Comme sur la figure précédente, la courbe en trait plein indique la courbe de Paczyński ajustée sur les données. Les points dessinés en blanc ne sont pas pris en compte lors de cet ajustement. *Panneaux du bas*: Différences d'image (à droite autour du maximum d'amplification et à gauche sur les points appartenant aux fluctuations secondaires) montrant que les fluctuations sont dues à un objet différent, distant d'environ 3 pixels (*i.e.* : 1") du candidat microlentille.

Photométrie absolue

Sur les images proches du maximum d'amplification, l'événement est suffisamment brillant pour sa photométrie soit faisable avec DAOPHOT. On obtient ainsi une photométrie plus précise que si l'on devait tenir compte de la fraction de seeing dans le super-pixel (comme ce serait le cas si l'on appliquait les équations de couleurs présentées section 5.1.7) :

$$\left. \begin{array}{l} R = 20,80 \pm 0,13 \\ V = 22,00 \pm 0,17 \end{array} \right\} \implies V - R = 1,20 \pm 0,21$$

où l'erreur sur $V - R$ est prise comme la somme quadratique des erreurs sur R et V , ce qui revient à négliger les corrélations entre ces dernières. On s'attend donc à ce que l'erreur sur $V - R$ ainsi évaluée soit légèrement surestimée. N1 est donc très rouge, compatible avec une géante rouge. Ce point est repris dans la suite.

Astrométrie par rapport aux champs HST

La position du candidat sur les images proches du maximum d'amplification est déterminé à ~ 1 pixel près (un tiers de pixel). Or, Le candidat N1 se trouve dans le champ d'une série d'images prises par le Hubble Space Telescope (HST) en juillet 1996 [18], avec la caméra WFPC2 dans les bandes spectrales F606 (proche du filtre V standard) et F814 (proche du I standard). L'astrométrie relative entre les images HST et les données POINT-AGAPE permet de localiser N1 sur les images HST à environ 1 pixel HST ($0,1''$) près. Le résultats de cette astrométrie est illustré figure 5.13. Cette figure montre le champ HST sur lequel sont superposées les boites d'erreur à 1 et 3σ autour de la position estimée de N1. Une seule étoile résolue se trouve dans la boîte d'erreur à 1σ et aucune autre ne se trouve dans la boîte à 3σ . Cela indique que si l'étoile source de N1 est résolue sur les images HST il s'agit très vraisemblablement de celle-ci. Dans la section suivante, des arguments photométriques viennent étayer cette conclusion.

Interprétation de l'étoile HST comme étant l'étoile source

La photométrie de l'étoile visible sur les images HST, avec DAOPHOT et en utilisant les équations de couleurs proposées par [Zheng *et al.* 2001], donne¹⁰ :

$$\left. \begin{array}{l} I = 22,41 \pm 0,10 \\ V = 24,51 \pm 0,12 \end{array} \right\} \implies V - I = 2,10 \pm 0,16$$

10. l'erreur sur $V - I$ est prise comme la somme quadratique des erreurs sur I et V , ce qui revient à négliger les corrélations entre ces dernières. On s'attend donc à ce que l'erreur sur $V - I$ ainsi évaluée soit légèrement surestimée.

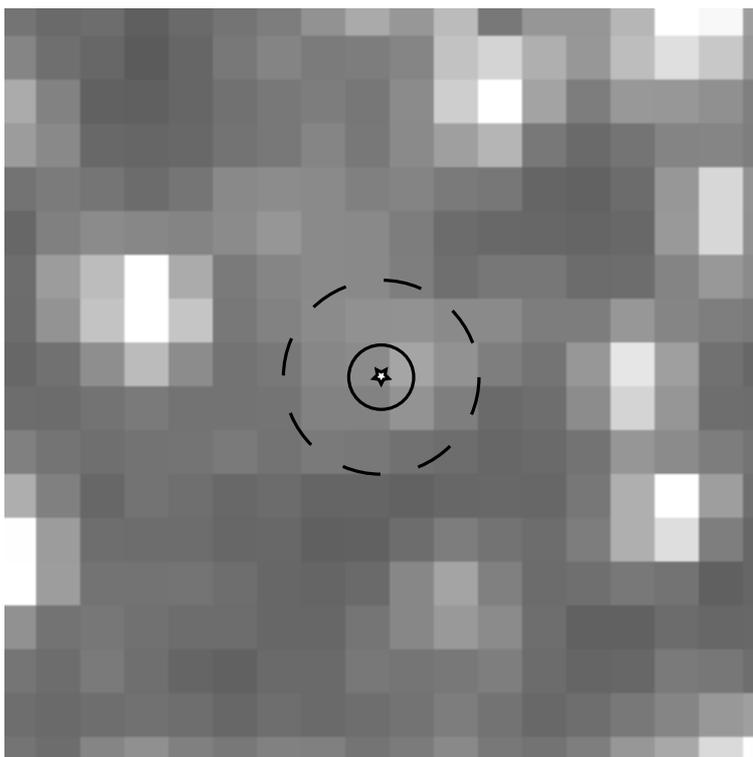


FIG. 5.13: Image HST illustrant les boites d'erreur à 1σ et 3σ autour de la position estimée du candidat N1. Une seule étoile résolue se trouve dans la boite d'erreur à 1σ et aucune autre ne se trouve dans le boite à 3σ .

Sur les images HST de ce champ, les étoiles de la séquence principale ne sont pas résolues. Pour connaître quelles sont les étoiles résolues, on compare le diagramme HR des étoiles du voisinage solaire avec le diagramme HR des étoiles résolues sur les images HST. La figure 5.14 montre la superposition du diagramme HR des étoiles résolues dans les images HST avec le catalogue HIPPARCOS. Afin que ces deux diagrammes soient superposables, la figure montre la magnitude apparente qu'auraient les étoiles HIPPARCOS si elles se trouvaient à la distance de M31 (en prenant un module de distance : $(m - M)_0 = 24,43$ et une extinction : $A_v = 0,4$). On constate que les géantes rouges sont résolues par le HST. Sur la figure 5.14, l'intersection des lignes horizontale et verticale montre la position sur le diagramme de l'étoile HST susceptible d'être l'étoile source du candidat. On voit que pour cette couleur (i.e : $V - I \sim 2,1$), si l'étoile source n'est pas une géante rouge alors elle est plus faible d'au moins ~ 8 magnitudes (c'est à dire un facteur ~ 1500 en flux). Or, si l'étoile source de N1 est si faible, cela signifie que l'amplification au maximum est colossale. Typiquement, pour une magnitude $I \sim 30$, l'ampli serait de ~ 10 magnitudes (i.e : un facteur 10^4 en flux). Un effet de microlentille si important (qui plus est sans effet de taille finie visible, voir section 2.2.2) est extrêmement improbable donc si N1 est bien

un effet de microlentille, l'étoile source est vraisemblablement la géante rouge visible sur les images HST.

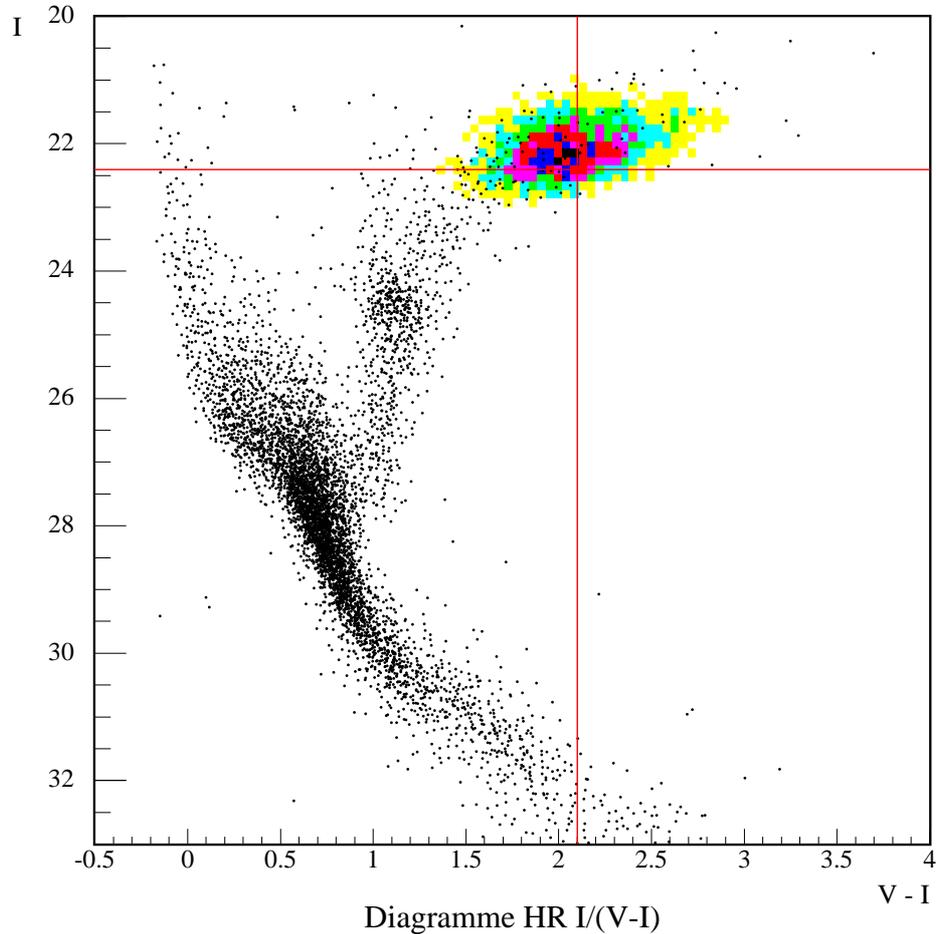


FIG. 5.14: Figure présentée dans [Aurière et al. 2001]. Superposition du diagramme HR des étoiles résolues par le HST dans le champ où se trouve N1 (les niveaux de gris sont des courbes de niveau) et du diagramme HR des étoiles du catalogue HIPPARCOS du voisinage solaire (points noirs). La magnitude apparente des étoiles du catalogue HIPPARCOS est décalée à la position de M31 (module de distance: $(m - M)_0 = 24,43$ et extinction: $A_v = 0,4$). L'intersection des lignes indique la position de l'étoile susceptible d'être l'étoile source de N1 (voir figure 5.13).

Interprétation de N1 en tant que microlentille

N1 se situe à $7'52''$ du centre de M31 (sa position est illustrée figure 5.33). Or, d'après le modèle de bulbe galactique de [Kent 1999] [Han et Jeong 1998] (voir chapitre suivant),

les microlentilles dues au *self-lensing*, c'est à dire pour lesquels la lentille est une étoile du disque ou du bulbe de M31 (et qui ne mettent donc pas en évidence un MACHO), ont une probabilité non négligeable d'avoir lieu jusqu'à typiquement 8' du centre de M31. N1 est donc compatible avec un tel événement. Dans cette hypothèse, il est cependant marginal car, d'après [Kerins *et al.* 2001], la plupart des événements de ce type sont attendus à moins de 5' du centre de M31. Il est donc possible d'interpréter N1 comme étant dû à un MACHO, ou au contraire à du *self-lensing*.

5.4.3 Le candidat N2

Présentation

$$\begin{aligned} \text{Champ nord, CCD 4, pixel (1971,1365):} \quad & \alpha = 00\text{h}44\text{m}20,81\text{s} \\ & \delta = 41^\circ28'45,2'' \end{aligned}$$

Le candidat N2 est l'un des deux événements particulièrement brillants de la figure 5.10. Il présente en effet une magnitude au maximum d'amplification : $R \sim 19$ pour une largeur à mi-hauteur de : $t_{1/2} \sim 25$ jours. Ayant eut lieu durant l'automne 1999, il dure suffisamment longtemps pour permettre son étude dans les trois filtres disponibles. Ainsi, la courbe de lumière est extrêmement bien contrainte, malgré de légers écarts à la courbe de Paczyński. Ces écarts sont visibles sur la courbe de lumière, illustrée section 5.15, où les points durant l'amplification sont distribués par périodes au-dessus ou en-dessous de la courbe de Paczyński. La figure 5.16 met en évidence qu'il existe en effet des corrélations entre les résidus de l'ajustement. Dans le cadre de l'interprétation de N2 en tant que microlentille, on envisage deux explications possibles à ces corrélations :

- il peut s'agir d'une étoile source binaire. En effet, le paramètre d'impact étant petit (voir tableau 5.5), on s'attend à être sensible à la binarité de l'étoile source ;
- il peut s'agir de biais photométriques. En effet, à cette magnitude, l'incertitude sur la photométrie est vraisemblablement dominée par les erreurs systématiques, dues par exemple à la stabilisation de seeing (voir section 4.5).

Du fait de ces écarts à la courbe de Paczyński, le χ^2 de l'ajustement ($\chi^2/\text{d.l.} = 3,0$) et le coefficient de Durbin-Watson ($DW = 0,96$) sont peu satisfaisants, mais ne doivent être considérés comme des critères de rejet du candidat tant que les deux éventualités discutées ci-dessus n'ont pas été étudiées. La couleur de N2, calculée à l'aide des équations de couleur présentées section 5.1.7, est¹¹ : $\Delta V - \Delta R = 1,0 \pm 0,14$. Les paramètres de l'ajustement de Paczyński sans aucun *a priori* sur le flux de l'étoile source sont donnés table 5.5.

11. L'événement est bien visible sur les images proches du maximum d'amplification et sa couleur sera déterminée ultérieurement avec une meilleure précision en effectuant sa photométrie avec DAoPHOT.

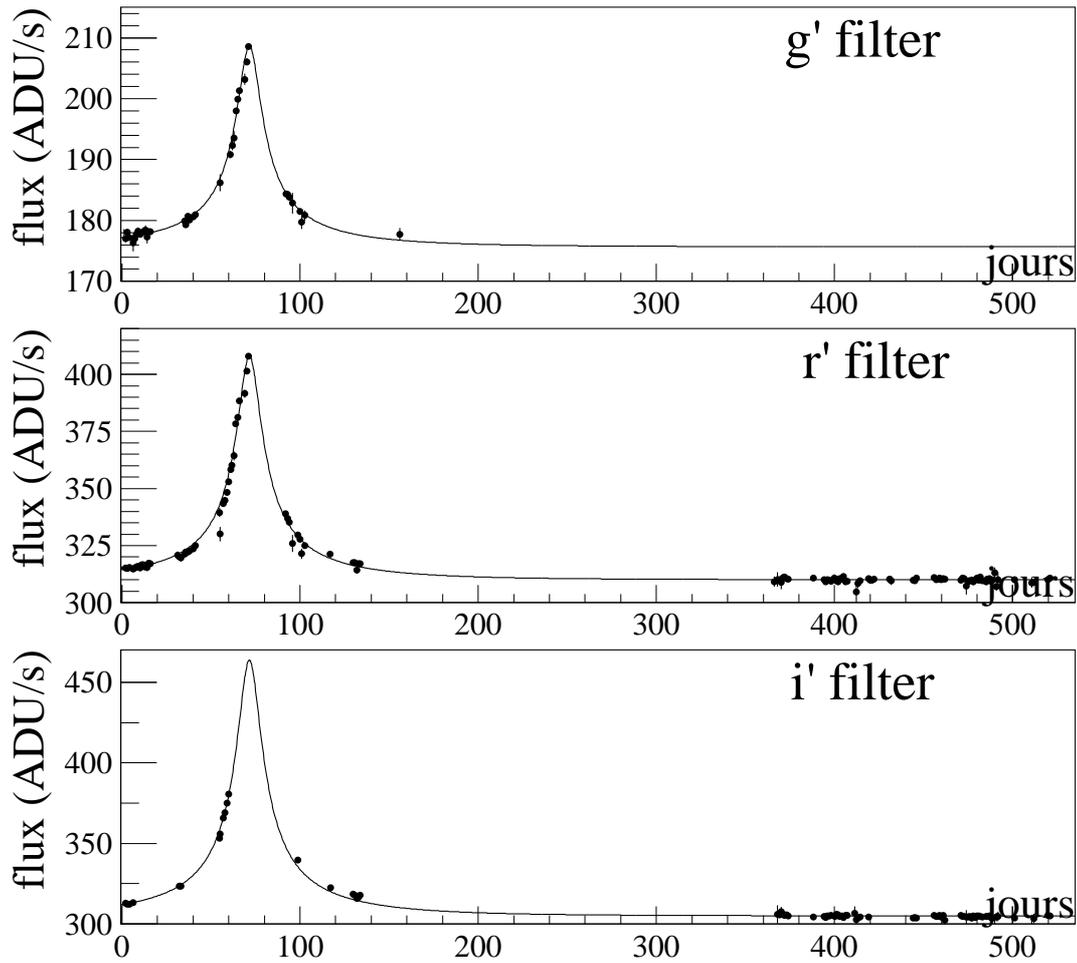
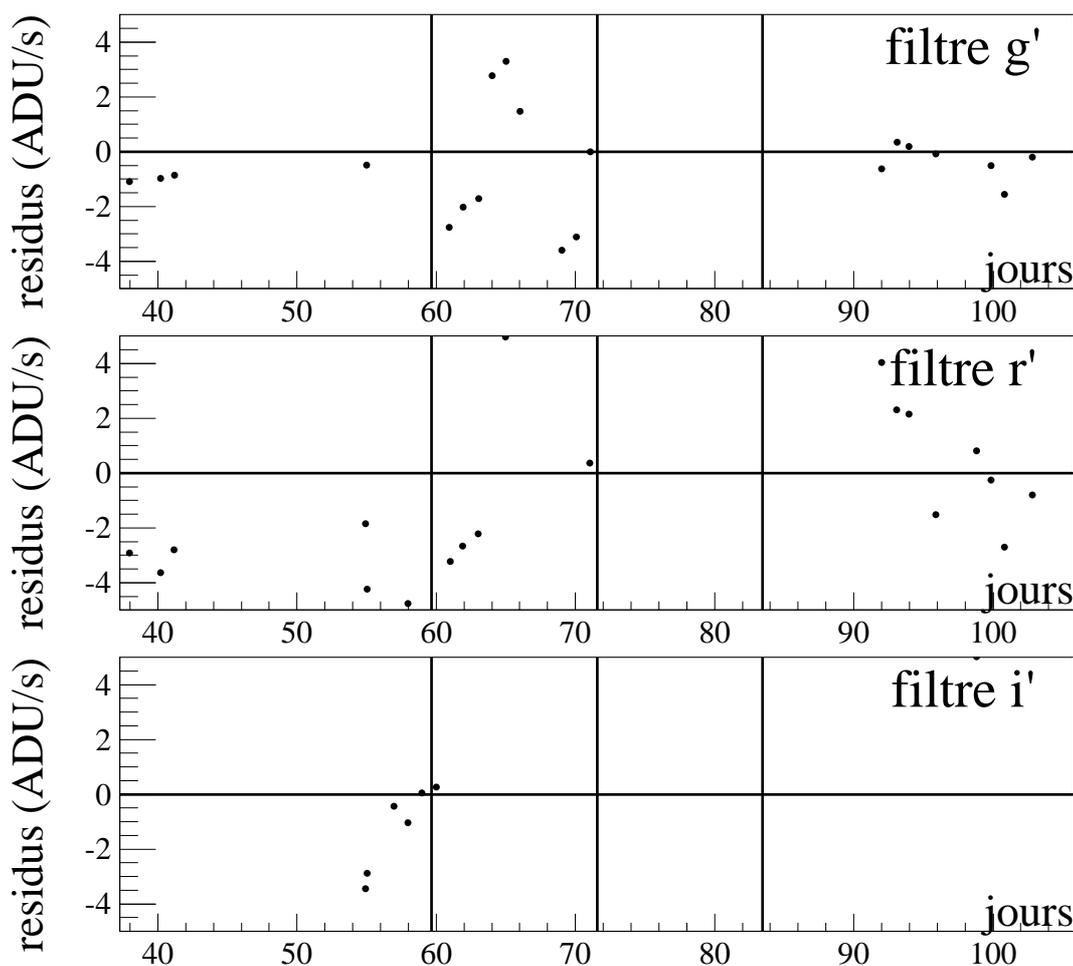


FIG. 5.15: *Courbe de lumière du candidat N2 dans les trois filtres des données POINT-AGAPE.*

L'ajustement avec les données issues des trois filtres donne une largeur à mi-hauteur de $t_{1/2} \sim 25,9$ jours, plus grande de ~ 2 jours que celle estimée en considérant seulement les deux filtres Sloan g' et Sloan r' . C'est pourquoi, dans les sections précédentes, et notamment sur la figure 5.10, N2 apparaît comme ayant un $t_{1/2}$ inférieur à 25 jours.

