HAL
open science

Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle

Laurent Le Guillou

To cite this version:

Laurent Le Guillou. Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00003907

HAL Id: tel-00003907

https://theses.hal.science/tel-00003907

Submitted on 5 Dec 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.

UNIVERSITÉ PARIS 6 PIERRE ET MARIE CURIE

UFR de Physique

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

SPÉCIALITÉ : Constituants Élémentaires, Systèmes Complexes

présentée par

Laurent LE GUILLOU

Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle

soutenue le 24/09/2003 devant le jury composé de :

M.	É. AUBOURG	Directeur de thèse
M.	J. CHAUVEAU	Président
M.	Y. GIRAUD-HÉRAUD	Rapporteur
M.	Y. MELLIER	Rapporteur
M.	J. SILK	
M.	D. VIGNAUD	

Remerciements

Je remercie l'ensemble du groupe EROS, en particulier Michel Spiro qui m'a accueilli au sein du service de physique des particules au DAPNIA. Je tiens aussi à remercier Jean-Eudes Augustin pour m'avoir permis de terminer ma thèse au LPNHE.

Tous mes remerciements à Yannick Giraud-Héraud et Yannick Mellier qui ont accepté d'être les rapporteurs de mon mémoire, et à Jacques Chauveau, Joseph Silk et Daniel Vignaud qui ont bien voulu être membres de mon jury de thèse.

Un grand merci à Eric Aubourg qui a dirigé mon travail avec patience et efficacité ; ses compétences tant en physique qu'en informatique m'ont été précieuses tout au long de la thèse.

J'ai pu mener à bien cette thèse grâce au soutien de Jim Rich et d'Alain Milsztajn, et je les remercie pour leurs nombreuses idées et suggestions. Les petits calculs de Jim ("back-of-the-envelope") m'ont souvent rendu les idées plus claires ; l'analyse et le manuscrit ont grandement bénéficié des idées et des critiques d'Alain.

Merci à Madjid Belkacem, Evelyne Lebreton et Patricia Warin-Charpentier pour leur assistance au jour le jour et leur soutien dans les moments difficiles.

Je tiens aussi à remercier Clarisse Hamadache, Guillaume Blanc, Djamel Boumediene et Patrick Tisserand pour toutes ces agréables pauses-chocolat à Saclay ; Alexis Amadon, pour ces longues discussions souvent bien éloignées de la recherche de microlentilles gravitationnelles ; Jalal Abdallah pour son soutien moral et logistique pendant les longues nuits de rédaction au LPNHE ; Javier Gil Quijano pour sa bonne humeur communicative, et Luz-Angela Guevara pour son sourire.

— Lisez, dit le Roi.
Le Lapin Blanc chaussa ses lunettes.
— Par où dois-je commencer, Majesté ? demanda-t-il.
— Commencez par le commencement, dit le Roi avec gravité, continuez jusqu'à la fin, et là, arrêtez-vous.

Lewis Carroll, *Les Aventures d'Alice au Pays des Merveilles*.

Table des matières

Introduction **11**

1 La Matière Noire Galactique **13**
1.1 Qu'entend-on par "matière noire" ? . . . 13
1.1.1 La matière noire à l'échelle cosmologique . . . 13
1.1.2 Densité de baryons déduite de la nucléosynthèse primordiale . . . 17
1.1.3 Matière manquante à l'échelle des amas de galaxies . . . 17
1.2 Matière noire galactique . . . 18
1.3 Nature de la matière noire galactique . . . 19
1.3.1 Candidats baryoniques . . . 20
1.3.2 Candidats non-baryoniques . . . 22
1.4 Conclusion . . . 23

2 L'effet de microlentille gravitationnelle **25**
2.1 Formalisme des microlentilles gravitationnelles . . . 25
2.1.1 Déflexion gravitationnelle de la lumière . . . 25
2.1.2 Microlentille simple : source et déflecteur ponctuels . . . 25
2.1.3 Extensions du modèle de microlentille . . . 32
2.2 Quantités observables et paramètres physiques . . . 38
2.3 Épaisseur optique et taux d'événements . . . 39
2.3.1 Épaisseur optique . . . 39
2.3.2 Nombre et taux d'événements . . . 40
2.4 Influence de l'effet de confusion ou *blending* . . . 41
2.5 Description *différentielle* . . . 44
2.5.1 Vision "phénoménologique" . . . 44
2.5.2 Définition alternative de l'épaisseur optique . . . 45
2.6 Tester les modèles de Halo Galactique . . . 46
2.6.1 Modélisation de la Voie Lactée . . . 46
2.6.2 Épaisseur optique due au halo . . . 48
2.6.3 Contribution du Grand Nuage à l'épaisseur optique . . . 48
2.6.4 Contribution du Petit Nuage à l'épaisseur optique . . . 48

3 À la chasse aux microlentilles... **51**
3.1 Un nouvel outil observationnel . . . 51
3.2 Expériences . . . 52
3.2.1 EROS . . . 52
3.2.2 MACHO . . . 54
3.2.3 OGLE . . . 54
3.2.4 DUO . . . 55
3.2.5 Recherche de microlentilles vers M31 . . . 55

3.2.6 Recherche de planètes . . . 56
3.3 Sondage du Halo galactique vers les Nuages de Magellan . . . 56
3.3.1 Consensus sur la recherche d'événements courts . . . 56
3.3.2 Controverse au delà de $10^{-2}\,M_\odot$ . . . 57
3.3.3 Nouveaux résultats vers les Nuages . . . 58
3.3.4 Comparaison Grand/Petit Nuage, localisation des déflecteurs . . . 61
3.3.5 Différence d'interprétation . . . 61
3.3.6 Recherche d'événements de très longue durée . . . 62
3.4 Conclusion . . . 62

4 La soustraction, technique prometteuse pour la recherche de microlentilles 65
4.1 Principe de l'analyse par différence d'image . . . 65
4.2 Détermination de K par transformée de Fourier . . . 68
4.3 Détermination de K par ajustement linéaire . . . 69
4.3.1 Principe général . . . 69
4.3.2 Choix de la base de fonctions . . . 71
4.3.3 Variabilité spatiale des PSF et du noyau . . . 75
4.3.4 Erreurs, image de variance et choix de la référence . . . 79
4.4 Limitations, méthode générale avec deux noyaux . . . 81
4.5 Avantages de l'analyse par soustraction pour la recherche de microlentilles . . . 82
4.5.1 La méthode de recherche classique . . . 82
4.5.2 Améliorer la précision photométrique . . . 82
4.5.3 S'affranchir de l'effet de *blending* . . . 83
4.5.4 Accroître la sensibilité de détection . . . 83

5 Réduction des données EROS vers le Petit Nuage de Magellan 85
5.1 Données de l'expérience EROS-II vers le Petit Nuage de Magellan . . . 85
5.1.1 L'instrument et la chaîne d'acquisition . . . 85
5.1.2 La prise de données vers le Petit Nuage de Magellan . . . 90
5.1.3 Volume et stockage . . . 90
5.2 Motivations de l'analyse en DIA du Petit Nuage de Magellan . . . 93
5.3 Principes généraux de la chaîne de réduction par soustraction . . . 93
5.4 Alignement géométrique des clichés . . . 93
5.4.1 Extraction des catalogues . . . 94
5.4.2 Référence astrométrique . . . 94
5.4.3 Recherche de la transformation géométrique . . . 94
5.4.4 Transformation et rééchantillonnage . . . 96
5.5 Construction de l'image de référence . . . 99
5.6 Soustraction des images . . . 99
5.6.1 Utilisation de l'algorithme de soustraction . . . 99
5.6.2 Artefacts . . . 99
5.6.3 Image de variance . . . 101
5.6.4 Coefficient photométrique . . . 101
5.7 Efficacité de réduction des images . . . 103
5.8 Détection des objets variables . . . 105
5.8.1 Détection sur les images différences . . . 105
5.8.2 Filtrage des catalogues . . . 105
5.8.3 Fusion des catalogues . . . 105
5.9 Photométrie des objets variables détectés . . . 110
5.9.1 Construction d'une PSF tabulée . . . 110

5.9.2 Mesure des variations de flux sur D . . . 111
5.9.3 Qualité de la photométrie . . . 111

6 Analyse **115**
6.1 Caractéristiques du signal recherché . . . 115
6.2 Structure de l'analyse . . . 115
6.3 Filtrage . . . 116
6.3.1 Nettoyage du catalogue d'objets . . . 116
6.3.2 Filtrage des courbes de lumière . . . 116
6.4 Pré-analyse . . . 118
6.4.1 Détermination d'une ligne de base . . . 118
6.4.2 Détection et caractérisation des fluctuations . . . 120
6.5 Simulation de courbes de microlentilles . . . 123
6.6 Critères de sélection des événements de microlentilles . . . 127
6.6.1 Fluctuation candidate . . . 127
6.6.2 Qualité de l'ajustement de microlentille . . . 130
6.6.3 Description différentielle . . . 131
6.6.4 Coupures sur les paramètres d'ajustement . . . 131
6.7 Association avec un catalogue externe et critères associés . . . 134
6.7.1 Validité de l'association . . . 134
6.7.2 Coupures additionnelles pour les objets résolus . . . 135
6.8 Candidats retenus . . . 139
6.8.1 Candidats résolus . . . 139
6.8.2 Autres candidats . . . 144
6.9 Statut des candidats de l'analyse en photométrie classique . . . 147
6.10 Événement binaire MACHO-1998-SMC-1 . . . 152
6.11 Sensibilité de détection, interprétation . . . 153
6.11.1 Estimation du nombre d'étoiles effectivement suivies . . . 153
6.11.2 Simulation complète : images avec microlentilles synthétiques . . . 156
6.12 Conclusion . . . 156

7 Recherche de nuages de gaz opaques **157**
7.1 Motivation . . . 157
7.2 Signal attendu . . . 158
7.3 Détection des éclipses . . . 160
7.3.1 Fluctuation candidate . . . 160
7.3.2 Position des objets dans le diagramme couleur-magnitude . . . 163
7.4 Candidats retenus . . . 165
7.5 Estimation de l'efficacité de détection . . . 169
7.5.1 Simulation . . . 169
7.5.2 Sensibilité . . . 169
7.6 Discussion . . . 172

Conclusion **173**

A Détecteur de traces de satellites **177**
A.1 Motivation . . . 177
A.2 Détection . . . 178
A.2.1 Détection des amas de pixels brillants . . . 178
A.2.2 Sélection des traces . . . 181
A.3 Exemple d'une trace double . . . 184

A.4 Conclusion 185

B Photométrie du candidat OGLE-2000-BLG-43 **187**
B.1 Alerte OGLE avec effet de parallaxe 187
B.2 Photométrie du candidat sur les images EROS 189
B.3 Modélisation combinant les données OGLE et EROS 190
B.4 Conclusion 194

C La collaboration EROS **195**

Introduction

Le contenu en matière de l'Univers préoccupe les astrophysiciens depuis plusieurs décennies. De nombreux indices tendent à montrer qu'une fraction importante de la matière échappe à toute détection directe. Cette question se pose à la fois à l'échelle cosmologique (nature de l'*énergie sombre*), à l'échelle des amas de galaxies, et des galaxies elles-mêmes. Les courbes de rotation des galaxies ne semblent pouvoir s'expliquer qu'en admettant l'existence autour d'elles d'un vaste halo de matière noire. La nature de ce halo galactique est une énigme ; de nombreux candidats (résidus stellaires, naines, trous noirs, *etc.*) ont été proposés, mais la principale difficulté réside dans la détection de ces objets très peu lumineux, voire invisibles.

En 1986 B. Paczyński a proposé de sonder le halo galactique en utilisant l'effet de microlentille gravitationnelle. Si la matière noire galactique est sous forme d'objets compacts (MACHOs[1]), les étoiles situées en arrière-plan peuvent subir une amplification temporaire de leur flux lors du passage d'un MACHO à proximité de la ligne de visée. Comme la fréquence attendue pour ce phénomène est très faible, plusieurs groupes de recherche — dont EROS — surveillent depuis 1990 des millions d'étoiles afin de mettre en évidence ce phénomène.

Des événements de microlentille gravitationnelle ont été détectés dans plusieurs directions (Centre Galactique, Nuages de Magellan), ce qui valide cette nouvelle technique d'observation. Cependant, l'interprétation des résultats obtenus est difficile. Les différentes collaborations annoncent des résultats parfois contradictoires ; par ailleurs, les événements détectés vers le Petit Nuage de Magellan possèdent des caractéristiques très différentes de ceux observés en direction du Grand Nuage, ce qui semble exclure qu'ils soient le fait d'objets compacts de masse sub-solaire appartenant au halo. Plusieurs hypothèses ont été avancées (populations exotiques, modèles de halo ou des Nuages) mais le nombre de microlentilles découvertes en direction des Nuages de Magellan est insuffisant pour trancher entre les différentes explications proposées.

La méthode classique utilisée jusqu'à présent pour analyser les données présente des limitations du fait de l'encombrement des champs observés vers les Nuages de Magellan. Là où une étoile est détectée, de nombreuses étoiles non-résolues se superposent et contribuent au flux mesuré ; cet effet de confusion dégrade la qualité des mesures et complique l'interprétation des événements de microlentilles découverts. Afin d'améliorer la sensibilité de détection et peut-être augmenter la statistique vers les Nuages, la collaboration EROS a décidé d'expérimenter une nouvelle technique de réduction par photométrie différentielle. Basée sur un algorithme de soustraction d'images récemment proposé par C. Alard, cette méthode permet de détecter et de mesurer des variations de flux en champ encombré en s'affranchissant de l'effet de confusion. De plus, aucun catalogue pré-établi n'est nécessaire : il devient ainsi possible de détecter des événements de microlentilles de forte amplification sur des étoiles non-résolues, augmentant par là même le nombre d'étoiles effectivement surveillées et la sensibilité de l'expérience.

Nous présentons ici la chaîne de réduction photométrique développée, le traitement par cette nouvelle technique de 5 années de données EROS vers le Petit Nuage de Magellan, et

[1] *MAssive Compact Halo Objects.*

l'analyse des courbes de lumière obtenues pour rechercher des événements de microlentilles gravitationnelles. La sensibilité de la méthode, délicate à estimer, exige de simuler et de réduire un grand volume de données artificielles ; les grandes lignes du procédé sont présentées.

Par ailleurs, afin d'exploiter au mieux le potentiel des courbes de lumière obtenues, une seconde analyse a été menée pour détecter des nuages de gaz opaques, dont la présence dans le halo se manifesterait par l'occultation des étoiles en arrière-plan. Les résultats de cette analyse sont présentés, ainsi que leur interprétation.

Chapitre 1

La Matière Noire Galactique

La recherche de l'énigmatique *matière noire* préoccupe les astrophysiciens depuis plusieurs décennies. Ce terme de *matière noire* recouvre plusieurs concepts qui seront évoqués dans ce chapitre. Nous nous concentrerons surtout sur le problème de la matière noire à l'échelle galactique, et sur les hypothèses proposées pour le résoudre.

1.1 Qu'entend-on par "matière noire" ?

Le terme de "matière noire" ("*dark matter*") est employé en astrophysique pour désigner de la matière manquante, non détectée par l'observation directe, mais dont la présence est confirmée par un faisceau de preuves indirectes. L'enjeu est de déterminer sa nature.

Il y a en fait plusieurs *énigmes* à résoudre, à différentes échelles : nature de la constante cosmologique (qui peut être interprétée comme une forme d'*énergie sombre*), nature de la matière non-baryonique, matière sombre à l'échelle des amas de galaxies et des galaxies.

1.1.1 La matière noire à l'échelle cosmologique

1.1.1.1 Cadre théorique de la cosmologie

Si on suppose l'Univers homogène et isotrope, sa géométrie peut être décrite, dans le cadre de la Relativité Générale, par la métrique de Robertson-Walker,

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu \tag{1.1}$$

$$= dt^2 - a^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2)\right) \tag{1.2}$$

où (t, r, θ, ϕ) sont les coordonnées comobiles, $a(t)$ le facteur d'échelle cosmologique et k la constante de courbure qui vaut $+1$ pour un Univers fermé, -1 pour un Univers ouvert et 0 pour un Univers plat. En utilisant les résultats de la Relativité Générale, et en modélisant le contenu de l'Univers par un fluide parfait de densité $\rho(t)$ et de pression $p(t)$, on aboutit aux équations de Friedmann,

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3c^2} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.3}$$

dont découle

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.4}$$

$H(t)$ est le paramètre de Hubble et Λ la constante cosmologique. La résolution de ces équations donne l'évolution du paramètre d'échelle $a(t)$, ce qui permet de décrire l'expansion de l'Univers. Le terme Λ (constante cosmologique) s'interprète comme une *densité du vide* $\rho_{vide} = \Lambda/(8\pi G)$ dont l'effet serait d'exercer une sorte de pression négative $P_{vide} = -\rho c^2$ lorsque $\Lambda > 0$, accélérant ainsi l'expansion.

Pour un paramètre de courbure k nul, la densité ρ vaut :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2.8 \times 10^{11} h^2 \mathrm{M}_\odot \mathrm{Mpc}^{-3} \tag{1.5}$$

où $h = H_0/100\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$ paramétrise notre méconnaissance de la constante de Hubble (h est compris entre 0.5 et 0.8).

En rapportant les termes de densité à la densité critique ρ_c,

$$\Omega_m = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad \Omega_{total} = \Omega_m + \Omega_\Lambda \tag{1.6}$$

les équations de Friedmann peuvent se mettre sous la forme :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 = \Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \tag{1.7}$$

La géométrie de l'Univers dépend ainsi directement de la densité Ω,

$k = +1$	$\Omega > 1$	Univers fermé
$k = 0$	$\Omega = 1$	Univers plat
$k = -1$	$\Omega < 1$	Univers ouvert

La géométrie d'un univers fermé est sphérique, et un tel univers s'effondrera pour une constante cosmologique nulle. Un univers ouvert verra son expansion se poursuivre indéfiniment. L'univers plat est un cas intermédiaire : son expansion est plus lente qu'un univers ouvert, et sa géométrie est euclidienne.

De très nombreuses observations visent à déterminer les différents paramètres cosmologiques. Les contraintes les plus intéressantes ont été obtenues par l'observation de supernovæ de type Ia et par l'étude des anisotropies du fond cosmologique.

1.1.1.2 Contraintes issues de l'observation des SNIa

Il existe plusieurs types de supernovæ, classées habituellement en fonction de leurs caractéristiques spectrales. Une supernova de type Ia est l'explosion d'une naine blanche appartenant à un système binaire et dont la masse a atteint une valeur critique par accrétion de matière provenant de son compagnon. La magnitude absolue au moment du maximum d'intensité est approximativement la même pour toutes les SNIa, ce qui permet de les considérer comme des chandelles standard. La différence entre la magnitude apparente m et la magnitude absolue M au moment du pic permet de calculer une distance de luminosité d_L,

$$m = M - 5 \times \log\left(H_0 d_L(z, \Omega_m, \Omega_\Lambda)\right) \tag{1.8}$$

La comparaison de d_L (ou m) avec le décalage spectral z (*redshift*) permet de construire un diagramme de Hubble et de contraindre les paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ. Dans l'hypothèse d'un Univers plat ($\Omega = 1$), les valeurs préférées des paramètres sont [Riess et al., 1998], [Perlmutter et al., 1999] :

$$\Omega_m \simeq 0.3 \qquad \Omega_\Lambda \simeq 0.7 \tag{1.9}$$

Une étude récente sur un lot indépendant de SNIa suivies avec le HST [Knop et al., 2003] donne

$$\Omega_m = 0.25^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.04 \qquad \Omega_\Lambda = 0.75^{+0.06}_{-0.07} \pm 0.04 \tag{1.10}$$

Le résultat le plus surprenant des observations de SNIa est la réhabilitation de la constante cosmologique Λ ; longtemps considérée comme nulle, la composante Λ semble en fait dominer l'Univers et causer l'accélération de son expansion.

1.1.1.3 Étude des anisotropies du rayonnement fossile

La mise en évidence du rayonnement fossile constitue probablement une découverte majeure en cosmologie, et l'un des piliers du modèle du *Big Bang*. Prédit par G. Gamov dans les années 1940 et découvert par A. Penzias et R. Wilson en 1965 [Penzias et Wilson, 1965], ce rayonnement micro-onde a été émis lorsque l'Univers est devenu transparent aux photons, lors du découplage matière-rayonnement ($z \sim 1100$). Son spectre est celui d'un corps noir à $T \sim 3\,\mathrm{K}$. Le satellite COBE (*Cosmic Background Explorer*) a fourni la première cartographie de ce rayonnement, obtenant une température de corps noir de $2.73 \pm 0.01\,\mathrm{K}$, et a montré que le fond cosmologique est quasiment isotrope : les anisotropies détectées sont de l'ordre de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ pour des échelles angulaires supérieures à 7° [Smoot et al., 1992]. Ces fluctuations sont interprétées comme la signature des instabilités gravitationnelles présentes au moment du découplage matière-rayonnement, ces instabilités ayant conduit à la formation des structures de l'Univers. Selon le scénario considéré pour la formation des galaxies (matière noire *froide* ou *chaude*) et selon le type d'homogénéités (inflation, défauts topologiques), la position du premier pic acoustique dans le spectre des anisotropies (fig. 1.2) permet de contraindre Ω, tandis que les pics suivants du spectre des anisotropies donnent des renseignements sur Ω_b, Ω_m, etc. De nombreuses expériences mesurent le spectre des anisotropies du rayonnement fossile : expériences ballons (ARCHEOPS [Benoît et al., 2003], BOOMERANG, MAXIMA, [Jaffe et al., 2001]) ou satellites (WMAP, et le futur PLANCK). Les données les plus récentes (WMAP, [Spergel et al., 2003]) semblent favoriser :

$$\Omega = 1.02 \pm 0.02 \qquad \Omega_m h^2 = 0.135 \pm 0.009 \qquad \Omega_m = 0.29 \pm 0.07 \tag{1.11}$$

Les mesures obtenues par l'étude des supernovæ Ia lointaines et par l'analyse des anisotropies du fond cosmologique sont complémentaires. La combinaison des résultats des futures expériences (SNAP pour la recherche de SNIa, PLANCK pour le fond cosmologique) permettront de contraindre davantage les paramètres cosmologiques (Voir aussi Schindler [2002] pour une revue des mesures de Ω_m).

1.1.1.4 Nature de la constante cosmologique

Les résultats récents (SNIa, CMB) semblent nettement favoriser un Univers plat, en expansion accélérée, avec :

$$\Omega \simeq 1 \qquad \Omega_m \simeq 0.3 \qquad \Omega_\Lambda \simeq 0.7 \tag{1.12}$$

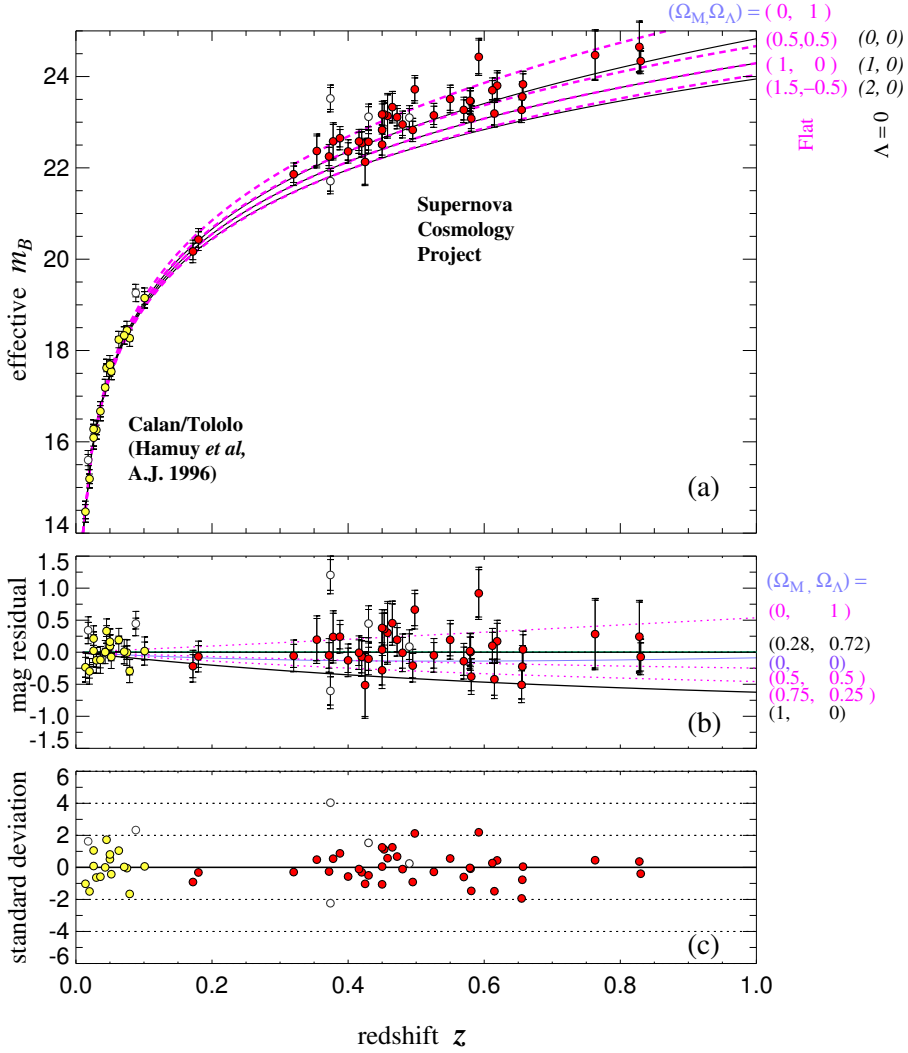


FIG. 1.1 – *(a) Diagramme de Hubble construit à partir d'un lot de 18 SNIa proches ($z < 0.1$ pour la plupart) issues du* Calàn/Tololo Supernova Survey, *et de 42 SNIa lointaines du* Supernova Cosmology Project. *Les 3 courbes pleines correspondent à des modèles d'Univers sans constante cosmologique, avec $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ valant respectivement $(0,0)$, $(1,0)$ et $(2,0)$. Les courbes en pointillés correspondent à des Univers plats pour lesquels $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ vaut $(0,1)$, $(0.5,0.5)$, $(1,0)$ et $(1.5,-0.5)$. Le meilleur ajustement est obtenu pour un Univers plat avec $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$; les résidus correspondants sont présentés en (b) et l'écart standard des résidus en (c) (D'après Perlmutter et al. [1999]).*

Ω_Λ peut être interprétée comme la densité d'une composante d'*énergie sombre* dont la nature n'est pas établie pour l'instant. Les tentatives pour relier Ω_Λ à une sorte de niveau d'énergie fondamental (*énergie du vide*) dans le cadre de la théorie des champs quantiques conduisent à un désaccord flagrant avec l'observation (La contribution de l'*énergie du vide* serait 10^{55} fois plus grande que ce qui est observé [Weinberg, 1989]). Une autre possibilité consiste à introduire un champ scalaire supplémentaire (*quintessence*) ou des défauts topologiques pour rendre compte de Ω_Λ.

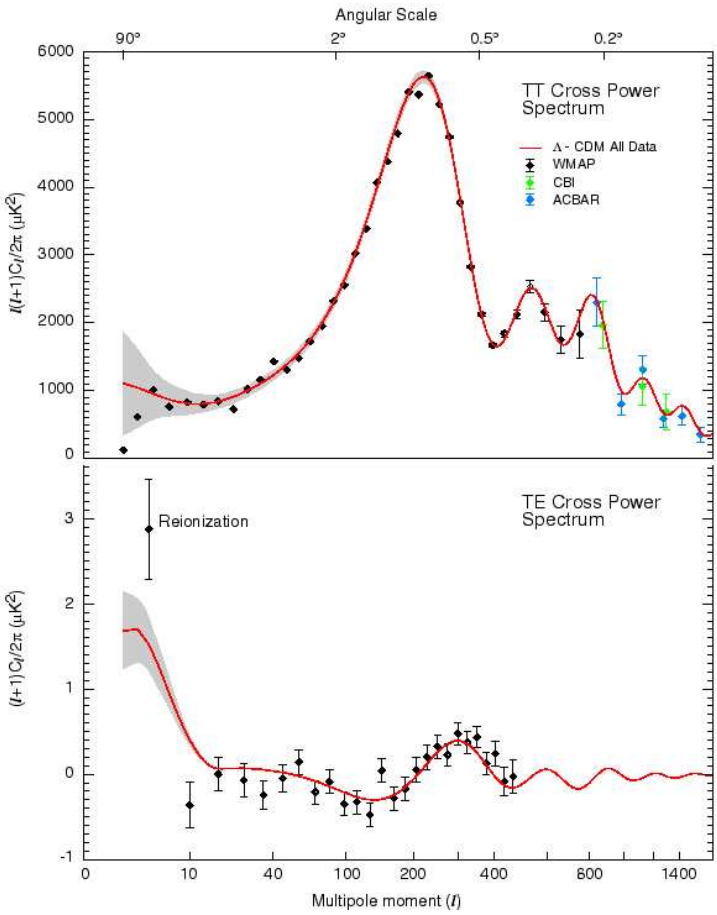


FIG. 1.2 – *Spectre des anisotropies du rayonnement fossile obtenu par l'expérience* WMAP. *(d'après Bennett et al. [2003]).*

1.1.2 Densité de baryons déduite de la nucléosynthèse primordiale

La formation des éléments légers (deutérium D, ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Li) pendant les premiers instants de l'histoire de l'Univers est bien décrite par la théorie de la nucléosynthèse primordiale. La comparaison entre les abondances prédites et mesurées des éléments légers donne des contraintes fortes sur la densité de baryons rapportée à la densité critique (fig. 1.3),

$$0.007 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.025 \quad \textit{i.e.} \quad 0.014 \leq \Omega_b \leq 0.048 \quad \text{si } h = 0.72 \tag{1.13}$$

L'étude des anisotropies du fond diffus cosmologique permet aussi de contraindre Ω_b (l'expérience WMAP donne $\Omega_b h^2 = 0.024 \pm 0.001$, soit $\Omega_b = 0.047 \pm 0.006$ [Spergel et al., 2003]).

Lorsqu'on compare ce résultat à $\Omega_m \simeq 0.3$, il apparaît que l'essentiel de la matière n'est pas constituée de baryons. La nature de la composante dominante non-baryonique reste à établir.