Interprétation de N2 en tant que microlentille

L'événement N2 est extrêmement intéressant car, du fait qu'il ait été observé dans trois filtres, il est bien contraint et il est ainsi difficile d'imaginer une alternative à son interprétation en tant que microlentille. De plus, étant situé à $22'03''$ du centre de M31 (sa position est illustrée figure 5.33), il se trouve trop loin du bulbe de la galaxie pour pouvoir avoir son étoile source ou sa lentille dans le bulbe de la galaxie. L'étoiles source se trouve

FIG. 5.16: *Résidus de l'ajustement du candidat N2.*

donc dans le disque et la seule alternative envisageable concernant la lentille est :

- soit une autre étoile du disque de M31,
- soit une étoile de la Voie Lactée, ce qui est environ 10 fois moins probable que la première possibilité (voir [Paulin *at al.* 2002(b)]),
- soit un MACHO (du halo de M31 ou de la Voie Lactée).

Or, vu la faible épaisseur du disque, la configuration du *self-lensing* “étoile du disque/lentille du disque” semble improbable. Dans ces conditions, N2 indiquerait donc la présence d’un MACHO sur la ligne de visée. Cependant, l’hypothèse d’un *self-lensing* “étoile du disque/lentille du disque” n’est pas exclue. De plus, il convient de noter que le temps d’Einstein attendu pour un tel événement de *self-lensing* est typiquement de l’ordre de la centaine de jours, c’est à dire précisément le même ordre de grandeur que le temps d’Einstein déterminé par l’ajustement (voir table 5.5).

Paramètres de l'ajustement					
t_0 (jours)	u_0	t_E (jours)	$\Phi_{\text{fond},i'}$ (ADU/s)	$\Phi_{\text{fond},r'}$ (ADU/s)	$\Phi_{\text{fond},g'}$ (ADU/s)
$71,56 \pm 0,10$	$0,075 \pm 0,004$	$91,91^{+4,18}_{-3,83}$	$292,18 \pm 0,70$	$302,15 \pm 0,45$	$173,03 \pm 0,19$
$\Phi_{*,i'}$ (ADU/s)	$\Phi_{*,r'}$ (ADU/s)	$\Phi_{*,g'}$ (ADU/s)	$\chi^2/\text{d.l.}$	DW	
$12,80 \pm 0,75$	$7,90 \pm 0,46$	$2,66 \pm 0,16$	3,0	0,96	

Paramètres calculés			
ΔR	$\Delta V - \Delta R$	$t_{1/2}$ (jours)	A_{max}
$19,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,14$	25,9	13,3

TAB. 5.5: Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur la courbe de lumière du candidat N2, sans aucun a priori sur le flux de l'étoile source. Les incertitudes indiquées correspondent à une déviation standard.

Les paramètres et les incertitudes données dans le tableau 5.5 sont calculées sans *a priori* sur le flux de l'étoile source. Les zones à 70%, 90% et 99% de confiance dans le plan $(\Phi_{*,r'}, t_E)$ sont illustrées figure 5.17. Ces zones ont été calculées point par point à l'aide de la procédure MNC offerte par MINUIT [22]. L'aspect pointu aux extrémités est un artefact dû à la résolution limitée. D'autre part, l'étoile source n'étant pas résolue, il est possible de poser sur son flux une limite supérieure. A l'endroit où se trouve N2, loin du centre de M31, le fond des images astronomiques n'est pas très important et l'on devrait résoudre l'étoile source si son flux était typiquement supérieur à $\sim 7 \text{ ADU.s}^{-1}$ dans le super pixel. Cette limite, superposée sur la figure, est marginalement compatible avec les zones de confiance. En effet, bien que compatible avec la zone à 90% de confiance, elle exclue totalement la zone à 70%. Ce résultat laisse à penser que les zones de confiance pourraient être biaisées par la présence des corrélations entre les résidus d'ajustement (voir figure 5.16).

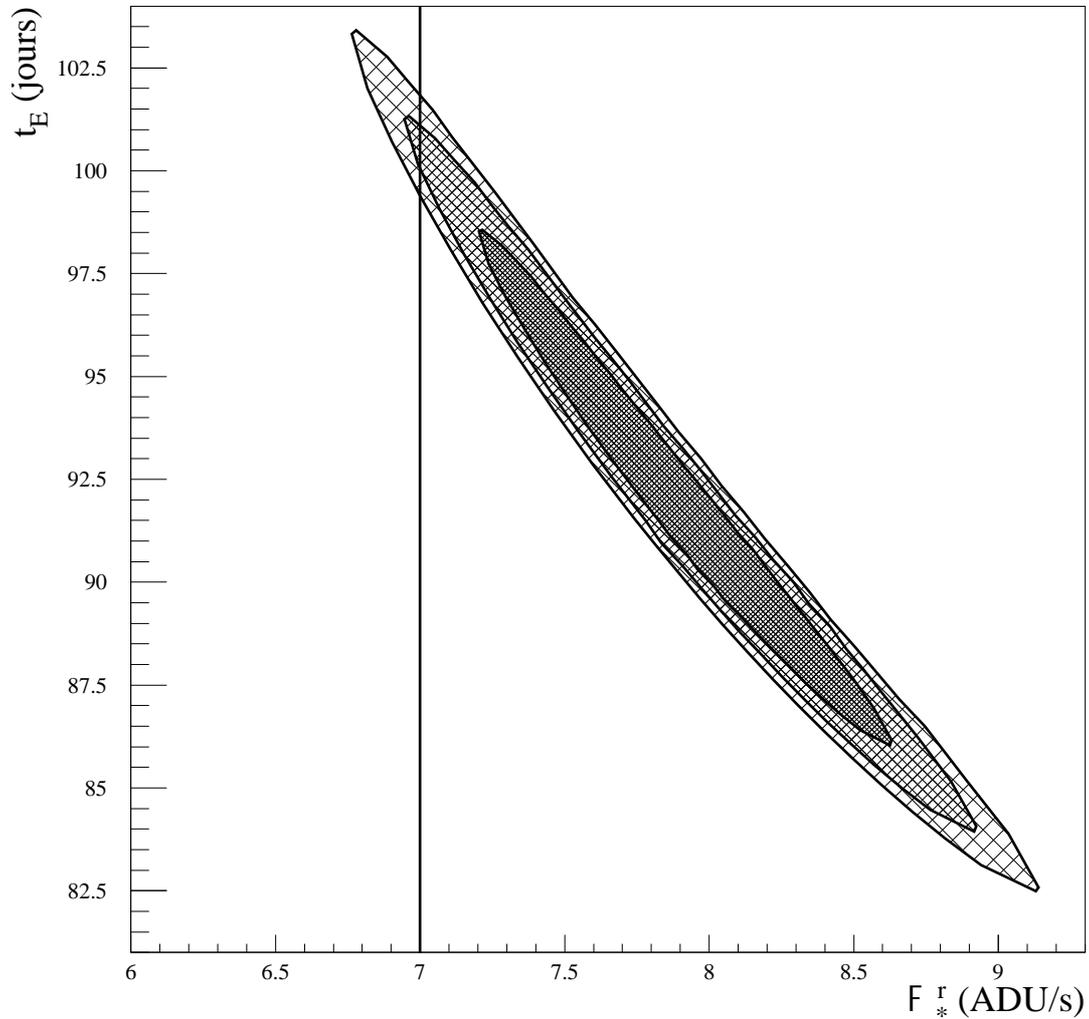


FIG. 5.17: Zones de confiance dans le plan t_E versus $\Phi_{*,r'}$ du candidat N2. La zone centrale la plus sombre est à 70% de niveau de confiance; puis en allant vers l'extérieur, sont représentées les zones à 90% et 99% de confiance (l'aspect pointu aux extrémités est un artefact dû à la résolution limitée). La ligne verticale représente la limite supérieure sur $\Phi_{*,r'}$ à droite de laquelle l'étoile source devrait être résolue. Toute la partie de la figure à droite de cette ligne est donc exclue, ce qui laisse à penser que les zones de confiance pourraient être biaisées.

5.4.4 Le candidat S3

Champ sud, CCD 3, pixel (436,3430) : $\alpha = 00\text{h}42\text{m}30,51\text{s}$
 $\delta = 41^\circ13'04,9''$

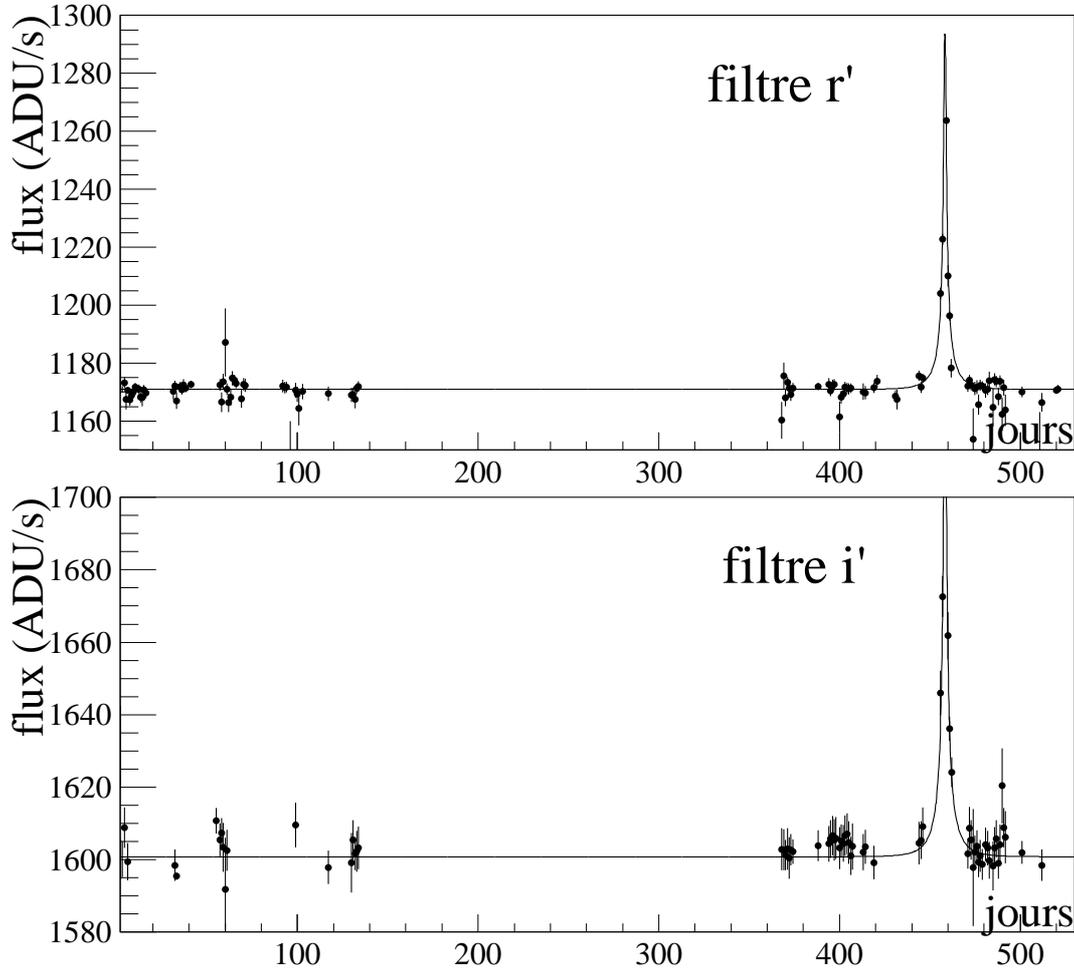


FIG. 5.18: Courbe de lumière du candidat S3.

Le candidat S3 présente une largeur à mi-hauteur de $t_{1/2} \sim 2,3$ jours. D'après la courbe de Paczyński ajustée sur les données, il est le candidat le plus brillant (voir figure 5.10) au maximum d'accroissement, avec $\Delta R \sim 18,8$. Cependant, ce maximum est extrapolé largement au-dessus du flux réellement observé sur les images les plus proches du maximum. Sur ces dernières, la magnitude de l'événement est : $R \sim 19,1$. La couleur, calculée à l'aide des équations de couleur présentées section 5.1.7, est¹² : $\Delta R - \Delta I = 0,6 \pm 0,14$. Les paramètres de l'ajustement de Paczyński sans aucun *a priori* sur le flux de l'étoile source sont donnés table 5.6.

12. L'événement est bien visible sur les images proches du maximum d'amplification et sa couleur sera déterminée ultérieurement avec une meilleure précision en effectuant sa photométrie avec DAOPHOT.

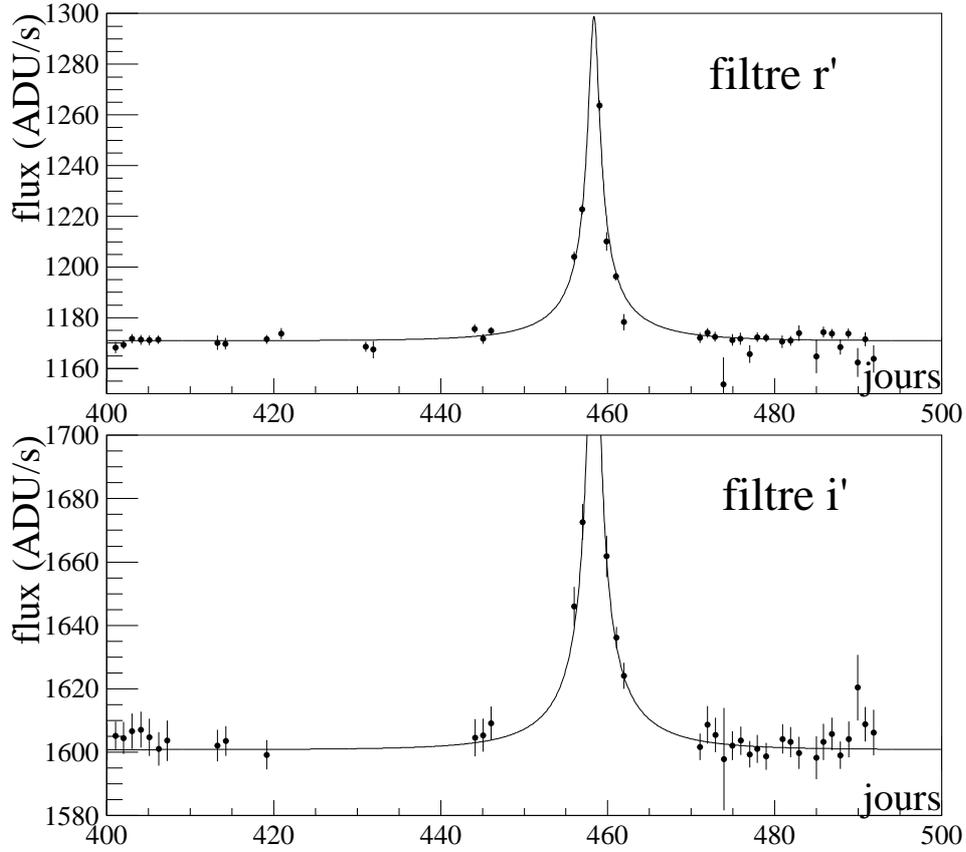


FIG. 5.19: Zoom entre septembre et décembre 2000 de la courbe de lumière du candidat S3.

Paramètres de l'ajustement				
t_0 (days)	u_0	t_E (days)	$\Phi_{*,i'}$ (ADU/s)	$\Phi_{*,r'}$ (ADU/s)
$458,35 \pm 0,022$	$0,053^{+0,024}_{-0,016}$	$12,56^{+4,53}_{-3,23}$	$9,13^{+4,11}_{-2,80}$	$7,23^{+3,20}_{-2,19}$
$\Phi_{\text{fond},i'}$ (ADU/s)	$\Phi_{\text{fond},r'}$ (ADU/s)	$\chi^2/\text{d.l.}$	DW	
$1591,7^{+2,7}_{-4,0}$	$1163,7^{+2,1}_{-3,1}$	1,0	1,82	
Paramètres calculés				
ΔR	$\Delta R - \Delta I$	$t_{1/2}$ (jours)	A_{max}	
$18,8 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,14$	2,3	19,0	

TAB. 5.6: Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur la courbe de lumière du candidat S3, sans aucun a priori sur le flux de l'étoile source. Les incertitudes indiquées correspondent à une déviation standard.

Astrométrie par rapport aux champs HST

S3 se trouve dans le champ d'observation d'une série d'images HST prises en juillet 96 à l'aide de la caméra WFPC2, dans les bandes spectrales F555 (proche du V Johnson) et F814 (proche du I Cousins) [18]. L'astrométrie relative entre les images HST et les données POINT-AGAPE est en cours. Bien que la boîte d'erreur soit encore mal estimée, il semble que parmi les étoiles résolues par le HST, une soit compatible avec la position de S3.

Interprétation de S3 en tant que microlentille

L'événement S3 est situé à $4'01''$ du centre de M31. A cette distance, l'interprétation microlentille la plus vraisemblable est de très loin celle du *self-lensing*, c'est à dire que la lentille est une étoile du bulbe ou du disque de M31. Les paramètres et les incertitudes données dans le tableau 5.6 sont calculées sans *a priori* sur le flux de l'étoile source. A l'endroit où se trouve l'événement, proche du centre de M31, le fond des images astronomiques est important et peu d'étoiles sont résolues. La limite supérieure sur le flux de l'étoile source ($\Phi_{*,r'} \lesssim 14 \text{ADU.s}^{-1}$ dans le super pixel) ne constitue pas une contrainte significative, comme cela est illustré sur la figure 5.20, qui montre les zones à 70% et 90% de confiance dans le plan $(\Phi_{*,r'}, t_E)$. L'intervalle dans lequel se trouve t_E est donc, à 70% (resp. 90%) de niveau de confiance : $7,5 \lesssim t_E \lesssim 21$ jours (resp. $7,5 \lesssim t_E \lesssim 27,5$ jours).

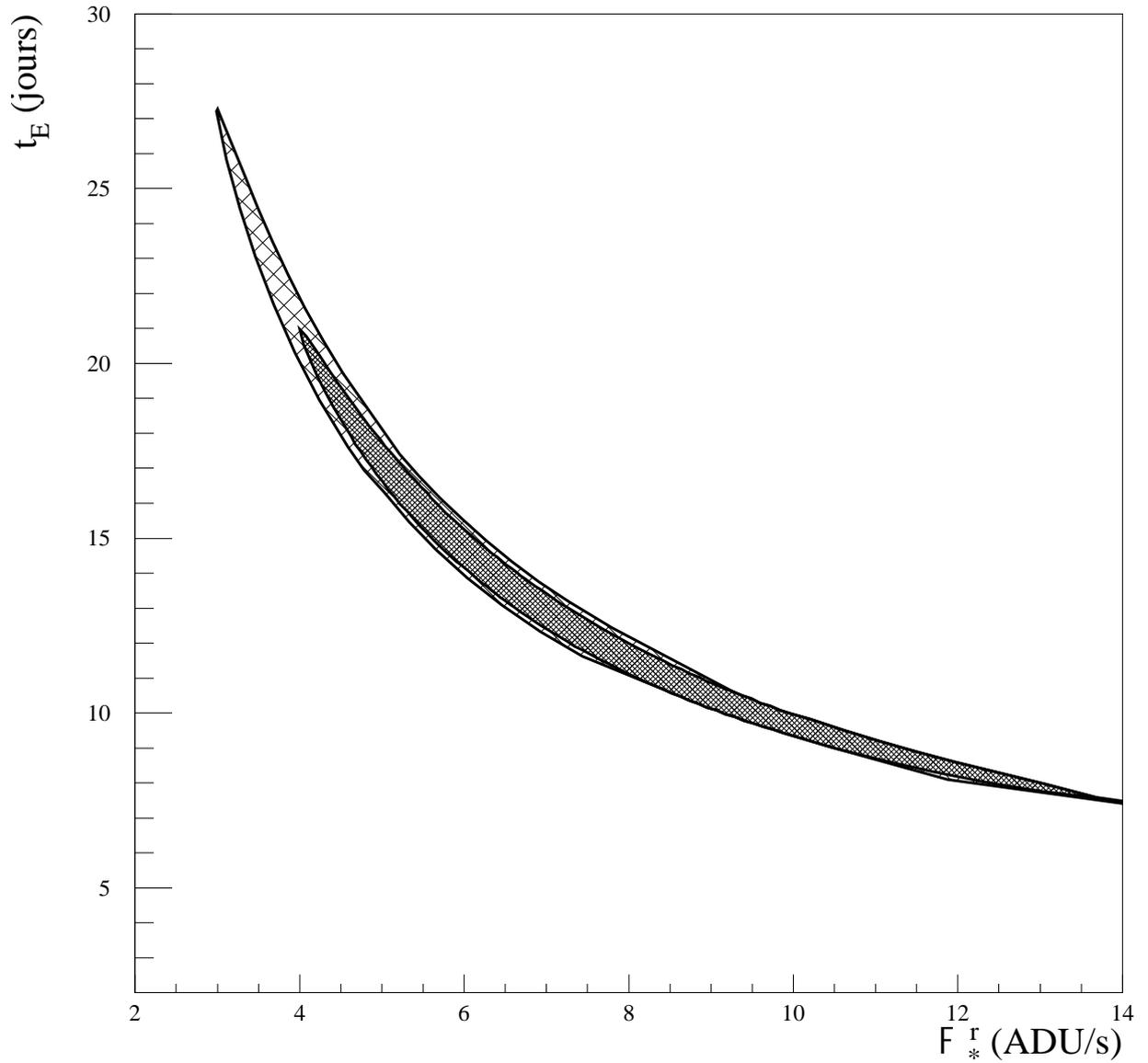


FIG. 5.20: Zones de confiance dans le plan t_E versus $\Phi_{*,r'}$ du candidat S3. La zone centrale foncée (resp. claire) est à 70% (resp. 90%) de niveau de confiance. La limite supérieure sur le flux de l'étoile source déduite du fait que cette dernière n'est pas résolue est: $\Phi_{*,r'} \lesssim 14 \text{ ADU.s}^{-1}$ et ne constitue pas une contrainte significative.

5.4.5 Le candidat S4

Champ sud, CCD 4, pixel (1829,3424) : $\alpha = 00\text{h}42\text{m}29,97\text{s}$
 $\delta = 40^\circ53'47,1''$

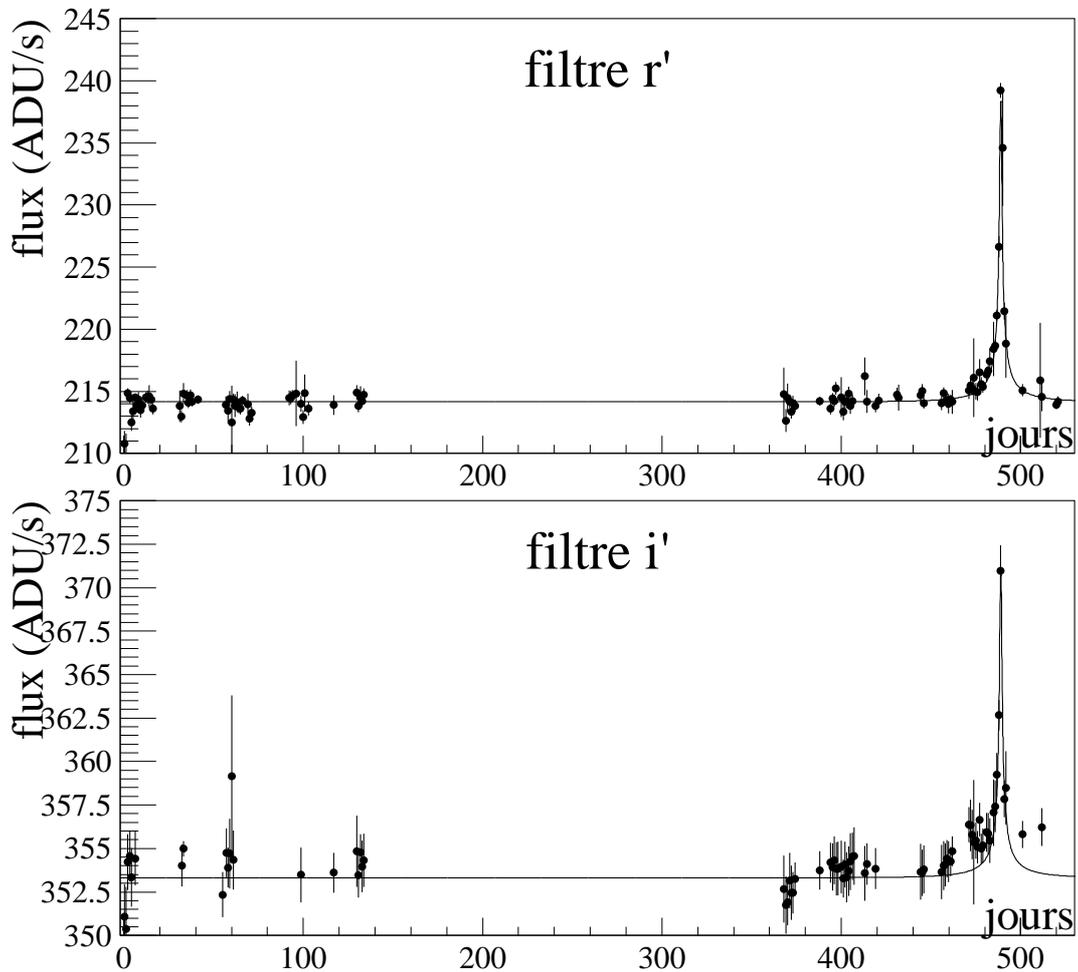


FIG. 5.21: *Courbe de lumière du candidat S4.*

Le candidat S4 a eu lieu en novembre 2000. Il a une largeur à mi-hauteur de $\sim 2,1$ jours, pour une magnitude au maximum d'accroissement : $\Delta R \sim 20,7$, et présente certaines caractéristiques très particulières :

- il est particulièrement bleu. Sa couleur, calculée à l'aide des équations de couleur présentées section 5.1.7, est : $\Delta R - \Delta I = 0,0 \pm 0,14$. De plus, l'étoile source est peu lumineuse : $25,3 \gtrsim R \gtrsim 29,1$ (voir figure 5.23). Cette couleur et cette magnitude sont compatibles avec une étoile bleue de la séquence principale ;
- il se situe à $2'54''$ du centre de M32, une galaxie elliptique satellite de M31.

La courbe de lumière est présentée figures 5.21 et 5.22. Les paramètres de l'ajustement de Paczyński sans aucun *a priori* sur le flux de l'étoile source sont donnés table 5.7.

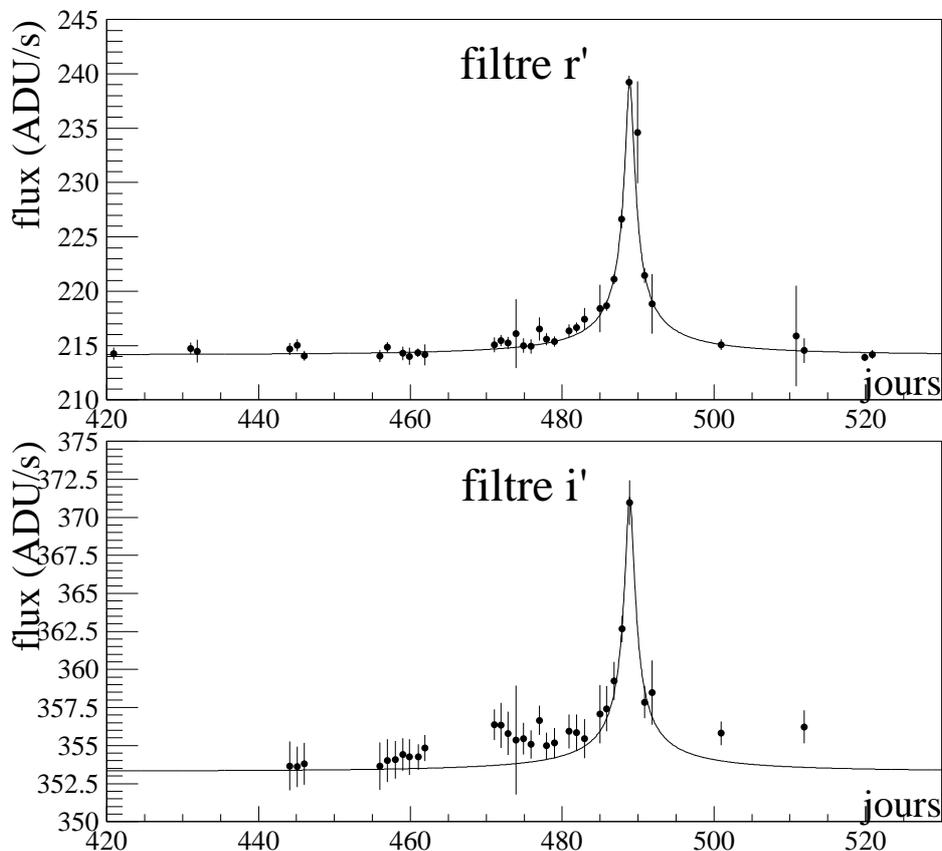


FIG. 5.22: Zoom sur la courbe de lumière du candidat S_4 d'octobre 2000 à fin janvier 2001.

Interprétation de S_4 en tant que microlentille

La figure 5.23 montre la zone à 70% de confiance dans le plan (R, t_E) (où R est la magnitude Cousins de l'étoile source calculée à l'aide des équations de couleur de la section 5.1.7). Cette figure met en évidence que l'étoile source est relativement faible par rapport aux autres candidats microlentille, avec : $25,3 \gtrsim R \gtrsim 29,1$

L'événement S_4 est situé à $22'31''$ du centre de M31 (sa position est illustrée figure 5.33), c'est à dire largement hors du bulbe de la galaxie. Il se trouve en revanche à $2'54''$ du centre de M32, une galaxie elliptique de $8,7' \times 6,5'$ satellite de M31. On ne sait pas si M32 se trouve en avant plan ou en arrière plan de M31 car les distances absolues sont connues avec une précision insuffisante de $\sim 10\%$. De plus, s'agissant d'objets aux populations stellaires très différentes, il n'y a pas actuellement de critère différentiel direct pour comparer les distances respectives de ces galaxies; d'autant que M32 est un objet quelque peu atypique

Paramètres de l'ajustement				
t_0 (days)	u_0	t_E (days)	$\Phi_{*,i'}$ (ADU/s)	$\Phi_{*,r'}$ (ADU/s)
$488,90 \pm 0,07$	$0,00472^{+0,00618}_{-0,00466}$	$128,58^{+142,61}_{-72,27}$	$0,078^{+0,104}_{-0,042}$	$0,120^{+0,158}_{-0,115}$
$\Phi_{\text{fond},i'}$ (ADU/s)	$\Phi_{\text{fond},r'}$ (ADU/s)	$\chi^2/\text{d.l.}$	DW	
$354,24 \pm 0,20$	$213,98 \pm 0,14$	0,7	1,62	
Paramètres calculés				
ΔR	$\Delta R - \Delta I$	$t_{1/2}$ (jours)	A_{max}	
$20,7 \pm 0,1$	$0,0 \pm 0,14$	2,10	50,0	

TAB. 5.7: Paramètres de la courbe de Paczyński ajustée sur la courbe de lumière du candidat S4, sans aucun a priori sur le flux de l'étoile source. Les incertitudes indiquées correspondent à une déviation standard.

avec une brillance de surface centrale très élevée pour une telle galaxie naine, par rapport à sa luminosité totale [Brown *et al.* 2000]. Il convient cependant de noter que de telles galaxies naines contiennent très peu d'étoiles aussi bleues que S4 ($\Delta R - \Delta I = 0,00 \pm 0,14$). Ceci est une indication en faveur de l'hypothèse selon laquelle l'étoile source appartiendrait à M31. Dans ce cas, vu la faible épaisseur du disque galactique, la lentille est appartiendrait très vraisemblablement à M32, cette dernière se trouvant donc en avant plan. Dans le cas contraire, si M32 est située en arrière plan, la configuration qui semble la plus vraisemblable est qu'une étoile de M32 ait été amplifiée par un MACHO ou une étoile du disque de M31. Quoiqu'il en soit, tout ceci montre que la statistique comparée des microlentilles pourrait constituer un outil efficace pour déterminer, sinon la distance relative des deux galaxies, du moins celle qui se trouve en avant plan.

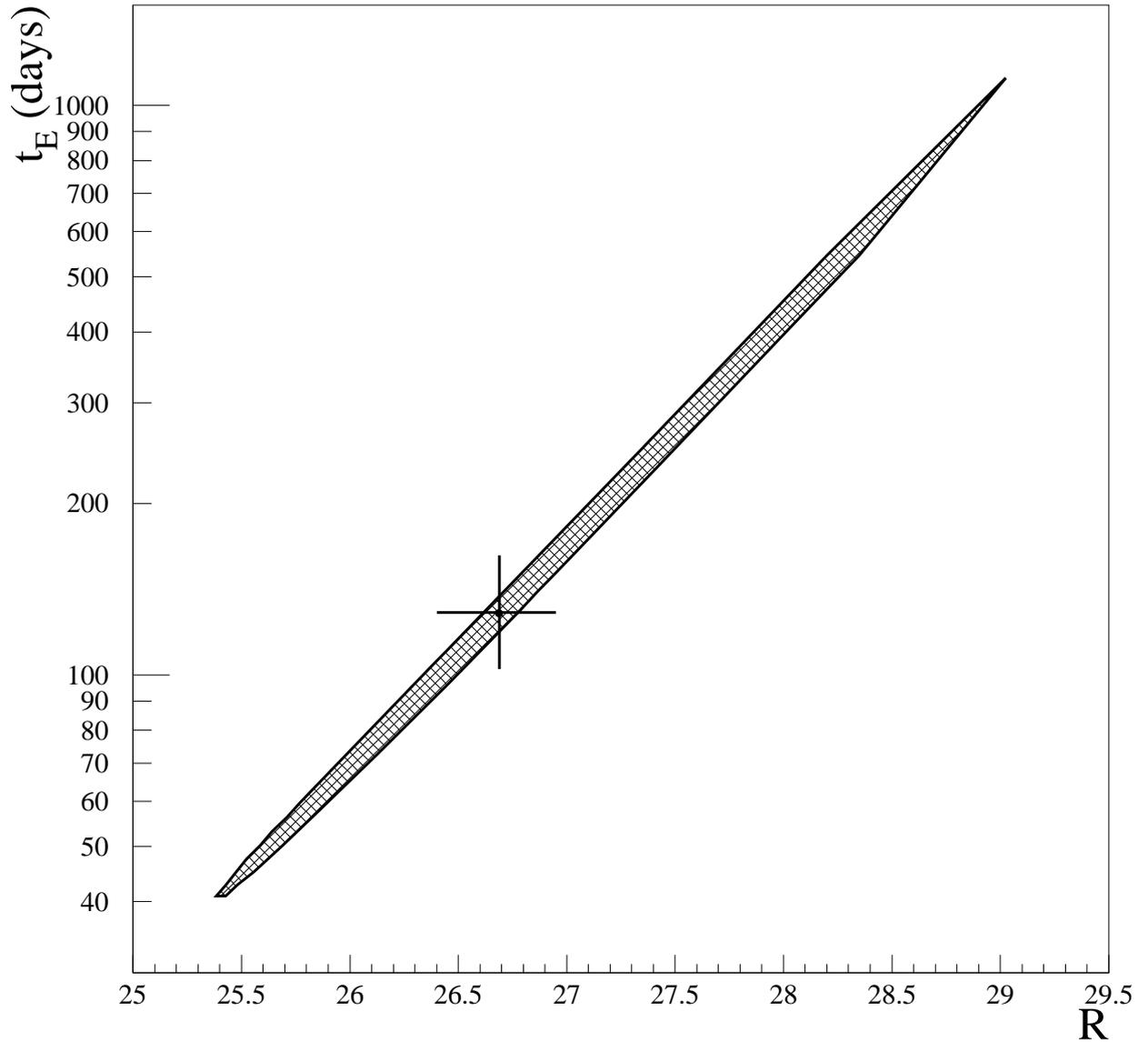


FIG. 5.23: Zone à 70% de niveau de confiance dans le plan t_E versus R (i.e : magnitude Cousins de l'étoile source) du candidat S_4 . La croix indique le point le plus vraisemblable.

5.4.6 L'événement S8

Champ sud, CCD 2, pixel (198,2705) : $\alpha = 00\text{h}41\text{m}14,62\text{s}$
 $\delta = 40^\circ48'39,1''$

La figure 5.24 présente un zoom sur la courbe de lumière de l'événement S8. Du fait de son achromaticité, cet événement fait penser à une microlentille binaire présentant un caustique (voir section 2.2.3). Cette hypothèse doit faire l'objet d'un travail ultérieur mais il est important de noter dès à présent que si elle se révèle fondée, la position très excentrée de l'événement S8 ($32'17''$ du centre de M31, voir figure 5.33) fait que l'interprétation MACHO est très favorisée. Il s'agirait donc d'un MACHO binaire. En attendant une étude plus approfondie, la figure 5.24 présente la courbe de lumière superposée avec une courbe de Paczyński classique.