1.1.3 Matière manquante à l'échelle des amas de galaxies

La quantité de matière contenue dans les amas de galaxies a été estimée de plusieurs manières : par l'étude dynamique des mouvements des galaxies des amas (en supposant l'amas en équilibre hydrostatique et en appliquant le théorème du viriel), et par l'estimation de la

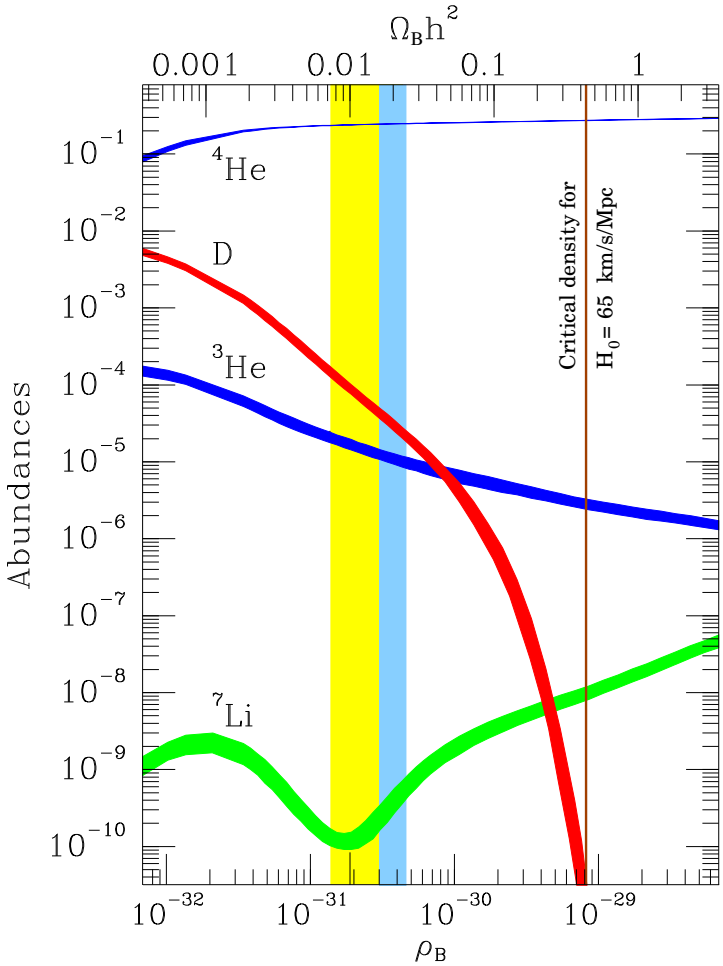


FIG. 1.3 – *Abondances prédites et observées des éléments légers deutérium* D, ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Li *en fonction du paramètre* Ω_b. *La largeur des courbes indique l'intervalle théorique à* 2σ. *La comparaison entre prédictions et mesures donne une contrainte forte sur la densité de baryons (d'après Turner [1999]).*

température du gaz chaud intergalactique qui émet en X [Hradecky et al., 1999]. Ces estimations donnent $\Omega_{amas} \simeq 0.2$–0.3. Les estimations de la quantité de matière visible (par comptage et utilisation du rapport masse sur luminosité L/M) donnent par contre $\Omega_{visible}$ de l'ordre de 0.003–$0.005h^{-1}$. On a ainsi,

$$\Omega_{amas} \gg \Omega_b \gg \Omega_{visible}. \tag{1.14}$$

Les amas de galaxies contiennent ainsi une fraction importante de matière sombre, dont l'essentiel est sous forme non-baryonique.

1.2 Matière noire galactique

L'étude des courbes de rotation des galaxies spirales constitue l'indice le plus probant de la présence de matière noire à l'échelle galactique. Si la brillance de surface était un bon traceur de la masse présente, l'essentiel de la matière devrait être concentrée au centre des galaxies, comme l'indique la figure 1.4 (partie supérieure), et la vitesse de rotation devrait alors diminuer selon une décroissance képlerienne $v(r) \propto r^{-1/2}$. Cependant, l'étude des courbes de rotation basée sur les décalages spectraux (jusqu'à 15 kpc du centre galactique) et sur l'observation

de la raie d'émission à 21 cm de l'hydrogène neutre (au-delà de 10 kpc) permet de mettre en évidence un plateau au bord des disques galactiques : au-delà de 10 kpc, la vitesse de rotation reste constante (Fig. 1.4). Pour résoudre ce problème, plusieurs hypothèses ont été avancées, notamment des modifications *ad-hoc* de la loi de la gravitation. La solution la plus naturelle consiste à admettre l'existence d'un halo de matière sombre s'étendant jusqu'à 50 kpc, voire 200 kpc [Bahcall et al., 1995]. En ajoutant ce halo dans les modèles galactiques, on parvient à obtenir un profil galactique en $M(r < R) \propto R$, ce qui permet de reproduire le plateau observé sur les courbes de rotation. L'ajout de la contribution du halo conduit à :

$$\Omega_{halo} \geq 0.02h^{-1} \tag{1.15}$$

autrement dit, le halo contiendrait 5 à 10 fois plus de matière que la composante visible de la galaxie spirale.

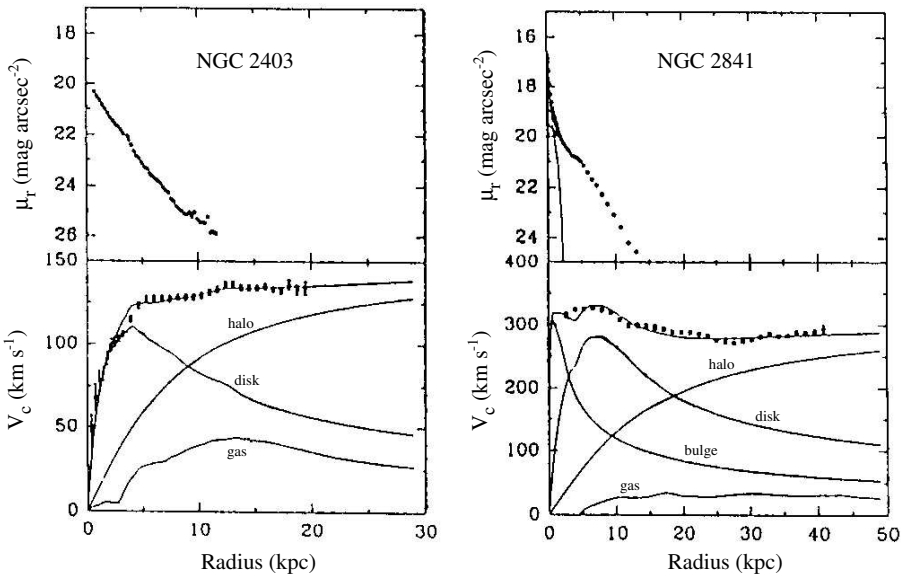


FIG. 1.4 – *Courbe de rotation des galaxies spirales NGC2403 et NGC2841. La partie supérieure donne la variation de la brillance de surface μ_r en fonction de la distance galactocentrique r : la matière lumineuse est essentiellement concentrée au centre des galaxies. Les courbes de rotation $V_c(r)$ sont représentées en bas, superposées au meilleur ajustement d'un modèle galactique comprenant un bulbe, un disque, du gaz et un halo sphérique de matière sombre, indispensable pour rendre compte du plateau observé au-delà de* 10 kpc *(d'après Begeman [1987]).*

L'étude de certaines galaxies elliptiques permet d'aboutir à des conclusions analogues quant à la contribution du halo de matière noire [Schweizer et al., 1989].

1.3 Nature de la matière noire galactique

L'hypothèse d'un halo galactique sombre pour expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales amène de nouvelles questions : de quoi ce halo est-il composé ? si ses constituants sont sombres, comment les mettre en évidence ?

Pour remplir le halo galactique, de nombreux candidats ont été proposés : des candidats baryoniques (planètes, gaz, snowballs, étoiles naines, trous noirs primordiaux,...) ou non-baryoniques (neutrinos, axions, WIMPS).

1.3.1 Candidats baryoniques

1.3.1.1 Gaz

L'hydrogène neutre froid (HI), facilement détectable[1] (ligne à 21 cm), n'est pas présent en quantité suffisante pour rendre compte de la matière manquante : il y a entre 7 et 10 fois plus de matière noire que de gaz HI. La figure 1.5 montre que ce rapport $\Sigma_{dark}/\Sigma_{\mathrm{HI}}$ est à peu près indépendant du type de la galaxie.

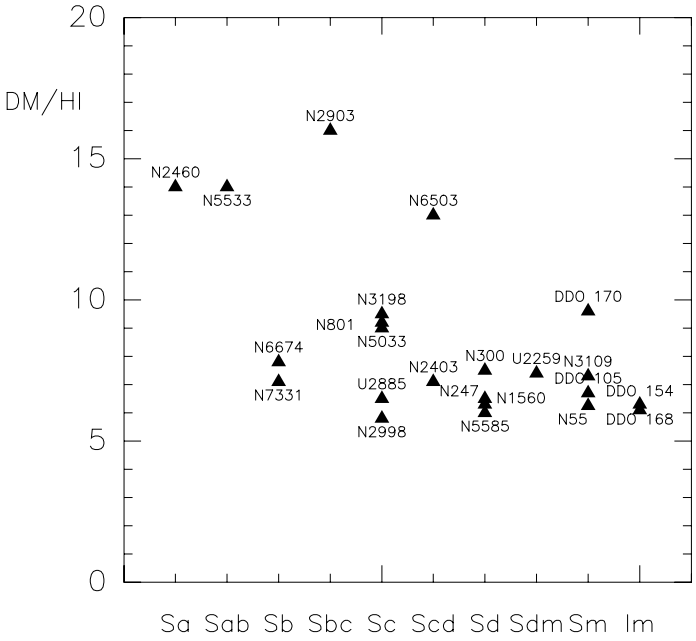


FIG. 1.5 – *Rapport $\Sigma_{dark}/\Sigma_{HI}$ pour différents types de galaxies. Ce rapport est constant (typiquement entre 5 et 10) pour une large gamme de galaxies (d'après Combes [1999]).*

L'hydrogène moléculaire H_2 froid (10 à 20 K) est invisible et constitue un bon candidat pour le halo galactique. Plusieurs modèles de matière noire sous forme de gaz H_2 froid ont été proposés : le disque visible pourrait par exemple se prolonger par du gaz H_2 dont la densité suivrait le même profil que le gaz HI. Le gaz H_2 serait en équilibre thermique avec le rayonnement fossile à 3 K, et sa structure fractale garantirait sa stabilité [Combes, 1999]. Le gaz pourrait se structurer en nuages, répartis dans le disque ou dans un halo sphérique selon les auteurs. Les observations des quasars (ESE), de sources dans le domaine sub-millimétrique par SCUBA, et d'un fond γ par EGRET pourraient s'expliquer par la présence de ces nuages. Le satellite FUSE lancé en 1999 permet de rechercher le gaz H_2 par sa signature en absorption dans le domaine ultraviolet.

L'hypothèse d'une composante H_2 sous forme de nuages est discutée plus en détails au chapitre 7, ou une recherche d'un signal en absorption dû au transit de tels nuages est présentée.

[1] C'est justement l'observation de l'hydrogène neutre HI qui permet d'établir les courbes de rotation des galaxies au-delà du disque.

1.3.1.2 Astres légers

Snowballs D'hypothétiques condensats d'hydrogène ou d'hélium non dégénérés de masse inférieure à $0.01\,\mathrm{M}_\odot$ baptisés *snowballs* ont été proposés comme constituants du Halo. Cependant, ces objets doivent être extrêmement nombreux pour rendre compte de la totalité du Halo ; en particulier, ils entreraient fréquemment en collision avec les objets du système solaire. L'étude des impacts de météores dans l'atmosphère et le comptage des cratères lunaires permettent d'exclure une contribution significative d'objets de masse comprise entre $5 \times 10^{-37}\,\mathrm{M}_\odot$ ($\sim 10^{-3}$ g) et $10^{-17}\,\mathrm{M}_\odot$ [Hills, 1986]. D'autre part, des objets entièrement constitués d'hydrogène et de masse inférieure à $10^{-7}\mathrm{M}_\odot$ se seraient complètement évaporés en moins de 10^{10} ans [de Rujula et al., 1992]. Entre 10^{-7} et $10^{-2}\,\mathrm{M}_\odot$, les expériences EROS et MACHO ont exclus que de tels objets puissent constituer plus de 10% du Halo [Renault et al., 1997; Alcock et al., 1998; Lasserre et al., 2000], ce qui exclut les *snowballs*.

Planètes Les planètes rendent difficilement compte de la masse contenue dans le Halo. la masse d'une planète géante comme Jupiter étant de l'ordre de $10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$, il faudrait que chaque étoile du halo possède un cortège d'au moins un millier de planètes géantes pour que leur contribution soit significative. Les recherche de microlentilles de première génération (EROS-I, MACHO) ont de plus exclu que les objets de masse $M < 10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ puissent constituer plus de 10% de la masse du halo (*cf.* 3.2.1.1).

Naines brunes et rouges Les naines brunes sont des étoiles trop peu massives (0.01 à $0.08\,\mathrm{M}_\odot$) pour que le cycle complet de fusion de l'hydrogène se déclenche, et seule la fusion d'hydrogène et de deutérium en hélium $^3\mathrm{He}$ a lieu. Les naines brunes sont invisibles.

Un peu plus massives (0.08 à $0.5\,\mathrm{M}_\odot$), les naines rouges sont le siège d'une très lente fusion de l'hydrogène. Peu lumineuses ($8 < \mathrm{V} < 18$), elles émettent dans l'infrarouge, ce qui les rend détectables avec des télescopes suffisamment sensibles. Les données du Hubble Deep Field ont permis de détecter des naines rouges dans le halo [Flynn et al., 1996] : les naines rouges avec $\mathrm{I} < 14$ ne peuvent pas constituer plus de 1% du halo. Les recherches d'objets du halo par mouvements propres permettent aussi de contraindre leur abondance [Goldman, 2001]. D'autre part, un halo galactique entièrement constitué de naines rouges devrait émettre un rayonnement infrarouge qui n'est pas observé [Peacock, 1999]. Les résultats des recherches de microlentilles permettent aussi de contraindre l'abondance des naines brunes et rouges : Lasserre et al. [2000] limite à 20% leur contribution au halo galactique.

1.3.1.3 Cadavres d'étoiles

Naines blanches Les étoiles de masse inférieure à $\sim 8\,\mathrm{M}_\odot$ donnent en fin de vie une naine blanche (entre 0.3 et $1.4\,\mathrm{M}_\odot$), en éjectant des éléments lourds dans le milieu interstellaire. La mesure de l'abondance du Fer éjecté par les supernovæ proches de type Ia permet de limiter la contribution des naines blanches à 5 à 10% du halo [Canal et al., 1997]. Ce résultat est conforté par la recherche directe de naines blanches dans le Hubble Deep Field jusqu'à la magnitude $\mathrm{V} = 29.8$ [Kawaler, 1996], comme par la détection des naines du halo par leur mouvement propre : le groupe EROS a mené une campagne de recherche par mouvement propre [Goldman et al., 2002], dont le résultat indique que les naines blanches avec $\mathrm{V} = 17.5$ ne peuvent constituer plus de 10% du halo standard. Controversé, ce résultat est finalement en accord avec Ibata et al. [2000]. Les résultats des recherches de microlentilles contraignent aussi l'abondance des naines blanches [Lasserre et al., 2000].

Étoiles à neutrons et trous noirs Les résidus d'étoiles massives (de masse $M > 10\,\mathrm{M}_\odot$) forment des étoiles à neutrons ou des trous noirs[2]. Invisibles, ces objets sont *a priori* de bons candidats pour la matière noire galactique. Cependant, la formation de ces objets à partir d'étoiles massives en fin de vie s'accompagne de l'éjection d'éléments lourds dans le milieu interstellaire ; les faibles taux observés par spectroscopie [Carswell et al., 1994] semblent exclure que les étoiles à neutrons et les trous noirs puissent constituer une fraction importante du halo.

Trous noirs supermassifs Les trous noirs dits *supermassifs* peuvent se former sans éjection d'éléments lourds dans le milieu interstellaire, contrairement aux étoiles à neutrons. Mais leur présence provoquerait la dislocation des galaxies naines et l'évaporation des amas globulaires dans leur voisinage ; ce phénomène n'étant pas observé, la masse de tels objets ne peut dépasser 10^4 – $10^6\,\mathrm{M}_\odot$ d'après Carr [1998] et Murali et al. [1999].

1.3.1.4 Trous noirs primordiaux

Pendant la transition entre un Univers formé d'un plasma de quarks et de gluons et un Univers de nucléons (vers $t \sim 10^{-4}$ seconde), des fluctuations de densité peuvent conduire à la formation de trous noirs dits *primordiaux*. Leurs propriétés sont relativement mal connues ; en particulier, leur masse dépend de la dimension de l'horizon au moment de la transition [Schaeffer et al., 1997].

1.3.2 Candidats non-baryoniques

D'après les contraintes observationnelles sur Ω_m et Ω_b, l'essentiel de la matière noire de l'Univers est sous forme non-baryonique. Il est donc naturel d'envisager cette hypothèse pour la matière noire galactique.

1.3.2.1 Neutrinos massifs

Dans la version minimale du modèle standard en physique des particules, les neutrinos n'ont pas de masse ; on peut cependant leur en attribuer une au prix d'une simple extension de la théorie. Avec une masse de quelques électrons-volts, les neutrinos constitueraient de la matière noire *chaude* : relativistes au moment du découplage, ils pourraient se déplacer sur de grandes distances et entraîner la formation de structures initiales de grande taille, qui se fractionneraient ensuite en amas de galaxies et en galaxies. Cependant, les observations récentes (HST, Keck) semblent en contradiction avec ce modèle : les galaxies se seraient formées les premières vers $z \sim 2$ – 4, les amas vers $z \sim 0$ – 1 et la formation des superamas ne serait pas encore achevée [Turner, 1999], ce qui s'accorde mieux avec les scénarios de matière noire *froide*.

L'étude des neutrinos solaires a apporté des informations cruciales : Davis [1994] a mis en évidence un déficit de neutrinos électroniques ν_e, confirmé par Kamiokande [Suzuki, 1995] SAGE [Abdurashitov et al., 1994], GALLEX [Anselman et al., 1995] et par SuperKamiokande. Si les neutrinos possèdent une masse non nulle, ils oscillent entre les trois saveurs ν_e, ν_μ, ν_τ dans le vide et dans la matière (effet MSW), ce qui permettrait de rendre compte du déficit observé. L'étude des neutrinos atmosphériques par SuperKamiokande conforte l'hypothèse des oscillations de neutrinos [Fukuda et al., 1998]. Enfin, l'expérience SNO, sensible aux trois saveurs de

[2] Les trous noirs issus d'étoiles, donc formés à partir de baryons, ne sont toutefois pas considérés comme baryoniques.

neutrinos, a établi avec certitude que les neutrinos solaires ν_e oscillent et se transforment en ν_μ et ν_τ (essentiellement par effet MSW dans le soleil), mettant probablement fin à la question des neutrinos solaires [Ahmad et al., 2002]. Les résultats de SNO indiquent un fort angle de mélange et une faible différence de masse au carré,

$$\Delta m^2 \sim 10^{-5}\text{–}10^{-4}\,\text{eV}^2 \tag{1.16}$$

Ce qui favorise des neutrinos de faible masse $m_{\nu_\tau} \sim 0.03 - 1\,\text{eV}$. Leur contribution à la matière noire non-baryonique serait alors faible ($\Omega_\nu = h^{-2}\sum_l m_{\nu_l}/92.5\,\text{eV} \sim 0.0003\text{–}0.01h^{-2}$).

1.3.2.2 Candidats exotiques : WIMPs, axions

WIMPs On désigne généralement par WIMP (*Weakly Interacting Massive Particles*) la particule stable χ la plus légère des différentes extensions supersymétriques du Modèle Standard. De par leur masse $m_\chi \gg$ GeV élevée, le découplage des WIMPs aurait eu lieu très tôt dans l'histoire de l'Univers. Ces particules de matière froide, non-relativistes au moment de leur découplage, ne peuvent pas parcourir de grandes distances et s'intègrent donc bien dans les modèles de formation des structures pour lesquels les structures initiales sont de faibles dimensions et s'agrègent ensuite pour former les amas et les super-amas de galaxies. Leur grande masse permet d'envisager leur détection directe, en cherchant à mettre en évidence au sein d'un cristal le recul de noyaux avec lesquels des WIMPS seraient entrés en collision (EDELWEISS, [Juillard et al., 2002]). Par ailleurs, des WIMPs pourraient s'être accumulés au coeur de la galaxie, du soleil et même de la terre, et être détectés via leurs produits de désintégration (γ et neutrinos de haute énergie) par les expériences de détection de γ (HESS et GLAST) et les télescopes à neutrinos (ANTARES [Montaruli, 2003]). Les futures expériences de collisions p-p (LHC) pourront peut-être donner plus de poids aux théories supersymétriques qui prédisent l'existence de WIMPs, dont aucune preuve expérimentale n'existe à ce jour.

Axions La présence dans le lagrangien de la chromodynamique quantique d'un terme violant la symétrie CP a conduit certains théoriciens à introduire une nouvelle symétrie (Peccei-Quinn). Si cette symétrie est globale, il existe un boson de Goldstone associé, baptisé *axion* [Peccei et Quinn, 1977]. L'étude de la supernovæ SN1987a a permis de contraindre la masse des axions : $m_a \sim 10^{-5}\text{–}10^{-3}$ eV [Turner, 1988]. Il n'y a actuellement aucune confirmation expérimentale de l'existence de l'axion, qui reste une particule hypothétique.

1.4 Conclusion

La nature de la matière noire galactique reste une question ouverte ; les observations ont permis d'exclure certains candidats : les planètes, les naines brunes et les naines rouges ne semblent pas pouvoir constituer une fraction importante du halo ; il en est de même pour la plupart des résidus stellaires. Le gaz moléculaire H_2 est peut-être le candidat le plus prometteur.

La recherche d'effets de microlentille gravitationnelle constitue un outil intéressant car le phénomène est sensible à la masse des objets recherchés, qu'ils soient ou non lumineux. Toutefois cette méthode de détection n'est sensible qu'aux formes *compactes* de matière noire ; les candidats non-baryoniques tels que les neutrinos ou les WIMPs ne peuvent être mis en évidence de cette manière. L'utilisation du phénomène de microlentille comme sonde du halo galactique sera décrite au chapitre 2, tandis que le chapitre 3 présentera les principaux résultats obtenus à l'aide de ce nouvel outil.

Chapitre 2

L'effet de microlentille gravitationnelle, une "sonde" du Halo Galactique

Après une description de l'effet de microlentille gravitationnelle et de quelques extensions de ce modèle, nous montrerons comment l'effet de microlentille peut être utilisé comme outil observationnel pour sonder le contenu en matière du Halo Galactique.

2.1 Formalisme des microlentilles gravitationnelles

2.1.1 Déflexion gravitationnelle de la lumière

Prédite par la Relativité Générale, la déviation de la lumière par le champ de gravitation est établie depuis la célèbre observation de l'éclipse de 1919 par Eddington, et a été vérifiée à maintes reprises depuis, avec grande précision (à $0.3\,\%$ par Hipparcos [Froeschle et al., 1997], par exemple).

Lorsqu'un rayon lumineux passe à proximité d'un corps massif de masse M, il est défléchi d'un angle α,

$$\alpha = 4\frac{GM}{rc^2} \tag{2.1}$$

où r est le paramètre d'impact. Cette équation, valide tant que le potentiel gravitationnel est faible, suffit à engendrer toute une classe de phénomènes optiques gravitationnels : mirages gravitationnels, effets de lentilles, de microlentilles.

2.1.2 Microlentille simple : source et déflecteur ponctuels

L'effet de microlentille gravitationnelle a été prédit dès 1936 par Einstein [Einstein, 1936] ; le phénomène ne semblait alors constituer qu'une curiosité théorique, inobservable en pratique.

2.1.2.1 Géométrie du phénomène

Le principe de l'effet est le suivant. Si un objet massif L est proche de la ligne de visée (OS) d'une source ponctuelle S, les rayons lumineux sont défléchis selon l'équation (2.1), et deux images de la source I_+ et I_- se forment (fig. 2.1).

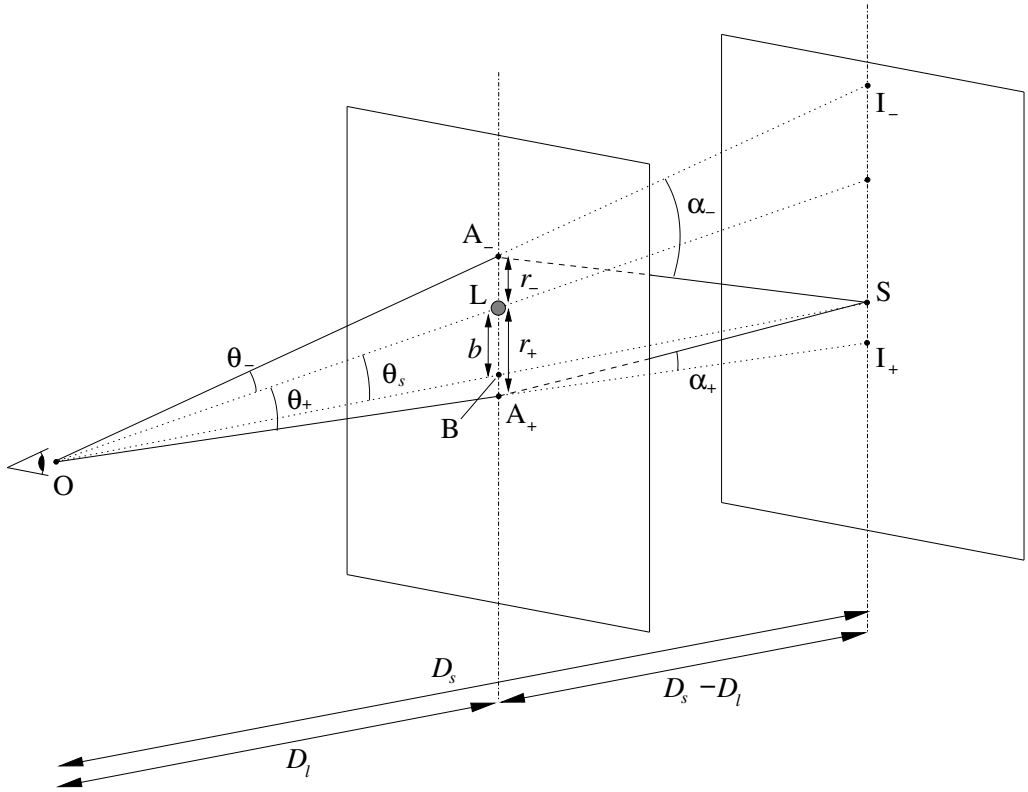


FIG. 2.1 – *Déflexion de la lumière entre la source* S *et l'observateur* O *par un corps massif* L*, généralement désigné comme le* déflecteur *ou la* lentille. A_+ *et* A_- *sont les intersections des rayons avec le plan du déflecteur et* I_+ *et* I_- *les deux images dans le plan de* S*. La distance entre la lentille* L *et la ligne de visée est le* paramètre d'impact b.

Notons D_l la distance entre la lentille L et l'observateur O, et $D_s = \mathrm{SO}$ la distance source–observateur[1]. Par de simples considérations géométriques, on a

$$\frac{\mathrm{BA}_+}{\mathrm{SI}_+} = \frac{\mathrm{BA}_-}{\mathrm{SI}_-} = \frac{D_l}{D_s} \tag{2.2}$$

Avec,

$$\mathrm{BA}_+ = r_+ - b \qquad \mathrm{BA}_- = r_- + b \tag{2.3}$$

et, dans l'approximation des petits angles,

$$\mathrm{SI}_+ = \alpha_+(D_s - D_l) \qquad \mathrm{SI}_- = \alpha_-(D_s - D_l). \tag{2.4}$$

On obtient ainsi les équations :

$$r_+ - b = \frac{4GM}{c^2 r_+}\frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s} \qquad r_- + b = \frac{4GM}{c^2 r_-}\frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s} \tag{2.5}$$

dont les solutions physiques sont de la forme

$$r_\pm = \frac{1}{2}\left(b \pm \sqrt{b^2 + 4r_\mathrm{E}^2}\right) \tag{2.6}$$

[1]Nous décrirons le formalisme des microlentilles en utilisant les notations standardisées proposées par A. Gould dans Gould [2000].

où on a introduit la quantité r_{E}, qui vaut

$$r_{\mathrm{E}} = \sqrt{\frac{4GM}{c^2}\frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s}}. \tag{2.7}$$

Cette quantité r_{E} est le *rayon d'Einstein* de la lentille. Lorsque l'alignement géométrique est parfait, le paramètre d'impact b s'annule et, par symétrie autour de la ligne de visée, l'image de l'étoile source devient un anneau de rayon r_{E} (dans le plan de la lentille), parfois baptisé *anneau d'Einstein*. On utilise aussi parfois le rayon angulaire θ_{E} :

$$\theta_{\mathrm{E}} = \frac{r_{\mathrm{E}}}{D_l} = \sqrt{\frac{4GM}{c^2}\frac{(D_s - D_l)}{D_s D_l}} \tag{2.8}$$

Dans le cas général (alignement imparfait), les deux images I_+ et I_- sont situées de part et d'autre de la lentille (figure 2.3). Leurs positions peuvent être repérées par les angles $\vec{\theta}_\pm$ (figure 2.2)

$$\vec{\theta}_\pm = \frac{\vec{r}_\pm}{D_l} \tag{2.9}$$

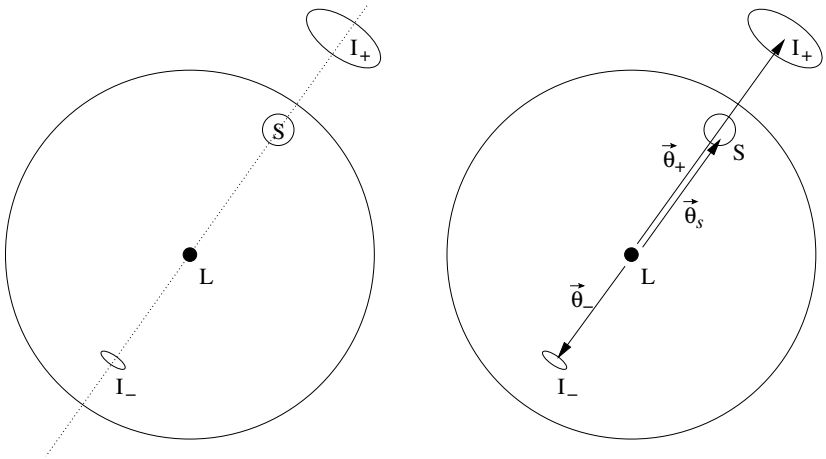


FIG. 2.2 – *Définition des angles $\vec{\theta}_s$ et $\vec{\theta}_\pm$.*

Il est habituel de normaliser les angles par rapport à θ_{E}, et de rapporter les distances dans le plan du déflecteur au rayon d'Einstein r_{E} ; aussi pose-t-on :

$$\vec{u} = \frac{\vec{b}}{r_{\mathrm{E}}} = \frac{\vec{\theta}_s}{\theta_{\mathrm{E}}} \qquad \vec{u_\pm} = \frac{\vec{r}_\pm}{r_{\mathrm{E}}} = \frac{\vec{\theta}_\pm}{\theta_{\mathrm{E}}} \tag{2.10}$$

$u = |\vec{u}| = b/r_{\mathrm{E}}$ est le *paramètre d'impact réduit*.

2.1.2.2 Amplification

L'effet de lentille gravitationnelle provoque non seulement l'apparition de plusieurs images, mais affecte aussi la répartition du flux de lumière. L'angle solide sous lequel l'observateur voit la source est modifié ; comme la brillance de surface se conserve (conséquence du théorème de

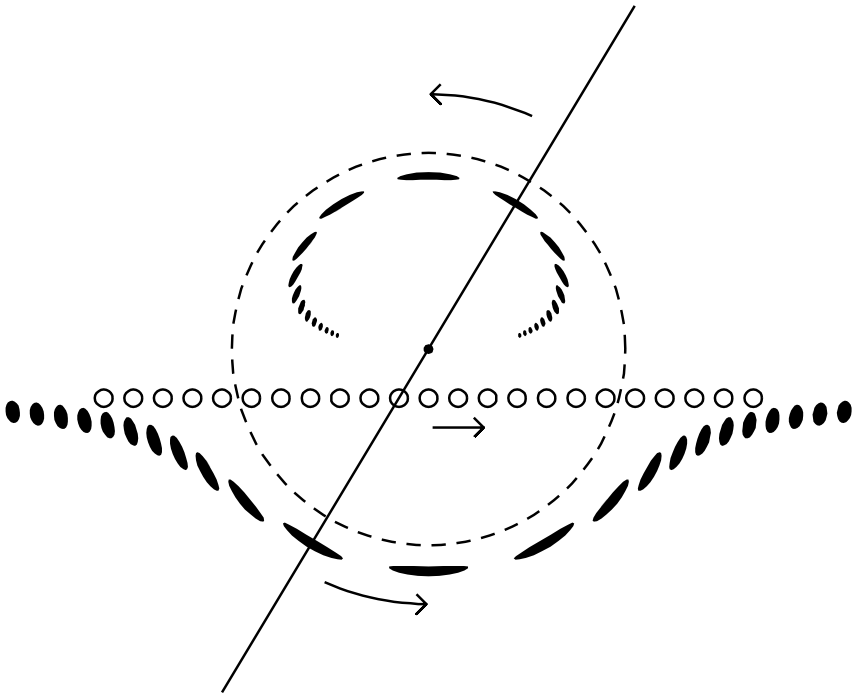


FIG. 2.3 – *Position des images en fonction de la position de la source. Ici le déflecteur est fixe au centre de la figure et l'anneau d'Einstein associé indiqué en pointillés. Pour différentes positions de la source (disque ouvert) les deux images sont représentées de part et d'autre du déflecteur. À tout instant la source, le déflecteur et les deux images sont alignés (d'après Paczynski [1996]).*

Liouville), le flux apparent est modifié dans les mêmes proportions. L'amplification apparente correspondante s'écrit,

$$A_{\pm} = \frac{\Omega_{\pm}}{\Omega_0} \tag{2.11}$$

où Ω_0 est l'angle solide sous lequel serait vu la source sans le déflecteur, et $\Omega_{\pm}$ l'angle solide du faisceau donnant l'image $\mathrm{I}_{\pm}$.

Dans l'approximation d'une source ponctuelle, le rapport des angles solides se réduit au Jacobien de la transformation géométrique qui décrit la distorsion induite :

$$A_{\pm} = \left|\frac{\partial \vec{r}_{\pm}}{\partial \vec{b}}\right| = \left|\frac{\partial \vec{\theta}_{\pm}}{\partial \vec{\theta}_s}\right| = \frac{u_{\pm}^2}{u_+^2 - u_-^2} \tag{2.12}$$

L'amplification apparente pour les images $\mathrm{I}_{\pm}$ s'écrit ainsi :

$$A_+ = \frac{u^2+2}{2u\sqrt{u^2+4}} + \frac{1}{2} > 1 \tag{2.13}$$

$$A_- = \frac{u^2+2}{2u\sqrt{u^2+4}} - \frac{1}{2} < 1 \tag{2.14}$$

Lorsque l'angle entre les images est trop faible pour qu'elles puissent être séparées, seule leur superposition est observable : c'est le régime de *microlentille*. Pour un déflecteur d'une masse solaire environ et une étoile source située dans le Petit Nuage de Magellan ($D_s \simeq 60\,\mathrm{kpc}$), le rayon d'Einstein est de l'ordre de $10\,\mathrm{UA}$, et la séparation angulaire vaut approximativement $2 \times \theta_{\mathrm{E}} \sim 10^{-3}\,\mathrm{arcsec}$: aucun télescope terrestre ne permet de distinguer les deux images.

Dans le régime de *microlentille*, l'amplification apparente est donc la somme des amplifications de chaque image :

$$A = A_+ + A_- = \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}} > 1 \tag{2.15}$$

Lorsque l'alignement est parfait ($u = 0$) l'expression (2.15) diverge ; cette singularité est liée aux limitations de notre modèle qui considère la source comme ponctuelle. En tenant compte de l'étendue de la source la divergence disparaît (*cf.* 2.1.3.1).

2.1.2.3 Dynamique du phénomène

Si les positions relatives de la source, du déflecteur et de l'observateur évoluent avec le temps, le paramètre d'impact u et l'amplification $A(u)$ varient. Lorsque le déflecteur s'approche de la ligne de visée, l'amplification croît et le flux apparent de la source augmente ; l'amplification décroît ensuite lorsque le déflecteur s'en éloigne.

En première approximation le mouvement relatif de la source et du déflecteur peut être décrit comme un mouvement de translation uniforme (fig. 2.4). L'évolution du paramètre d'impact réduit u s'écrit alors :

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \frac{(t-t_0)^2}{t_{\mathrm{E}}^2}} \tag{2.16}$$

où t_0 est l'instant où le déflecteur est le plus proche de la ligne de visée, et $u_0 = u(t_0)$ le paramètre d'impact réduit correspondant. Le paramètre t_{E} dit *temps d'Einstein* donne l'échelle de temps du phénomène, et correspond au temps nécessaire pour que la source parcoure un rayon d'Einstein ;

$$t_{\mathrm{E}} = \frac{\theta_{\mathrm{E}}}{\mu_{rel}} \qquad \vec{\mu}_{rel} = \vec{\mu}_l - \vec{\mu}_s \tag{2.17}$$

$\vec{\mu_{rel}}$ étant le mouvement propre relatif du déflecteur par rapport à la source. L'amplification

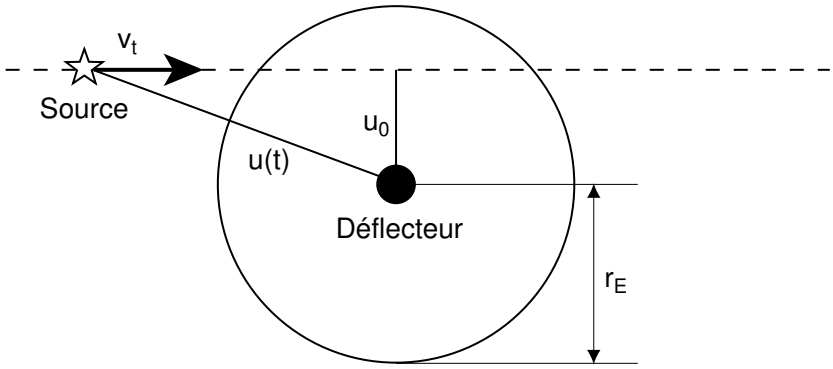


FIG. 2.4 – *Dynamique de l'effet de microlentille gravitationnelle. Du fait du mouvement relatif de la source et du déflecteur, l'alignement est temporaire. Le paramètre d'impact réduit u décroît lorsque le déflecteur s'approche de la ligne de visée pour atteindre un minimum u_0, et augmente ensuite. On se place ici dans le plan du déflecteur, fixe au centre de la figure. v_t est la vitesse transverse de la source dans le plan de la lentille : $v_t = D_l \times \mu_{rel}$.*

est alors transitoire, et suit une *courbe de Paczyński* (fig. 2.5) :

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}} \tag{2.18}$$

L'évolution de l'amplification est symétrique dans le temps autour de l'instant du maximum t_0. D'autre part, comme le phénomène est gravitationnel, donc géométrique, l'amplification est indépendante de la longueur d'onde.

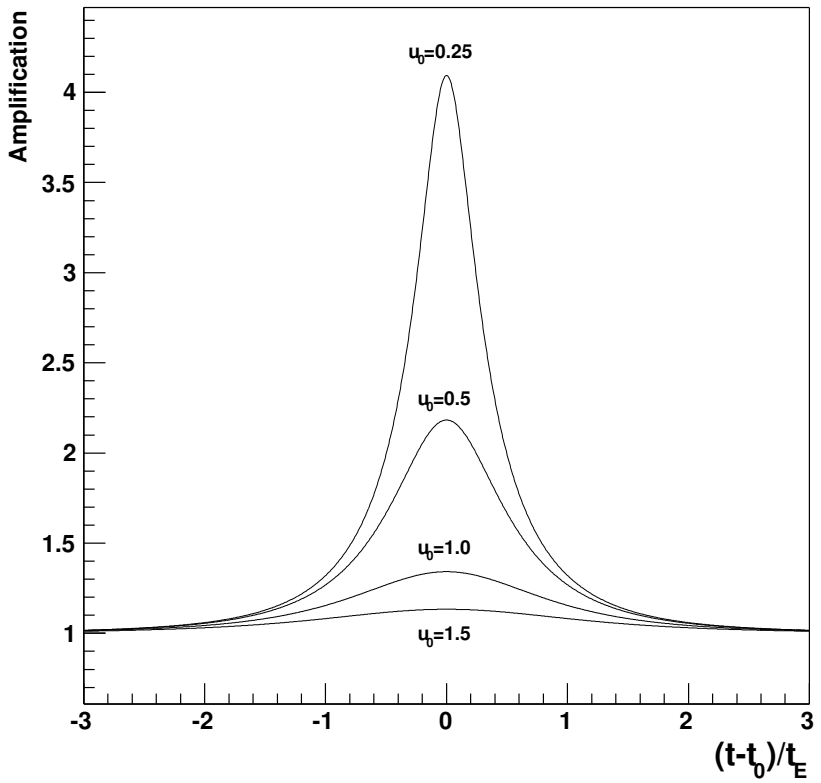


FIG. 2.5 – *Amplification en fonction du temps pour différents paramètres d'impact u_0 (Courbes de Paczyński).*

Le temps d'Einstein t_{E} caractérise la durée d'un événement de microlentille, et contient l'essentiel des informations sur le déflecteur,

$$t_{\mathrm{E}} = \frac{\theta_{\mathrm{E}}}{\mu_{rel}} = \frac{r_{\mathrm{E}}}{v_t} = \frac{2\sqrt{G}}{c} \times \sqrt{M} \times \frac{1}{\mu_{rel}} \times \sqrt{\frac{D_s - D_l}{D_l D_s}}. \tag{2.19}$$

t_{E} croît comme la racine carrée $\sqrt{M}$ de la masse de la lentille. Mais t_{E} dépend aussi du mouvement propre relatif μ_{rel} et du rapport des distances D_l et D_s. Du fait de cette dégénérescence, il est en général impossible de déduire la masse du déflecteur de la mesure de t_{E}. Des hypothèses supplémentaires sur la localisation de la lentille ou sur sa vitesse sont nécessaires. Dans certaines circonstances particulières, des déviations au modèle source-ponctuelle/déflecteur-ponctuel permettent de lever partiellement ou totalement cette dégénérescence (*cf.* 2.1.3).

2.1.2.4 Effet astrométrique

Dans le régime de microlentille, les deux images I_+ et I_- ne peuvent être séparées. Cependant le centroïde apparent de la combinaison des deux images se déplace (fig. 2.6) d'un angle $\delta\vec{\theta}$,

$$\delta\vec{\theta} = \frac{A_+\vec{\theta_+} + A_-\vec{\theta_-}}{A_+ + A_-} - \vec{\theta}_s = \frac{\vec{u}}{u^2+2}\theta_\mathrm{E} \tag{2.20}$$

Le déplacement du centroïde est maximal lorsque $u = \sqrt{2}$ et vaut alors $\theta_\mathrm{E}/\sqrt{8}$. Si le mouvement relatif de la source et du déflecteur est rectiligne uniforme, le centroïde apparent parcourt une ellipse (fig. 2.7). La mesure du demi-grand axe et de l'orientation de l'ellipse donne accès à θ_E et à l'orientation ψ du mouvement relatif source-déflecteur.

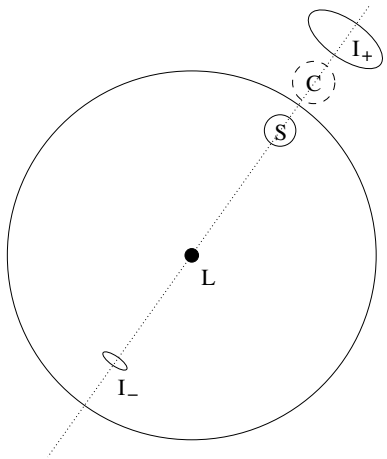


FIG. 2.6 – *Aspect astrométrique de l'effet de microlentille gravitationnelle. Dans le régime de microlentille, les deux images* I_+ *et* I_- *ne peuvent être séparées ; mais le centroïde apparent* C *de l'étoile source amplifiée est déplacé d'un angle* $\delta\vec{\theta}(t) = \vec{\theta}_c - \vec{\theta}_s$.

D'autre part, l'amplitude de l'effet astrométrique va comme u^{-1} pour $u \gg 1$; une lentille peut ainsi être détectée astrométriquement beaucoup plus tôt que photométriquement (l'effet photométrique est en u^{-4})[2]. La mise en évidence d'un éventuel effet de parallaxe terrestre est facilitée[3], donnant ainsi accès au rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur $\tilde{r}_\mathrm{E}$. L'observation photométrique et astrométrique d'un même événement de microlentille peut permettre de lever complètement la dégénérescence et de déterminer ainsi la masse de la lentille.

Le rayon d'Einstein angulaire θ_E étant typiquement de l'ordre de $500\,\mu\mathrm{as}$, la détection de microlentilles astrométriques ne sera possible qu'au moyen d'instruments astrométriques spatiaux comme GAIA et SIM [Dominik et Sahu, 2000]. D'après Belokurov et Evans [2002], environ 25000 objets parmi les étoiles suivies par GAIA présenteront un déplacement significatif de leur centroïde par effet de microlentille ; pour 10% de ces objets la masse de la lentille pourra être déterminée à mieux que 50%.

[2]Plus précisément, pour $u \gg 1$, $A(u)-1 \sim 2u^{-4}$, tandis que le décalage astrométrique $\delta(u)$ vérifie $\delta(u)/\theta_\mathrm{E} \sim u^{-1}$ lorsque $u \gg \sqrt{2}$ [Dominik et Sahu, 2000].

[3]Un événement est observable plus longtemps astrométriquement que photométriquement : un effet de parallaxe terrestre sera donc détectable astrométriquement même pour des événements avec $t_\mathrm{E} \ll 1\,\mathrm{an}$.

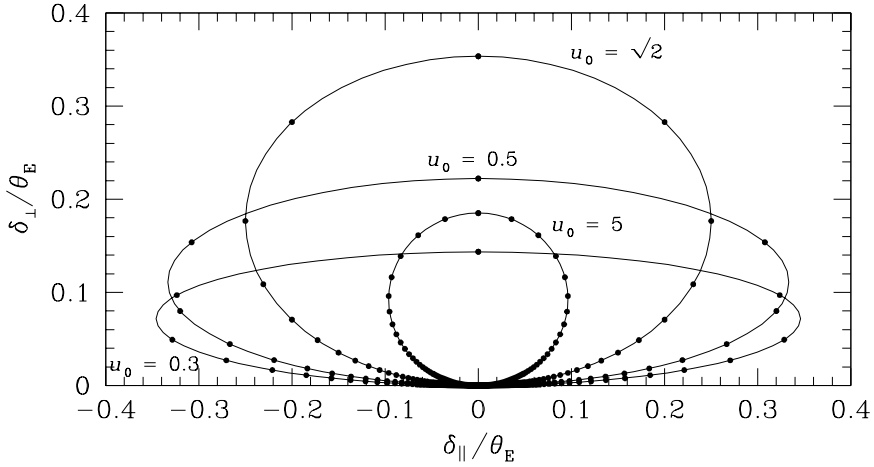


FIG. 2.7 – *Aspect astrométrique de l'effet de microlentille : trajectoire du centroïde pour différents paramètres d'impact réduits u_0. Les points noirs correspondent à des positions du centroïde séparées par des intervalles d'un temps d'Einstein t_E et indiquent ainsi la dynamique du phénomène [Dominik et Sahu, 2000].*

2.1.3 Extensions du modèle de microlentille

2.1.3.1 Source étendue

Le modèle source-ponctuelle/déflecteur-ponctuel présenté ne tient pas compte des dimensions de l'étoile source. Pour une source étendue, l'amplification subie est différente pour chaque point de la source ; il faut de plus tenir compte des variations d'intensité lumineuse à la surface de l'étoile. La courbe de lumière résultante sera affectée de manière significative si le paramètre d'impact u_0 est du même ordre que le rayon de la source projeté dans le plan du déflecteur. Si r_* est le rayon de l'étoile source, le rayon projeté U (rapporté à r_E) s'écrit

$$U \times r_\mathrm{E} = r_* \frac{D_l}{D_s} \quad \text{soit} \quad U = \frac{r_*}{r_\mathrm{E}} \frac{D_l}{D_s} \tag{2.21}$$

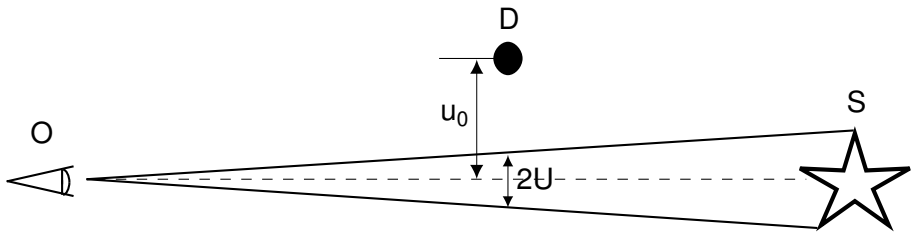


FIG. 2.8 – *Géométrie de l'effet de source étendue (d'après Palanque-Delabrouille [1997]).*

Pour une étoile source sphérique de brillance de surface uniforme, l'amplification s'écrit

(un calcul détaillé est donné dans Renault [1996]) :

$$A(u_0, U) = \frac{2}{\pi U^2} \int_{|U-u_0|}^{U+u_0} \frac{u^2+2}{\sqrt{u^2+4}} \arccos\left(\frac{u^2+u_0^2-U^2}{2uu_0}\right) du$$
$$+H(U-u_0)\left(1-\frac{u_0}{U}\right)^2 \sqrt{1+\frac{4}{(U-u_0)^2}} \tag{2.22}$$
$$\tag{2.23}$$

où H est la fonction de Heaviside ($H(x<0)=0$ et $H(x>0)=1$). Les courbes de lumière résultantes sont aplaties (fig. 2.9).

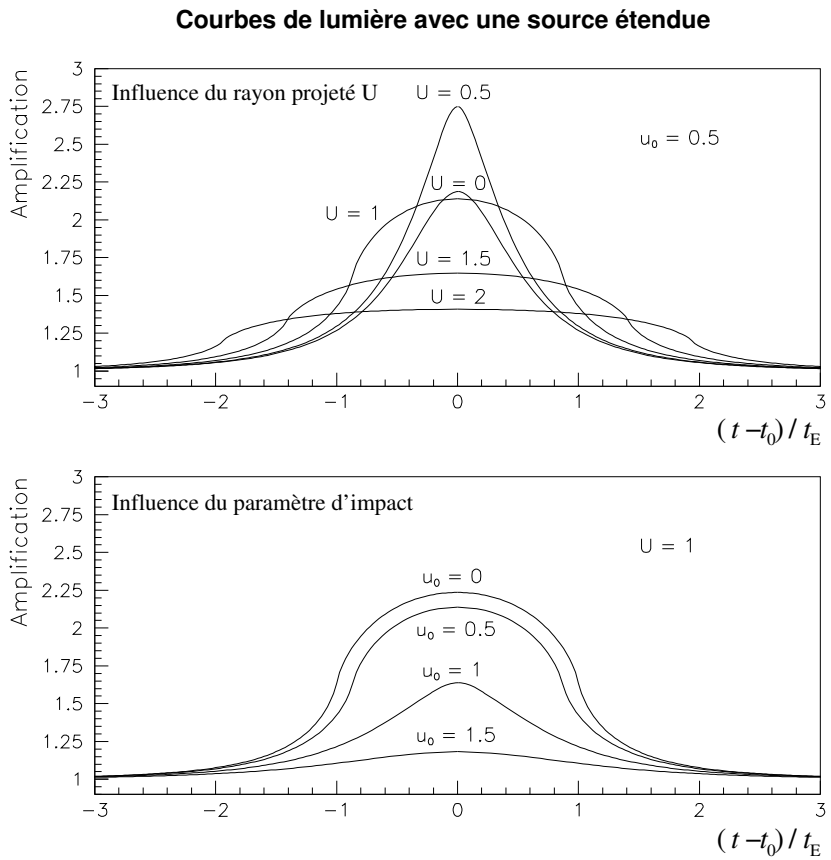


FIG. 2.9 – *Courbes de lumière avec effet de source étendue, pour différents paramètres u_0 et U. La figure supérieure illustre l'influence du rayon projeté de la source U sur la forme de la courbe de lumière. En particulier, l'amplification maximale est obtenue pour $U \neq 0$: l'effet de source étendue peut contribuer à rendre un événement plus facilement détectable. La figure du bas montre l'effet de la variation de u_0 pour $U = 1$: l'extension de la source supprime la divergence à $t = t_0$ pour un paramètre d'impact nul $u_0 = 0$ (d'après Renault [1996]).*

D'autre part, l'amplification n'est plus infinie lorsque le paramètre d'impact est nul :

$$A(u_0 = 0, U) = \sqrt{1+\frac{4}{U^2}} \tag{2.24}$$

La divergence du modèle avec source ponctuelle disparaît (fig. 2.9).

L'influence de l'étendue de la source est d'autant plus facile à détecter que la masse M du déflecteur est faible.

La mise en évidence de cet effet permet de lever partiellement la dégénérescence du modèle de microlentille simple. Si on connaît le rayon projeté de la source U, et s'il est possible d'estimer la distance de la source D_s ainsi que son rayon r_* (à partir du type de l'étoile par exemple), on peut alors déterminer le rayon d'Einstein angulaire θ_{E},

$$U = \frac{r_*}{r_{\mathrm{E}}}\frac{D_l}{D_s} \quad \text{d'où} \quad \theta_{\mathrm{E}} = \frac{r_{\mathrm{E}}}{D_l} = U\frac{r_*}{D_s} = U \times \theta_* \tag{2.25}$$

Comme la courbe de lumière fournit le temps d'Einstein t_{E}, il devient possible de mesurer le mouvement propre relatif de la source et du déflecteur,

$$\mu_{rel} = \frac{v_t}{D_l} = \frac{\theta_{\mathrm{E}}}{t_{\mathrm{E}}} \tag{2.26}$$

En examinant les différentes populations auxquelles le déflecteur peut appartenir, on peut contraindre v_t et D_l, et localiser le déflecteur.

2.1.3.2 Sources binaires

Comme une fraction importante (environ 50%) des étoiles appartiennent à des systèmes doubles, il est naturel d'envisager que la source subissant l'effet de microlentille puisse être une étoile double non résolue. Chacune des deux étoiles composant le système binaire subit alors l'effet, mais avec des paramètres d'impact réduits différents $u_{1,2}(t)$. L'amplification totale est la superposition des amplitudes individuelles, pondérées par les luminosités $L_{1,2}$ des deux sources,

$$A_{totale}(t) = \frac{1}{L_1 + L_2}\left(L_1 \times A(u_1(t)) + L_2 \times A(u_2(t))\right) \tag{2.27}$$

Une description complète doit tenir compte de l'éventuel mouvement de rotation du système pendant l'effet de microlentille (effet de *xallarap*, voir 2.1.3.4). La courbe de lumière peut présenter plusieurs pics, ou des déformations asymétriques.

2.1.3.3 Déflecteurs binaires

Comme l'étoile source, le déflecteur peut aussi être un objet double. À peu près un dixième des événements de microlentilles gravitationnelles présentent une déviation du modèle de microlentille simple caractéristique d'une lentille binaire [Mao et Paczynski, 1991].

La déviation d'un rayon lumineux est la somme des déflections dues à chaque composante du système de lentilles ; l'équation (2.5) devient :

$$\vec{r} - \vec{b} = \frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s}\sum_i \frac{4GM_i}{c^2}\frac{\vec{r}_i}{r_i^2} \tag{2.28}$$

En pratique, inverser analytiquement cette équation s'avère impossible pour des configurations arbitraires du système de lentilles. Quatre paramètres supplémentaires sont nécessaires pour décrire le phénomène (la masse totale du système de lentilles, le rapport des masses, la distance entre les lentilles et l'orientation de la trajectoire de la source par rapport aux deux

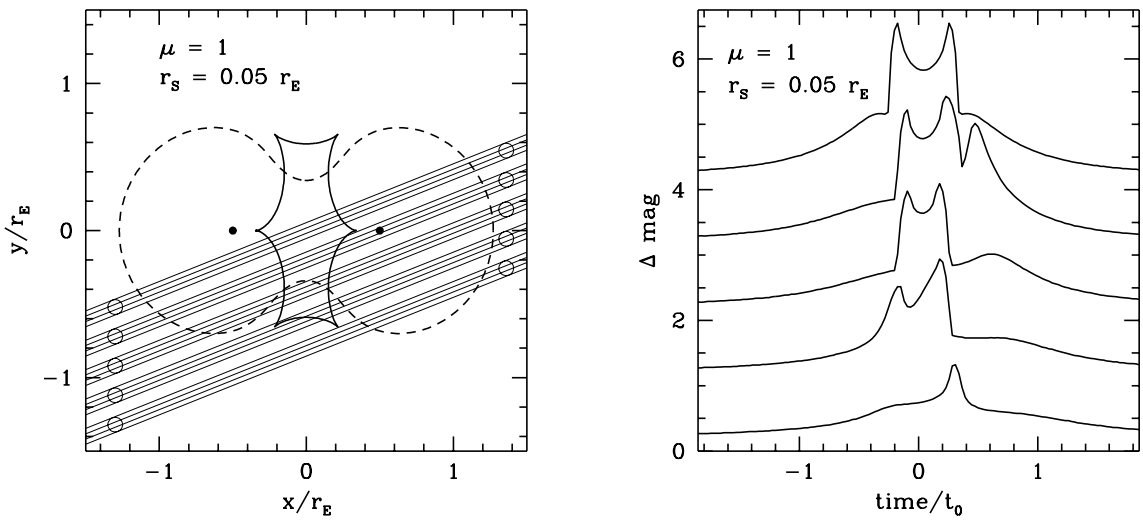


FIG. 2.10 – *Exemple de microlentille avec déflecteur binaire. À gauche sont indiquées les positions des deux composantes de la lentille binaire (cercles noirs), avec la courbe critique (pointillés) et la caustique (trait plein) associées. Pour 5 trajectoires possibles de la source les courbes de lumière correspondantes ont été calculées et sont représentées à droite. Lorsque la source traverse ou simplement s'approche de la caustique, la courbe de lumière présente des pics très marqués, caractéristiques d'une lentille binaire (d'après Paczynski [1996]).*

lentilles) ; l'espace des paramètres est vaste et la courbe de lumière résultante peut prendre des formes très variées.

Pour une position donnée de la source, 3 ou 5 images se forment. Pour certaines positions particulières de la source, deux images apparaissent ou disparaissent ; l'ensemble de ces positions est la *courbe caustique* de la lentille binaire. Lorsque la source traverse la caustique, une paire d'images apparaît ou disparaît sur la *courbe critique*, tandis que l'amplification totale est formellement infinie (fig. 2.10). Selon que la source traverse ou non la caustique, et selon la configuration du système binaire (*close binary* ou *wide binary* [4]), le phénomène peut engendrer une grande variété de courbes de lumière (fig. 2.10). Schneider et Weiss [1986] présentent en détails les différentes topologies possibles d'une microlentille binaire, tandis que Dominik [1996] traite plus particulièrement le cas d'une lentille binaire en rotation.

En raison du nombre de paramètres libres, l'ajustement d'un modèle de microlentille binaire sur une courbe de lumière est délicat ; la combinaison avec des données astrométriques peut parfois permettre de distinguer entre plusieurs modèles possibles, mais certaines dégénérescences semblent liées à l'équation (2.28) elle-même [Dominik, 1999].

2.1.3.4 Effet de parallaxe terrestre

En première approximation, le mouvement du déflecteur par rapport à la ligne de visée a été décrit comme rectiligne uniforme. Cependant, si la durée de l'événement est suffisamment longue comparée à une année terrestre, la rotation de la terre autour du soleil induit une mo-

[4]En définissant le rayon d'Einstein du système binaire en utilisant la masse totale du système, un système de déflecteurs binaire est appellé *wide binary* si la séparation des deux composantes est supérieure au rayon d'Einstein, et *close binary* si elle est inférieure.

dulation de la vitesse transverse apparente de la lentille et modifie ainsi l'évolution temporelle du paramètre d'impact réduit $u(t)$.