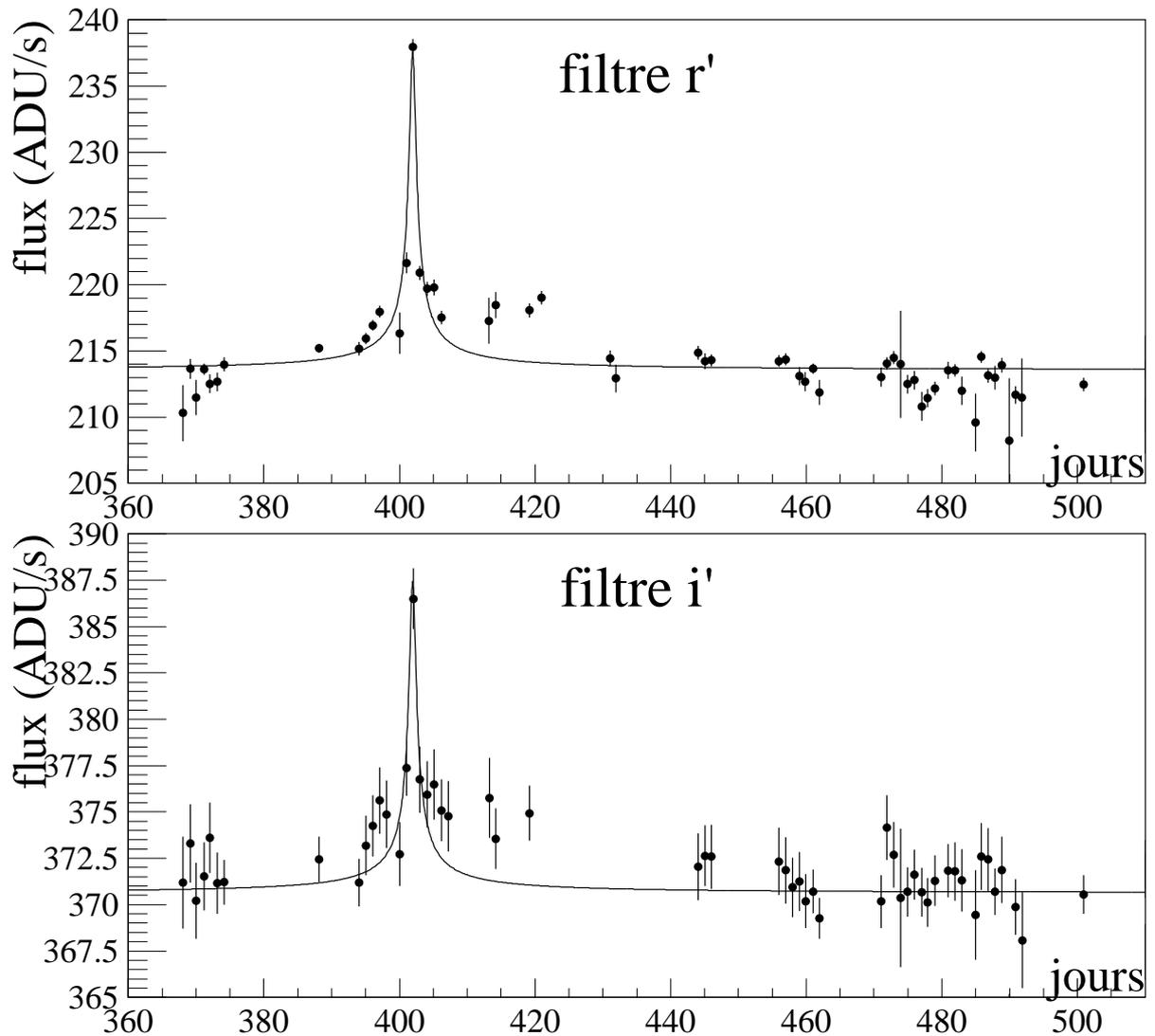


FIG. 5.24: Courbe de lumière de l'événement S8.

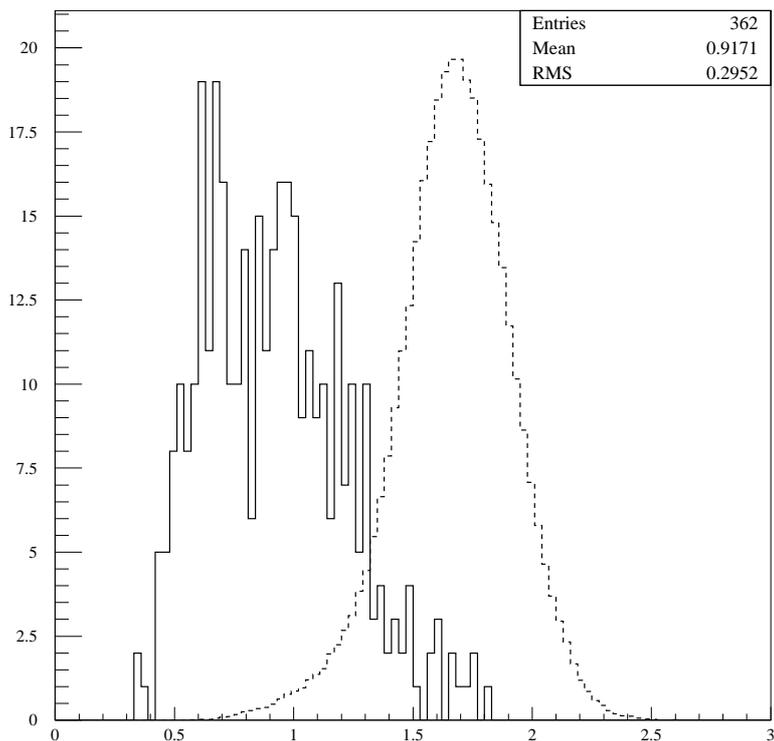


FIG. 5.25: *Distribution du coefficient de Durbin-Watson des 362 événements avec $\chi^2/\text{d.l.} < 5$ (traits pleins), sur laquelle est superposée (pointillés) la distribution du coefficient de Durbin-Watson des courbes de lumière stables avec $\chi^2/\text{d.l.} < 2$ (déjà illustrée sur la figure 5.8). La distribution en pointillés reflète la distribution attendue pour les 362 événements dans l'hypothèse où tous ces événements seraient des microlentilles.*

5.4.7 Application du test de Durbin-Watson aux événements longs

La sélection des candidats microlentille parmi les 362 courbes de lumière présentées section 5.4.1 est effectuée dans le filtre Sloan r' via le test de Durbin-Watson. La section 5.3.4 explique que la distribution attendue du coefficient DW des effets de microlentille est une gaussienne centrée sur $\sim 1,69$ et d'écart type $\sim 0,19$. La distribution des coefficients de Durbin-Watson des 362 courbes de lumière (dans le filtre Sloan r') est montrée figure 5.25. Sur cet histogramme, on a superposé la distribution obtenue figure 5.8 pour les courbes de lumière stables, qui reflète la distribution attendue dans l'hypothèse où tous les événements seraient des microlentilles. La différence importante entre les deux distributions révèle que la plupart des 362 événements ne sont pas des effets de microlentille.

Afin de sélectionner les microlentilles, on ressort tout d'abord la coupure sur le χ^2 en

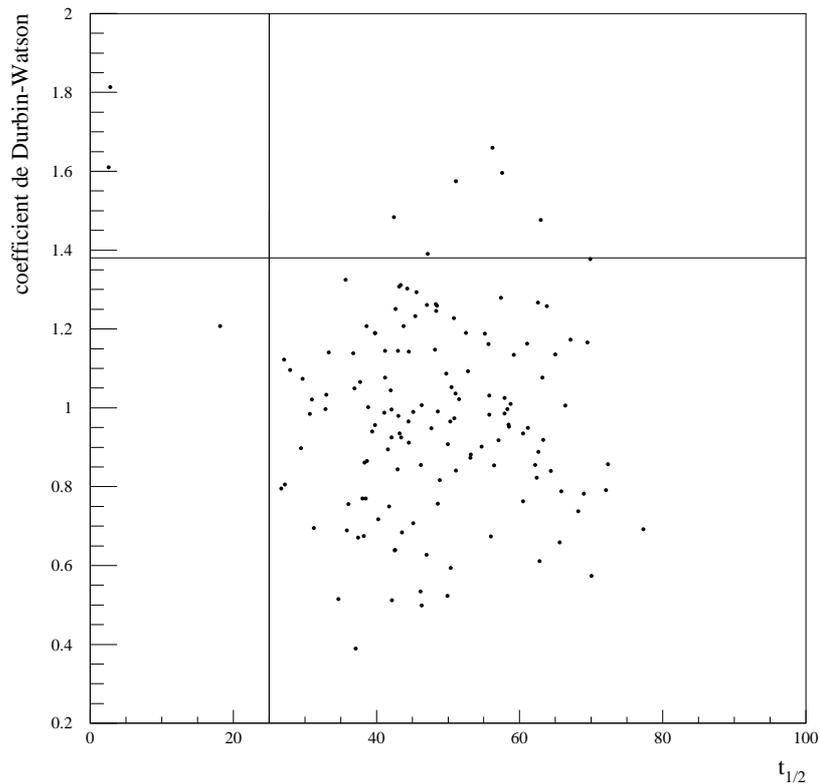


FIG. 5.26: Coefficient DW en fonction de $t_{1/2}$ pour les 144 événements avec $\chi^2/\text{d.l.} < 2$. La ligne verticale indique $t_{1/2} = 25$ jours, à gauche de laquelle on retrouve trois des candidats courts : N1, S3 et S4 présentés sections de 5.4.2 5.4.4 et 5.4.5. La ligne horizontale indique $DW = 1.38$ qui représente la coupure à 90% de niveau de confiance. Au-dessus de cette dernière et à gauche de la ligne verticale, on retrouve les deux candidats courts S3 et S4. Toujours au-dessus de la ligne horizontale mais à droite de la ligne verticale, on voit que 7 événements avec $40 < t_{1/2} < 70$ jours passent la coupure sur DW.

demandant : $\chi^2/\text{d.l.} < 2$. Il y a alors 144 événements sélectionnés dont les trois candidats courts N1, S3 et S4. N2 ne remplit naturellement pas cette condition ($\chi^2/\text{d.l.} \sim 3,1$) puisque sa courbe de lumière montre des effets systématiques par rapport à la courbe de Paczyński (voir section 5.4.3). La figure 5.26 montre la distribution de DW en fonction de $t_{1/2}$ pour ces 144 événements. On fait alors une coupure sur la valeur de DW de manière à ce qu'un véritable effet de microlentille ait $\sim 90\%$ de chance d'être sélectionné (test à 90% de niveau de confiance). Cela signifie que l'on sélectionne les événements avec :

$$1,38 < DW < 2,00$$

Dans la relation ci-dessus, la borne supérieure est dans la pratique inutile puisque de toute façon, parmi les 144 événements, le valeur maximum de DW est de 1,82. Neuf événements

sont ainsi sélectionnés, dont les candidats courts S3 et S4 présentés sections 5.4.4 et 5.4.5 et sept événements ayant des $t_{1/2}$ compris entre 40 et 70 jours. Le fait que N1 ne passe pas la coupure sur DW est compréhensible car une étoile variable se trouve à environ 3 pixels, induisant des corrélations supérieures à la moyenne entre les résidus (voir section 5.4.2).

Un des sept événements longs est manifestement asymétrique dans le filtre Sloan i' , aussi est-il rejeté. Les courbes de lumière des six autres événements longs sont illustrées figures 5.27 à 5.32. Les caractéristiques des courbes de Paczyński ajustées sur les données sont présentées tableau 5.8. Puisque les étoiles source ne sont pas résolues, les ajustements ont été effectués en imposant une limite supérieure grossière au flux des étoiles sources pour tous les filtres, de : 30 ADU.s^{-1} dans le super pixel, ce qui correspond à des limites inférieures sur la magnitude :

$$V_* \gtrsim 19,4$$

$$R_* \gtrsim 20,3$$

$$I_* \gtrsim 20,1$$

Pour les six événements, l'étoile source déduite de la courbe de Paczyński ajustée sur la courbe de lumière atteint cette limite dans un des filtres. Or, il sera montré au chapitre suivant que ces six événements ne sont vraisemblablement pas, pour la plupart, des effets de microlentille, mais plutôt des étoiles variables. Ces dernières seront mieux contraintes lorsque les données issues de la troisième saison d'observation seront analysées. Cependant, il convient de noter dès à présent qu'il y a peut-être là un moyen de distinguer les étoiles variables des effets de microlentille. D'autre part, la figure 5.33 montre les positions des 362 événements brillants sélectionnés sur le critère : $\chi^2/\text{d.l.} < 5$. Parmi ceux-ci, les quatre candidats courts sont indiqués par des étoiles, et les six événements longs sont indiqués par des carrés. On constate que ces derniers sont concentrés autour du centre de M31 tandis que les quatre événements courts sont plus dispersés.

	S10	N11	N12	S13	N14	S15
t_0 (jours)	27,44 $\pm 0,28$	69,72 $\pm 0,60$	407,67 $\pm 0,60$	420,08 $\pm 0,96$	425,38 $\pm 0,75$	102,47 $\pm 0,98$
u_0	0,759 $\pm 0,010$	0,737 $\pm 0,087$	0,533 $^{+0,015}_{-0,046}$	0,503 $\pm 0,021^*$	0,357 $\pm 0,01$	0,649 $^{+0,015}_{-0,049}$
t_E (jours)	28,10 $^{+9,27}_{-5,08}$	33,34 $\pm 0,83$	43,23 $\pm 1,80^*$	46,27 $\pm 3,30$	74,71 $\pm 2,32^*$	33,13 $\pm 1,38$
$\Phi_{*,i'}$ (ADU/s)			30,00 lim.sup. -3,74	30,00 lim.sup. -3,46	30,00 lim.sup. -1,25	
$\Phi_{*,r'}$ (ADU/s)	30,00 lim.sup. -0,81*	30,00 lim.sup. -2,00	20,10 $^{+2,59}_{-1,06}$	14,46 $^{+1,34}_{-1,88}$	9,71 $\pm 0,47^*$	30,00 lim.sup. -3,59
$\Phi_{*,g'}$ (ADU/s)	13,71 $\pm 0,54^*$	12,61 $\pm 0,61^*$				7,40 $\pm 0,59^*$
$\Phi_{\text{fond},i'}$ (ADU/s)			1635,4 $^{+3,74}_{-0,83}$	1526,1 $^{+6,90}_{-0,68}$	1559,8 $\pm 1,00^*$	
$\Phi_{\text{fond},r'}$ (ADU/s)	315,79 $\pm 0,17^*$	624,12 $\pm 0,20^*$	1215,4 $^{+2,59}_{-1,06}$	1132,0 $\pm 1,1^*$	1144,7 $\pm 0,58^*$	1179,8 $^{+3,6}_{-0,2}$
$\Phi_{\text{fond},g'}$ (ADU/s)	195,05 $\pm 0,63^*$	373,64 $\pm 0,75$				730,53 $\pm 0,7$
$\chi^2/\text{d.l.}$	0,90	1,06	1,40	0,89	1,47	1,53
DW	1,49	1,58	1,60	1,66	1,38	1,39
ΔR	20,9	20,8	20,6	20,8	20,6	20,5
$\Delta V - \Delta R$	0,7	0,9				1,1
$\Delta R - \Delta I$			0,9	1,1	1,4	
$t_{1/2}$	42,8	49,8	51,1	52,4	66,4	45,2
A_{max}	1,59	1,61	2,08	2,18	2,91	1,77

TAB. 5.8: Paramètres des courbes de Paczyński ajustées sur les six événements longs, avec une limite supérieure sur le flux de l'étoile source de 30 ADU.s^{-1} dans tous les filtres. Les incertitudes indiquées représentent un écart standard; celles marquées d'une astérisque sont déterminées approximativement dans l'hypothèse de barres d'erreur symétriques.