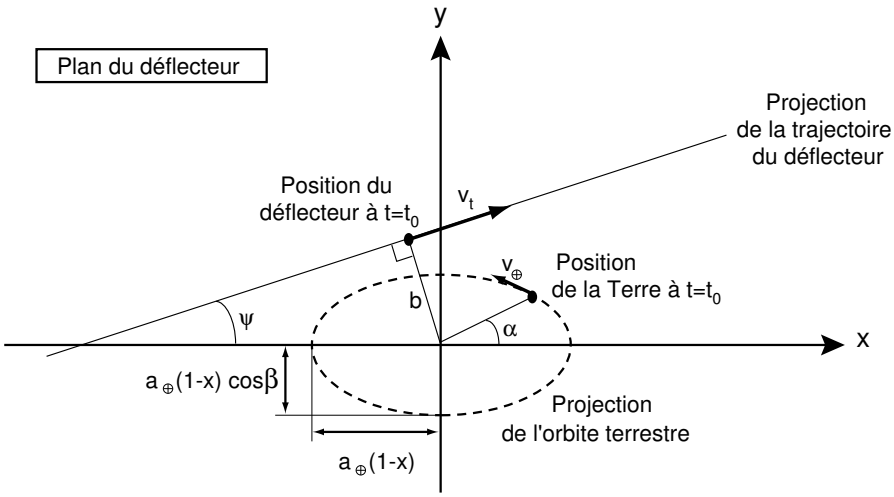


FIG. 2.11 – *Géométrie de l'effet de microlentille avec parallaxe terrestre dans le plan du déflecteur. Le centre des coordonnées est l'intersection de la ligne de visée Soleil–source (d'après Palanque-Delabrouille [1997]).*

La projection de l'orbite terrestre dans le plan de la lentille est une ellipse comme indiqué sur la figure 2.11, où β est l'angle que fait la ligne de visée avec le plan de l'écliptique, $a_\oplus$ est le rayon de l'orbite terrestre (supposée circulaire), et $x = D_l/D_s$. La position de l'intersection de la ligne de visée avec le plan du déflecteur s'écrit ainsi :

$$\vec{x}(t) = \begin{cases} a_\oplus(1-x)\cos(\Omega_\oplus(t-t_0)+\alpha) \\ \\ a_\oplus(1-x)\cos\beta\sin(\Omega_\oplus(t-t_0)+\alpha) \end{cases} \tag{2.29}$$

D'autre part, la position du déflecteur suit la loi :

$$\vec{x}_l(t) = \begin{cases} v_t(t-t_0)\cos\psi - b\sin\psi \\ \\ v_t(t-t_0)\sin\psi + b\cos\psi \end{cases} \tag{2.30}$$

où ψ est l'angle que fait la trajectoire du déflecteur avec le demi-grand-axe de l'orbite terrestre projetée, et $\Omega_\oplus = 2\pi/T_\oplus$ avec $T_\oplus = 1\,\mathrm{an}$ (période de révolution terrestre). L'évolution du paramètre d'impact réduit s'écrit alors,

$$\vec{u}(t) = \frac{\vec{x}(t) - \vec{x}_l(t)}{r_\mathrm{E}} \tag{2.31}$$

$$\begin{aligned} u^2(t) = ||\vec{u}||^2 \quad = \quad & u_0^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_\mathrm{E}}\right)^2 + \delta u^2\left(\cos^2\varphi(t) + \cos^2\beta\sin^2\varphi(t)\right) \\ & +2\left(\frac{t-t_0}{t_\mathrm{E}}\right)\delta u\left(\cos\beta\sin\psi\sin\varphi(t) + \cos\psi\cos\varphi(t)\right) \\ & +2u_0\delta u\left(\cos\beta\cos\psi\sin\varphi(t) - \sin\psi\cos\varphi(t)\right) \end{aligned} \tag{2.32}$$

où on a posé,

$$\varphi(t) = \Omega_\oplus \times (t - t_0) + \alpha \qquad \delta u = \frac{a_\oplus}{r_\mathrm{E}} \times \frac{D_s - D_l}{D_s} = \frac{a_\oplus}{\tilde{r}_\mathrm{E}} \tag{2.33}$$

δu représente la projection du rayon $a_\oplus$ de l'orbite terrestre dans le plan du déflecteur exprimé en rayon d'Einstein (ou encore le rayon de l'orbite $a_\oplus$ rapporté au rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur).

À partir de l'expression de $u(t)$ on peut calculer l'évolution temporelle de l'amplification (équation (2.15)) ; la courbe de lumière résultante ressemble à une courbe de Paczyński mais présente des distorsions qui la rendent légèrement asymétrique, comme le montre la figure 2.12 (Il s'agit du premier événement à parallaxe terrestre détecté [Alcock et al., 1995].).

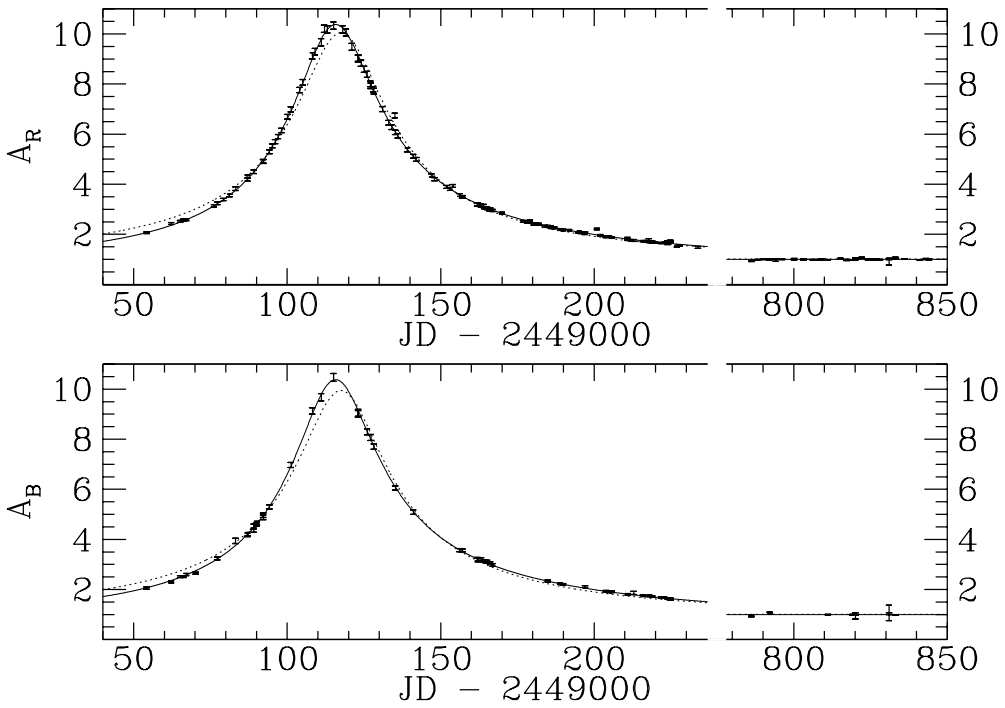


FIG. 2.12 – *Courbes de lumière du premier événement détecté présentant un effet de parallaxe terrestre (découvert par* MACHO*) [Alcock et al., 1995]. Le mouvement de la Terre induit une légère déformation par rapport au modèle de microlentille simple ; la courbe de lumière présente notamment une certaine asymétrie. Paramètres de l'événement :* $t_E = 72\,\mathrm{jours}$ *et* $\delta u = 0.322 \pm 0.035$.

Pour que l'effet de parallaxe terrestre soit significatif, il faut d'une part que le rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur $\tilde{r}_\mathrm{E}$ soit du même ordre de grandeur que le rayon de l'orbite terrestre $a_\oplus = 1\,\mathrm{UA}$ (*i.e.* $\delta u \sim 1$), et d'autre part que la durée de l'événement soit suffisamment longue par rapport à la période de révolution terrestre $T_\oplus$ ($t_\mathrm{E} \gtrsim 50\,\mathrm{jours}$). La mise en évidence de l'effet de parallaxe permet une levée partielle de la dégénérescence : la mesure de t_E et δu donne accès au rayon d'Einstein projeté $\tilde{r}_\mathrm{E} = a_\oplus/\delta u$ et à la projection de la vitesse transverse $\tilde{v}_t$,

$$\tilde{v}_t = v_t \times \frac{D_s}{D_s - D_l} = \frac{a_\oplus}{t_\mathrm{E}\delta u} \tag{2.34}$$

En comparant les vitesses transverses projetées attendues pour les différentes populations auxquelles le déflecteur est susceptible d'appartenir, il est parfois possible de contraindre la po-

sition du déflecteur. L'absence d'effet de parallaxe constitue aussi une information intéressante : elle permet de placer une limite supérieure sur δu et une limite inférieure sur $\tilde{v}_t$, et de contraindre de même la position de la lentille.

S'il est possible de mesurer à la fois $\tilde{v}_t$ (effet de parallaxe) et μ_{rel} (source étendue) on peut alors lever complètement la dégénérescence et déterminer la masse de la lentille M, son mouvement propre relatif μ_{rel} et sa localisation D_l.

Bennett [1998] a introduit en 1998 le concept de *xallarap*, réciproque de l'effet de parallaxe : les distorsions de la courbe de lumière sont cette fois la conséquence du mouvement de rotation d'une source binaire. La mise en évidence de l'effet donne accès au rayon d'Einstein projeté dans le plan de la source $\hat{r}_{\mathrm{E}}$, par comparaison avec le demi-grand axe a_* de l'orbite du système binaire.

2.2 Quantités observables et paramètres physiques

Un événement suivi photométriquement donne accès aux variables t_{E}, t_0, u_0 ; a priori, t_0 et u_0 sont distribués uniformément ; seul le temps d'Einstein t_{E} est lié aux caractéristiques physiques du déflecteur, à savoir sa masse M, la distance D_l et le mouvement propre relatif $\vec{\mu}_{rel}$ (ou la vitesse transverse relative).

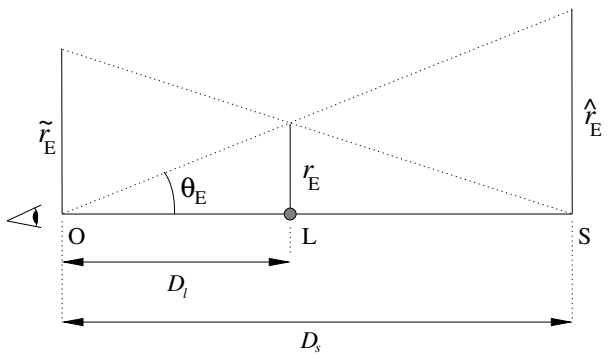


FIG. 2.13 – *Définition des paramètres r_E, θ_E, $\hat{r}_E$, $\tilde{r}_E$.*

En théorie, les observables accessibles pour un événement de microlentille gravitationnelle sont le temps d'Einstein t_{E}, l'angle θ_{E}, le rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur $\tilde{r}_{\mathrm{E}}$ (fig. 2.13), l'orientation relative du mouvement propre source-déflecteur ψ, et enfin la parallaxe π_s et le mouvement propre $\vec{\mu}_s$ de la source. Jusqu'à présent, seul t_{E} a été déterminé pour la quasi-totalité des événements détectés, par ajustement d'une fonction de Paczyński sur la courbe de lumière. Par contre, θ_{E}, $\tilde{r}_{\mathrm{E}}$ et ψ n'ont pu être estimés que pour quelques événements.

L'angle θ_{E} est mesuré par comparaison avec un angle connu sur le ciel ; la taille angulaire de l'étoile source θ_* est la seule référence utilisée à ce jour (ce qui revient à comparer $\hat{r}_{\mathrm{E}}$ et r_*) c'est l'effet de source étendue, décrit en 2.1.3.1. L'angle θ_{E} n'a pu être déterminé à ce jour que pour 7 événements.

Le rayon d'Einstein projeté $\tilde{r}_{\mathrm{E}}$ peut être déterminé en le comparant à une distance physique dans le plan de l'observateur ; l'orbite terrestre est la seule référence utilisée jusqu'à présent : c'est l'effet de parallaxe terrestre (*cf.* 2.1.3.4) qui donne accès à $\tilde{r}_{\mathrm{E}}$ et ψ, détecté sur moins d'une dizaine d'événements.

La connaissance simultanée de $\theta_{\rm E}$ et $\tilde{r}_{\rm E}$ permet de lever complètement la dégénérescence et d'accéder à la masse de la lentille :

$$\tilde{r}_{\rm E}\theta_{\rm E} = 4\frac{GM}{c^2} \tag{2.35}$$

Les relations entre les observables accessibles et les paramètres physiques de la lentille sont discutées en détail dans Gould [2000] et Gould [2001].

2.3 Épaisseur optique et taux d'événements

Le nombre et la fréquence des événements de microlentilles sont directement liés à la quantité de déflecteurs présents dans la région de l'espace située entre les étoiles surveillées et l'observateur. L'effet de microlentille gravitationnelle constitue ainsi un outil observationnel d'un genre nouveau : sensible directement à la masse des objets compacts présents, il permet de contraindre la densité de matière présente sous forme d'objets compacts et la fonction de masse de ces objets.

Nous allons maintenant définir plusieurs grandeurs pratiques permettant de faire le lien entre les événements observés et les modèles décrivant la distribution et les propriétés des déflecteurs.

2.3.1 Épaisseur optique

On définit l'*épaisseur optique* τ (aussi appelée *profondeur optique* ou *optical depth*) comme la probabilité pour une étoile donnée de voir sa luminosité amplifiée de plus de 34% par une lentille à un instant donné. Ce seuil de 34% correspond à l'amplification obtenue lorsque le paramètre d'impact b est égal au rayon d'Einstein ($u_0 = 1$) : l'épaisseur optique est ainsi la probabilité que la ligne de visée vers une source donnée croise le disque d'Einstein d'un déflecteur quelconque.

Si toutes les lentilles ont la même masse M et si la densité de matière est ρ dans la région de l'espace considérée, il y a alors $n = \rho/M$ lentilles par unité de volume. Le disque d'Einstein de chaque déflecteur couvrant $\pi r_{\rm E}^2$, les lentilles situées dans une tranche d'épaisseur dD_l à la distance D_l contribuent pour $d\tau$ à l'épaisseur optique,

$$d\tau = \frac{\rho(D_l)}{M}\pi r_{\rm E}^2 dD_l \tag{2.36}$$

L'épaisseur optique vient par simple intégration,

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^{D_s} \frac{\rho}{M}\pi r_{\rm E}^2 dD_l \\ &= \frac{4\pi G}{c^2}\int_0^{D_s} \rho\frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s}\, dD_l \\ &= \frac{4\pi G}{c^2}D_s^2\int_0^1 \rho(x)x(1-x)\, dx \qquad \text{avec} \quad x = \frac{D_l}{D_s} \end{aligned} \tag{2.37}$$

l'épaisseur optique est indépendante de la masse individuelle des déflecteurs, et n'est fonction que de la densité de déflecteurs dans la région sondée.

Une estimation grossière de l'épaisseur optique peut être obtenue en considérant toutes les lentilles de même masse et à la même distance D_l, l'épaisseur optique étant assimilée à la fraction de ciel couverte par les disques d'Einstein,

$$\tau \simeq N_{lentilles} \frac{\pi r_{\mathrm{E}}^2}{4\pi D_l^2} \tag{2.38}$$

où $N_{lentilles}$ est le nombre total de déflecteurs présents. Supposons que l'ensemble des déflecteurs appartiennent à un système auto-gravitant virialisé. La masse totale des déflecteurs compris dans une sphère de rayon D_s s'écrit :

$$m_{totale} = N_{lentilles} \times M \qquad \text{où } M \text{ est la masse d'un déflecteur} \tag{2.39}$$

la masse totale peut être reliée à la vitesse moyenne de rotation du système par le théorème du viriel,

$$\frac{G m_{totale}}{D_s} \simeq v^2 \quad \text{d'où} \quad m_{totale} \simeq \frac{v^2 D_s}{G} \quad \text{et} \quad N_{lentilles} = \frac{m_{totale}}{M} \simeq v^2 \frac{D_s}{GM} \tag{2.40}$$

En utilisant l'expression (2.7) du rayon d'Einstein, on obtient,

$$\tau \simeq \frac{v^2}{c^2} \tag{2.41}$$

Pour des objets appartenant au Halo Galactique, $v \simeq 200\,\mathrm{km.s^{-1}}$ ce qui donne

$$\tau \simeq 5 \times 10^{-7}. \tag{2.42}$$

La probabilité qu'une étoile donnée subisse un effet de microlentille significatif ($A > 0.34$) est très faible ; en pratique, il faut surveiller des millions d'étoiles pour espérer détecter des événements. D'autre part, une probabilité aussi faible rend extrêmement improbable qu'une étoile puisse subir le phénomène plus d'une fois.

L'épaisseur optique peut être calculée directement à partir des événements de microlentilles observés via l'estimateur :

$$\tau = \frac{\pi}{2} \frac{1}{N_* T_{obs}} \sum_i \frac{t_{\mathrm{E},i}}{\epsilon(t_{\mathrm{E},i})} \tag{2.43}$$

où la somme porte sur l'ensemble des événements détectés, $\epsilon(t_{\mathrm{E}})$ étant l'efficacité de détection d'un événement de temps d'Einstein t_{E}.

2.3.2 Nombre et taux d'événements

Le nombre d'événements attendus pendant un temps d'observation T_{obs} est proportionnel au nombre N_* d'étoiles surveillées, à la densité numérique des déflecteurs dans la région de l'espace sondée, et à la surface couverte par le disque d'Einstein de chaque déflecteur pendant T_{obs}. Soit $\vec{x}_l$ la position d'un déflecteur, M sa masse, $\vec{v}_l$ sa vitesse ; sa vitesse transverse relative v_t par rapport à la ligne de visée s'écrit

$$\vec{v}_t = \vec{v}_l^{\perp} - \vec{v}_s^{\perp} \times \frac{D_l}{D_s} - \vec{v}_{\odot}^{\perp} \times \frac{D_s - D_l}{D_s} \tag{2.44}$$

par conséquent, la surface du ciel couverte par le disque d'Einstein du déflecteur pendant T_{obs} est un rectangle de $(2r_{\mathrm{E}}) \times (v_t T_{obs})$,

$$\mathcal{A}(M, \vec{x}_l, \vec{v}_l) = (2r_{\mathrm{E}}) \times (v_t T_{obs}) \tag{2.45}$$

En notant la densité numérique des déflecteurs $n(M, \vec{x}_l) = \rho(\vec{x}_l)/M$, $f_M(M)$ leur fonction de masse et $f_V(\vec{x}_l, \vec{v}_l)$ leur distribution de vitesse, le nombre d'événements attendus s'écrit dans le cas général,

$$N = N_* \int_0^{D_s} dD_l \int d^3\vec{v}_l f_V(\vec{x}_l, \vec{v}_l) \int dM f_M(M) \frac{\rho(\vec{x}_l)}{M} \int_{\mathcal{A}} dS \tag{2.46}$$

en considérant que l'efficacité de détection est de 100%.

Une estimation grossière du nombre d'événements attendus peut être obtenue en supposant que tous les déflecteurs possèdent la même masse M, la même vitesse transverse v_t et la même durée t_{E}. L'intégrale précédente peut alors s'écrire

$$\begin{aligned} N &= N_* \int_0^{D_s} dD_l \times \frac{\rho}{M} \times (2r_{\mathrm{E}})(v_t T_{obs}) = N_* T_{obs} \int_0^{D_s} dD_l \times \frac{\rho}{M} \times (2r_{\mathrm{E}}) \frac{r_{\mathrm{E}}}{t_{\mathrm{E}}} \\ &= N_* \frac{T_{obs}}{t_{\mathrm{E}}} \frac{2}{\pi} \int_0^{D_s} dD_l (\pi r_{\mathrm{E}}^2) \frac{\rho}{M} \\ &= \frac{2}{\pi} N_* \frac{T_{obs}}{t_{\mathrm{E}}} \times \tau \end{aligned} \tag{2.47}$$

τ étant la profondeur optique (équation (2.37)). Comme la profondeur optique est indépendante de la masse des lentilles, le nombre d'événements N ne dépend de la masse des déflecteurs qu'à travers le terme t_{E}, et est proportionnel à $1/\sqrt{M}$.

Le taux d'événements est simplement le nombre d'événements observés rapporté au nombre d'étoiles surveillées et à la durée d'observation :

$$\Gamma = \frac{N}{N_* T_{obs}} = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{t_{\mathrm{E}}} \tag{2.48}$$

Le nombre et le taux d'événements que nous venons d'établir ne tiennent pas compte de l'efficacité de détection. En pratique, Γ peut être estimé en utilisant l'expression (*cf.* équation (2.43)) :

$$\Gamma = \frac{1}{N_* T_{obs}} \sum_i \frac{1}{\epsilon(t_{\mathrm{E},i})} \tag{2.49}$$

2.4 Influence de l'effet de confusion ou *blending*

La probabilité qu'une étoile donnée subisse un effet de microlentille étant très faible (*cf.* 2.3.1), il est nécessaire d'observer des millions d'étoiles pour pouvoir détecter des événements. Le choix des cibles se porte donc naturellement vers des régions du ciel très denses, comme le Centre Galactique ou les Nuages de Magellan. En raison de la très haute densité stellaire de ces champs, la photométrie des étoiles suivies est rendue plus complexe : les profils stellaires se recouvrent, et le disque de *seeing* de chaque étoile résolue contient de nombreuses étoiles non-résolues. Ainsi, le flux F_0^{obs} attribué à chaque étoile détectée et reconstruite vaut :

$$F_0^{obs} = F_0^* + F^{nr} \tag{2.50}$$

où F_0^* est le véritable flux de l'étoile détectée, et F^{nr} la contribution de toutes les étoiles non-résolues confondues dans le disque de *seeing*. C'est l'effet de *confusion* ou *blending*.

Si l'étoile suivie subit un effet de microlentille, le flux reconstruit pendant l'amplification F^{amp} sera :

$$F^{amp} = A \times F_0^* + F^{nr} \tag{2.51}$$

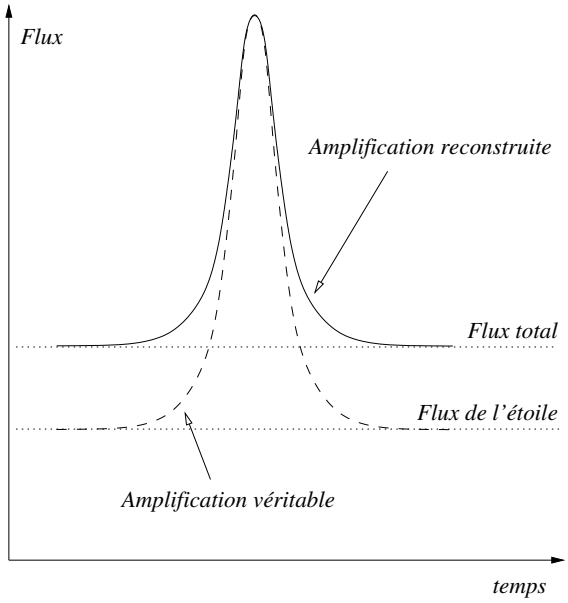


FIG. 2.14 – *Influence du* blending *sur la reconstruction d'un événement de microlentille. Le flux reconstruit attribué à l'étoile suivie comprend une part de* blending*, contribution des étoiles non-résolues situées dans son disque de* seeing*. L'amplification reconstruite est systématiquement sous-estimée.*

et l'amplification observée,

$$A^{obs} - 1 = \frac{F^{amp}}{F_0^{obs}} - 1 = (A-1)\frac{F_0^*}{F_0^{obs}} = (A-1) \times f < A - 1 \tag{2.52}$$

avec f la fraction de flux *non-blendé*,

$$f = \frac{F_0^*}{F_0^{obs}} \leq 1. \tag{2.53}$$

L'amplification est ainsi systématiquement sous-estimée en présence de *blending* (fig. 2.14). De plus, la composante de *blending* F^{nr} peut présenter une couleur différente de celle de l'étoile résolue : le rapport $f = F_0^*/F_0^{obs}$ sera donc différent selon le filtre utilisé, l'amplification apparente A^{obs} aussi, et l'événement semblera chromatique (l'amplification observée devenant dépendante du filtre).

D'autre part, le temps d'Einstein est biaisé en présence de *blending*. Le temps d'Einstein mesuré t_{E}^{obs} correspond à un paramètre d'impact $u^{obs}(t = t_{\mathrm{E}}^{obs}) = 1$ et à une amplification $A^{obs}(u^{obs}) = A^{seuil} = 1.34$. Le véritable paramètre d'impact u peut être relié au paramètre d'impact observé u^{obs} par :

$$A(u) = \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}} = (A^{obs}-1)f + 1 \tag{2.54}$$

$$u^2(A) = \frac{2}{\sqrt{1-1/A^2}} - 2 = \frac{2}{\sqrt{1-\frac{f^2}{\left(A^{obs}-1+f\right)^2}}} - 2 \tag{2.55}$$

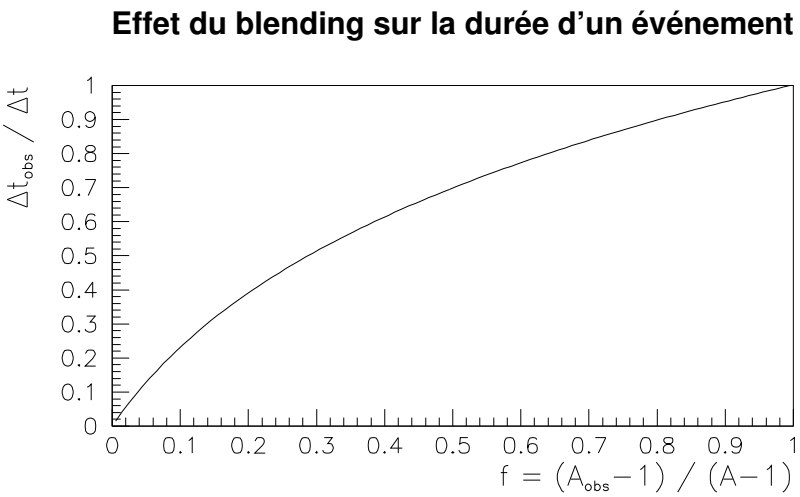


FIG. 2.15 – *Influence du* blending *sur la mesure du temps d'Einstein. Comme l'amplification, le temps d'Einstein t_E est systématiquement sous-estimé en présence de* blending.

Pour $u^{obs} = 1$ *i.e.* $A^{obs} = A^{seuil}$,

$$u(u^{obs} = 1) = \sqrt{2}\sqrt{\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{f^2}{\left(A^{seuil}-1+f\right)^2}}} - 1} \tag{2.56}$$

On peut alors définir un rayon d'Einstein observé r_{E}^{obs} par

$$b = u^{obs} \times r_{\mathrm{E}}^{obs} = u \times r_{\mathrm{E}} \qquad \frac{r_{\mathrm{E}}^{obs}}{r_{\mathrm{E}}} = \frac{u}{u^{obs}} = u(u^{obs} = 1) \tag{2.57}$$

et ainsi comparer le temps d'Einstein observé au véritable temps d'Einstein,

$$\frac{t_{\mathrm{E}}^{obs}}{t_{\mathrm{E}}} = \frac{r_{\mathrm{E}}^{obs}}{r_{\mathrm{E}}} = u(u^{obs} = 1) = \sqrt{2}\sqrt{\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{f^2}{\left(A^{seuil}-1+f\right)^2}}} - 1} < 1 \tag{2.58}$$

La figure 2.15 illustre l'effet du *blending* sur le temps d'Einstein reconstruit pour différentes valeurs de f. Comme l'amplification, le temps d'Einstein est systématiquement sous-estimé.

La sous-estimation des durées des événements du fait du *blending* a des conséquences importantes ; outre une mauvaise détermination des paramètres du déflecteur (du moins lorsque la dégénérescence peut être levée), l'excès d'événements de courtes durées conduit à sous-estimer l'épaisseur optique[5] (équation (2.43)).

Le *blending* affecte aussi l'épaisseur optique d'une autre manière. Le disque de *seeing* de chaque étoile reconstruite contient en réalité de nombreuses étoiles plus faibles, non-résolues. Si l'une de ces étoiles subit un effet de microlentille, l'événement, s'il est détectable, sera attribué à l'étoile reconstruite. Le nombre d'étoiles effectivement suivies est ainsi supérieur au

[5]La dépendance de l'efficacité ϵ avec t_{E} peut moduler ce résultat.

nombre d'étoiles reconstruites, et la probabilité qu'une étoile du catalogue subisse un effet de microlentille (autrement dit l'épaisseur optique) sera surestimée.

Plus le champ est encombré, plus l'effet de *blending* affecte la mesure de l'épaisseur optique. L'effet est important pour les recherches en direction du Centre Galactique, à tel point que certains groupes préfèrent restreindre leur catalogue aux géantes rouges : ces étoiles sont suffisamment brillantes pour que leur flux de base soit bien déterminé et ainsi peu affecté par le blending [Afonso et al., 2003a; Afonso, 2001]. Vers les Nuages de Magellan l'effet est plus faible ; Afonso et al. [2003b] montre en particulier qu'il est relativement faible pour l'analyse classique des données EROS vers le Petit Nuage de Magellan.

2.5 Description *différentielle*

La détermination du flux de base d'une étoile subissant un effet de microlentille est nécessaire pour obtenir une bonne mesure de l'amplification et du temps d'Einstein t_{E}. Malheureusement, le flux de base peut être mal déterminé en raison du *blending* (*cf.* 2.4), voire inaccessible pour les expériences de *pixel-lensing* (recherche vers M31 par exemple, *cf.* 3.2.5.1).

La recherche de microlentilles par soustraction d'images conduit aussi à l'ignorance du flux de base[6] des étoiles (chapitre 4).

La description classique du phénomène s'avère alors inadéquate car la méconnaissance du flux de base de l'étoile source ajoute une dégénérescence : il faut désormais déterminer t_0, t_{E}, u_0 mais aussi F_0^* (ou la fraction de flux *non-blendé* f) en utilisant uniquement les résultats de l'ajustement d'une courbe de Paczyński sur la courbe de lumière. Si le paramètre t_0 est relativement facile à déterminer, le paramètre d'impact u_0, le flux de base F_0^* de l'étoile et le temps d'Einstein t_{E} sont dégénérés.