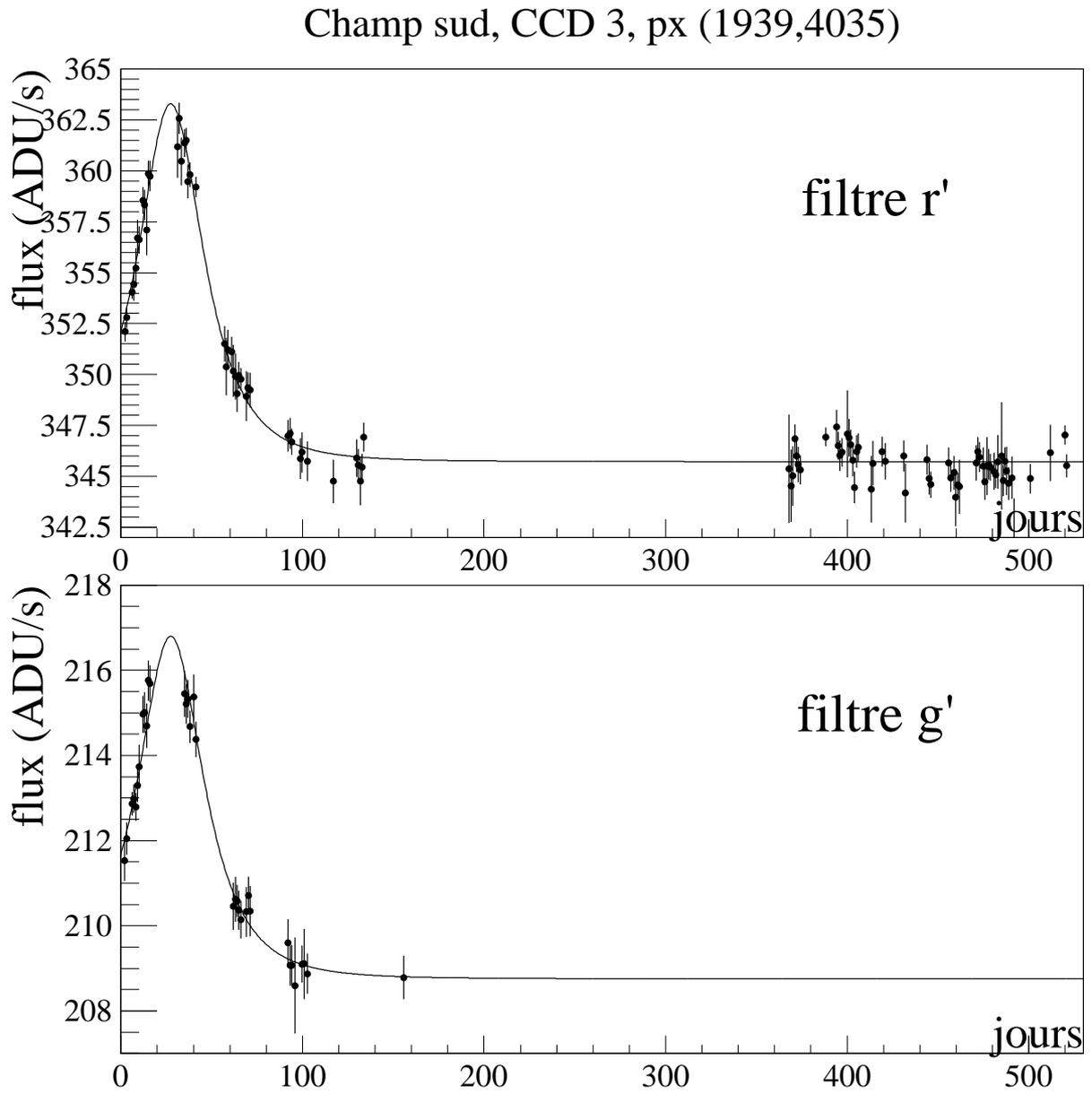


FIG. 5.27: Courbe de lumière de l'événement S10

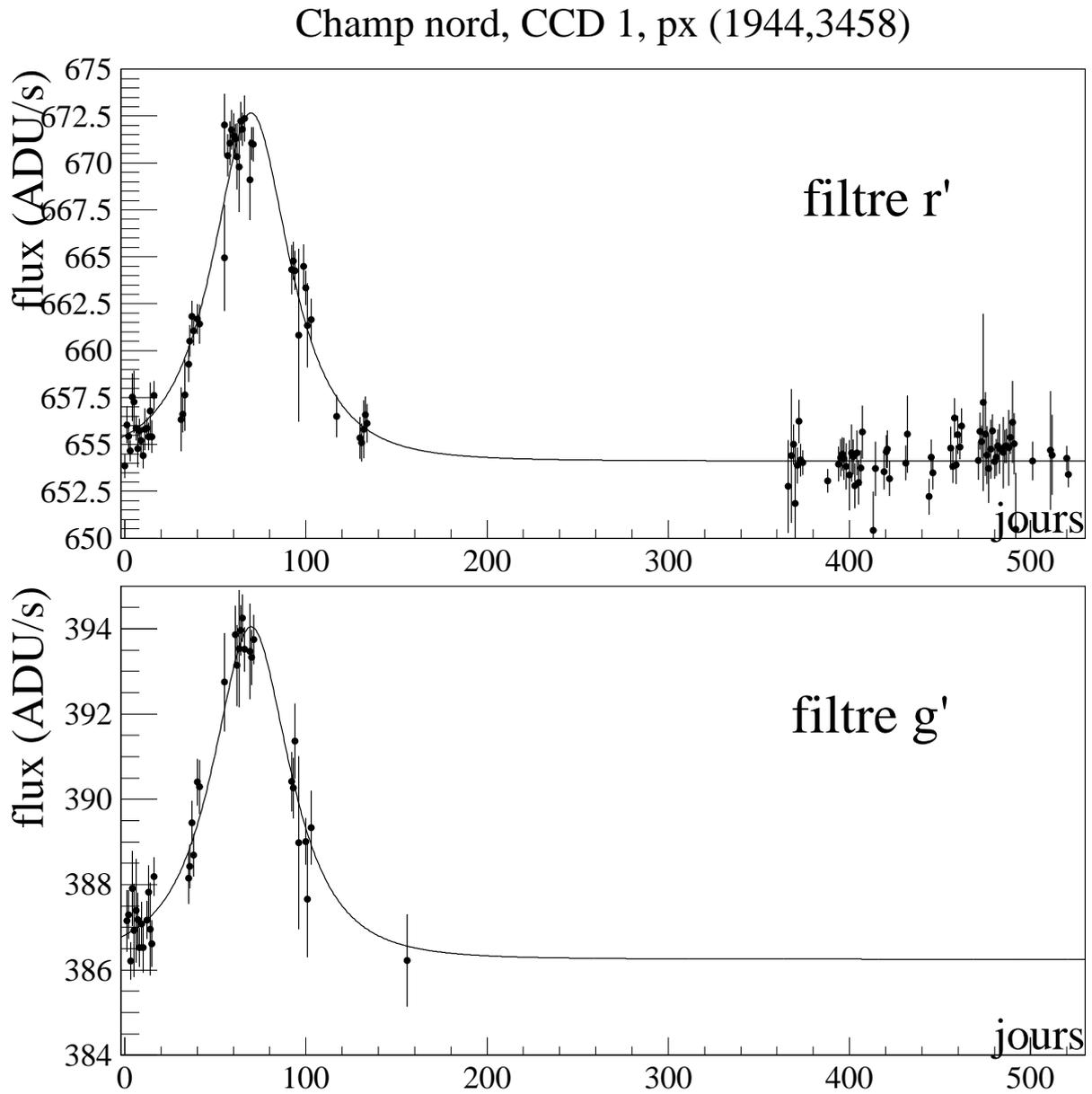


FIG. 5.28: Courbe de lumière de l'événement N11

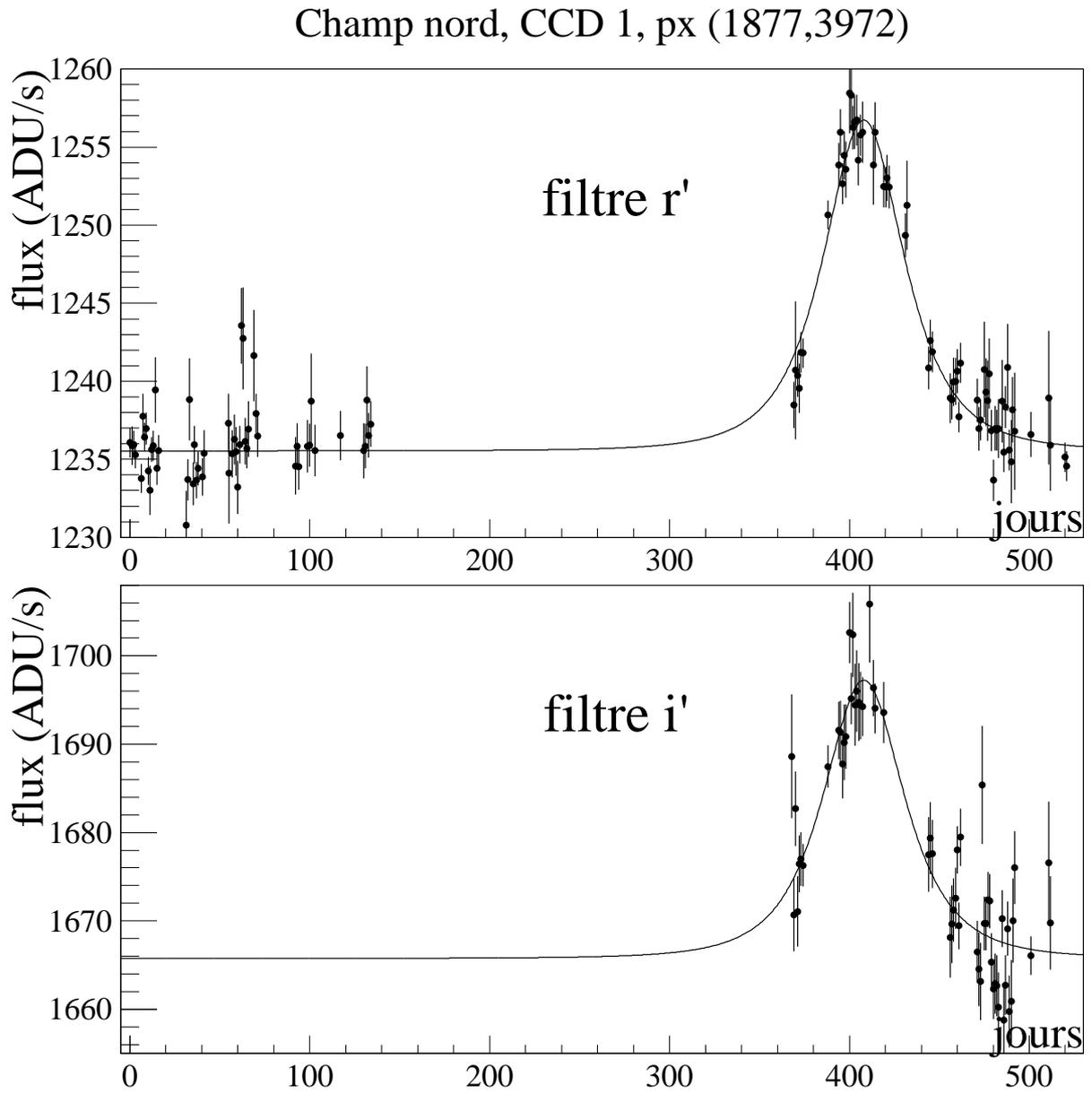


FIG. 5.29: Courbe de lumière de l'événement N12

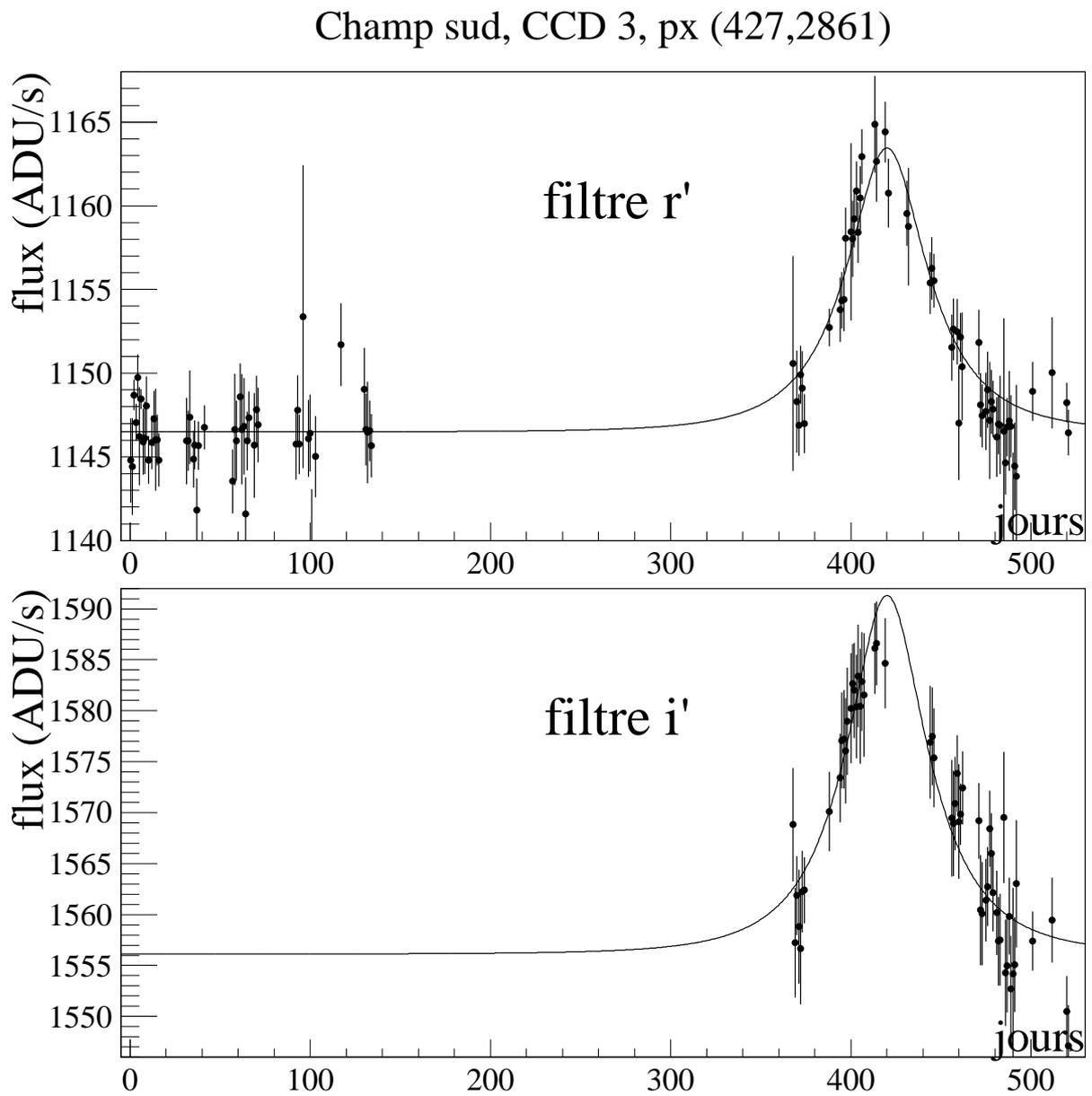
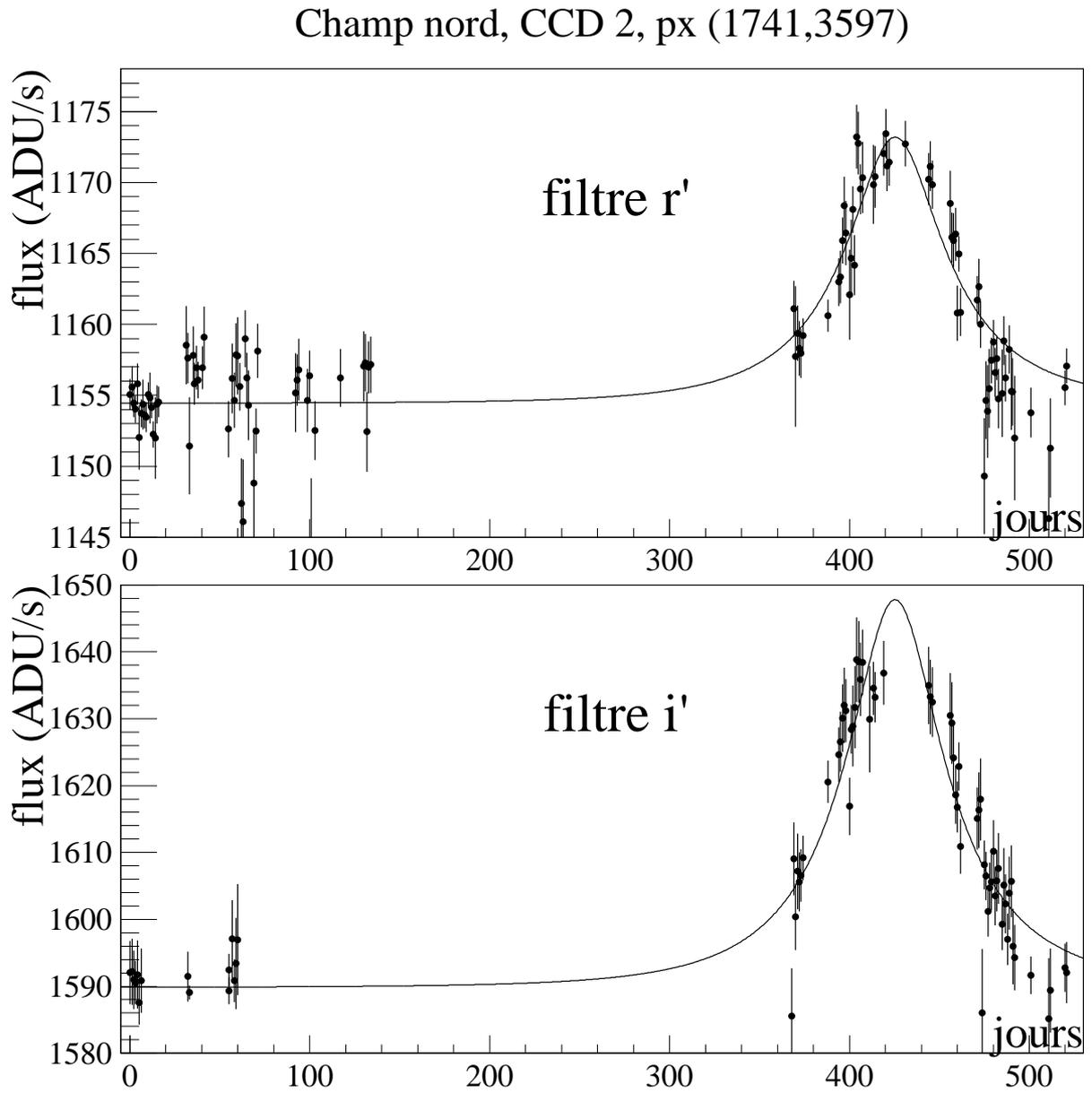


FIG. 5.30: Courbe de lumière de l'événement S13

FIG. 5.31: *Courbe de lumière de l'événement N14*

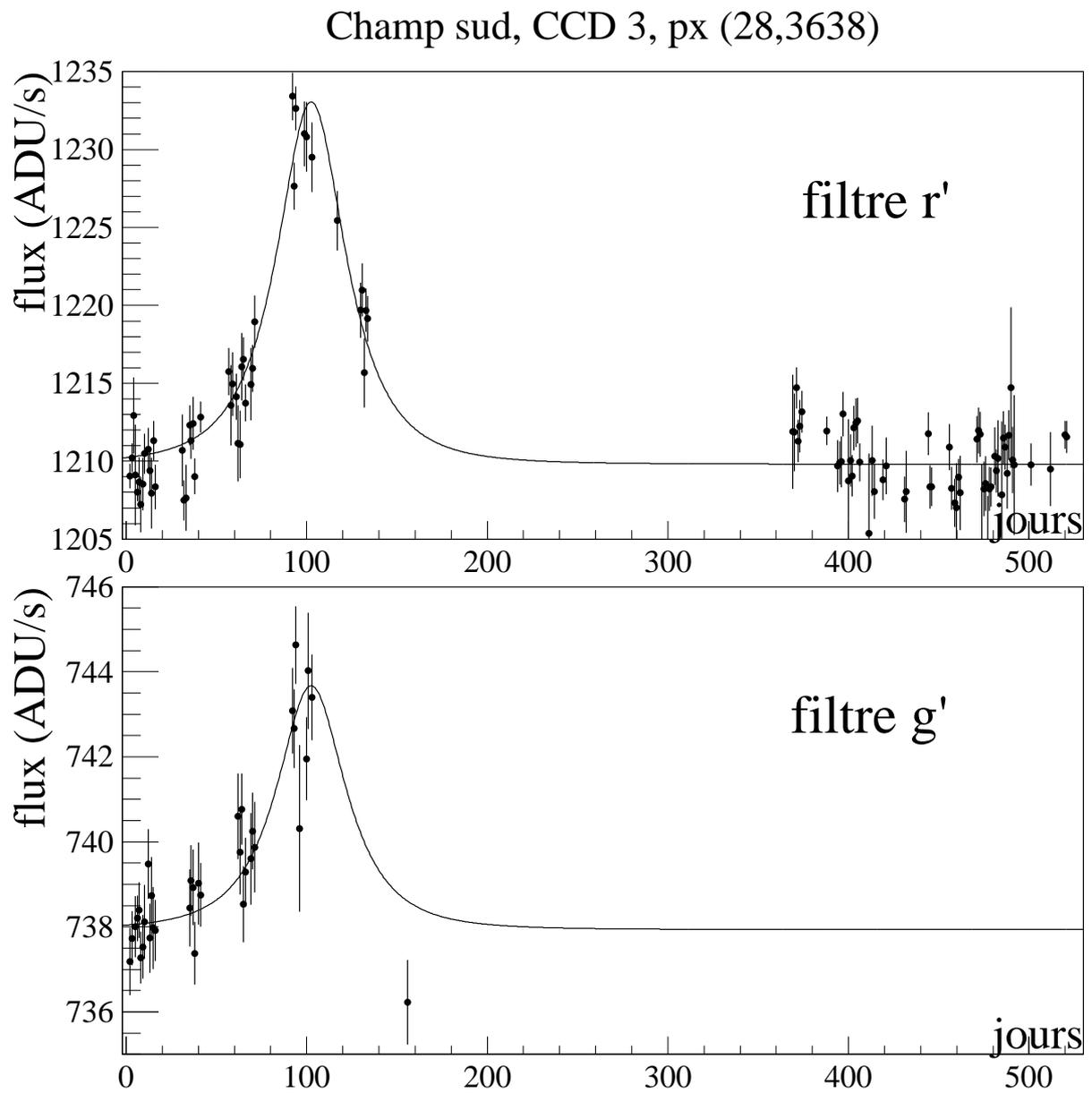


FIG. 5.32: Courbe de lumière de l'événement S15

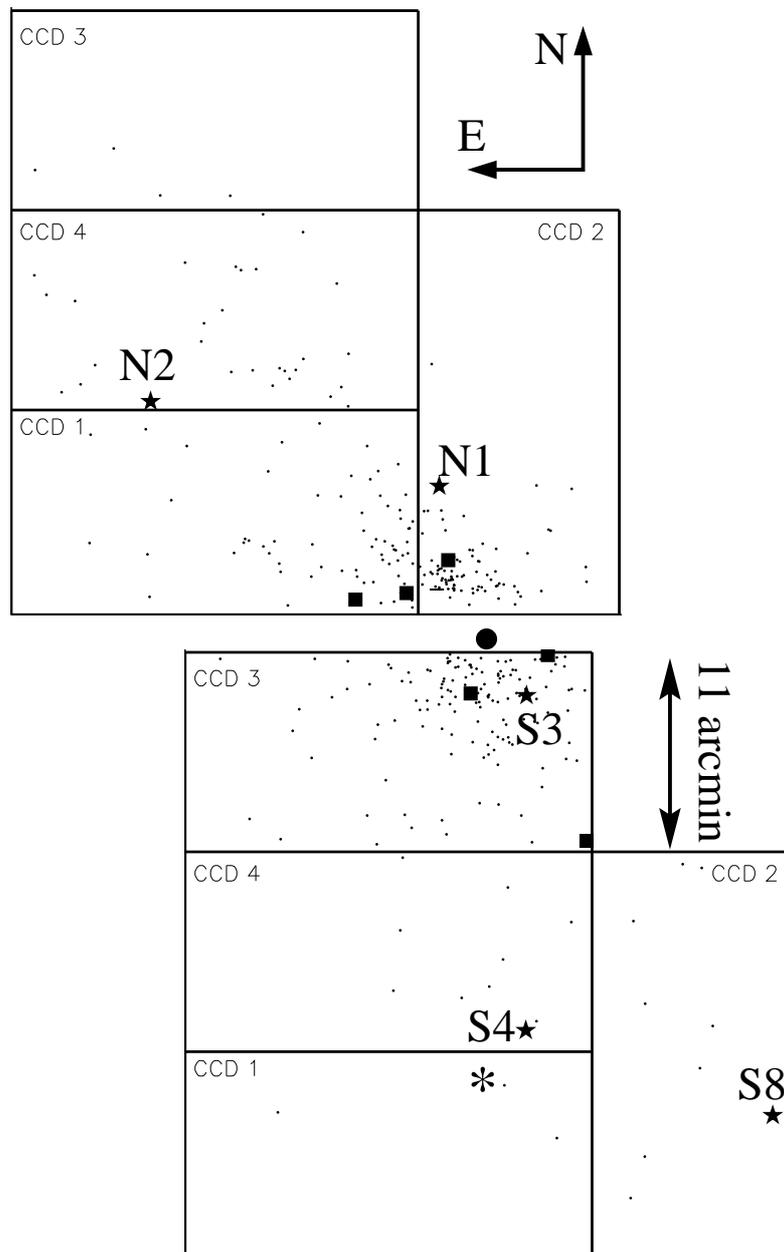


FIG. 5.33: Positions dans le champ d'observation des événements issus des différentes étapes de la sélection. Le gros point au centre de la figure indique la position du centre de M31. L'astérisque (dans le CCD 1 du champ sud) marque le centre de M32. Les petits points représentent les 362 événements avec $\chi^2/\text{d.l.} < 5$. Les étoiles représentent les cinq événements courts N1, N2, S3, S4 et S8 présentés sections 5.4.2 à 5.4.6. Enfin, les carrés représentent les six événements longs ($t_{1/2}$ compris entre 40 et 70 jours) passant le test de Durbin-Watson.