2.5.1 Vision "phénoménologique"

Pour contourner cette difficulté, on peut décrire les microlentilles observées en n'utilisant que des caractéristiques expérimentales aisément accessibles, à savoir l'instant du maximum d'amplification t_0, la variation maximale de flux ΔF_{max}, et la largeur temporelle à mi-hauteur $t_{1/2}$, durée pendant laquelle l'augmentation de flux ΔF est supérieure à $\Delta F_{max}/2$ (fig. 2.16).

On peut aisément exprimer ces grandeurs en fonction des paramètres de l'événement. La variation de flux pendant l'événement s'écrit, d'après :

$$\Delta F(t) = F_0^*(A(t) - 1) = F_0^* \times g(u^2(t)) \qquad \text{où} \quad g(x) = \frac{2+x}{\sqrt{x(4+x)}} - 1 \qquad x > 0 \tag{2.59}$$

Au maximum d'amplification, elle vaut :

$$\Delta F_{max} = \Delta F(t_0) = F_0^*(A(t_0) - 1) = F_0^* \times g(u_0^2) \tag{2.60}$$

D'autre part, la durée $t_{1/2}$ s'obtient par :

$$\Delta F(t_0 - t_{1/2}) = \Delta F(t_0 + t_{1/2}) = \frac{\Delta F_{max}}{2} \tag{2.61}$$

[6]On peut bien sûr déterminer indépendamment le flux de l'étoile source, mais il sera alors affecté par l'effet de *blending*.

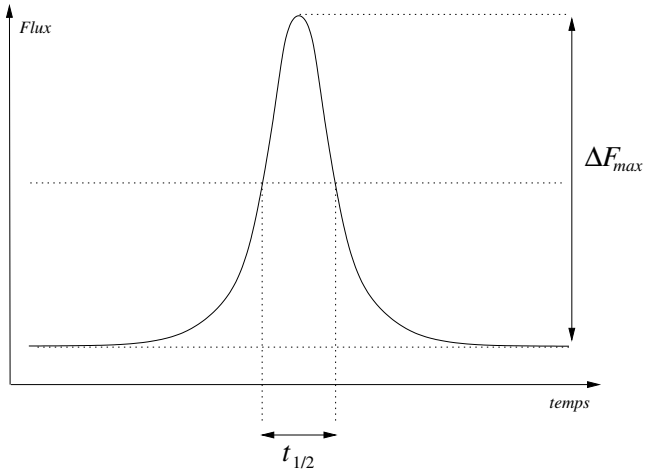


FIG. 2.16 – *Description différentielle de l'effet de microlentille gravitationnelle.* ΔF_{max} *est la variation maximale de flux,* $t_{1/2}$ *la durée à mi-amplification.*

D'où,

$$t_{1/2} = 2t_{\mathrm{E}}\sqrt{u_{1/2}^2 - u_0^2} \tag{2.62}$$

avec

$$u_{1/2}^2 = g^{-1}\left(\frac{1}{2}g(u_0^2)\right) \quad \text{et} \quad g^{-1}(y) = \frac{2y+2}{\sqrt{y(y+2)}} - 2 \tag{2.63}$$

Comme $3+n$ paramètres sont nécessaires pour décrire complètement un événement de microlentille simple (t_0, t_{E}, u_0, et les flux non-amplifiés $F_0^{*,c}$ dans les n bandes d'observation), la description basée sur les $2+n$ paramètres *phénoménologiques* t_0, $t_{1/2}$, et ΔF_{max}^c (dans la bande c) n'est pas une description complète : plusieurs configurations de microlentille peuvent être décrites par le même jeu de paramètres t_0, $t_{1/2}$, ΔF_{max}^c. Autrement dit, cette paramétrisation n'est qu'une manière différente d'exprimer la dégénerescence due à la méconnaissance (ou l'ignorance) du véritable flux non-amplifié de l'étoile F_0^*.

La détermination de la fraction de flux *non-blendé* f et celle du flux véritable F_0^* de l'étoile sont des problèmes équivalents. En effet, la variation de flux observée pendant l'événement peut s'écrire :

$$\Delta F = F_0^*(A(t_0, t_{\mathrm{E}}, u_0) - 1) = F_0^{obs}(A(t_0, t_{\mathrm{E}}, u_0) - 1)f. \tag{2.64}$$

Ajuster une courbe de Paczyński sur un événement *blendé* obtenu par photométrie classique revient à déterminer f, le flux apparent F_0^{obs} (flux de base apparent) étant connu. Dans la description différentielle on ne connaît pas le le flux de base, et le flux réel de l'étoile $F_0^* = fF_0^{obs}$ est un paramètre de l'ajustement.

La description différentielle est plus adaptée pour le traitement en analyse par soustraction d'image (chapitre 4) ou par *pixel-lensing* (*cf.* 3.2.5.1) ; mais la relation entre $(t_{1/2}, \Delta F_{max})$ et la masse M du déflecteur est moins immédiate.

2.5.2 Définition alternative de l'épaisseur optique

Lorsque le temps d'Einstein est mal déterminé ou inaccessible, l'épaisseur optique ne peut plus être estimée à partir de la relation (2.43). Gondolo [1999] propose un nouvel estimateur τ_F

basé uniquement sur les paramètres $t_{1/2}$ et ΔF_{max}. Pour une efficacité de détection de 100%, τ_F s'écrit

$$\tau_F = \frac{\pi}{2\mathcal{I}} \frac{1}{T_{obs} F_s} \sum_i t_{1/2,i} \Delta F_{max,i} \tag{2.65}$$

où F_s est le flux total des étoiles surveillées (résolues ou non ; F_s est directement lié à la brillance de surface de la région étudiée), et $\mathcal{I}$ une constante numérique $\mathcal{I} = 2.1465$. L'estimateur τ_F est formellement équivalent à l'estimateur précédent τ si toutes les microlentilles sont détectées, quel que soit le flux de l'étoile source et la variation de flux due à l'amplification. Dans la pratique, l'efficacité de détection dépend évidemment de l'importance de la variation de flux ; il existe un seuil ΔF_{min} en deçà duquel aucune variation de flux n'est détectable par l'instrument utilisé (ne serait-ce qu'à cause du bruit de photons). Pour en tenir compte, il est nécessaire de modifier τ_F, ce qui induit une dépendance de l'estimateur avec la fonction de luminosité des étoiles sources ; dériver τ de τ_F nécessite de connaître cette fonction de luminosité [Gondolo, 1999].

2.6 Tester les modèles de Halo Galactique

Le phénomène de microlentille gravitationnelle permet de sonder le contenu en matière d'une région de l'espace, que cette matière soit ou non lumineuse. La condition essentielle est qu'elle soit constituée d'objets compacts ; il faut aussi disposer d'étoiles sources en arrière-plan de la région explorée.

La première application proposée par B. Paczyński [Paczyński, 1986] consiste à sonder le contenu du halo galactique en surveillant le Petit et le Grand Nuage de Magellan. La détection éventuelle d'événements de microlentilles vers les étoiles des Nuages signe la présence d'objets compacts dans la portion du halo comprise entre nous et les Nuages. Toutefois, l'interprétation des événements et de leur temps d'Einstein doit tenir compte de la dégénérescence entre la masse M du déflecteur, la vitesse relative v_t entre source et déflecteur, et la position du déflecteur par rapport à la source : le déflecteur peut appartenir au halo, mais aussi aux Nuages de Magellan eux-mêmes (hypothèse dite de *self-lensing*).

Pour interpréter les événements observés, il est nécessaire de modéliser la densité des déflecteurs le long de la ligne de visée et leur distribution de vitesses. Il faut donc disposer d'un modèle de la galaxie.

2.6.1 Modélisation de la Voie Lactée

Calculer la profondeur optique attendue en direction des Nuages de Magellan nécessite de modéliser la Voie Lactée, en choisissant un profil de densité et une distribution de vitesses pour le bulbe, le disque et le halo. Plusieurs modèles existent ; en particulier, le halo peut être ou non considéré comme sphérique.

2.6.1.1 Bulbe

La prise en compte du bulbe est sans incidence sur le nombre d'événements attendus en direction des Nuages de Magellan, car la ligne de visée n'intercepte pas le bulbe. On pourra ignorer cette composante.

2.6.1.2 Disque

Binney et Tremaine [1987] proposent une modélisation du disque par un profil de densité de la forme :

$$\rho(R,z) = \frac{\Sigma_\odot}{2h} \exp\left[-\frac{R-R_\odot}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right] \tag{2.66}$$

où (R,z) sont les coordonnées cylindriques, $R_d \sim 3.5\,\mathrm{kpc}$ l'échelle radiale, $h \sim 0.3\,\mathrm{pc}$ l'échelle de hauteur [de Vaucouleurs et Pence, 1978]. $\Sigma_\odot$ est la densité de colonne au voisinage du soleil, que l'on estime entre $50\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{pc}^2$ (disque fin) et $100\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{pc}^2$ (disque épais, comprenant une éventuelle composante de matière noire).

D'autre part, la contribution du disque à la vitesse totale de révolution des étoiles s'écrit [Binney et Tremaine, 1987],

$$V_c^2(R) = 4\pi G\Sigma_\odot \exp\left[\frac{R_\odot}{R_d}\right] y^2 \left[I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)\right] \tag{2.67}$$

où $y = R/(2R_d)$, et I_i et K_i sont les fonctions de Bessel modifiées.

2.6.1.3 Halo

La modélisation *standard* suppose un halo à symétrie sphérique, dont le profil de densité est de la forme [Caldwell et Ostriker, 1981] :

$$\rho(R) = \rho_\odot \frac{R_\odot^2 + R_c^2}{R + R_c^2} \tag{2.68}$$

où $R_c = 2$–$10\,\mathrm{kpc}$ est le rayon de coeur, $R_\odot = 8.5\,\mathrm{kpc}$ la distance du Soleil au Centre Galactique, et $\rho_\odot = 0.008\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{pc}^3$ la densité du halo dans le voisinage solaire. Avec un rayon de coeur de $5\,\mathrm{kpc}$, le halo contient $4 \times 10^{11}\,\mathrm{M}_\odot$ dans une sphère de $50\,\mathrm{kpc}$.

Les vitesses des objets du halo sont distribuées selon une loi maxwellienne, de la forme :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right] \tag{2.69}$$

Où la dispersion de vitesse σ s'écrit $\sigma = V_c/\sqrt{2}$ [Binney et Tremaine, 1987] pour un halo sphérique standard. La contribution du halo à la vitesse circulaire des étoiles vaut :

$$V_{circ}^2 = 4\pi G\rho_\odot (R_c^2 + R_\odot^2)\left(1 - \frac{R_c}{R}\arctan\frac{R}{R_c}\right) \tag{2.70}$$

Bien entendu, il n'existe aucune preuve que le halo soit sphérique ; des classes de modèles de halos non-sphériques (oblates ou prolates) ont été proposés par Evans [1993], Evans [1994] et Evans et Jijina [1994]. Par exemple, Evans [1994] propose de faire dépendre la densité de matière du halo de 3 paramètres : le rayon de coeur R_c, le rapport q des axes des équipotentielles ($q = 1$ donne un halo sphérique, $q < 1$ un halo oblate, $q > 1$ un halo prolate), et la pente asymptotique β de la courbe de rotation ($\beta < 0$ si la vitesse croît avec le rayon, $\beta > 0$ dans le cas contraire, tandis que $\beta = 0$ donne une courbe de rotation plate). Lasserre [2000] présente une revue de ces modèles.

2.6.2 Épaisseur optique due au halo

À partir d'un modèle de halo donné, on peut calculer l'épaisseur optique attendue en direction des Nuages de Magellan. Comme la ligne de visée intercepte aussi le disque galactique, on doit prendre en compte cette composante ; toutefois la contribution du disque galactique en direction des nuages est faible, $\tau_{\text{disque}} \sim 5 \times 10^{-9}$ (disque fin), et pourra être négligée par la suite.

À partir de la distribution de densité et des vitesses du modèle de halo adopté, on peut dériver une estimation de la profondeur optique attendue en supposant le halo entièrement constitué de MACHOs, en utilisant l'expression (2.37). De même une estimation du nombre d'événements attendus peut être obtenue à partir de (2.46) et (2.48). Les valeurs obtenues pour 8 modèles de halos sont données dans la table 2.1. Ces modèles ont déjà été utilisés et décrits dans Renault [1996], Palanque-Delabrouille [1997] et Lasserre [2000].

Ces valeurs ne tiennent pas compte de la contribution éventuelle des déflecteurs (MACHOs ou étoiles) appartenant au Grand Nuage et au Petit Nuage de Magellan.

2.6.3 Contribution du Grand Nuage à l'épaisseur optique

La contribution du Grand Nuage de Magellan à l'épaisseur optique est controversée. Le Grand Nuage semble être un disque fin dont l'épaisseur est estimée par l'étude des dispersions de vitesse des différentes populations d'étoiles [Gould, 1995; Gyuk et al., 2000]. Il comporte aussi une barre, et éventuellement un halo. Dans le cadre de ce modèle, les estimations d'épaisseur optique de *self-lensing*[7] vont de 0.5×10^{-8} à 5×10^{-8} [Lasserre, 2000].

Toutefois, pour rendre compte du nombre élevé de candidats microlentilles détectés par MACHO vers le Grand Nuage (*cf.* 3.3.3), certains auteurs ont proposé des modèles alternatifs du Grand Nuage [Sahu, 1994; Wu, 1994; Aubourg et al., 1999; Salati et al., 1999]. L'épaisseur optique de *self-lensing* pourrait alors atteindre 1–1.5×10^{-7}, ce qui permettrait de rendre compte de tous les événements observés par MACHO.

Une revue détaillée des différents modèles du Grand Nuage de Magellan est donnée dans Lasserre [2000].

2.6.4 Contribution du Petit Nuage à l'épaisseur optique

La structure du Petit Nuage de Magellan est moins controversée que celle du Grand Nuage. Le Petit Nuage est considéré comme une galaxie naine, de forme prolate, étendue le long de la ligne de visée. Selon les auteurs son extension varie entre $20\,$kpc et quelques kiloparsecs [Hatzidimitriou et Hawkins, 1989; Mathewson et al., 1986]. Sa densité peut être modélisée par :

$$\rho = \frac{\Sigma_0}{2h} e^{-|z|/h} e^{-r/_d} \tag{2.71}$$

z étant la coordonnée le long de la ligne de visée, r la coordonnée transverse, et h un paramètre décrivant l'extension du Petit Nuage. L'étendue du Petit Nuage perpendiculairement à la ligne de visée est estimée à partir des isophotes données par de Vaucouleurs et Freeman [1970] (paramètre $r_d = 0.54\,$kpc), et la masse du Petit Nuage est normalisée à $10^9\,\mathrm{M}_\odot$. (Pour plus de détails sur cette modélisation, voir Palanque-Delabrouille et al. [1998]).

[7] Le *self-lensing* est correspond aux configurations où source et déflecteur sont tous deux dans le Grand Nuage de Magellan.

Modèle	1a	1b	2a	2b	3	4	5	6
Σ_0 ($M_\odot/pc^2$)	50	100	50	100	50	50	50	80
R_d (kpc)	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.
R_c (kpc)	5	5	5	5	5	5	5	15
$\rho_\odot$ ($M_\odot/pc^3$)	0.008	0.008	0.008	0.003	0.014	0.007	0.009	0.005
β	-	-	0	0	0	0.2	0.2	0
q	-	-	1	1	0.71	1	0.78	1
V_a (km/s)	-	-	165	100	170	170	170	170
$M_{\text{halo}}(50\,\text{kpc})$ ($10^{11}M_\odot$)	4.1	4.1	1.6	0.6	1.7	1.1	1.0	1.8
$M_{\text{halo}}(60\,\text{kpc})$ ($10^{11}M_\odot$)	5.1	5.1	1.9	0.7	2.0	1.2	1.2	2.2
$V_{\text{disque}}(R_\odot)$ (km/s)	144	203	144	203	144	144	144	202
$V_{\text{halo}}(R_\odot)$ (km/s)	127	127	142	86	147	137	137	84
$V_{\text{Totale}}(R_\odot)$ (km/s)	192	240	202	221	205	199	199	219
$V_{\text{disque}}(50\,\text{kpc})$ (km/s)	62	88	62	88	62	62	62	82
$V_{\text{halo}}(50\,\text{kpc})$ (km/s)	189	189	164	100	169	134	134	163
$V_{\text{Totale}}(50\,\text{kpc})$ (km/s)	199	208	176	133	180	148	148	182
τ_{SMC} (10^{-7})	6.8	6.8	5.7	2.1	3.9	4.2	3.0	3.8
Γ_{SMC} ($/10^7$ star yr)	22.8	22.8	17.8	5.4	14.2	12.6	10.3	9.1
τ_{LMC} (10^{-7})	5.1	5.1	4.1	1.5	4.6	2.9	3.2	4.9
Γ_{LMC} ($/10^7$ star yr)	15.5	15.5	11.0	2.9	12.8	7.1	7.8	13.5

TAB. 2.1 – *Modèles de galaxie utilisés pour estimer l'épaisseur optique. Ces modèles sont présentés extensivement dans Renault [1996], Palanque-Delabrouille [1997] et Lasserre [2000].*

- *Modèle 1a : halo standard et disque fin*
- *Modèle 1b : halo standard et disque épais*
- *Modèle 2a : halo de Evans sphérique ($q = 1$ et $\beta = 0$). Les valeurs des autres paramètres sont prises à l'identique de celles utilisées pour le halo standard. On considère ici un disque fin.*
- *Modèle 2b : Modèle 2a avec un disque épais.*
- *Modèle 3 : halo de Evans avec une courbe de rotation plate et un aplatissement. On considère ici un disque fin.*
- *Modèle 4 : halo de Evans sphérique avec une courbe de rotation asymptotiquement décroissante. On considère ici un disque fin.*
- *Modèle 5 : halo de Evans non-sphérique avec une courbe de rotation asymptotiquement décroissante. On considère ici un disque fin.*
- *Modèle 6 : halo de Evans sphérique avec une courbe de rotation plate. On considère ici l'effet d'un disque intermédiaire.*

Pour chaque modèle, l'épaisseur optique τ et le taux d'événements Γ attendus vers le Grand Nuage (LMC) et le Petit Nuage (SMC) sont indiqués (d'après Lasserre [2000]).

À partir de ce modèle on peut dériver la contribution τ_{SMC} à l'épaisseur optique du Petit Nuage lui-même, (en supposant la distribution des lentilles semblable à celles des étoiles visibles) en utilisant la relation (2.37). On obtient τ_{SMC} compris entre $1\text{–}2 \times 10^{-7}$ selon l'extension donnée au Petit Nuage (h compris entre 2.5 kpc et 7.5 kpc) [Lasserre, 2000].

Chapitre 3

À la chasse aux microlentilles…

Après une description des principales expériences de recherche de microlentilles gravitationnelles, les principaux résultats sur le Halo Galactique sont discutés, présentant ainsi le contexte dans lequel ce travail de thèse a été entrepris.

3.1 Un nouvel outil observationnel

Longtemps considéré comme une simple curiosité théorique, l'effet de microlentille gravitationnelle suscite un engouement particulier depuis que B. Paczyński a proposé d'utiliser ce phénomène pour détecter les objets compacts éventuellement présents dans le halo galactique [Paczyński, 1986]. Plusieurs groupes de recherche se sont aussitôt constitués et ont lancé d'ambitieux programmes pour assurer le suivi régulier de millions d'étoiles et mettre en évidence l'effet de microlentille.

Par leur position particulière, le Petit et le Grand Nuage de Magellan constituent des cibles privilégiées : la recherche de microlentilles vers les Nuages permet en effet de sonder la portion du halo galactique compris entre le disque de la Voie Lactée et les Nuages. De plus, ces deux galaxies satellites étant situées respectivement à $63\,\mathrm{kpc}$ et $52\,\mathrm{kpc}$ du système solaire, elles sont suffisamment proches pour qu'il soit encore possible de résoudre et de suivre individuellement les étoiles qui les constituent avec un télescope de classe moyenne. Le Petit Nuage, même s'il contient moins d'étoiles, permet de sonder une direction légèrement différente du Grand Nuage ; avec une statistique suffisante on peut espérer contraindre la forme du halo en comparant les résultats obtenus dans les deux directions.

La recherche de microlentilles ne se limite pas aux Nuages de Magellan : le Centre Galactique fait l'objet de plusieurs programmes, pour deux raisons : le grand nombre de candidats (plus de 400 toutes expériences confondues) rend possible l'observation d'effets fins (parallaxe, binaires, source étendue) et la statistique accumulée permet de contraindre la structure galactique.

Au-delà de la Galaxie et des Nuages, l'observation de M31 (Andromède) permet de sonder à la fois le halo de notre galaxie et celui de M31 ; mais l'impossibilité de résoudre individuellement les sources complique la détection et l'interprétation des observations.

3.2 Expériences

Nous présentons ici les trois plus importants programmes de recherche de microlentilles que sont EROS, MACHO et OGLE, tant par leur couverture spatiale que par la durée et la régularité des observations. Nous insisterons sur l'expérience EROS ; puis nous évoquerons l'activité de quelques groupes plus spécialisés (*pixel-lensing*, recherche de planètes).

3.2.1 EROS

EROS (*Expérience de Recherche d'Objets Sombres*) est une collaboration française réunissant le CEA, l'IN2P3 et l'INSU. L'expérience a connu deux phases EROS-I (1990-1995) et EROS-II (1996-2003). La prise de données s'est achevée en février 2003.

3.2.1.1 EROS I

EROS-I est historiquement la première expérience de recherche de matière sombre galactique par détection de microlentilles gravitationnelles. Deux programmes d'observations complémentaires ont été lancés en 1990 pour couvrir une large gamme de masse de lentilles.

Recherche d'événements courts Une recherche d'événements de courtes durées comprises entre 1 heure (déflecteur typique de $10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot$) et 10 jours ($10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$) a été menée avec un télescope de $40\,\mathrm{cm}$ (T40) équipé d'une caméra CCD (16 CCD de 579×400 couvrant au total $0.4 \times 1.1\,\mathrm{deg}^2$) et installé à La Silla, dans la coupole du GPO[1]. Les observations ont été conduites en direction du Grand Nuage de Magellan de 1991 à 1993, vers le Grand et le Petit Nuage de 1993 à 1994, puis exclusivement vers le Petit Nuage de 1994 à 1995. Environ 300000 étoiles ont été suivies : aucune ne présente une courbe de lumière compatible avec un effet de microlentille gravitationnelle, ce qui permet d'établir des contraintes sévères sur la fraction du Halo constituée d'objets dans la gamme $[10^{-7}; 10^{-3}]\,\mathrm{M}_\odot$ (fig. 3.4).

Recherche d'événements longs sur plaques photographiques En complément du programme CCD, EROS a conduit une recherche d'événements longs (de quelques semaines à plusieurs mois) au moyen de plaques photographiques. Les clichés ont été pris de 1990 à 1994 au télescope Schmidt de $1\,\mathrm{m}$ de l'ESO, au rythme d'un cliché par nuit ; numérisés avec la MAMA[2] à l'Observatoire de Paris, leur traitement à permis de construire les courbes de lumière d'environ 8 millions d'étoiles. Sur 3.3 millions d'étoiles analysées, deux événements compatibles avec un signal de microlentille gravitationnelle ont pu être mis en évidence (fig. 3.1) [Aubourg, 1992; Aubourg et al., 1993; Beaulieu et al., 1995; Ansari et al., 1996]. Le second candidat (EROS-I-#2) s'est avéré être une étoile variable (fig. 3.2) ; il s'agit probablement d'une variable à éclipse même si elle n'en présente pas toutes les caractéristiques. De plus, ce candidat a de nouveau varié significativement en 1999, ce qui exclut qu'il s'agisse d'un effet de microlentille.

3.2.1.2 EROS-II

Les résultats d'EROS-I et de MACHO ayant exclu une contribution importante d'objets de faible masse ($[10^{-7}; 10^{-3}]\,\mathrm{M}_\odot$), la collaboration EROS a lancé une expérience de seconde génération, EROS-II, optimisée pour la recherche d'événements plus longs, tout en augmentant

[1] Grand Prisme Objectif
[2] *Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie*

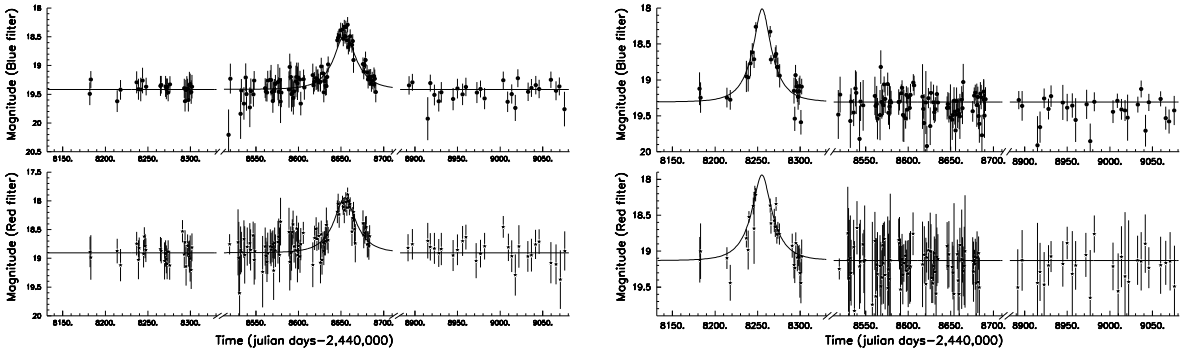


FIG. 3.1 – *Candidats* EROS-*I #1 (gauche) et #2 (droite) révélés par l'analyse des plaques photographiques du Schmidt ESO. Pour chaque candidat les courbes de lumière dans les filtres* bleu *(haut) et* rouge *(bas) sont présentées. Le candidat Eros-I-#2 présente une variabilité intrinsèque de 0.5 magnitude sur une période de 2.8 jours, typique d'une binaire à éclipse (fig. 3.2).*

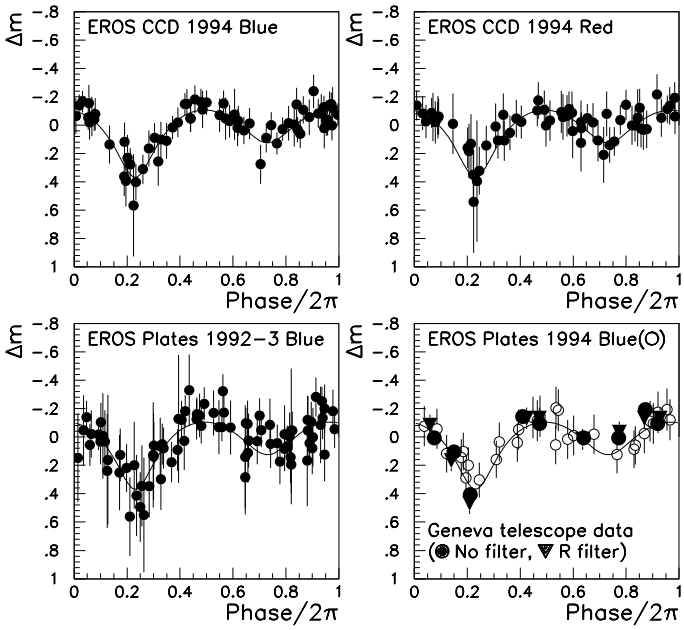


FIG. 3.2 – *Courbes de lumière du candidat* EROS-*I-2 repliées sur 2.8 jours, obtenues avec différents instruments :* EROS-*I CCD (haut),* EROS-*I plaques et le télescope suisse de Genève (bas). Un ajustement de binaire à éclipse est superposé aux différentes courbes de lumière.*

considérablement le nombre d'étoiles suivies. L'équipement d'EROS-II consiste en un télescope Ritchey-Chrétien de $1\,\mathrm{m}$ situé à l'observatoire ESO de La Silla, au Chili, équipé de deux caméras CCD couvrant $1.4 \times 0.7\,\mathrm{deg}^2$. L'acquisition s'effectue simultanément dans deux bandes larges R_{EROS} et B_{EROS} pour pouvoir tester l'achromaticité des événements. L'instrument d'Eros-II est décrit en détails dans Bauer [1997], Mansoux [1997] et Palanque-Delabrouille [1997] ; une description succinte est donnée ci-après (5.1.1).

Recherche de microlentilles vers les Nuages de Magellan La recherche de microlentilles vers le Petit et le Grand Nuage de Magellan est le principal programme d'EROS-II. L'analyse

vers le Grand Nuage de Magellan des données 1996-99 a permis de mettre en évidence 4 candidats ; la même recherche vers le Petit Nuage a révélé un candidat, relativement long. Ces résultats et leur interprétation en terme de contenu du halo galactique sont discutés en détail section 3.3.

Autres programmes scientifiques Disposant d'un télescope dédié, le groupe EROS a pu mener de front plusieurs programmes scientifiques, notamment,

- La recherche de microlentilles vers le Centre Galactique, afin de sonder la structure galactique. L'épaisseur optique obtenue $\tau = 0.94^{+0.27}_{-0.29} \times 10^{-6}$ est compatible avec les modèles galactiques [Afonso et al., 2003a], et en contradiction avec les épaisseurs optiques élevées annoncées par MACHO [Alcock et al., 1997b] et OGLE [Udalski et al., 1994]. Une ré-analyse récente des données MACHO limitée aux étoiles géantes rouges semble un peu plus accord avec ce résultat [Popowski et al., 2000].
- La recherche de microlentilles vers les Bras Spiraux, dont les résultats semblent indiquer la présence d'une barre [Derue et al., 2001] ;
- La recherche de naines rouges et de naines blanches par leur grand mouvement propre [Goldman et al., 2002] ;
- La recherche de supernovae proches ($z \sim 0.1$) et la mesure de leur taux d'explosion [Hardin, 1998; Hamilton, 1999; Regnault, 2000; Blanc, 2002] ;
- La recherche de Céphéides vers les Nuages de Magellan [Bauer, 1997].

Par ailleurs, EROS-II dispose d'un système d'alerte en ligne afin de détecter très tôt les événements de microlentilles et permettre, le cas échéant, d'adapter la prise de données. En raison du volume de données à traiter en temps réel, ce dispositif n'est activé que pour un sous-ensemble des champs d'EROS (un échantillon de champs vers le Centre Galactique et les Nuages de Magellan).