Chapitre 6

Interprétation de la sélection d'événements brillants

6.1 Simulation Monte Carlo de l'expérience

6.1.1 Présentation

Une simulation Monte Carlo a été développée afin de prédire les effets de microlentille attendus en fonction de certaines grandeurs caractéristiques (masse et fonction de luminosité de M31, masse des MACHOs, etc.) et compte tenu des caractéristiques instrumentales, de l'échantillonnage, des conditions d'observation, et de la chaîne d'analyse. Le Monte Carlo est constitué de trois étages :

- la simulation des effets de microlentille ;
- la simulation du signal observé ;
- la simulation de la chaîne d'analyse ;

Simulation des effets de microlentille

Le modèle adopté est le suivant :

- les halos de M31 et de la Voie Lactée sont des sphères isothermes régularisées au centre par un rayon de cœur. C'est à dire que le profil de densité est : $\rho(r) \propto \frac{1}{a^2+r^2}$, où r est la distance au centre galactique et $a = 5$ kpc le rayon de coeur. Pour la Voie Lactée (resp. M31), la distribution est coupée à 100 kpc (resp. 141 kpc).
- Les dimensions géométriques du halo de M31 sont obtenues de celles du halo de la Voie Lactée par un facteur d'échelle $\sqrt{2}$. Ceci confère à M31 un halo deux fois plus

massif que celui de la Voie Lactée. De même, pour les vitesses de rotation asymptotiques le facteur d'échelle est $2^{1/4}$. La normalisation est obtenue en fixant la vitesse asymptotique de la Voie Lactée à 220 km.s^{-1} .

- les modèles de densité et de fonction de luminosité du bulbe sont décrits respectivement dans [Kent 1999] et [Han et Jeong 1998].
- deux modèles ont été testés pour la fonction de luminosité du disque de M31. Le premier est obtenu sur la base des données concernant les étoiles du voisinage solaire [Allen 1973], corrigé pour les fortes luminosités [Hodge *et al.* 1988]. Le second, plus récent, est décrit dans [Devriendt *et al.* 1999]. Les différentes simulations montrent que les effets de microlentille attendus ne varient pas significativement d'un modèle à l'autre.

D'autre part, les effets de taille finie et d'assombrissement des bords d'étoiles (voir section 2.2.2) sont pris en compte *via* les équations proposées par [Witt et Mao 1994]. Les premiers sont déterminés de manière exacte tandis que les seconds sont calculés approximativement. L'expérience montre que la prise en compte des effets d'assombrissement des bords ne modifie pas sensiblement les résultats de la simulation.

Même dans l'hypothèse de halos exempts de MACHO, on s'attend à observer un certain nombre d'effets de microlentille ayant lieu lorsque la lentille est elle-même une étoile en avant plan de l'étoile source. Ces événements sont qualifiés de “*self-lensing*”. Quatre configurations sont envisageables : l'étoile source et la lentille peuvent toutes deux se trouver indépendamment dans le disque ou dans le bulbe de la galaxie. Actuellement, seules les deux configurations pour lesquelles la lentille est située dans le bulbe sont incluses dans le Monte Carlo.

Simulation du signal observé

Les événements sont simulés dans la bande spectrale correspondant au filtre Sloan r' . Les caractéristiques instrumentales (du télescope, de la caméra, etc.) sont fournies par l'INT [8]. Un temps de pose moyen est adopté de 10 minutes par champ, par filtre et par nuit d'observation. Les phases de la Lune sont prises en compte pour simuler le fond de ciel. Le bruit de photons est calculé par l'addition de ce fond de ciel avec la luminosité de surface de M31, qui est fonction de la distance au centre de la galaxie. Le seeing est pris constant, approximativement égale à la moyenne des seeings présents dans les données, soit : $1,5''$. L'incertitude résiduelle à l'issue de la stabilisation de seeing (voir section 4.5) est prise en compte *via* les coefficients σ_{see} calculé directement sur les images (voir section 5.1.5).

Simulation de la chaîne d'analyse

Conformément aux critères “d'événement contenu” et de signal sur bruit minimum (voir section 5.3.3), seuls sont sélectionnés les événements dont le maximum d'amplification n'a pas lieu dans un trou de l'échantillonnage, et présentant une vraisemblance telle que : $(-\log \mathcal{L}) > 100$.

6.1.2 Prédications du Monte Carlo

La figure 6.1 illustre les distributions des largeurs à mi-hauteur (i.e : $t_{1/2}$) des effets de microlentille prédits par le Monte Carlo, pour $\Delta R < 21$ et pour quatre configurations :

1. *self-lensing* avec la lentille dans le bulbe de M31 et l'étoile source dans le disque ;
2. *self-lensing* avec la lentille et l'étoile source situées dans le bulbe de M31 ;
3. pour une lentille appartenant à un des halos (de M31 ou de la Voie Lactée), ces derniers étant totalement constitués de MACHOs de masse $M_{\text{MACHO}} = 10^{-2} M_{\odot}$;
4. pour une lentille appartenant à un des halos (de M31 ou de la Voie Lactée), ces derniers étant totalement constitués de MACHOs de masse $M_{\text{MACHOs}} = 0,5 M_{\odot}$.

Il convient tout d'abord de noter que, quelque soit la configuration, ces histogrammes mettent en évidence que les événements courts sont largement favorisés. Ainsi, la proportion d'événements avec $t_{1/2} < 25$ jours est toujours supérieure à 80%. D'autre part, le nombre moyen d'effets de microlentille attendu dans chaque configuration est indiqué par le paramètre “ALLCHAN”. Ainsi, on attend en moyenne $\sim 1,66$ événements de *self-lensing* du type “étoile du bulbe/lentille du bulbe” et $\sim 2,71$ événements de *self-lensing* du type “étoile du disque/lentille du bulbe”. Le nombre d'événements pour lesquels la lentille se trouve dans le disque de la galaxie (ces événements ne sont pas encore inclus dans la simulation) peut être grossièrement évalué comme suit :

- en première approximation, le nombre d'effets de microlentille du type “étoile du disque/lentille du bulbe” doit être, par symétrie, égal au nombre d'effets du type “étoile du bulbe/lentille du disque” ;
- vu la faible épaisseur du disque, le nombre d'effets de microlentille du type “étoile du disque/lentille du disque” est certainement petit ; au plus du même ordre que le nombre d'effets du type “étoile du bulbe/lentille du bulbe”.

Cela mène à une estimation du nombre total $N_{\text{s.l.}}$ d'événements de *self-lensing* attendu :

$$7,1 \lesssim N_{\text{s.l.}} \lesssim 8,7$$

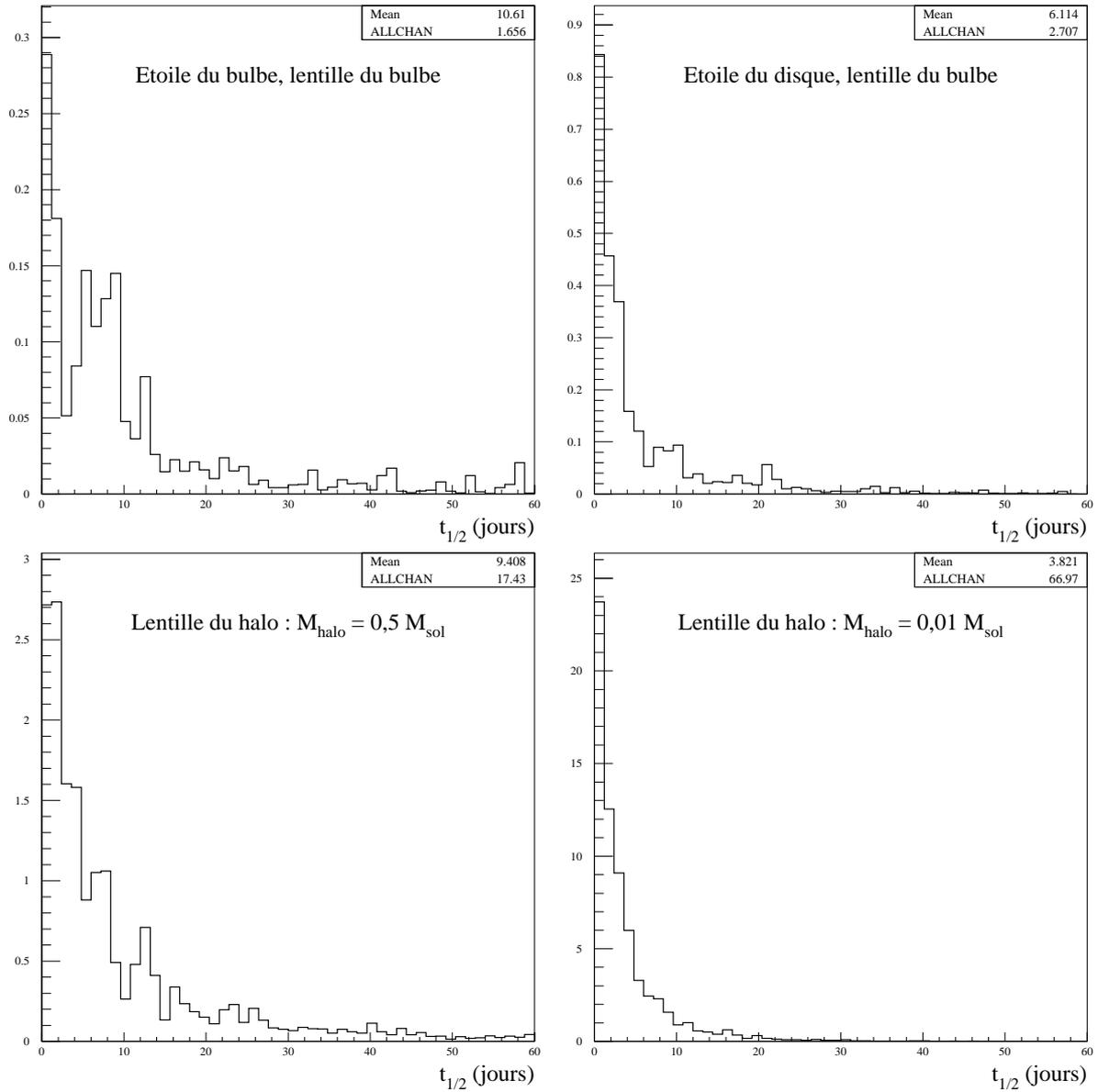


FIG. 6.1: Distribution des largeurs à mi-hauteur des effets de microlentille (avec $\Delta R < 21$) prédits par le Monte Carlo. En haut à gauche (resp. en haut à droite) : pour les événements de self-lensing du type “étoile du bulbe/lentille du bulbe” (resp. “étoile du disque/lentille du bulbe”) ; en bas à gauche (resp. en bas à droite) : pour les événements ayant un MACHO pour lentille, dans l’hypothèse où les halos sont constitués de MACHOs de masse $10^{-2} M_{\odot}$ (resp. $0,5 M_{\odot}$). Le paramètre “ALLCHAN” en haut à droite de chaque histogramme indique le nombre moyen d’événements prédit.

6.2 Interprétation des résultats de l'analyse

6.2.1 Interprétation de la distribution des largeurs à mi-hauteur prédite par le Monte Carlo

D'après le Monte Carlo, les événements courts sont largement favorisés puisque plus de 80% des effets de microlentille attendus ont des $t_{1/2}$ inférieurs à 25 jours. Or, les six événements longs sélectionnés sur le critère de Durbin-Watson (voir section 5.4.7) ont des $t_{1/2}$ supérieurs à 40 jours. La conclusion qui s'impose est que **la plupart des six événements longs ne sont pas des microlentilles**. Il convient de noter que les courbes de Paczyński ajustées sur ces événements nécessitent toutes d'imposer une limite supérieure au flux de l'étoile source (voir table 5.8). Peut-être le fait que l'ajustement de Paczyński prédit une étoile résolue pourrait être utilisé comme critère de sélection des effets de microlentille. Quoiqu'il en soit, nous ne sommes pas encore en position de dire quels types d'objets génèrent de tels événements compatibles avec une courbe de Paczyński. Cela peut être des Mirae, ou plus généralement des étoiles variables géantes de longues périodes (supérieures à deux ans) ou irrégulières. L'analyse des données de la dernière saison prolongera les courbes de lumière et permettra ainsi de mieux comprendre ces objets.

Pour ce qui est des quatre candidats courts N1, N2, S3 et S4, aucun objet connu n'est susceptible de montrer des fluctuations de telles amplitudes sur d'aussi petites échelles de temps. L'interprétation en tant qu'effets de microlentille est donc favorisée. Dans le cadre de cette interprétation, S3 est vraisemblablement un événement de *self-lensing*; les trois autres peuvent correspondre à plusieurs configurations :

- N1 peut être dû à un MACHO mais est compatible avec un événement de *self-lensing* ;
- N2 est loin du bulbe. Soit la lentille est un MACHO, soit il s'agit d'un événement de *self-lensing* "étoile du disque/lentille du disque". Bien que la seconde éventualité semble improbable, car ce type d'événement est sans doute rare, elle n'est pas exclue ;
- l'interprétation de S4 est plus complexe : si M32 se trouve en avant plan de M31, S4 est vraisemblablement dû à une étoile de M31 amplifiée par une étoile de M32. Si au contraire M32 est en arrière plan, une étoile de M32 a pu être amplifiée par une étoile de M31 ou un MACHO.

Il y a donc de nombreux scénarii envisageables, le nombre d'événements de *self-lensing* et le nombre d'événements révélant la présence d'un MACHO pouvant tous deux varier entre 1 et 3.

6.2.2 Comparaison du nombre d'événements prédits et du nombre d'événements détectés

Il a été expliqué section 6.1.2 que la simulation Monte Carlo de l'expérience prédit typiquement entre 7 et 9 événements de *self-lensing*. Puisque plus de 80% de ces événements ont des largeurs à mi-hauteur inférieures à 25 jours, on attend donc, d'après le Monte Carlo, au moins 5 ou 6 événements avec $t_{1/2} < 25$ jours. Or, la section précédente montre que parmi les événements détectés, au maximum 3 sont susceptibles d'être des événements de *self-lensing*. Il y a donc au minimum un facteur ~ 2 entre le nombre d'événements prédits et le nombre d'événements détectés.

Le biais qui semble le plus important entre la chaîne d'analyse et le Monte Carlo est que ce dernier ne simule pas la présence des étoiles variables. Il est pourtant difficile de croire que ce seul facteur pourrait faire chuter l'efficacité de détection d'un facteur 2 ou plus. En effet, dans la section 5.2.4, on met en évidence que la perte d'efficacité de détection due aux étoiles variables est plutôt de l'ordre du pourcent. Cette hypothèse a cependant été étudiée en passant en revue un échantillon de plusieurs centaines de courbes de lumière montrant des fluctuations courtes (i.e : durant moins de 25 jours) et ayant été rejetées de la sélection parce qu'elles présentent des fluctuations secondaires. Cette étude n'a mis en évidence aucune fluctuation sérieusement susceptible d'être un effet de microlentille. Les étoiles variables ne semblent donc pas offrir une explication suffisante à la différence entre les prédictions du Monte Carlo et le résultat de l'analyse. Les biais photométriques pouvant survenir lors de l'alignement photométrique ou de la stabilisation de seeing peuvent également être une cause de perte d'efficacité. Ils peuvent par exemple être à l'origine du fait que le candidat microlentille N2 présente un χ^2 d'ajustement élevé (voir section 5.4.3). Cependant, ces biais ne devraient être significatifs que pour des événements très brillants, tels que N2. Là encore il est donc difficile de croire qu'ils pourraient entraîner la perte de plus de la moitié des effets de microlentille.

Afin d'évaluer l'efficacité de détection et de trancher cette question, une simulation est prévue dans les mois qui viennent, consistant à introduire des effets de microlentille directement sur les images astronomiques. Il sera ainsi possible de comprendre quelle étape de la chaîne d'analyse est susceptible de diviser par deux (ou plus) l'efficacité de détection. S'il s'avère, comme cela semble vraisemblable, que la chaîne d'analyse n'est pas responsable d'une telle perte d'efficacité, il faudra mettre en doute le modèle de galaxie du Monte Carlo (présenté section 6.1.1).

Conclusion

Cette thèse se place dans le cadre de la recherche d'effets de microlentille en direction de la galaxie M31. Elle porte sur l'analyse par la méthode des pixels des données POINT-AGAPE issues des deux premières saisons d'observation. Sur un ensemble d'environ 67 millions de courbes de lumière, quatre candidats particulièrement convaincants ont été identifiés, trois d'entre eux présentant des largeurs à mi-hauteur inférieures à 3 jours, et le dernier une largeur à mi-hauteur d'environ 25 jours.

Pour l'un de ces quatre candidats, situé à $4'01''$ du centre de M31, l'hypothèse du *self-lensing* (i.e: la lentille est elle-même une étoile de M31 située en avant plan de l'étoile source) est très favorisée. Pour un second, situé à $7'52''$, cette hypothèse est moins convaincante mais reste vraisemblable. Un troisième candidat se trouve à $2'54''$ du centre de M32, une galaxie elliptique naine satellite de M31. Cet événement serait bien compris si M32 se trouvait en avant plan de M31 car la profondeur optique serait alors dominée à cet endroit par les événements ayant comme étoile source une étoile du disque de M31 et comme lentille une étoile de M32. Enfin, le quatrième candidat est situé à $22'03''$ du centre de M31. Il s'agit d'une étoile du disque de M31 amplifiée soit par un MACHO soit par une autre étoile du disque. Bien que la seconde éventualité semble moins vraisemblable, elle n'est pas exclue.

Le nombre d'événements détectés est inférieur à celui prédit par la simulation Monte Carlo de l'expérience, même dans le cas d'un halo exempt de MACHO. Ceci implique que : soit il existe un biais mal compris dans l'efficacité de détection ; soit les modèles (fonctions de luminosité, de densité, etc.) adoptés pour simuler la galaxie doivent être revus. Afin de répondre à cette question et d'évaluer rigoureusement l'efficacité de détection, ce qui est nécessaire au calcul de la profondeur optique, une simulation est prévue consistant à introduire des effets de microlentille directement sur les images astronomiques.

La recherche d'effets de microlentille présentant des largeurs à mi-hauteur plus importantes (typiquement plus de 25 jours) se révèle difficile car elle est gênée par la présence d'un fond d'étoiles variables compatibles avec des courbes de Paczyński. Il est avant tout

nécessaire de trouver des critères de sélection permettant de s'affranchir de ces étoiles variables. Dans cette perspective, deux pistes sont évoquées, qui restent à étudier :

- les étoiles variables dont on souhaite s'affranchir semblent concentrées vers le centre de M31 ;
- si leurs courbes de lumière sont effectivement compatibles avec des courbes de Paczyński, il semble qu'elles s'assimilent à des effets de microlentille pour lesquels les étoiles sources seraient extrêmement brillantes et devraient être résolues.

Quoi qu'il en soit, la caractérisation des étoiles variables sera plus aisée lorsque l'analyse sera étendue aux données issues de la troisième saison d'observation.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Le modèle cosmologique FRW

Le modèle cosmologique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (noté “modèle FRW”) repose sur les deux principes fondamentaux de la cosmologie contemporaine :

- L’hypothèse que l’évolution de l’Univers est gouvernée par la gravitation, elle-même décrite par la théorie de la relativité générale. L’interaction électromagnétique n’intervenant pas aux larges échelles car la matière est électriquement neutre ; et les autres interactions agissant uniquement à courtes portées.
- Le postulat que l’Univers, à l’échelle de notre horizon, est homogène et isotrope. Ce postulat, généralement nommé “principe cosmologique” est localement vérifié par l’extrême homogénéité du fond diffus cosmologique (voir section 1.2.2 du chapitre 1). Par soucis de simplicité, on postule traditionnellement que l’Univers est homogène et isotrope dans son ensemble. Ceci n’est toutefois pas nécessaire car plusieurs théories, telle que la “l’inflation” (voir section 1.3.2), prévoient que l’Univers peut être inhomogène sur des échelles supérieures à notre horizon.

Partant de ces deux points, la métrique $g_{\mu\nu}$ prend une forme relativement simple (présentée équation (A.1)). Dans le cadre de ce modèle, on définit un ensemble de paramètres, appelés “paramètres cosmologiques”, nécessaires à l’interprétation des observations astronomiques présentées dans la section 1.1. L’introduction du modèle cosmologique, au moins dans ses grandes lignes, est donc indispensable pour bien saisir la problématique de la matière sombre.

A.1 Présentation du modèle FRW

A.1.1 L'équation de Friedmann

La métrique du modèle FRW¹ s'écrit :

$$\boxed{ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]} \quad (\text{A.1})$$

où (t, r, θ, ϕ) sont les coordonnées comobiles, $a(t)$ le facteur d'échelle (qui dépend à priori de t mais pas des autres coordonnées r, θ ou ϕ) et k la constante de courbure de valeur $-1, 0$ ou 1 :

- $k = -1 \implies$ géométrie hyperbolique \implies Univers ouvert de volume infini.
- $k = 0 \implies$ géométrie plane \implies Univers plat de volume infini.
- $k = +1 \implies$ géométrie sphérique \implies Univers fermé de volume fini.

L'équation (A.1) détermine les coefficients de la métrique $g_{\mu\nu}$. En coordonnées sphériques (t, r, θ, ϕ) , on a :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu; \quad \text{avec : } g_{\mu\nu} = \text{diag} \left(1, -\frac{a^2}{1-kr^2}, -a^2 r^2, -a^2 r^2 \sin^2 \theta \right) \quad (\text{A.2})$$

où l'on adopte la convention d'Einstein de sommation des indices, les lettres grecques représentant les indices variants de 0 à 3 ($0 \leftrightarrow t, 1 \leftrightarrow r, 2 \leftrightarrow \theta, 3 \leftrightarrow \phi$).

On modélise le contenu de l'Univers comme un fluide homogène et isotrope de densité d'énergie ρ et de pression p . Le tenseur énergie-impulsion est alors diagonal dans le référentiel comobile en coordonnées cartésiennes :

$$T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, p, p, p)$$

L'évolution de l'Univers est alors régie par les équations d'Einstein de la relativité générale :

$$\boxed{R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{R} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}} \quad (\text{A.3})$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci (défini ci-après), \mathcal{R} est le scalaire de Ricci (idem), et Λ est la constante cosmologique qui peut aussi être interprétée comme une énergie du vide.

1. La convention de signe adoptée dans cet ouvrage alloue une signature positive à la dimension temporelle et une signature négative aux dimensions spatiales. Dans ces conditions la métrique $\eta_{\mu\nu}$ d'un espace de Minkowski s'écrit : $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$.

L'expression générale (c'est à dire pour une métrique $g_{\mu\nu}$ quelconque) du tenseur $R_{\mu\nu}$ et du scalaire \mathcal{R} est assez compliquée. Elles fait intervenir les symboles de Christoffel $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} &= \Gamma_{\mu\nu,\rho}^\rho - \Gamma_{\mu\rho,\nu}^\rho + \Gamma_{\gamma\rho}^\rho \Gamma_{\mu\nu}^\gamma - \Gamma_{\nu\gamma}^\rho \Gamma_{\mu\rho}^\gamma \\ \mathcal{R} &= R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \end{aligned}$$

avec :

$$\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\rho} (g_{\rho\beta,\gamma} + g_{\rho\gamma,\beta} - g_{\beta\gamma,\rho})$$

les virgules symbolisant la dérivation partielle par rapport à la variable notée juste derrière la virgule :

$$A_{,\nu}^\mu = \partial_\nu A^\mu = \frac{\partial A^\mu}{\partial x^\nu}$$

La métrique définie par la relation (A.2) étant diagonale, les équations d'Einstein données par (A.3) représentent un système de quatre équations ($\mu = \nu = 0, 1, 2$ ou 3). L'isotropie de l'espace implique que les trois équations $\mu = \nu = 1, 2, 3$ sont identiques. Il en reste donc deux pour $\mu = \nu = 0$ et $\mu = \nu = 1, 2$ ou 3 . Après un calcul laborieux du tenseur et du scalaire de Ricci, le système d'équations (A.3) donne :

$$(\mu = \nu = 0) \Rightarrow \frac{\ddot{a}}{a} = -\pi G \left(\frac{4}{3} \rho + 4p \right) + \frac{\Lambda}{3} \quad (\text{A.4})$$

$$(\mu = \nu = 1, 2, 3) \Rightarrow \frac{\ddot{a}}{a} + 2 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{a^2} = 4\pi G (\rho - p) + \Lambda \quad (\text{A.5})$$

où le $\dot{}$ symbolise la dérivée par rapport à t . En combinant ces deux équations on obtient, d'une part :

$$d(\rho a^3) = -p d(a^3) \quad (\text{A.6})$$

qui n'est autre que la loi de conservation de l'énergie en l'absence d'échange de chaleur, telle que formulée par la première loi de la thermodynamique : $dE = -p dV$. Et d'autre part :

$$\boxed{H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}} \quad (\text{A.7})$$

Cette dernière équation est l'équation de Friedmann. Elle décrit la dynamique du paramètre d'échelle $a(t)$. On appelle le paramètre H la "constante de Hubble", qui malgré son nom dépend de t . Il est important de noter que, excepté pour des valeurs bien particulières de ρ , k et Λ , le facteur d'échelle a varie dépend également de t . L'Univers est donc dynamique dans le sens où il est soit en expansion (\dot{a} positif $\Leftrightarrow H > 0$), soit en contraction (\dot{a} négatif $\Leftrightarrow H < 0$). La découverte que l'Univers est en fait en expansion fut réalisée par l'astronome E. Hubble. Cette découverte amène directement à la conclusion que par le

passé l'Univers était plus dense et, comme cela va être montré dans la suite, plus chaud. On extrapole parfois l'équation (A.7) jusqu'à un instant de densité infinie que l'on appelle "singularité primordiale", ou plus communément "Big Bang". Il convient cependant de noter que, les lois de la physique étant inconnues aux densités extrêmes², cette extrapolation est purement abstraite.

Du fait de la difficulté des mesures des distances galactiques, l'estimation de la constante de Hubble, notée H_0 , a changé de plus d'un ordre de grandeur depuis les travaux originaux de E. Hubble. Les estimations les plus récentes mènent à [Rich 2000] :

$$H_0 = 70 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$$

Plutôt que H_0 , on utilise traditionnellement dans les calculs le paramètre non dimensionné $h_{100} = \frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}}$. On a donc :

$$h_{100} = 0,7 \pm 0,1$$

A.1.2 Les différents paramètres cosmologiques $\Omega_{(s)}$

Les contributions des différentes espèces de particules à la densité d'énergie totale jouent un rôle important dans l'évolution de l'univers. La densité d'énergie totale de l'Univers est la somme de la densité d'énergie ρ et de l'énergie du vide (i.e : la constante Λ) :

$$\rho_{\text{tot}} = \rho + \frac{\Lambda}{8\pi G}$$

On appelle ρ_c , la "densité critique" qui s'exprime comme suit :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

La signification de ρ_c (i.e : la raison pour laquelle on l'appelle "densité critique") est expliquée ci-dessous. Le rapport $\frac{\rho_{\text{tot}}}{\rho_c}$ est noté Ω_{tot} (dans la littérature on trouve fréquemment simplement Ω). Avec ces notations, l'équation de Friedmann (A.7) devient :

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \Omega_{\text{tot}} - 1 \tag{A.8}$$

Le terme $H^2 a^2$ étant positif, k est du même signe que $\Omega_{\text{tot}} - 1$. ρ_c représente donc la densité d'énergie pour laquelle l'Univers est plat :

$$- \rho_{\text{tot}} > \rho_c \implies \Omega_{\text{tot}} > 1 \implies k = +1$$

2. Aucune expérience ne permet à ce jour de déterminer les lois de la physique aux températures supérieures à $\sim 1 \text{ GeV}$ ($\sim 10^{13}$ degrés Kelvin).

- $\rho_{\text{tot}} = \rho_c \implies \Omega_{\text{tot}} = 1 \implies k = 0$
- $\rho_{\text{tot}} < \rho_c \implies \Omega_{\text{tot}} < 1 \implies k = -1$

Les différentes contributions à la densité totale d'énergie sont notées $\rho_{(s)}$, où (s) désigne la contribution. Ainsi ρ_M est la densité d'énergie sous forme de matière, ρ_B la densité d'énergie sous forme de matière baryonique, ρ_{NB} la densité d'énergie sous forme de matière non baryonique, ρ_Λ la densité d'énergie du vide, etc :

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_M + \rho_\Lambda \\ \rho_M &= \rho_B + \rho_{NB} \\ &\dots\end{aligned}$$

On définit de même les paramètres cosmologiques $\Omega_{(s)}$ associés aux $\rho_{(s)}$: $\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c}$, $\Omega_M = \frac{\rho_M}{\rho_c}$, $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G\rho_c}$, etc.

A.2 Evolution des paramètres cosmologiques

A.2.1 Evolution de la densité d'énergie ρ

La conservation du tenseur énergie impulsion est une des conséquences des équations d'Einstein (A.3). Dans la métrique homogène et isotrope du modèle FRW, cette loi de conservation prend la forme de l'équation (A.6), qui n'est autre que la conservation de l'énergie (en l'absence d'échange de chaleur) telle qu'elle est formulée par la première loi de la thermodynamique. Des hypothèse "ad hoc" sur l'équation d'état liant la densité d'énergie ρ à la pression p permettent de déduire de l'équation (A.6) l'inter-dépendance de ρ et de a .

Dans la suite on s'intéressera au cas simple d'une équation d'état telle que : $p = \gamma\rho$, γ étant une constante. La matière non relativiste est si diluée dans l'Univers que sa pression est totalement négligeable. Si néanmoins elle domine toutes les autres contributions à la densité d'énergie, on peut extrapoler cette équation d'état en prenant $\gamma = 0$. Si au contraire c'est la radiation qui domine, la statistique de Bose-Einstein fixe la valeur $\gamma = \frac{1}{3}$. Enfin dans le cas d'un Univers dominé par la constante cosmologique on aurait $\gamma = -1$. L'équation (A.6) donne alors :

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{(1+\gamma)\rho} &= -\frac{d(a^3)}{a^3} \\ \implies \rho &\propto a^{-3(1+\gamma)}\end{aligned}\tag{A.9}$$

En résumé :

Univers dominé par la matière :	$\rho \propto a^{-3}$
Univers dominé par le rayonnement :	$\rho \propto a^{-4}$
Univers dominé par le vide :	$\rho = \text{constante}$

On voit qu'avec l'expansion de l'Univers, la densité numérique de particules (c'est à dire le nombre de particules par unité de volume) décroît comme a^{-3} . Dans le cas des particules non relativistes, la quasi totalité de l'énergie étant portée par la masse, la densité d'énergie décroît également comme a^{-3} . En revanche, la densité d'énergie portée par les particules non massives, tels les photons, décroît plus rapidement, comme a^{-4} . Ceci vient du fait que pour un observateur comobile les photons sont décalés vers le rouge et leur énergie décroît d'un facteur a^{-1} . Ce facteur a^{-1} vient se multiplier au facteur a^{-3} pour donner cette décroissance en a^{-4} . Pour une constante cosmologique négligeable ces 2 comportements, décroissance en a^{-3} ou a^{-4} , constituent les 2 régimes extrêmes (l'un non relativiste et l'autre ultra relativiste) entre lesquels va se placer la densité totale d'énergie. En revanche, si l'énergie du vide n'est pas négligeable devant les autres contributions, la densité ρ diminue beaucoup moins vite, jusqu'à devenir constante si le vide domine largement.

A.2.2 Evolution du paramètre Ω_{tot}

L'équation de Friedmann (A.7) et l'équation (A.9) permettent d'écrire :

$$\dot{a}^2 + k \propto a^{2-3(1+\gamma)}$$

En négligeant le terme k , la relation ci-dessus permet d'évaluer la dépendance en temps typique du facteur a :

$$t = \int \frac{da}{\dot{a}}$$

$$\implies \begin{cases} \text{if } \gamma = -1 : a \propto \exp(Ht) \\ \text{if } \gamma \neq -1 : a \propto t^{\frac{2}{3(1+\gamma)}} \end{cases}$$

Alors que t était très petit, l'univers fut dominé par le rayonnement ($\gamma = \frac{1}{3} \Rightarrow \dot{a} \propto t^{-\frac{1}{2}}$) puis par la matière ($\gamma = 0 \Rightarrow \dot{a} \propto t^{-\frac{1}{3}}$). A ces époques l'approximation qui consiste à négliger k devant \dot{a} se justifie donc puisque \dot{a} prend des valeurs grandes pour t petit.

L'équation (A.8) permet d'écrire :

$$\Omega_{\text{tot}} - 1 = \frac{k}{\dot{a}^2}$$

On a alors :

$$\Omega_{\text{tot}} - 1 \propto t^{2(1-\alpha)} \quad (\text{A.10})$$

avec $\alpha = \frac{1}{2}$ si le rayonnement domine et $\alpha = \frac{2}{3}$ si c'est la matière qui domine.

A.3 Histoire thermique de l'univers

L'équilibre thermique d'un système est assuré lorsque le taux d'interaction entre les particules est suffisant pour permettre efficacement les échanges d'énergie. L'Univers actuel n'est pas à l'équilibre thermique ; par exemple les sources chaudes que sont les étoiles chauffent le milieu interstellaire. Cependant, puisque la densité diminue avec l'expansion, plus on remonte dans le passé, plus la densité est grande, et plus le taux d'interaction est élevé. Ainsi, à certaines époques, l'équilibre thermique entre certaines espèces chimiques est assuré.

Le spectre du fond cosmologique (CMB) étant un spectre de corps noir, on peut parler de "température du fond cosmologique". De plus, parmi les particules aisément détectables (i.e. : matière baryonique et photons), les photons du fond cosmologique sont de très loin les plus nombreux. Par abus de langage, on désigne donc souvent par "température de l'univers" la température du fond cosmologique. Cette température est aujourd'hui de 2,73 K. Du fait de l'expansion, la longueur d'onde de ces photons, et donc la température, décroît avec le temps suivant les relations :

$$\frac{dT}{T} = -H dt \iff aT = C^{\text{te}}$$

Il s'en suit que, par le passé, l'Univers, en plus d'être plus dense, était également plus chaud.

Plutôt que le temps cosmologique t dont la définition peut varier de manière importante suivant le modèle cosmologique, on utilise traditionnellement pour dater une époque soit la température soit un paramètre nommé décalage vers le rouge (ou *redshift*) et noté z . Le décalage vers le rouge est le paramètre utilisé généralement pour mesurer les distances des objets astrophysiques ; la relation liant T et z est :

$$T_0 = \frac{T}{1+z} \iff z = \frac{T}{T_0} - 1$$

où T_0 est la température actuelle du CMB, soit 2,73 K. On peut ainsi décrire "l'histoire thermique de l'Univers" en décrivant la chronologie des événements en fonction de T ou de z . Il n'existe pas de résultats expérimentaux concernant les périodes antérieures à la nucléosynthèse primordiale ($T \sim 10^9 - 10^{11}$ K). Cependant, le modèle standard de la

physique des particules permet d'extrapoler cette histoire thermique jusqu'à la transition de phase électrofaible ($T \sim 10^{26}$ K). En remontant dans le temps, les principaux événements sont décrits ci-dessous [Revenu 2000] :

$T \sim 3$ K $\Leftrightarrow z \sim 0$: **De nos jours.** L'univers est baigné dans le fond cosmologique à ~ 3 K.

Les baryons ne sont pas à l'équilibre thermique (ni entre eux ni avec les photons) et forment des structures : amas de galaxies, galaxies, étoiles, etc.

$T \sim 15$ K $\Leftrightarrow z \sim 5$: **Formation des structures.** Le mécanisme de cette formation n'est pas totalement compris. Actuellement, on pense que des protogalaxies se sont tout d'abord formées. Puis, par accréation de matière, ont permis de former les amas de galaxies, les galaxies, etc. Ce scénario, décrit en détails section 1.2.3, nécessite la présence d'une grande quantité de matière sombre.

$T \sim 3000$ K $\Leftrightarrow z \sim 1000$: **Découplage rayonnement–matière.** L'énergie des photons n'est plus suffisante pour photodissocier immédiatement les atomes qui se forment. Les électrons se lient donc aux protons et la densité d'électrons libres s'effondre. Le taux d'interaction électrons–photons s'effondre alors également et le libre parcours moyen des photons devient très grand devant le rayon de Hubble. Autrement dit l'Univers devient transparent et les derniers photons émis avant le découplage peuvent encore être observés. Ce rayonnement est appelé “fond diffus cosmologique”, ou *Cosmological Microwave Background* (CMB).