3.2.2 MACHO

Depuis 1992, l'expérience MACHO (*Massive Astronomical Halo Compact Objects*, collaboration américano-australienne) recherche des événements de microlentilles vers les Nuages de Magellan et le Centre Galactique avec un télescope dédié de 1.27 m situé en Australie, au Mont Stromlo. L'acquisition s'effectue simultanément dans deux bandes larges (rouge et bleue) au moyen de deux caméras de 4K $\times$ 4K pixels représentant un champ de $0.7 \times 0.7\,\mathrm{deg}^2$. Depuis 1994 MACHO dispose d'un dispositif d'alerte en ligne [Stubbs et al., 1994], qui a lancé plus de 200 alertes vers le Centre Galactique, comprenant notamment des candidats avec effet de parallaxe terrestre, avec déflecteur binaire et avec effet de source étendue. Le même système a permis la détection en ligne de deux événements vers le Petit Nuage de Magellan. Les résultats de MACHO vers le Petit et le Grand Nuage de Magellan seront discutés ci-après (section 3.3). La prise de données s'est achevé à la fin de l'année 1999.

3.2.3 OGLE

La collaboration américano-polonaise OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*) se consacre à la recherche de microlentilles dans différentes directions. L'expérience a connu trois

phases. OGLE-I s'est consacré de 1992 à 1995 à la recherche de candidats vers le Centre Galactique avec un télescope de $1\,\mathrm{m}$ à Las Campanas (Chili). À partir de 1996, OGLE-II a disposé d'un nouveau télescope, le *Warsaw* de $1.3\,\mathrm{m}$ installé à Las Campanas et équipé d'une caméra couvrant $0.21 \times 0.42\,\mathrm{deg}^2$, permettant le suivi de champs en direction du Centre Galactique, mais aussi les bras spiraux et les Nuages de Magellan. Depuis 2001 (OGLE-III), une nouvelle caméra a permis de multiplier par 4 le champ couvert ($0.58 \times 0.58\,\mathrm{deg}^2$).

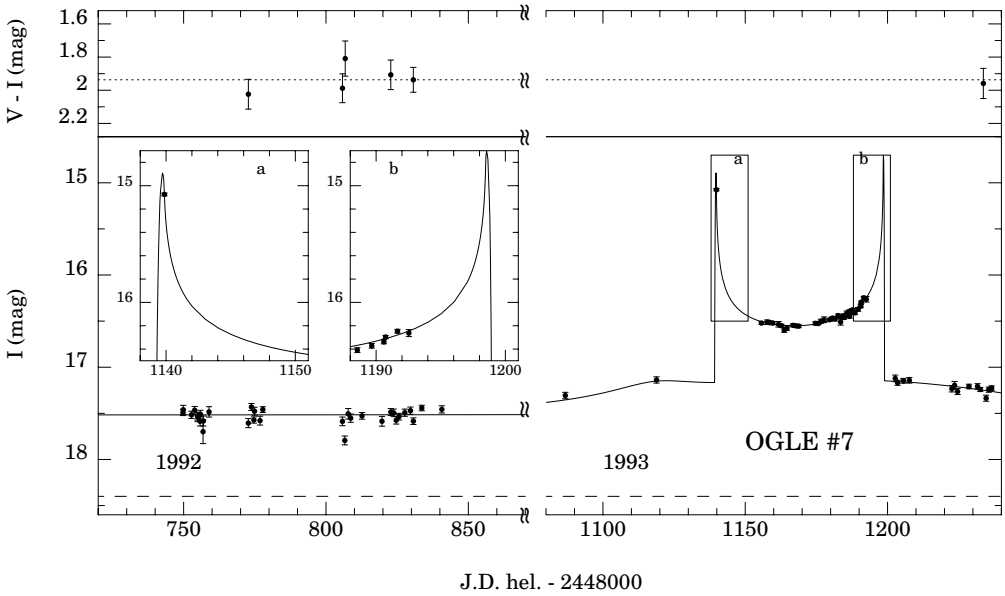


FIG. 3.3 – *Candidat* OGLE-7 *: première lentille binaire détectée.*

OGLE dispose depuis 1994 d'un système d'alerte en ligne [Udalski et al., 1994a] permettant un suivi optimal des candidats. La première lentille binaire a été découverte par OGLE (candidat OGLE-7, fig. 3.3) [Udalski et al., 1994b].

3.2.4 DUO

L'expérience DUO (*Disk Unseen Objects*) était dédiée à la recherche de microlentilles en direction du Centre Galactique à partir de clichés sur plaques photographiques. Les observations étaient effectuées au télescope Schmidt de $1\,\mathrm{m}$ à l'observatoire ESO de La Silla, au Chili. Les plaques photos ont été numérisées à la MAMA à l'Observatoire de Paris, et l'analyse des 13×10^6 courbes de lumières obtenues a permis de mettre en évidence 13 candidats microlentilles, dont très probablement un candidat avec déflecteur binaire [Alard et al., 1995b,a].

3.2.5 Recherche de microlentilles vers M31

La recherche de microlentilles vers M31 (Andromède) permet de sonder à la fois son halo et le nôtre. La principale difficulté est l'impossibilité de résoudre individuellement les étoiles surveillées avec des télescopes de la classe des $1\,\mathrm{m}$. Sur les clichés, le signal associé à chaque pixel est la combinaison du flux de milliers d'étoiles.

3.2.5.1 AGAPE

AGAPE (puis POINT-AGAPE) recherche des événements de microlentilles vers M31 par une technique de *pixel-lensing* : les étoiles ne pouvant être suivies individuellement, on construit des courbes de lumière associées à des pixels, ou des combinaisons de pixels voisins (super-pixels). Seuls les événements de très grande amplification peuvent se détacher du fond ; mais la méthode offre l'avantage de permettre le suivi d'un nombre d'étoiles gigantesque. AGAPE a pu ainsi détecter 4 événements [Paulin-Henriksson et al., 2003].

3.2.5.2 Columbia-Vatt

Ce groupe américain se consacre à la recherche de microlentilles en direction du Centre Galactique et de la galaxie d'Andromède (M31), au moyen des télescopes KPNO (Kitt Peak) et VATT (*Vatican Advanced Technology Telescope* en Arizona). Ce groupe est le premier à avoir mis en œuvre un algorithme de soustraction d'images [Tomaney et Crotts, 1996] pour détecter les événements de microlentilles.

3.2.6 Recherche de planètes

3.2.6.1 PLANET

La collaboration PLANET (*Probing Lensing Anomalies NETwork*) se consacre au suivi d'événements de microlentilles détectés par les systèmes d'alerte des groupes EROS, MACHO et OGLE, afin de mettre en évidence des déviations au modèle de microlentille simple (2.1.3) : effet de parallaxe, de source étendue, lentilles binaires, et surtout effet de lentille binaire par un système planétaire (étoile + planète). Le groupe dispose d'un ensemble de télescopes répartis autour du globe : télescope hollandais (ESO $0.9\,\mathrm{m}$), sud-africain (SAAO $1\,\mathrm{m}$), australiens (Hobart $1\,\mathrm{m}$ en Tasmanie, Perth $0.6\,\mathrm{m}$) et américain (CTIO $0.9\,\mathrm{m}$ au Chili), ce qui permet d'assurer un suivi permanent des candidats avec un très bon échantillonnage temporel (un point toutes les deux heures en V et en I). Le suivi de 43 candidats microlentilles pendant 5 années a permis au groupe PLANET de contraindre l'abondance de planètes dans la Galaxie [Albrow et al., 2001] : moins d'un tiers des étoiles de $\sim 0.3\,\mathrm{M}_\odot$[3] possèdent une planète de type Jupiter dont le demi-grand axe est compris entre 1.5 et $4\,\mathrm{UA}$.

3.2.6.2 MOA

MOA (*Microlensing Observation in Astrophysics*) est une collaboration nippo-néo-zélandaise dédiée à la recherche de planètes et à l'observation du Grand Nuage de Magellan, qui dispose d'un télescope de $0.6\,\mathrm{m}$ installé au Mont John en Nouvelle-Zélande.

3.3 Sondage du Halo galactique vers les Nuages de Magellan

3.3.1 Consensus sur la recherche d'événements courts

L'absence de détection d'événements courts par EROS-I [Aubourg et al., 1995] et MACHO [Alcock et al., 1996] a permis aux deux collaborations de combiner leurs résultats et de limiter

[3] masse typique des lentilles vers le Centre Galactique

à moins de 10% la contribution au halo d'objets de masse comprise entre $10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot$ et $10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ (fig. 3.4 d'après Alcock et al. [1998]).

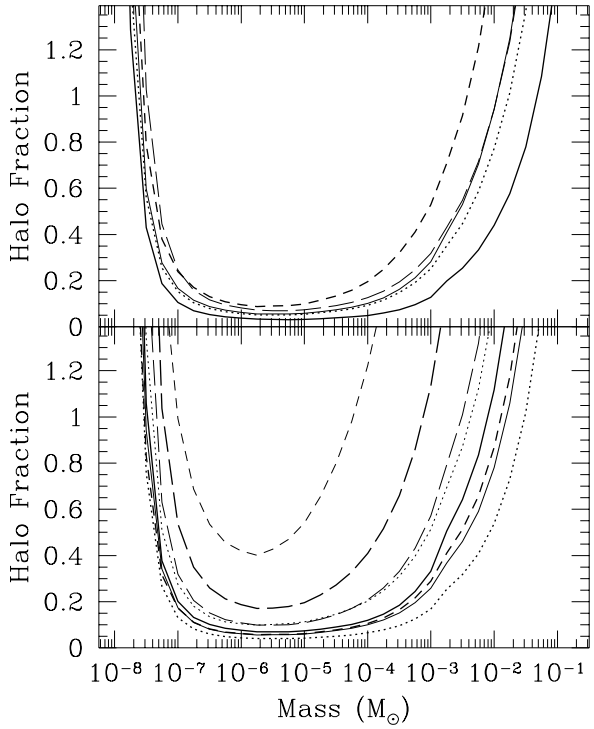


FIG. 3.4 – *Diagramme d'exclusion combiné* EROS-*I &* MACHO *pour la recherche d'événements courts. Les courbes représentent les limites supérieures à 95% de confiance sur la fraction de masse du halo en fonction de la masse des déflecteurs, pour 13 différents modèles de halo. Pour la plupart des modèles considérés, le halo ne peut être constitué à plus de 10% d'objets de masse* $[10^{-7}; 10^{-3}]\,M_\odot$ *(D'après Alcock et al. [1998])*

3.3.2 Controverse au delà de $10^{-2}\,\mathrm{M}_\odot$

Au-delà de $10^{-2}\,\mathrm{M}_\odot$, les résultats d'EROS-I (CCD+plaques) et de MACHO semblent contradictoires.

En direction du Grand Nuage, l'analyse des 2 premières années de MACHO a révélé entre 6 et 8 candidats compatibles avec un signal de microlentille, d'une durée moyenne de 45 jours ; si on interprète ces événements en considérant que les déflecteurs appartiennent au halo, leur masse moyenne serait de $0.5\,\mathrm{M}_\odot$, ce qui correspondrait à un halo constitué à 50% d'objets de ce type [Alcock et al., 1997a], et à une épaisseur optique $\tau^{LMC}_{\mathrm{MACHO}} = 2.9^{+1.4}_{-0.9} \times 10^{-7}$. Ce résultat est cependant sujet à caution car de tels déflecteurs seraient plutôt des naines rouges, directement détectables ; leur abondance est strictement limitée par les résultats des observations HST [Flynn et al., 1996].

Le résultat d'EROS-I (combinaison CCD+Plaques) [Renault, 1996] est en désaccord marginal avec le signal annoncé par MACHO (fig. 3.5).

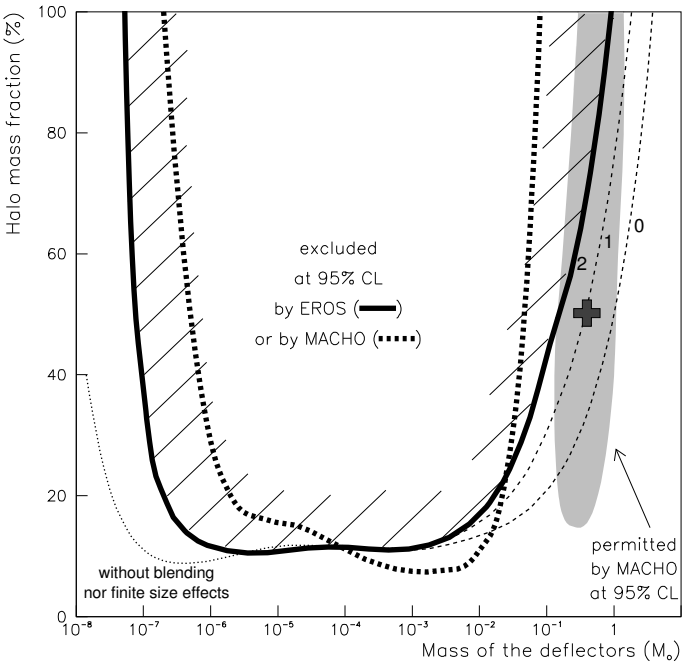


FIG. 3.5 – *Diagramme d'exclusion combiné* EROS-*I (CCD+Plaques) et signal de* MACHO. *La combinaison des expériences CCD et Plaques d'*EROS-*I se traduit par la courbe d'exclusion (à 95% de confiance) en noir épais. Elle est compatible avec la courbe d'exclusion (en pointillés) obtenue par* MACHO *pour la gamme* 10^{-7}–$10^{-3}\,M_\odot$. *Par contre, le résultat d'*EROS-*I est en désaccord marginal avec le signal annoncé par* MACHO *autour de* $0.5\,M_\odot$ *(en gris) [Alcock et al., 1997a] (D'après Alcock et al. [1998]).*

3.3.3 Nouveaux résultats vers les Nuages

Comme le temps d'Einstein $t_{\rm E}$ va comme $\sqrt{M}$, La sensibilité à des déflecteurs massifs augmente avec la durée des observations. Aussi le groupe MACHO a-t-il présenté en janvier 2000 de nouveaux résultats vers le Grand Nuage de Magellan issus de l'analyse de 10.7 millions de courbes de lumière, couvrant 5.7 ans. Entre 13 et 17 candidats sont annoncés (soit le double du résultat précédent), mais la sensibilité est cette fois 3.6 fois supérieure. La contribution des déflecteurs au halo est donc revue à la baisse : les lentilles seraient des objets entre 0.15 et $0.9\,{\rm M}_\odot$, représentant approximativement 20% du halo [Alcock et al., 2000a].

Entrée dans sa seconde phase, l'expérience EROS détecte un événement vers le Petit Nuage de Magellan (EROS-1997-SMC-1, voir fig. 3.6 et Palanque-Delabrouille [1997]) ; la longue durée de l'événement et l'absence d'effet de parallaxe semblent indiquer que le déflecteur est situé dans le Petit Nuage lui-même (hypothèse dite de *self-lensing*). Par ailleurs, l'analyse de 2 puis 3 années de données vers le Grand Nuage ne révèle que 4 événements de microlentilles [Lasserre et al., 2000].

À l'issue de ces deux analyses, EROS dispose de 5 candidats contribuant au halo :

- 1 candidat pour EROS-I vers le Grand Nuage ($t_{\rm E} \sim 23$ jours, l'autre candidat a été éliminé puisqu'il a de nouveau varié) ;

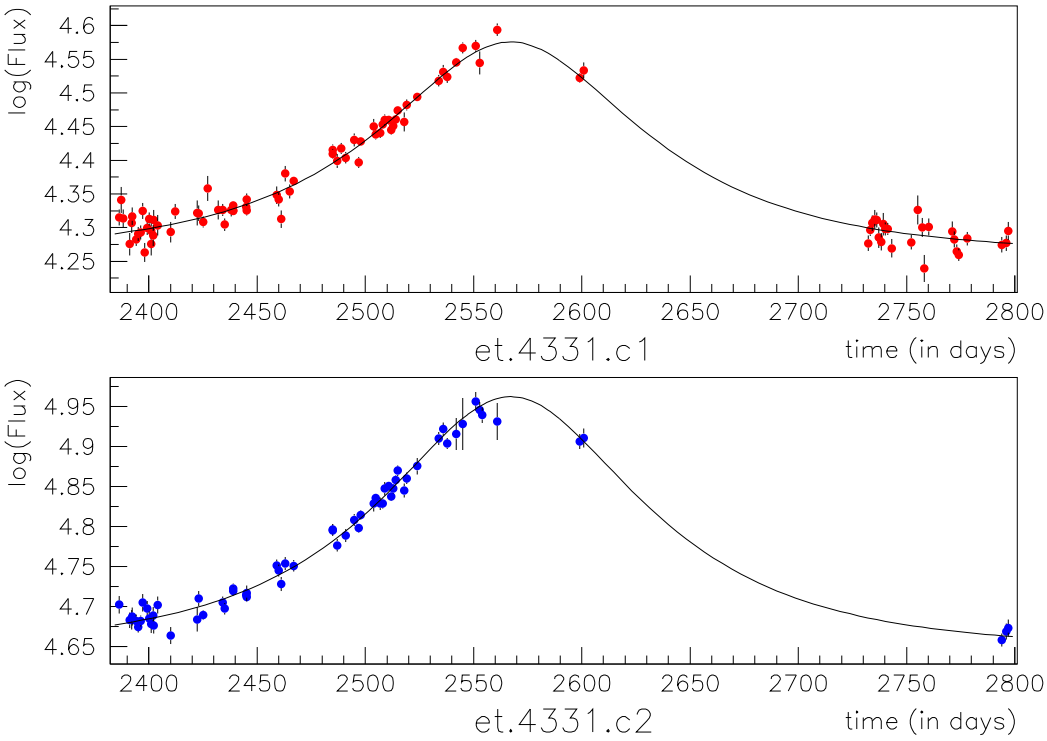


FIG. 3.6 – *Candidat EROS-SMC-1997-1 détecté vers le Petit Nuage de Magellan [Palanque-Delabrouille, 1997]. Cet événement de microlentille est relativement long ($t_E = 101$ jours) ; il peut s'agir d'un déflecteur massif de plusieurs masses solaires situé dans le halo (qui devrait être alors visible), ou plutôt d'une naine appartenant au Petit Nuage de Magellan. L'absence d'effet de parallaxe conforte la seconde interprétation. Les dates sont indiquées en JD* $-$ 2447892.5 *("jours* EROS*").*

- 0 candidat pour EROS-II vers le Petit Nuage (le déflecteur de l'unique candidat appartient au Petit Nuage ; on néglige aussi les 3 candidats supplémentaires qui sont très probablement des variables de longue période [Afonso et al., 2003b]) ;
- 4 candidats pour EROS-II vers le Grand Nuage ($t_{\rm E} \sim 24, 30, 35, 44$ jours [Lasserre et al., 2000]).

La combinaison de ces résultats permet d'exclure que le halo soit constitué à plus de 20% d'objets de masse comprise entre 10^{-7} et $0.3\,{\rm M}_\odot$ (fig. 3.7)

Selon le nombre de candidats considérés, le résultat d'EROS est plus ou moins incompatible avec le signal de MACHO à 20%.

L'analyse en photométrie classique de 5 années de données EROS vers le Petit Nuage de Magellan a confirmé l'événement EROS-1997-SMC-1 et mis en évidence 3 nouveaux candidats (très longs, probablement des variables de longue période) [Afonso et al., 2003b] ; la combinaison de ce dernier résultat avec les précédents permet de contraindre encore davantage la contribution des MACHOs au halo ; la courbe d'exclusion issue de cette combinaison est représentée figure 3.8.

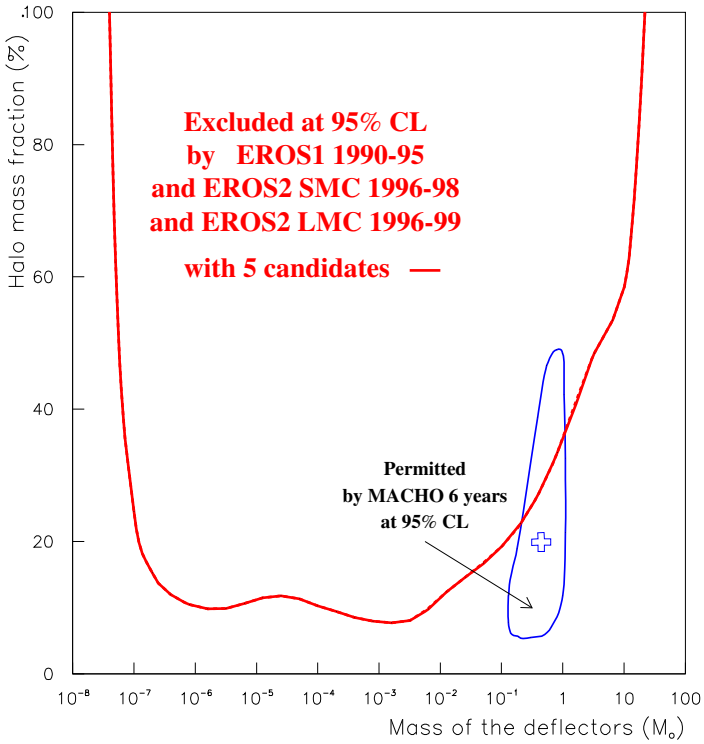


FIG. 3.7 – *Diagramme d'exclusion EROS I & II et signal de MACHO [Lasserre, 2000; Alcock et al., 2000a].*

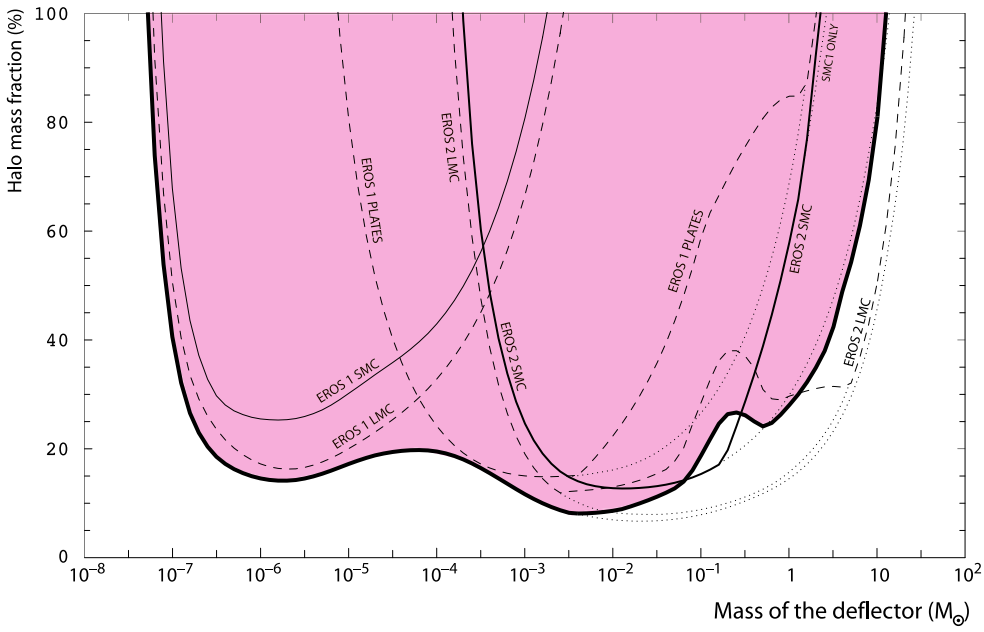


FIG. 3.8 – *Limite combinée de toutes les analyses en photométrie classique des expériences* EROS-*I et* EROS-*II.*

3.3.4 Comparaison Grand/Petit Nuage, localisation des déflecteurs

Le Petit et le Grand Nuage de Magellan sont approximativement à la même distance, et dans des directions proches (20 degrés d'écart). Si les déflecteurs à l'origine des événements de microlentilles détectés appartiennent tous au halo galactique, ils doivent présenter des temps d'Einstein similaires, et le rapport des épaisseurs optiques doit être $\tau_{\rm SMC}/\tau_{\rm LMC} \sim 1.4$ pour un halo sphérique. Si, au contraire, les lentilles appartiennent aux Nuages, les durées attendues vers le Petit Nuage sont plus importantes (dispersion de vitesse plus faible $\sim 30\,{\rm km.s}^{-1}$).

Vers le Grand Nuage de Magellan, de quatre (selon EROS) à une quinzaine d'événements (selon MACHO) sont observés. Les durées ($t_{\rm E}$) sont typiquement de 30 – 60 jours, ce qui correspondrait à des déflecteurs d'environ $0.3 - 0.5\,{\rm M}_\odot$ si les lentilles sont situés dans le halo. L'épaisseur optique annoncée par MACHO est de 1.2×10^{-7}, dont 1×10^{-7} serait le fait de déflecteurs appartenant halo.

Vers le Petit Nuage, deux événements ont été mis en évidence. EROS-1997-SMC-1 (évoqué précédemment) est très probablement dû à un déflecteur situé dans le Petit Nuage. Le second événement (MACHO-1998-SMC-1) est une microlentille binaire dont la lentille a pu être localisée à 99% de confiance dans le Petit Nuage[4] (*cf.* 6.10, et Afonso et al. [2000]). Aucun candidat d'une durée compatible avec le temps moyen observé vers le Grand Nuage n'a été détecté vers le Petit Nuage. Le résultat d'EROS permet d'exclure $\tau_{\rm SMC} > 10^{-7}$ pour des événements de durée compatible avec les candidats MACHO.

La différence entre les résultats vers le Grand et le Petit Nuage semble infirmer l'hypothèse selon laquelle les déflecteurs associés aux événements observés appartiendraient au halo galactique. En effet, une simple extrapolation du nombre de candidats détectés par MACHO vers le Grand Nuage impliquerait la détection de 3 à 4 événements vers le Petit Nuage, si les lentilles appartiennent au halo. Or, aucun événement de durée compatible avec les candidats du Grand Nuage n'a été détecté vers le Petit Nuage de Magellan.

Certains auteurs ont proposé des modèles alternatifs du Grand Nuage pour expliquer les événements observés comme du *self-lensing*. Une éventuelle pollution de l'échantillon vers le Grand Nuage par des étoiles variables est aussi envisageable.

Toutefois, la comparaison n'est pas très significative en raison de la faible statistique accumulée (surtout vers le Petit Nuage).

3.3.5 Différence d'interprétation

Les deux groupes n'ont pas tout à fait la même interprétation des résultats observationnels. Tandis que MACHO annonce un signal de microlentille et en déduit une estimation de la proportion de MACHOs et de leur masse typique, le groupe EROS est plus conservateur ; bien qu'ayant détecté des candidats, EROS préfère présenter des limites.

Cette différence de point de vue est liée à un problème fondamental : comment s'assurer qu'un candidat sélectionné est effectivement une étoile subissant un effet de microlentille ? En effet, seuls les événements présentant des caractéristiques particulières sont assurément des microlentilles : les événements binaires avec traversées de caustique (les violentes variations de flux à l'échelle de quelques heures peuvent difficilement être interprétées autrement) ou encore les microlentilles avec effet de parallaxe. Par contre, pour la plupart des candidats *simples*, le doute subsiste : le bon ajustement d'une courbe de Paczyński est insuffisant pour trancher.

[4] Il d'ailleurs intéressant de noter que chaque fois qu'un déflecteur a pu être localisé, la lentille était située dans les Nuages.

L'attitude prudente d'EROS tient compte de ce fait. En pratique, certains événements considérés comme des microlentilles se sont révélés plus tard être des étoiles variables (EROS-I-#2 par exemple, voir 3.2.1.1). Les recherches de microlentilles sont en effet des expériences où le bruit de fond est mal connu, et certaines variables de longue période peuvent être aisément confondues avec des microlentilles. Lasserre [2000] a ainsi mis en évidence l'existence de *Blue Bumpers*, étoiles variables mal connues dont la courbe de lumière mime une microlentille, et que l'on exclut par des arguments de couleur plus ou moins arbitraires.

3.3.6 Recherche d'événements de très longue durée

À partir de ses données vers le Grand Nuage de Magellan, Le groupe MACHO a mené une recherche d'événements de microlentilles de très longue durée, sensible à des déflecteurs du halo de 0.3 à $30\,\mathrm{M}_\odot$. Aucun candidat avec $t_\mathrm{E} > 75$ jours n'a été détecté, ce qui permet d'exclure que de tels objets puissent constituer l'essentiel du halo, dans l'hypothèse d'un halo *standard* (sphérique, normalisé à $4 \times 10^{11}\,\mathrm{M}_\odot$) (figure 3.9). De plus, il est exclu que des objets de moins de $10\,\mathrm{M}_\odot$ représentent plus de 40% du halo [Alcock et al., 2001].

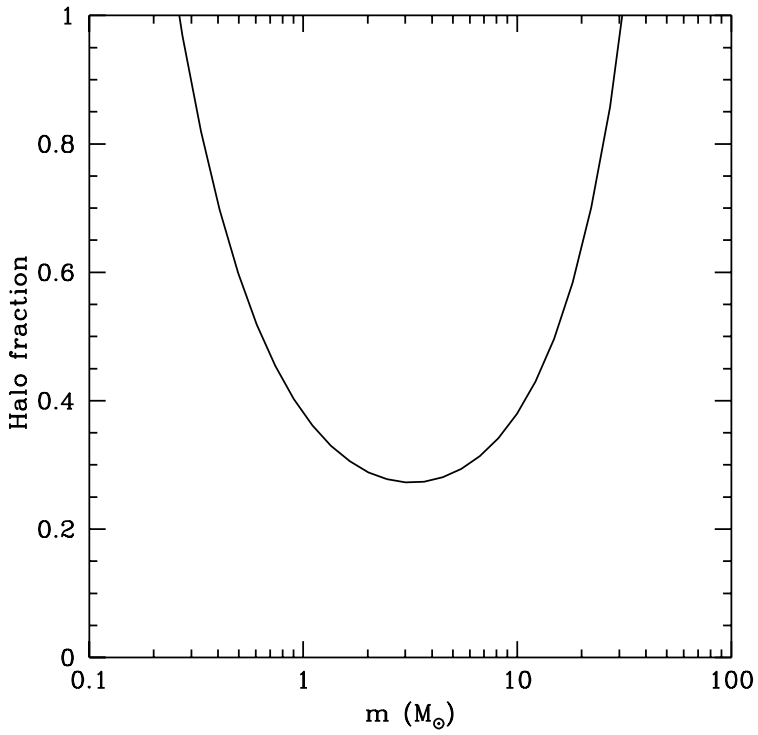


FIG. 3.9 – *Limite obtenue par* MACHO *dans la gamme* $3 - 30\,M_\odot$ *par une recherche d'événements de longue durée* ($t_E > 75$ *jours) vers le Grand Nuage de Magellan (d'après Alcock et al. [2001]).*

3.4 Conclusion

Les résultats de la recherche de microlentilles vers les Nuages de Magellan pour sonder le contenu du halo galactique restent controversés. Bien que possédant moins d'étoiles que le Grand Nuage, le Petit Nuage de Magellan présente un intérêt particulier, car la comparaison

des observations vers les deux Nuages peut éventuellement permettre de déterminer si les déflecteurs appartiennent au halo galactique ou aux Nuages eux-mêmes. Cependant, le faible nombre d'événements observés rend cette comparaison difficile.