$T \sim 65000$ K $\Leftrightarrow z \sim 20 \times 10^3$: **Egalité rayonnement–matière.** Les densités d'énergie sous forme de matière et sous forme de photons sont équivalentes. Avant cette époque, l'énergie des photons domine et le facteur d'échelle a évolue selon le régime : $a \propto t^{1/2}$. Après cette époque c'est la matière qui domine et le facteur d'échelle évolue comme : $a \propto t^{2/3}$.

$T \sim 10^{11}$ – 10^9 K $\Leftrightarrow z \sim 10^{10}$: **Nucléosynthèse primordiale.** L'énergie des photons n'est plus suffisante pour photodissocier immédiatement les noyaux atomiques qui se forment. Protons et neutrons se lient donc pour former essentiellement des noyaux d'hydrogène. La théorie de la nucléosynthèse primordiale constitue actuellement le test cosmologique le plus ancien.

$T \sim 10^{16}$ K $\Leftrightarrow z \sim 10^{16}$: **Baryosynthèse.** Après avoir vu la synthèse des premiers atomes (découplage rayonnement–matière à $T \sim 3000$ K) puis la nucléosynthèse ($T \sim 10^{11}$ – 10^9), c'est au tour des nucléons eux-mêmes de se former car l'énergie des photons n'est plus suffisante pour photodissocier les associations de quarks.

$T \sim 10^{26}$ K $\Leftrightarrow z \sim 10^{26}$: **Transition de phase électrofaible.** Les interactions électromagnétique et faible se différencient car le mécanisme de Higgs brise la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$.

Bibliographie

- [Afonso *et al.* 2000] C. Afonso *et al.* (2000), *Combined analysis of the binary lens caustic-crossing event MACHO 98-SMC-1*, ApJ. **532**:340.
- [Alard *et al.* 1995] C. Alard *et al.* (1995), A&A. **300**:L17.
- [Albrow *et al.* 1999] M.D. Albrow *et al.* (1999), ApJ. **522**:1022.
- [Alcock *et al.* 1996] C. Alcock *et al.* (1996), ApJ. **461**:84.
- [Alcock *et al.* 2000] C. Alcock *et al.* (2000), *The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations*, ApJ. **542**:281.
- [Allen 1973] C.W. Allen (1973), *Astrophysical Quantities* (London, Athlone Press)
- [Ansari *et al.* 1999] R. Ansari *et al.* (1999), *AGAPE-Z1: a large amplification microlensing event or an odd variable star towards the inner bulge of M31*, A&A. **344**:L49-L52.
- [Ansari *et al.* 1997] R. Ansari *et al.* (1997), *AGAPE: a search for dark matter towards M31 by microlensing effect on unresolved stars*, A&A. **324**:843-856.
- [Aubourg *et al.* 1993] E. Aubourg *et al.* (EROS collaboration) (1993), *Evidence for Gravitational Microlensing by Dark Objects in the Galactic Halo*, Nature **365**:623.
- [Aurière *et al.* 2001] M. Aurière *et al.* (2001), *A short-timescale candidate microlensing event in the POINT-AGAPE pixel lensing survey of M31*, ApJ. **553**:L137-L140.
- [Bahcall et Sarazin 1977] J. Bahcall et C. Sarazin (1977), ApJ. **213**:L99.
- [Bahcall *et al.* 1995] N. Bahcall, L. Lobin et V. Dorman (1995), *Where is the Dark Matter?*, ApJ. **447**:L81.
- [Baillon *et al.* 1992] P. Baillon *et al.* (1992), *Search For Dark Matter As Brown Dwarves By Looking At Andromeda (M31)*, Proceedings of the first Palaiseau Workshop, page 151.

- [Baillon *et al.* 1993] P. Baillon *et al.* (1993), *Detection of brown dwarfs by the micro-lensing of unresolved stars*, A&A. **277**:1-9.
- [Binggeli *et al.* 1988] B. Binggeli, A. Sandage et G.A. Tammann (1988), *The luminosity function of galaxies*, ARA&A. **26**:509.
- [Binney et Cowie 1981] J.J. Binney et L.L. Cowie (1981), ApJ. **247**:464.
- [Binney et Tremaine 1987] J.J. Binney et S. Tremaine (1987), *Galactics Dynamics*, Princeton University Press.
- [Bonifacio et Molaro 1997] P. Bonifacio et P. Molaro (1997), Mon. Not. R. astron. Soc. **285**:847.
- [Bohringer et Neumann 1995] H. Bohringer et D. Neumann (1995), *Rencontres de Moriond*. Editeur : J. In Trân Thanh Vân. Editions FRONTIERES.
- [Bozza 2001] V. Bozza (2001), *Trajectories of the images in binary microlensing*, A&A. **374**:13.
- [Branchini *et al.* 2000] E. Branchini, I. Zehavi, M. Plionis et A. Dekel (2000), *Cluster versus POTENT density and velocity fields: cluster biasing and $\mathcal{E}\Omega$* , MNRAS. **313**:491B.
- [Brown *et al.* 2000] T.M. Brown *et al.* (2000), *Detection and Photometry of Hot Horizontal Branch Stars in the Core of M32*, ApJ. **532**:308.
- [Burles et Tytler 1998(a)] S. Burles et D. Tytler (1998), ApJ. **499**:699.
- [Burles et Tytler 1998(b)] S. Burles et D. Tytler (1998), ApJ. **507**:732.
- [Burles *et al.* 1999] S. Burles *et al.* (1999), astroph/9901157.
- [Calchi Novati 2000] S. Calchi Novati (2000), *Microlensing gravitazionale per la rivelazione di MACHOs in direzione della galassia M31: analisi dati con il metodo di AGAPE*. Thèse de doctorat de l'Université de Salerne (Italie).
- [Calchi Novati *et al.* 2001] S. Calchi Novati *et al.* (2001), *Microlensing search towards M31*. A&A. **381**:848-861.
- [Crézé *et al.* 1998] M. Crézé, E. Chereul, O. Bienaymé et C. Pichon (1998), *The distribution of nearby stars in phase space mapped by Hipparcos. I. The potential well and local dynamical mass*, A&A. **329**:920-936.

- [Chereul *et al.* 1998(a)] E. Chereul, M. Cr ez e, O. Bienaym e (1998), *The distribution of nearby stars in phase space mapped by HIPPARCOS II. Inhomogeneities among A-F type stars*, A&A. **340**:384-396.
- [Chereul *et al.* 1998(b)] E. Chereul, M. Cr ez e, O. Bienaym e (1998), *The distribution of nearby stars in phase space mapped by Hipparcos. Clustering and streaming among A-F type stars*, A&A. supp. **135**:5-28.
- [Crotts 1992] A.P.S. Crotts (1992), *M31 - A unique laboratory for gravitational microlensing*, ApJ. **399**:L43.
- [Crotts et Tomaney 1996] A.P.S. Crotts et A.B. Tomaney (1996), *Results from a Survey of Gravitational Microlensing toward M31*, ApJ. **473**:L87.
- [Dekel 1994] A. Dekel (1994), ARA&A. **32**:371D.
- [Devriendt *et al.* 1999] J. Devriendt *et al.* (1999), A&A. **350**:381.
- [Durbin et Watson 1951] J. Durbin et G.S. Watson (1951), Biometrika. **38**:159.
- [Durbin et Watson 1950] J. Durbin et G.S. Watson (1950), Biometrika. **37**:409.
- [Einstein 1936] A. Einstein (1936), Science, **84**:506.
- [Fich et Tremaine 1991] M. Fich et S. Tremaine (1991), Ann. Rev. A&A. **29**:409.
- [Faber et Jackson 1976] S.M. Faber et R.E. Jackson (1976), *Velocity dispersion and mass-to-light ratios for elliptical galaxies*, ApJ. **204**:668.
- [Fabricant et Gorenstein 1983] D. Fabricant et P. Gorenstein (1983), ApJ. **267**:535.
- [Franx *et al.* 1994] M. Franx, J.H. Van Gorkom et P.T. de Zeeuw (1994), *Evidence for axisymmetric halos: The case of IC 2006*, ApJ. **436**:642.
- [Gerhard *et al.* 1998] O. Gerhard *et al.* (1998), MNRAS. **295**:197.
- [Graff et Freese 1996] D.S. Graff et K. Freese, *Analysis of a Hubble Space Telescope search for red dwarfs: limits on baryonic matter in the galactic halo*, ApJ. 456:L49.
- [Gondolo 1999] P. Gondolo (1999), *Optical depth evaluation in pixel microlensing*, ApJ. **510**:L29-L32.
- [Gould 1992] A. Gould (1992), *Femtolensing of gamma-ray bursters*, ApJ. **386**:L5.

- [Gould 1994] A. Gould (1994), *Proper motions of MACHOs*, ApJ. **421**:L71.
- [Gould 1996] A. Gould (1996), *Theory of pixel lensing*, ApJ. **470**:201-210.
- [Gould 1998] A. Gould (1998), *Microlens parallax asymmetries toward the large magellanic cloud*, ApJ. **506**:253.
- [Han et Jeong 1998] C. Han et Y. Jeong (1998), J. 2000 MNRAS. **320**:41
- [Hart *et al.* 1996] J. Hart *et al.* (1996), PASP. **108**:220
- [Hesser *et al.* 1987] J.E. Hesser *et al.* (1987), PASP. 99:739
- [Hodge *et al.* 1988] P. Hodge *et al.* (1988), ApJ. **324**:172.
- [Izotov et Thuan 1998] Y. Izotov et T. Thuan (1998), ApJ. **500**:188
- [Jahreiss et Wielen 1998] H. Jahreiss et R. Wielen (1998), ESA Symposium: Hipparcos Venice 97, ESA SP-402:675
- [Kent 1986] S.M. Kent (1986), *Dark matter in spiral galaxies. I. Galaxies with optical rotation curves*, AJ. **91**:1301
- [Kent 1987] S.M. Kent (1987), *Dark matter in spiral galaxies. II. Galaxies with H1 rotation curves*, AJ. **93**:816
- [Kent 1999] S.M. Kent (1999), AJ. **97**:1614
- [Kerins *et al.* 2001] E. Kerins *et al.* (2001), MNRAS. **323**:13.
- [Kinney 1998] W. Kinney (1998), *Constraining Inflation with Cosmic Microwave Background Polarization*, Phys Rew. **D 58**, 123506, astro-ph/9806259.
- [Kneib 1993] J.P. Kneib (1993). Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (Toulouse)
http://webast.ast.obs-mip.fr/people/kneib/pub/93kneib_phd.ps.gz
- [Lasserre 2000] T. Lasserre (2000), *Mesure de l'abondance des astres sombres de masse stellaire dans le halo galactique par la recherche de phénomènes de microlentilles vers les Nuages de Magellan*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI.
<http://eros.in2p3.fr/publia.html>
- [Lasserre *et al.* 2000] T. Lasserre *et al.* (2000), A&A. **355**:L39.

- [Le Du 2000] Y. Le Du (2000), *AGAPE: L'effet de microlentille gravitationnelle pour la recherche de matière noire sous forme de MACHOs en direction de M31*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI.
<http://cdfinfo.in2p3.fr/~ledu/scientifique.html>
- [Mao et Paczyński 1991] S. Mao et B. Paczyński (1994), *ApJ*. **374**:L37.
- [Mao et di Stephano 1995] S. Mao et R. di Stephano (1995), *ApJ*. **440**:22.
- [Mathews 1978] W.G. Mathews (1978), *ApJ*. **219**:413.
- [Melchior 1995] A.L. Melchior (1995), *Recherche de naines brunes par effet de microlentille gravitationnelle par la méthode des pixels. Analyse des données des collaborations AGAPE et EROS*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI.
- [Mellier 1996] Y. Mellier (1996), *Gravitational Lensing and the Redshift Distribution of $B > 25$ galaxies*, astro-ph/9608158: présentation à la 37^{ème} conférence d'Herstmonceaux (1-5 juillet 1996).
- [Meillon *et al.* 1997] L. Meillon *et al.* (1997), HIPPARCOS Venice 97, ESA SP-402. p. 591.
- [Nityananda et Ostriker 1984] R. Nityananda et J.P. Ostriker (1984), *Gravitational lensing by stars in a galaxy halo - Theory of combined weak and strong scattering*, *JApA*. **5**:235N.
- [Olive *et al.* 1998] K. Olive, E. Skillman et G. Steigman (1998), *ApJ*. **483**:788.
- [Paczynski 1986] B. Paczyński (1986), *Gravitational microlensing by the galactic halo*, *ApJ*. **304**:1-5.
- [Paczynski 1996] B. Paczyński (1996), *Gravitational microlensing in the local group*, *Ann. Rev. A&A*. **34**:419-460.
- [Palanque 1997] N. Palanque-Delabrouille (1997), *Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VII.
- [Paulin *et al.* 2002(a)] S. Paulin-Henriksson *et al.* (2002), *A Candidate M31/M32 Intergalactic Microlensing Event*, soumis à *ApJ* fin Juin 2002, astro-ph/0206387.
- [Paulin *et al.* 2002(b)] S. Paulin-Henriksson *et al.* (2002), *The Point-Agape survey: No Need for Machos in M31?*, soumis à *A&A* début Juillet 2002, astro-ph/0207025.
- [Peacock 1999] J. Peacock (1999). *Cosmological Physics*, Cambridge University Press.

- [Peebles 1980] P.J.E. Peebles (1980), *The large Scale Structure of the Universe*. Princeton Univ. Press, Princeton
- [Queinnec 1994] F. Queinnec (1994), Thèse de doctorat de l'Université Paris VII.
- [Renault 1996] C. Renault (1996), *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle (sous forme d'objets compacts de faible masse)*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII.
- [Revenu 2000] B. Revenu (2000). *Anisotropies et polarisation du rayonnement fossile : méthode de détection et traitement de données*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VII.
<http://cdfinfo.in2p3.fr/~revenu>
- [Rich *et al.* 1993] R.M. Rich *et al.* (1993), *AJ*. **106**:2252.
- [Rich 2000] J. Rich (2000), *Fundamentals of Cosmology*. ed. Springer
- [Rix *et al.* 1997] H.W. Rix *et al.* (1997), *ApJ*. **488**:702.
- [Schwarzschild 1954] M. Schwarzschild (1954), *Mass distribution and mass-luminosity ratio in galaxies*, *AJ*. **59**:273.
- [Sigad *et al.* 1998] Y. Sigad *et al.* (1998), *IRAS versus POTENT density fields on large scales : biasing and omega*, *ApJ*. **495**:516.
- [Smoot 1992] G.F. Smoot (1992), *ApJ*. **396**:L1.
- [Smoot et Scott 1997] G.F. Smoot et D. Scott (1997). *astro-ph/9711069*.
- [Stanek *et al.* 1994] K. Stanek *et al.* (1994), *ApJ*. **429**:L73.
- [Stewart *et al.* 1984] G.C. Stewart *et al.* (1984), *The mass profile and gas content of M87*, *ApJ*. **278**:536S.
- [Terndrup *et al.* 1990] D.M. Terndrup *et al.* (1990), *ApJ*. **357**:453.
- [Tomaney *et al.* 1994] A.B. Tomaney, B. Austin et A.P.S Crotts (1994), *A Search for MA-CHOs in the Galactic and M31 Halos*, American Astronomical Society. **26**:1335.
- [Toomre et Toomre 1972] A. Toomre et J. Toomre (1972), *ApJ*. **178**:623.
- [Trimble 1987] V. Trimble (1987), *Existence and nature of dark matter in the universe*, *ARA&A*. **25**:425T.

- [Udalski *et al.* 1994] A. Udalski *et al.* (1994), *ApJ.* **44**:165.
- [Tully et Fisher 1977] R.B. Tully et J.R. Fisher (1977), *A New Method of Determining Distances to Galaxies*, *A&A.* **54**:661.
- [Vietri et Ostriker 1983] M. Vietri et J.P. Ostriker (1983), *The statistics of gravitational lenses - Apparent changes in the luminosity function of distant sources due to passage of light through a single galaxy*, *ApJ.* **267**:488V.
- [Wang *et al.* 2001] X. Wang, M. Tegmark et M. Zaldarriaga (2001), *Is cosmology consistent?*, astro-ph/0105091.
- [Warner 1961] B. Warner (1961), *The Initial Mass Function and the Occurrence of Stars of Small Mass*, *Astron. Soc. of the Pacific.* vol. 73, No. 435, p. 439.
- [Witt et Mao 1994] H.J. Witt et S. Mao (1994), *Can lensed stars be regarded as pointlike for microlensed by MACHOs?*, *ApJ.* **430**:505-510.
- [Witt 1990] H.J. Witt (1990), *A&A.* **236**:311.
- [Zheng *et al.* 2001] Z. Zheng *et al.* (2001), *M Dwarfs from Hubble Space Telescope Star Counts. IV.*, *ApJ.* **555**:393.
- [Zwicky 1933] F. Zwicky (1933), *Helv. Phys. Acta.* **6**:110.
- [1] Page web du groupe AGAPE du Collège de France :
<http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/Agape>
Page web de la collaboration POINT-AGAPE :
<http://www.point-agape.org>
- [2] Page web de la collaboration MEGA :
<http://www.astro.columbia.edu/~arlin/MEGA>
- [3] Pages web de la collaboration EROS :
<http://www.lal.in2p3.fr/recherche/eros/erosa.html>
<http://eros.in2p3.fr>
- [4] Page web de la collaboration WeCAPP :
<http://www.usm.uni-muenchen.de/people/hopp/M31/wecapp.html>
- [5] Page web de la collaboration MACHO :
<http://wwwmacho.mcmaster.ca>

- [6] Page web de la collaboration OGLE :
<http://bulge.princeton.edu/ogle/index.html>
- [7] Page web de la collaboration PLANET :
<http://www.astro.rug.nl/planet>
- [8] Page web du télescope INT :
<http://www.ing.iac.es>
Description du *pipeline* de réduction des images issues de la caméra WFC :
<http://www.ast.cam.ac.uk/~wfcsur/pipeline.html>
Manuel d'utilisation du *pipeline* :
<http://www.ast.cam.ac.uk/~jrl/manual.html>
- [9] Page web de l'ESO :
<http://www.eso.org>
- [10] Page web du centre de données astronomiques de Strasbourg :
<http://cdsweb.u-strasbg.fr>
- [11] Page web du satellite HIPPARCOS :
<http://astro.estec.esa.nl/Hipparcos>
- [12] Page web du télescope Coravel :
<http://www.ls.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/D1p5M/coravel>
- [13] Page web du PCC-Collège de France :
<http://cdfinfo.in2p3.fr>
- [14] Page web de l'observatoire MDM :
<http://www.astro.lsa.umich.edu/obs/mdm/mdm.html>
- [15] Page web de l'observatoire KPNO :
<http://www.noao.edu/kpno>
- [16] Page web du centre de calcul CCIN2P3 :
<http://webcc.in2p3.fr>
- [17] Page web du télescope Nainital :
<http://>
- [18] Page web du Hubble Space Telescope (HST) :
<http://www.stsci.edu>

Page web pour la recherche d'images d'archive HST :

<http://archive.stsci.edu/cgi-bin/nph-hst>

[19] Page web du logiciel Iraf :

<http://iraf.noao.edu>

[20] *Comprehensive Perl Archive Network* :

<http://www.cpan.org>

[21] Guide d'utilisation du logiciel SExtractor :

http://www.eso.org/science/eis/eis_doc/sex2/sex2html

[22] Documentation du programme MINUIT :

<http://wwwinfo.cern.ch/asdoc>