Pour améliorer la sensibilité et éventuellement augmenter la statistique en direction du Petit Nuage de Magellan, le groupe EROS a choisi de traiter les données vers le Petit Nuage au moyen d'une nouvelle technique photométrique. Basée sur un algorithme de soustraction d'images, cette méthode fait l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

La soustraction d'images, une technique prometteuse pour la recherche de microlentilles gravitationnelles

Nous présentons dans ce chapitre les principes de la soustraction d'image avec adaptation de PSF, aussi appelée *photométrie différentielle* ou *analyse par différence d'image* (DIA, *Difference Image Analysis*). Nous montrerons en quoi les propriétés de cette nouvelle technique de réduction d'images astronomiques en font une méthode de choix pour la recherche de microlentilles gravitationnelles.

4.1 Principe de l'analyse par différence d'image

La recherche de microlentilles gravitationnelles conduit à surveiller de nombreuses étoiles en mesurant régulièrement leur flux. La technique photométrique utilisée constitue un élément crucial des outils de réduction des données.

En photométrie classique, on mesure le flux des étoiles en analysant directement les clichés au moyen de différentes méthodes d'estimation des flux, comme la photométrie d'ouverture ou la photométrie par ajustement de PSF. L'analyse par différence d'image (DIA) est une technique alternative qui consiste à mesurer non pas les flux des étoiles, mais les variations de flux à partir de la différence de deux clichés.

La difficulté essentielle de cette méthode réside dans l'algorithme de soutraction d'images. Pour soustraire deux clichés, il faut bien sûr les aligner astrométriquement et photométriquement. C'est cependant insuffisant. Comme les conditions d'observation changent d'un cliché à l'autre, le profil des étoiles sur les images (baptisé *Point Spread Fonction* ou PSF) est différent pour chaque cliché. La PSF dépend en effet des conditions atmosphériques lors de l'observation, ainsi que des caractéristiques et des réglages de l'instrument. Or, la soustraction pixel à pixel de deux images de PSF différentes est peu exploitable, car le profil des étoiles sur l'image résultante complique sévèrement la détection et la mesure des variations (*cf.* fig 4.1 et fig. 4.2, partie gauche).

La soustraction devient possible si, au préalable, on adapte la PSF d'une des deux images pour que les profils des étoiles soient semblables sur les deux clichés. Considérons deux images

A et B à soustraire. Pour réaliser la soustraction, on souhaite adapter l'image A pour rendre sa PSF semblable à celle de l'image B ; aussi recherche-t-on une fonction K vérifiant :

$$\mathrm{PSF}(B) = \mathrm{PSF}(A) \otimes K \tag{4.1}$$

où $\otimes$ désigne le produit de convolution :

$$\begin{aligned} \mathrm{PSF}(B)(u,v) &= \iint \mathrm{PSF}(A)(u-u', v-v') \times K(u',v')\, du'\, dv' & (4.2)\\ &= \sum_{u'} \sum_{v'} \mathrm{PSF}(A)(u-u', v-v') \times K(u',v'). & (4.3) \end{aligned}$$

Comme une image est la combinaison linéaire des profils de toutes les étoiles présentes[1], il suffit de convoluer l'image A par K pour obtenir une image de même PSF que l'image B. La fonction K est appelée *noyau de convolution*.

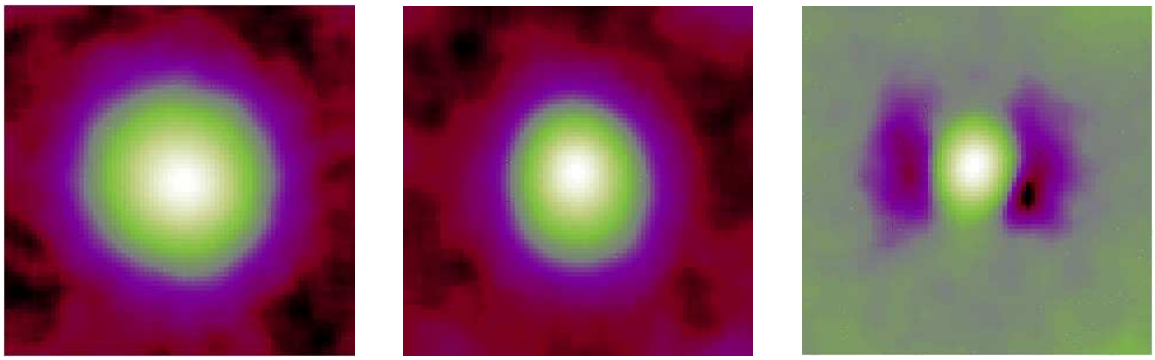
L'ordre dans lequel on procède — déterminer K tel que $\mathrm{PSF}(B) = \mathrm{PSF}(A) \otimes K$ ou bien K' tel que $\mathrm{PSF}(A) = \mathrm{PSF}(B) \otimes K'$ — n'est pas anodin. Généralement, les noyaux attendus ont des profils approximativement gaussiens, de sorte que l'effet de la convolution est d'étaler le signal : la convolution par le noyau K d'une image ne peut qu'élargir sa PSF. C'est pourquoi en pratique l'image A doit être le cliché de meilleur *seeing* (on appelle *seeing* la largeur à mi-hauteur de la PSF). On désignera par la suite cette image comme l'*image de référence* R. L'image de moins bon *seeing* B sera appelée *image courante* I.

La PSF n'est pas la seule caractéristique d'une image susceptible de varier en fonction des conditions d'observation ; la contribution du fond de ciel varie aussi, selon l'importance de la diffusion par l'atmosphère, la phase de la lune, la pollution lumineuse. On modélise ces différences de fond de ciel par un terme de fond différentiel ΔB, qu'il faut déterminer afin que la relation :

$$(R \otimes K)(x,y) + \Delta B(x,y) \simeq I(x,y) \tag{4.4}$$

soit vérifiée pour tous les pixels des régions de l'image I où la luminosité des étoiles n'a pas varié.

[1] À laquelle s'ajoute le *fond de ciel*.



sm005048rM6h0679 1996-08-06 | sm005048rM8j1694 1998-10-16 | Différence

FIG. 4.1 – *Différence entre les PSF normalisées de deux clichés du champ* `sm005`*, caméra* R_{EROS}*, CCD 4, tuile 8, pris respectivement en août 1996 et octobre 1998. La soustraction pixel à pixel d'images obtenus dans des conditions d'observation différente sera inexploitable, car toute étoile, même constante, laissera de tels résidus.*

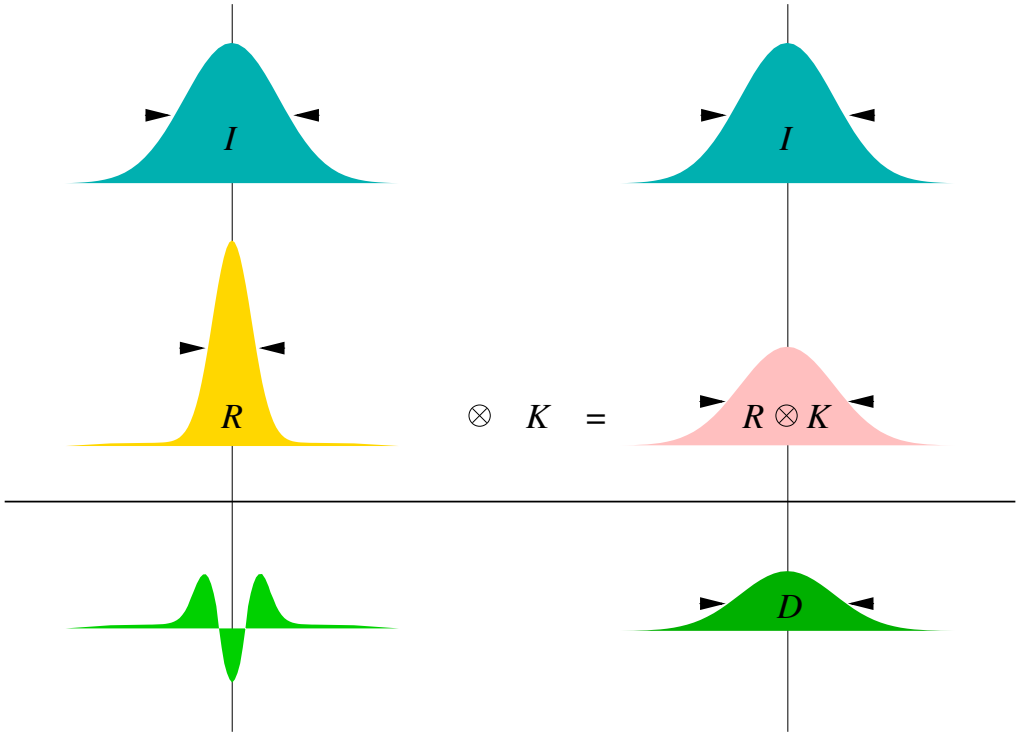


FIG. 4.2 – *Principe de la soustraction d'images avec adaptation de PSF. On ne peut pas directement soustraire pixel à pixel deux images de PSF différentes, car le profil des étoiles sur l'image résultante serait inexploitable (à gauche). Pour soustraire, il faut au préalable choisir l'image de meilleur* seeing *comme image de référence R ; puis déterminer la fonction K telle que l'image de référence convoluée par cette fonction permette d'obtenir une image de même PSF que l'image I. On peut alors soustraire et calculer la différence $D = I - R \otimes K$. La difficulté réside dans la détermination de la fonction K, généralement désignée comme le* noyau de convolution. *Il est à noter que le profil des objets sur l'image différence D est le même que sur l'image soustraite I (seuls les objets dont le flux a varié apparaissent).*

Une fois K et ΔB déterminés, on peut calculer l'image différence D :

$$D(x, y) = I(x, y) - [(R \otimes K)(x, y) + \Delta B(x, y)] \tag{4.5}$$

Sur cette image D n'apparaîtront que les variations de flux des objets dont la luminosité a changé. L'exploitation d'une telle image différence offre des avantages, en particulier lorsqu'on traite des clichés encombrés où la densité d'étoiles est élevée : la détection et la photométrie des objets variables sont facilitées car toutes les étoiles dont le flux est resté constant d'un cliché à l'autre ont virtuellement disparu. Seules restent les étoiles dont le flux a varié : elles apparaissent sur l'image différence comme des objets dont la PSF, par linéarité, est celle de l'image I (Fig. 4.2).

La réduction de l'encombrement du champ fait disparaître les difficultés liées au recouvrement des PSF des étoiles voisines, ce qui laisse espérer une amélioration conséquente de la précision photométrique. Ce gain en précision s'accompagne toutefois d'un inconvénient important : sur les images-différences, seules les variations de flux sont mesurables ; les flux des étoiles sont désormais inaccessibles et devront être obtenus indépendamment.

Pour la photométrie des objets variables, l'intégrale C_K du noyau de convolution K joue un rôle particulier : il s'agit du coefficient d'alignement photométrique entre les images R et I,

et donc aussi entre les images R et D. En effet, dans les régions où la luminosité des étoiles est restée d'une image à l'autre,

$$I(x,y) = (R \otimes K)(x,y) + \Delta B(x,y) \tag{4.6}$$

les mesures du flux d'une étoile constante i sur les images R et I vérifient donc :

$$F_I(i) = F_R(i) \times \int K = F_R(i) \times C_K \quad \text{avec} \quad C_K = \int K = \sum_{u,v} K(u,v) \tag{4.7}$$

où $F_I(i)$ et $F_R(i)$ sont les flux de l'étoile i mesurés[2] respectivement sur les images R et I. L'algorithme de soustraction d'image fournit ainsi automatiquement le coefficient photométrique entre les images soustraites.

La détermination du noyau de convolution K est évidemment le point essentiel de la méthode. Nous décrivons maintenant deux techniques de calcul du noyau ; la première, basée sur la transformation de Fourier, est mentionnée ici par souci d'exhaustivité ; nous nous intéresserons davantage à la seconde méthode qui a été retenue pour réduire les données de l'expérience EROS vers le Petit Nuage de Magellan.

4.2 Détermination de K par transformée de Fourier

La première méthode proposée pour déterminer le noyau de convolution K utilise une propriété intéressante de la transformation de Fourier : la transformée du produit de convolution de deux fonctions est égale au produit de leurs transformées,

$$\mathcal{F}(f \otimes g) = \mathcal{F}(f) \times \mathcal{F}(g) \tag{4.8}$$

Ainsi, si on connaît la PSF des images R et I, la relation

$$\text{PSF}(I) = \text{PSF}(R) \otimes K \tag{4.9}$$

devient dans l'espace de Fourier :

$$\mathcal{F}(\text{PSF}(I)) = \mathcal{F}(\text{PSF}(R)) \times \mathcal{F}(K) \tag{4.10}$$

On peut alors déterminer le noyau de convolution en calculant le rapport des transformées de Fourier des deux PSF :

$$K = \mathcal{F}^{-1}\left[\frac{\mathcal{F}(\text{PSF}(I))}{\mathcal{F}(\text{PSF}(R))}\right] \tag{4.11}$$

Ce procédé a été employé pour la recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles vers M31 [Tomaney et Crotts, 1996; Crotts et Tomaney, 1996], et par le groupe MACHO vers le centre galactique [Alcock et al., 1999a,b, 2000b]. Ces derniers ont montré le potentiel de la méthode en doublant le nombre de candidats microlentilles. Le procédé présente néanmoins plusieurs défauts. D'une part, il est indispensable de déterminer avec grande précision les PSF des images à soustraire, ce qui peut s'avérer très difficile en champ encombré où les profils stellaires se recouvrent. Par ailleurs, les transformées de Fourier des PSF sont très bruitées aux hautes fréquences spatiales : pour que l'algorithme fonctionne correctement il est nécessaire de substituer une fonction gaussienne aux ailes des transformées de Fourier, ce qui n'est pas satisfaisant [Ciardullo et al., 1990].

[2]Toute méthode photométrique digne de ce nom s'affranchit des fonds de ciel des images R et I, et a fortiori du terme de fond différentiel ΔB.

4.3 Détermination de K par ajustement linéaire

En 1997, C. Alard et R. H. Lupton ont proposé de déterminer le noyau de convolution par une méthode d'ajustement des moindres carrés [Alard et Lupton, 1998] que nous allons décrire maintenant plus en détails.

4.3.1 Principe général

Afin de déterminer le noyau K, on le décompose sur une base de fonctions :

$$K(u,v) = \sum_{n=0}^{n=N-1} a_n K_n(u,v) \tag{4.12}$$

Le choix de ces fonctions K_n est crucial pour le bon fonctionnement de l'algorithme : nous développerons ce point dans la section 4.3.2.

De même, on développe le fond différentiel ΔB ; en pratique un développement polynomial suffit :

$$\Delta B(u,v) = \sum_{l=0}^{l=N_{\Delta B}-1} b_l \mathcal{M}_l(x,y) \tag{4.13}$$

où les fonctions $\mathcal{M}_l$ sont les monômes $x^\alpha y^\beta$ indexés selon le schéma :

$$l = \frac{(\alpha+\beta)(\alpha+\beta+1)}{2} + \alpha \qquad N_{\Delta B} = \frac{(d_{\Delta B}+1)(d_{\Delta B}+2)}{2} \tag{4.14}$$

avec $\alpha + \beta \leq d_{\Delta B}$, $d_{\Delta B}$ étant le degré total du polynôme modélisant ΔB.

Afin de déterminer les coefficients a_n et b_l, on applique la méthode des moindres carrés, en cherchant à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{x,y} \frac{\left[I(x,y) - (R \otimes K)(x,y) - \Delta B(x,y)\right]^2}{\sigma^2(x,y)} \tag{4.15}$$

où $\sigma(x,y)$ est l'incertitude attribuée au flux du pixel (x,y) (voir aussi 4.3.4, p. 79, et en 5.6, p. 99). En développant, la quantité (4.15) s'écrit :

$$\chi^2 = \sum_{x,y} \frac{1}{\sigma^2(x,y)} \left[I(x,y) - \sum_{n=0}^{n=N-1} a_n (R \otimes K_n)(x,y) - \sum_{l=0}^{l=N_{\Delta B}} b_l \mathcal{M}_l(x,y) \right]^2 \tag{4.16}$$

Pour simplifier l'écriture, on pose :

$$C_i(x,y) = \begin{cases} (R \otimes K_n)(x,y) & \text{(noyau)} \\ \mathcal{M}_l(x,y) & \text{(fond)} \end{cases} \qquad c_i = \begin{cases} a_n & \text{(noyau)} \\ b_l & \text{(fond)} \end{cases} \tag{4.17}$$

(4.15) devient

$$\chi^2 = \sum_{x,y} \frac{1}{\sigma^2(x,y)} \left[I(x,y) - \sum_j c_j C_j(x,y) \right]^2 \tag{4.18}$$

et la minimisation de (4.15) conduit aux équations suivantes :

$$\sum_j \left(\sum_{x,y} \frac{C_i(x,y)C_j(x,y)}{\sigma^2(x,y)} \right) c_j = \sum_{x,y} \frac{I(x,y)C_i(x,y)}{\sigma^2(x,y)} \tag{4.19}$$

Les équations (4.19) peuvent s'écrire sous la forme d'un système linéaire :

$$\mathbf{MA} = \mathbf{B} \tag{4.20}$$

avec

$$M_{ij} = \sum_{x,y} \frac{C_i(x,y)C_j(x,y)}{\sigma^2(x,y)} \tag{4.21}$$

et

$$A_j = c_j \qquad B_i = \sum_{x,y} \frac{I(x,y)C_i(x,y)}{\sigma^2(x,y)} \tag{4.22}$$

La résolution de ce système linéaire fournit les coefficients du noyau et du fond.

Pour utiliser ce résultat quelques précautions sont nécessaires. En effet, le calcul repose sur l'hypothèse selon laquelle l'image I est *peu différente* de l'image R, c'est à dire que la relation

$$I(x,y) \simeq (R \otimes K)(x,y) + \Delta B(x,y) \tag{4.23}$$

est vérifiée presque partout dans l'image. Ce n'est cependant pas le cas dans les régions comportant des étoiles dont la luminosité a varié ; il faut donc éviter d'utiliser les pixels de ces régions.

En pratique, il n'est pas nécessaire d'utiliser tous les pixels disponibles. On peut se contenter d'isoler un certain nombre de petites sous-images s (ou *vignettes*), typiquement 20 à 40 sous-images de 40×40 pixels, et de n'utiliser que les pixels de ces vignettes pour effectuer l'ajustement. Pour construire les vignettes, on choisit des régions de l'image contenant des objets plutôt brillants (mais non saturés) : ces régions renferment ainsi suffisamment d'information sur la forme des deux PSF. Pour s'assurer qu'aucun objet variable ne biaise le calcul, il faut veiller à rejeter toute vignette qui contiendrait une étoile dont le flux a varié. Les positions des objets variables n'étant pas connues à l'avance (l'objectif de la soustraction d'image est justement de les détecter !), les vignettes *pathologiques* sont rejetées empiriquement. On résout pour chaque vignette s l'équation (4.20), ce qui fournit pour chacune un noyau K_s. Les vignettes pour lesquelles l'ajustement a échoué sont rejetées en coupant sur le χ^2 individuel. D'autre part, le coefficient photométrique C_K est nécessairement uniforme sur toute l'image ; aussi, lorsque le coefficient $C_{K_s} = \int K_s$ d'une vignette est atypique — *i.e.* trop différent des coefficients $C_{K_{s'}}$ obtenus sur les autres vignettes — elle est éliminée.

La figure 4.3 montre l'ensemble des vignettes construites lors de l'application de cet algorithme ; les vignettes contenant des objets variables ont été rejetées (cadres incomplets). Typiquement, entre 1/5 et 1/3 des vignettes sont éliminés.

Le noyau et le fond différentiel sont déterminés en n'utilisant que les pixels des vignettes retenues :

$$M_{ij} = \sum_s \sum_{(x,y)\in s} \frac{C_i(x,y)C_j(x,y)}{\sigma^2(x,y)} \quad \text{et} \quad B_i = \sum_s \sum_{(x,y)\in s} \frac{I(x,y)C_i(x,y)}{\sigma^2(x,y)} \tag{4.24}$$

L'utilisation de sous-images permet de s'assurer que l'estimation du noyau ne sera pas biaisée par la présence d'objets variables. En n'utilisant qu'une faible fraction des pixels des

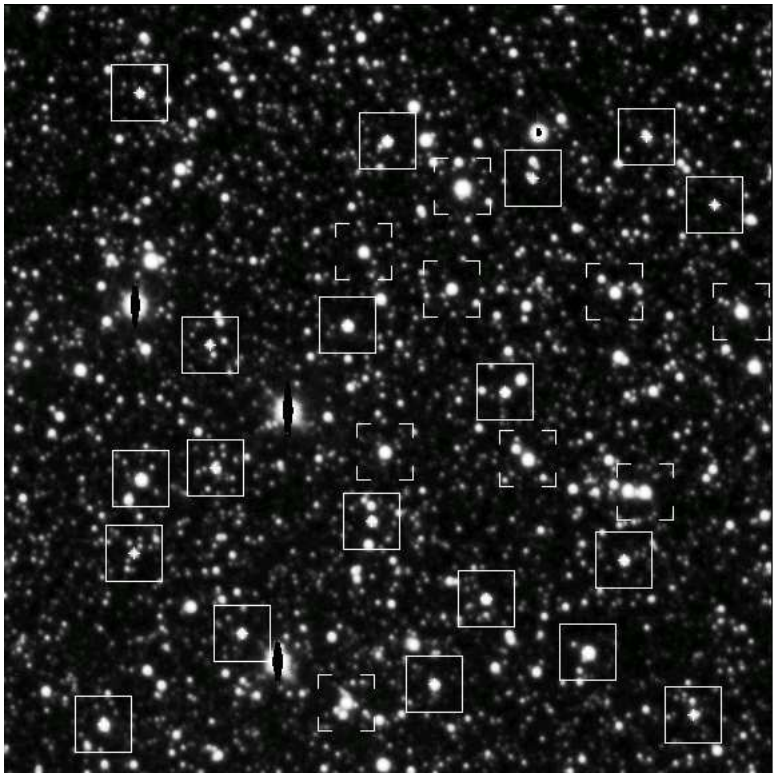


FIG. 4.3 – *Carte des sous-images (*vignettes*) utilisées pour l'ajustement du noyau de convolution. Les vignettes doivent être bien réparties spatialement pour une bonne estimation du fond différentiel. Les vignettes partiellement encadrées contiennent des objets variables et sont rejetées afin de ne pas biaiser l'estimation du noyau et du fond.*

images, on réalise aussi d'importantes économies de temps de calcul. La détermination des termes M_{ij} et B_i nécessite en effet de calculer la convolution de l'image de référence par toutes les fonctions de la base (termes $R \otimes K_n$) ; on peut se contenter ici de ne convoluer que les vignettes, ce qui réduit considérablement la durée de traitement.

Nous allons maintenant discuter le choix de la base de fonctions K_n utilisées pour décomposer le noyau.

4.3.2 Choix de la base de fonctions

4.3.2.1 Familles de fonctions gaussiennes

En première approximation, les étoiles ont un profil à peu près gaussien sur les images analysées. On s'attend de même à ce que le noyau de convolution qui permet de passer d'une PSF à l'autre ait une forme plus ou moins gaussienne (Le produit de convolution de deux gaussiennes est aussi une gaussienne). Aussi la première base de fonctions proposée pour développer le noyau est-elle constituée de gaussiennes de différentes largeurs, multipliées par des polynômes pour rendre compte des détails dans la forme du noyau K [Alard et Lupton, 1998] :

$$K(u,v) = \sum_n a_n K_n(u,v) = \sum_n a_n u^{\mu_n} v^{\nu_n} e^{-(u^2+v^2)/2\sigma_n^2} \tag{4.25}$$

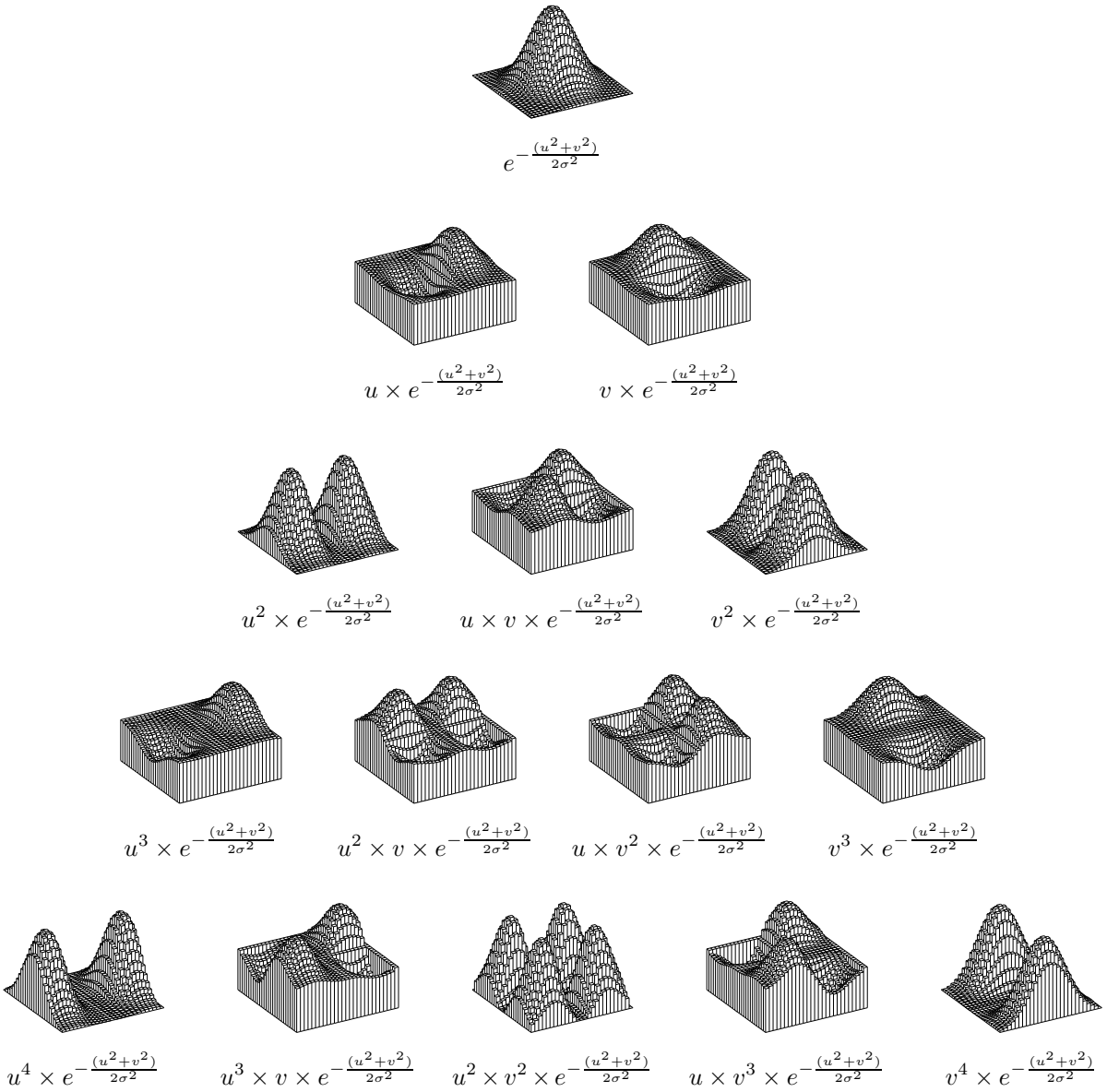


FIG. 4.4 – *Exemples de fonctions gaussiennes.*

Le profil de ces fonctions est représenté figure 4.4 ; les différents monômes de degré 0 $\exp(-(u^2+v^2)/2\sigma_n^2)$ permettent de rendre compte de la forme générale du noyau, tandis que les termes de degré supérieur modélisent les détails (asymétrie, creux et pics centraux, etc). Pour un fonctionnement optimal, les largeurs σ_n des gaussiennes sont choisies en fonction de l'écart entre les PSF des images à soustraire.

Développer le noyau sur cette famille de fonctions donne généralement d'assez bons résultats. Cette décomposition présente cependant plusieurs défauts. La famille de polynômes gaussiens utilisée n'est pas à proprement parler une *base* au sens mathématique du terme : ces fonctions n'engendrent qu'un sous-espace très restreint de l'espace des noyaux possibles. Dans certaines situations le noyau recherché n'appartient pas à ce sous-espace : c'est le cas lorsque,

par exemple, les PSF des deux images sont presque identiques ; l'ajustement échoue alors systématiquement.

D'autre part, rien n'assure que les vecteurs de *base* soient indépendants linéairement (et encore moins orthogonaux), ce qui complique la résolution du système linéaire car la matrice M devient quasi-singulière.

Nous avons essayé d'améliorer l'algorithme en développant le noyau de convolution sur d'autres familles de fonctions.

4.3.2.2 Base orthonormée de *Dirac*

Plutôt que d'utiliser un développement de K sur un jeu de fonctions gaussiennes, on peut essayer d'ajuster individuellement les pixels de la fonction K :

$$K(u,v) = \sum_{u',v'} a_{u',v'} \delta(u-u')\delta(v-v') = \sum_n a_n K_n(u,v) \tag{4.26}$$

Ce qui revient à développer le noyau K sur une base de distributions de *Dirac* associées à chaque pixel de K (fig. 4.5),

$$K_n(u,v) = \delta(u-u_n)\delta(v-v_n). \tag{4.27}$$

Contrairement à la famille de fonctions précédentes, il s'agit bien cette fois d'une base de fonctions (elle permet d'engendrer tous les noyaux possibles), et même d'une base orthonormée. Cette décomposition offre aussi un avantage pratique : le calcul de la convolution par les fonctions de la base est instantané :

$$\begin{aligned}
(R \otimes K_n)(x,y) &= \sum_{x',y'} R(x',y') K_n(x-x', y-y') && (4.28)\\
&= \sum_{x',y'} R(x',y') \delta(x-x'-u_n, y-y'-v_n) && (4.29)\\
&= R(x-u_n, y-v_n) && (4.30)
\end{aligned}$$

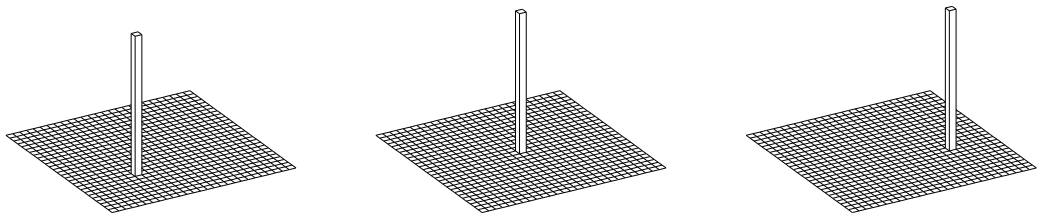
car la convolution par une fonction K_n se résume à une translation de vecteur (u_n, v_n). L'économie de temps de calcul est considérable.

Cette base de fonctions présente cependant plusieurs inconvénients majeurs.

Théoriquement, la fonction $K(u,v)$ est définie sur $]-\infty,+\infty[\times]-\infty,+\infty[$. Toutefois, pour calculer en pratique le produit de convolution par K, on se limite aux valeurs définies dans un pavé de dimensions adaptées $]-u_{max},+u_{max}[\times]-v_{max},+v_{max}[$, partant de l'hypothèse que le noyau est nul partout ailleurs. Ceci suppose que la fonction K s'annule rapidement sur les bords de ce pavé par continuité.

Lorsqu'on développe le noyau sur une famille de fonctions gaussiennes cette exigence est naturellement satisfaite, puisque toutes les fonctions de la base remplissent déjà cette condition. Ce n'est plus le cas ici : l'ajustement individuel des valeurs $K(u,v)$ donne certes plus de liberté de forme au noyau ajusté (c'est véritablement une *base* au sens mathématique, qui engendre tous les noyaux possibles), mais plus rien n'assure que la fonction K s'annule sur les bords du pavé. Et effectivement, en pratique, l'ajustement conduit très souvent à des noyaux de convolution dont la forme n'est absolument pas satisfaisante.

Autre inconvénient : avec cette base, le nombre de coefficients à déterminer est très important, puisqu'il correspond au nombre de pixels du noyau de convolution (typiquement $25 \times$



$\delta_{-5,-5} = \delta(u+5) \times \delta(v+5)$ $\delta_{0,0} = \delta(u) \times \delta(v)$ $\delta_{7,-3} = \delta(u-7) \times \delta(v+3)$

FIG. 4.5 – *Quelques vecteurs de la base de distributions de* Dirac.

$25 = 625$). Ceci oblige à traiter des matrices de dimensions considérables ($(625+6) \times (625+6)$), pour lesquelles des problèmes numériques surgissent. Un autre élément contribue à aggraver la situation : deux fonctions K_n et K_m de la base

$$K_n(u,v) = \delta(u-u_n)\delta(v-v_n) \qquad K_m(u,v) = \delta(u-u_m)\delta(v-v_m) \tag{4.31}$$

sont peu différentes pour des positions (u_n, v_n) et (u_m, v_m) voisines. Et les produits de convolution par ces vecteurs de base

$$(R \otimes K_n)(x,y) = R(x-u_n, y-v_n) \qquad (R \otimes K_m)(x,y) = R(x-u_m, y-v_m) \tag{4.32}$$

correspondent alors à des pixels voisins dans l'image de référence, dont les valeurs sont souvent assez proches. Aussi les lignes et les colonnes de la matrice M associées à ces vecteurs de base K_n et K_m sont très souvent similaires ce qui conduit à une matrice M quasiment singulière.

La résolution numérique des systèmes linéaires obtenus avec cette base de fonctions exige de traiter des matrices quasi-singulières de grandes dimensions : c'est pourquoi, même en employant des méthodes numériques adaptées (décompositions LU et SVD [Press et al., 1992]), le taux d'échec de l'algorithme est important.

4.3.2.3 Base mixte

Pour améliorer la stabilité de l'algorithme et obtenir des noyaux qui s'annulent sur les bords, nous avons essayé de combiner les deux types de vecteurs de base précédents. Le noyau est décomposé sur une famille de fonctions mixte, comprenant quelques fonctions gaussiennes pour décrire l'enveloppe, et un groupe de *Dirac* uniquement définis sur un sous-pavé central afin de laisser une grande liberté de forme au coeur du noyau. Ce type de base améliore les performances de l'algorithme.

Après de nombreux tests, les meilleures résultats ont été obtenus avec une base mixte constituée :

- de polynômes multipliés par des gaussiennes de largeurs différentes (4.3.2.1) ;
- d'une unique distribution de *Dirac* au centre du noyau $\delta(u)\delta(v)$.

Le *Dirac* central permet surtout d'assurer le succès de l'ajustement lorsque les PSF des images R et I sont très similaires, *i.e.* lorsque :

$$\text{PSF}(I) \simeq \text{PSF}(R) = \text{PSF}(R) \otimes \delta(u)\delta(v) \quad \textit{i.e.} \quad K(u,v) \simeq \delta(u)\delta(v) \tag{4.33}$$

Les fonctions gaussiennes rendent difficilement compte d'un tel noyau : l'ajout d'un *Dirac* centré dans la base de fonctions résout le problème.

Les figures 4.6 et 4.8 montrent un exemple de soustraction réalisée en utilisant cette base de fonctions.

4.3.3 Variabilité spatiale des PSF et du noyau

L'algorithme décrit suppose que les PSF sont uniformes sur toute la surface des images traitées. Ce n'est malheureusement pas toujours le cas : la présence de distorsions optiques peut induire des variations importantes de PSF selon la position considérée sur le CCD. L'effet est d'autant plus important que la caméra et les CCD sont de grandes dimensions.

4.3.3.1 Principe

Ajuster un noyau de convolution constant est insuffisant lorsque les PSF des deux images varient spatialement. Il faut utiliser un noyau K dépendant de la position (x, y) sur l'image. On peut par exemple développer les coefficients a_n du noyau sous forme de polynômes, comme suggéré dans Alard [2000] :

$$K(x,y)(u,v) = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N_K-1} a_{n,m} \mathcal{M}_m(x,y) K_n(u,v) \tag{4.34}$$

où on utilise le même schéma d'indexation que pour le fond différentiel. Les fonctions $\mathcal{M}_m$ sont les monômes $x^\alpha y^\beta$ indexés par :

$$m = \frac{(\alpha+\beta)(\alpha+\beta+1)}{2} + \alpha \qquad N_{\Delta K} = \frac{(d_K+1)(d_K+2)}{2} \tag{4.35}$$

avec $\alpha + \beta \leq d_K$. d_K est le degré des polynômes modélisant la variabilité spatiale du noyau K.

Bien que le noyau K dépende de la position dans l'image, le coefficient photométrique C_K doit être constant pour que la photométrie conserve un sens[3]. L'ajustement de K doit donc respecter la contrainte suivante :

$$\frac{\partial C_K(x,y)}{\partial x} = \frac{\partial C_K(x,y)}{\partial y} = 0 \quad \forall x, y \tag{4.36}$$

où

$$C_K(x,y) = \sum_{m=0}^{N_K-1} \mathcal{M}_m(x,y) \sum_{n=0}^{N-1} a_{n,m} \sum_{u,v} K_n(u,v) \tag{4.37}$$

Cette contrainte peut encore s'écrire :

$$\sum_{\substack{m=0 \\ \alpha_m \neq 0}}^{N_K-1} \alpha_m x^{\alpha_m - 1} y^{\beta_m} \sum_n a_{n,m} C_{K_n} = 0 \qquad \sum_{\substack{m=0 \\ \beta_m \neq 0}}^{N_K-1} \beta_m x^{\alpha_m} y^{\beta_m - 1} \sum_n a_{n,m} C_{K_n} = 0 \qquad \forall x, y \tag{4.38}$$

[3]Cette condition était naturellement remplie avec un noyau constant.

où on a posé

$$C_{K_n} = \sum_{u,v} K_n(u,v). \tag{4.39}$$

Ceci se traduit par $N_K - 1$ conditions :

$$\sum_n a_{n,m} C_{K_n} = 0 \quad (\alpha,\beta) \neq (0,0) \quad \textit{i.e.} \quad m \neq 0 \tag{4.40}$$

Il n'y a pas de contraintes sur les termes $m = 0$ qui sont indépendants de la position (x,y) ($\alpha_{m=0} = \beta_{m=0} = 0$).

L'ajustement du noyau variable doit s'effectuer en respectant ces $N_K - 1$ contraintes. On introduit donc $N_K - 1$ multiplicateurs de Lagrange λ_m ($m = 1$ à $m = N_K - 1$) ; l'ajustement sous contraintes nous conduit à minimiser la quantité[4] :

$$\chi'^2 = \chi^2 + 2 \sum_{m=1}^{N_K-1} \lambda_m \Big(\sum_{n=0}^{N-1} a_{n,m} C_{K_n} \Big) \tag{4.41}$$

Par souci de lisibilité, on introduit l'opérateur $\sum_{\boxdot}$ qui représente la "somme normalisée par les erreurs sur tous les pixels des vignettes retenues",

$$\sum_{\boxdot} f(x,y) = \sum_s \sum_{(x,y)\in s} \frac{1}{\sigma^2(x,y)} f(x,y) \tag{4.42}$$

L'ajustement sous contraintes s'effectue en résolvant le système linéaire $\mathbf{MA} = \mathbf{B}$, où la matrice $\mathbf{M}$ est constituée de la manière suivante :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{K,K} & \mathbf{M}_{K,\Delta B} & \mathbf{M}_{K,\lambda} \\ \mathbf{M}_{\Delta B,K} & \mathbf{M}_{\Delta B,\Delta B} & \mathbf{0} \\ \mathbf{M}_{\lambda,K} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \tag{4.43}$$

La sous-matrice $\mathbf{M}_{K,K}$, de dimensions $(N \times N_K)^2$ (N étant le nombre de fonctions de base, et $N_K = (d_K+1)(d_K+2)/2$ le nombre de coefficients des polynômes de degré d_K décrivant la variabilité spatiale), s'écrit

$$\mathbf{M}_{K,K} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{K,K,0,0} & \mathbf{M}_{K,K,0,1} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,0,m_2} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,0,N_K-1} \\ \mathbf{M}_{K,K,1,0} & \mathbf{M}_{K,K,1,1} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,1,m_2} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,1,N_K-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{M}_{K,K,m_1,0} & \mathbf{M}_{K,K,m_1,1} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,m_1,m_2} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,m_1,N_K-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{M}_{K,K,N_K-1,0} & \mathbf{M}_{K,K,N_K-1,1} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,N_K-1,m_2} & \cdots & \mathbf{M}_{K,K,N_K-1,N_K-1} \end{pmatrix} \tag{4.44}$$

avec

$$\mathbf{M}_{K,K,m_1,m_2} = \sum_{\boxdot} \mathcal{M}_{m_1} \mathcal{M}_{m_2} \begin{pmatrix} R\otimes K_0 \times R\otimes K_0 & \cdots & R\otimes K_0 \times R\otimes K_{N-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ R\otimes K_{N-1} \times R\otimes K_0 & \cdots & R\otimes K_{N-1} \times R\otimes K_{N-1} \end{pmatrix} \tag{4.45}$$

[4] Le facteur 2 a été ajouté par commodité.

La sous-matrice $\mathbf{M}_{\Delta B,\Delta B}$ (termes de fond différentiel) de dimension $N_{\Delta B}^2$ vaut

$$\mathbf{M}_{\Delta B,\Delta B} = \sum_{\boxdot} \begin{pmatrix} \mathcal{M}_0\mathcal{M}_0 & \cdots & \mathcal{M}_0\mathcal{M}_{N_{\Delta B}-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathcal{M}_{N_{\Delta B}-1}\mathcal{M}_0 & \cdots & \mathcal{M}_{N_{\Delta B}-1}\mathcal{M}_{N_{\Delta B}-1} \end{pmatrix} \tag{4.46}$$

La sous-matrice $\mathbf{M}_{K,\Delta B}$ (comprenant les termes croisés noyau – fond différentiel) est de dimensions $(N \times N_K) \times N_{\Delta B}$ et s'écrit

$$\mathbf{M}_{K,\Delta B} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{K,\Delta B,0} \\ \mathbf{M}_{K,\Delta B,1} \\ \vdots \\ \mathbf{M}_{K,\Delta B,m} \\ \vdots \\ \mathbf{M}_{K,\Delta B,N_K-1} \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \mathbf{M}_{K,\Delta B,m} = \sum_{\boxdot} \mathcal{M}_m \begin{pmatrix} R \otimes K_0 \\ R \otimes K_1 \\ \vdots \\ R \otimes K_n \\ \vdots \\ R \otimes K_{N-1} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \mathcal{M}_0 \\ \mathcal{M}_1 \\ \vdots \\ \mathcal{M}_l \\ \vdots \\ \mathcal{M}_{N_{\Delta B}-1} \end{pmatrix}^{\mathrm{T}} \tag{4.47}$$

Enfin, la sous-matrice $\mathbf{M}_{K,\lambda}$ (termes noyau – multiplicateurs de Lagrange) a pour dimensions $(N \times N_K) \times (N_K - 1)$ et vaut

$$\mathbf{M}_{K,\lambda} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{M}_{K,\lambda,1} \\ \vdots \\ \mathbf{M}_{K,\lambda,m} \\ \vdots \\ \mathbf{M}_{K,\lambda,N_K-1} \end{pmatrix} \tag{4.48}$$

où $\mathbf{M}_{K,\lambda,m}$ est une matrice $N \times (N_K - 1)$ dont toutes les colonnes sont nulles, sauf la colonne m (en comptant les colonnes à partir de 1) qui s'écrit :

$$\begin{pmatrix} C_{K_0} \\ C_{K_1} \\ \vdots \\ C_{K_n} \\ \vdots \\ C_{K_{N-1}} \end{pmatrix} \tag{4.49}$$

La matrice $\mathbf{M}_{K,\lambda,0}$ est nulle.

$\mathbf{M}$ est une matrice symétrique ; en particulier,

$$\mathbf{M}_{\Delta B,K} = \mathbf{M}_{K,\Delta B}^{\mathrm{T}} \quad \text{et} \quad \mathbf{M}_{\lambda,K} = \mathbf{M}_{K,\lambda}^{\mathrm{T}} \tag{4.50}$$

Les vecteurs $\mathbf{A}$ (coefficients du noyau) et $\mathbf{B}$ se mettent sous la forme

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_K \\ \mathbf{A}_{\Delta B} \\ \mathbf{A}_\lambda \end{pmatrix} \quad \mathbf{A}_K = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{0,0} \\ \vdots \\ a_{N-1,0} \end{pmatrix} \\ \vdots \\ \begin{pmatrix} a_{0,m} \\ \vdots \\ a_{N-1,m} \end{pmatrix} \\ \vdots \\ \begin{pmatrix} a_{0,N_K-1} \\ \vdots \\ a_{N-1,N_K-1} \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad \mathbf{A}_{\Delta B} = \begin{pmatrix} b_0 \\ \vdots \\ b_l \\ \vdots \\ b_{N_{\Delta B}-1} \end{pmatrix} \quad \mathbf{A}_\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 \\ \vdots \\ \lambda_m \\ \vdots \\ \lambda_{N_K-1} \end{pmatrix} \tag{4.51}$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mathbf{B}_K \\ \mathbf{B}_{\Delta B} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad \mathbf{B}_K = \sum_{\boxdot} I \times \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{M}_0(R \otimes K_0) \\ \vdots \\ \mathcal{M}_0(R \otimes K_{N-1}) \end{pmatrix} \\ \vdots \\ \begin{pmatrix} \mathcal{M}_m(R \otimes K_0) \\ \vdots \\ \mathcal{M}_m(R \otimes K_{N-1}) \end{pmatrix} \\ \vdots \\ \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{N_K-1}(R \otimes K_0) \\ \vdots \\ \mathcal{M}_{N_K-1}(R \otimes K_{N-1}) \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad \mathbf{B}_{\Delta B} = \sum_{\boxdot} I \times \begin{pmatrix} \mathcal{M}_0 \\ \vdots \\ \mathcal{M}_l \\ \vdots \\ \mathcal{M}_{N_{\Delta B}-1} \end{pmatrix} \tag{4.52}$$

La procédure suivie est à peu près la même que pour un noyau constant ; le rejet des vignettes contenant des variables peut être effectuée lors d'une première passe en ajustant un noyau constant sur chaque vignette ; on effectue ensuite l'ajustement du noyau variable avec les vignettes retenues.

En pratique, les PSF varient lentement sur les images ; le noyau recherché peut donc être considéré comme *localement* constant. On peut ainsi négliger les variations du noyau sur l'étendue d'une vignette, et remplacer les monômes $\mathcal{M}_i(x, y)$ par $\mathcal{M}_i(x_s, y_s)$ dans certaines des expressions précédentes, (x_s, y_s) étant les coordonnées du centre de chaque vignette.

4.3.3.2 Difficultés pratiques

Modéliser les variations du noyau K en utilisant de simples polynômes peut s'avérer délicat. Les variations de la forme des PSF sur la surface de l'image sont parfois complexes, et rendre compte de la dépendance du noyau nécessite alors d'utiliser des polynômes de degré élevé.

Or, le nombre de coefficients à déterminer pour un noyau variable est

$$N \times N_K + N_{\Delta B} + (N_K - 1) \simeq N \times N_K \quad \text{avec} \quad N_K = \frac{(d_K + 1)(d_K + 2)}{2} \tag{4.53}$$

où d_K est le degré des polynômes modélisant la variabilité spatiale. N_K augmente vite avec d_K : il faut déterminer 6 fois plus de coefficients pour $d_K = 2$, 10 fois plus pour $d_K = 3$, 15 fois plus pour $d_K = 4$ ... La taille de la matrice $\mathbf{M}$ croît comme $N_K^2 \simeq d_K^4$. Ainsi, ajuster un noyau variable de degré $d_K = 3$ exige de calculer une matrice $\mathbf{M}$ contenant 100 fois plus de termes qu'avec un noyau constant développé sur la même base de fonctions. Le coût en temps de calcul augmente très vite avec le degré de variabilité du noyau ; par ailleurs, des problèmes numériques peuvent apparaître pour des matrices $\mathbf{M}$ de grandes dimensions.

Il existe une autre solution pour traiter des images où la PSF varie : plutôt que d'ajuster un noyau variable, on peut découper les images en régions suffisamment petites, et ajuster un noyau constant dans chacune de ces régions (voir aussi la section 5.6, page 99).

4.3.4 Erreurs, image de variance et choix de la référence

Les caractéristiques d'une image soustraite sont très différentes de celles d'un cliché. En particulier, l'erreur sur le flux de chaque pixel de l'image différence n'est plus poissonnienne. Comme

$$\begin{aligned} D(x,y) &= I(x,y) - (R \otimes K)(x,y) - \Delta B(x,y) \\ &= I(x,y) - \sum_{u,v} R(x-u, y-v) K(u,v) - \Delta B(x,y) \end{aligned} \tag{4.54}$$

la variance associée est

$$\sigma_D^2(x,y) = \sigma_I^2(x,y) + \sum_{u,v} (K(u,v))^2 \sigma_R^2(x-u, y-v) \tag{4.55}$$

en supposant que le noyau et le fond différentiel sont déterminés avec suffisamment de précision pour que leur contribution soit négligeable.

L'image différence D doit être accompagnée d'une image de variance σ_D^2 pour pouvoir être exploitée, en particulier lorsqu'on mesure sur D les variations de flux des étoiles.

Par un choix judicieux de l'image de référence on peut diminuer la contribution des pixels de R à l'erreur sur les pixels de D, et ainsi améliorer la qualité de l'image différence. Au lieu d'un seul cliché, on peut utiliser la moyenne de n images de bon *seeing* et de caractéristiques proches (PSF similaires) comme référence. On a alors :

$$R_n(x,y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} R_i(x,y) \qquad \sigma_{R_n}^2(x,y) = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^{n} \sigma_{R_i}^2(x,y) \simeq \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^{n} \sigma_R^2(x,y) \tag{4.56}$$

Si les erreurs sur chaque image R_i sont du même ordre que sur l'image I, la contribution de l'image de référence à la variance de D peut être notablement réduite en utilisant une image de référence composite. On peut même rendre cette contribution négligeable devant la contribution de l'image I en construisant la référence par compositage de nombreuses images de qualité.

La contribution aux erreurs d'une image de référence compositée étant négligeable, l'erreur $\sigma(x,y)$ utilisée comme pondération dans les calculs d'ajustements (équation (4.15)) peut, en pratique, être confondue avec $\sigma_I(x,y)$ (*cf.* section 5.6, page 99).

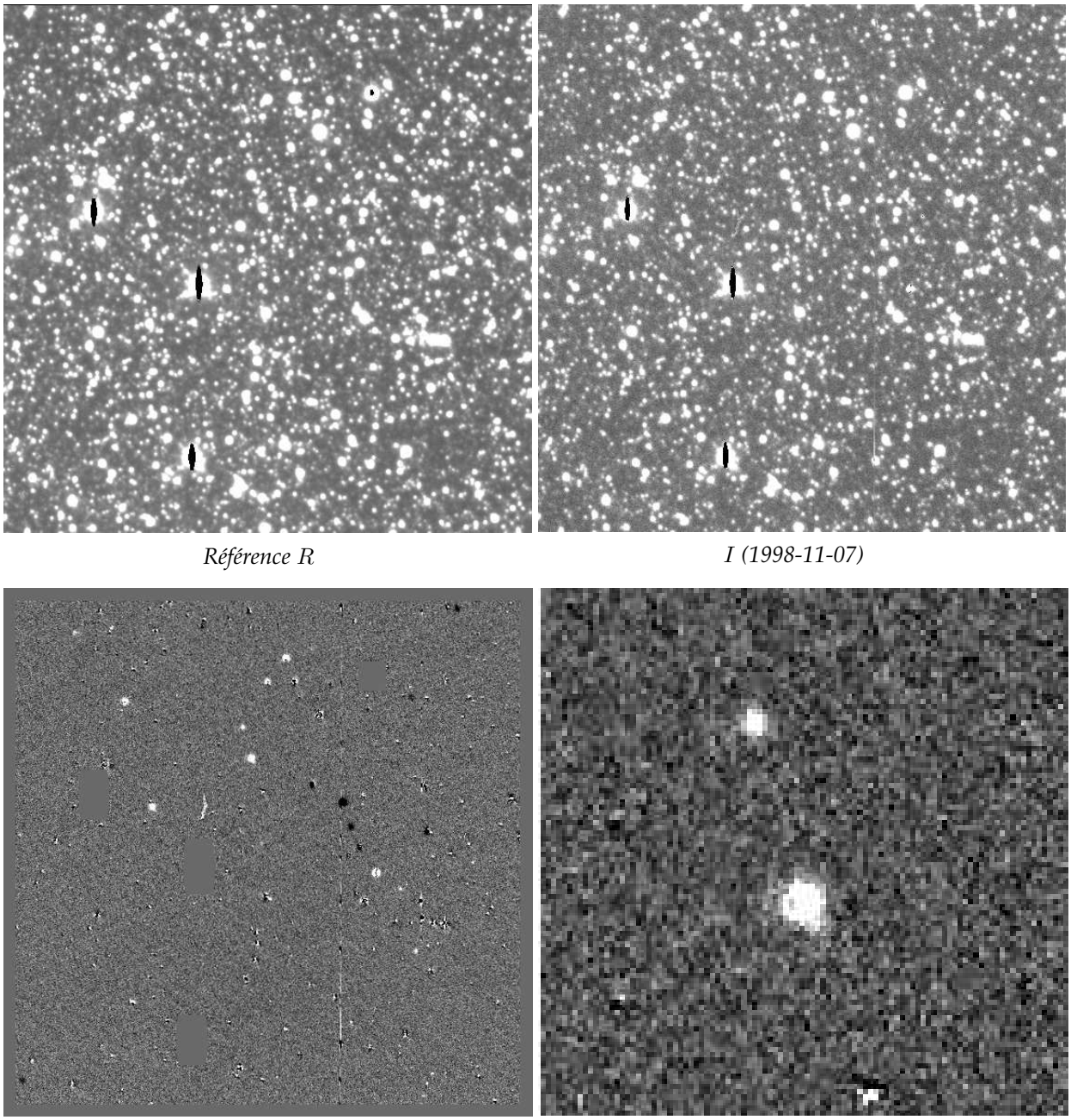


FIG. 4.6 – *Soustraction d'images obtenue avec un noyau constant. En haut l'image de référence R (à gauche) et l'image courante I du 7 novembre 1998 (à droite). En bas, l'image différence D complète (à gauche) et un détail de cette même image (à droite) mettant en évidence des objets variables. (Champ sm005, CCD 4, tuile 6). Les images font 512×512 pixels, avec une marge de 32 pixels.*

4.4 Limitations, méthode générale avec deux noyaux

La méthode de soustraction décrite suppose l'existence d'un noyau K permettant, par convolution, de transformer la PSF d'une image A (la référence) pour qu'elle devienne semblable à celle d'une autre image B. Malheureusement, rien ne garantit que ce noyau K existe effectivement. Dans certaines situations, il est impossible de déterminer un noyau, quel que soit l'ordre dans lequel on procède (Fig. 4.7).

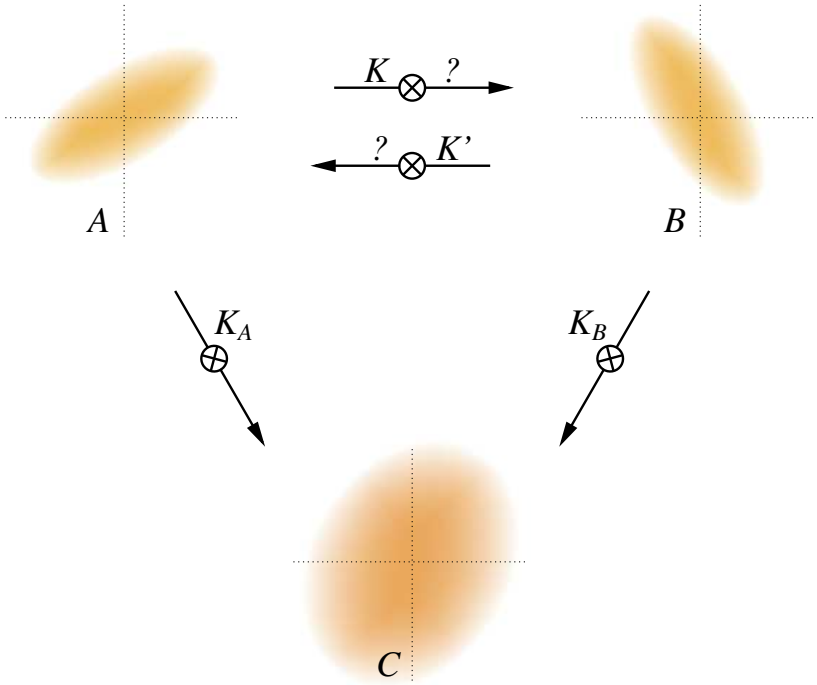


FIG. 4.7 – *Méthode générale avec deux noyaux de convolution. Rien ne garantit l'existence d'un noyau de convolution K tel que PSF(B) = PSF$(A) \otimes K$, ou d'un noyau K' vérifiant la relation inverse. Pour les PSF représentées ici, il n'existe aucun noyau de convolution. On peut toujours, par contre, construire deux noyaux K_A et K_B tels que PSF$(A) \otimes K_A$ = PSF$(B) \otimes K_B$.*

En général, on contourne ce problème en choisissant pour image de référence un cliché dont la PSF est la moins étendue possible (choix de cliché(s) de meilleur *seeing*) afin qu'un noyau puisse être déterminé pour la plupart des images de moins bon *seeing*. Cela n'est cependant pas toujours possible ; on ne dispose parfois que de très peu de clichés, et il se peut qu'aucun ne remplisse les conditions nécessaires pour servir d'image de référence.

Le problème mathématique sous-tendu est en fait *mal posé*, car de manière générale, l'existence pour deux fonctions quelconques f et g d'une fonction k vérifiant $g = f \otimes k$ n'est pas assurée. Par contre, on peut toujours déterminer deux fonctions k_f et k_g tels que $h = f \otimes k_f = g \otimes k_g$.

Ainsi, il est toujours possible de construire deux noyaux K_A et K_B, qui, convolués respectivement par les images A et B, donnent une image de même PSF (Fig. 4.7) :

$$\text{PSF}_{finale} = \text{PSF}(A) \otimes K_A = \text{PSF}(B) \otimes K_B \tag{4.57}$$

En fait, il en existe même une infinité de tels noyaux ; la difficulté consiste à déterminer les noyaux K_A et K_B qui donnent une PSF finale commune PSF_{finale} la moins large possible.

L'algorithme décrit auparavant n'est qu'un cas particulier de cette méthode plus générale, pour lequel la PSF commune optimale est justement la PSF de l'image B de moins bon *seeing*, le noyau correspondant K_B étant dans ce cas une distribution de Dirac $\delta(u)\delta(v)$.

Cette méthode générale de soustraction avec deux noyaux de convolution n'a semble-t-il jamais encore été complètement implémentée et expérimentée. Il existe une infinité de paires de noyaux solutions ; pour limiter la dégradation du signal on recherche les noyaux donnant la PSF commune la *moins étendue* ; le problème est très probablement non-linéaire [Astier, 2002].

4.5 Avantages de l'analyse par différence d'images pour la recherche de microlentilles

4.5.1 La méthode de recherche classique

La recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles se heurte à une difficulté majeure : le phénomène attendu est très rare. L'épaisseur optique (*cf.* 2.3.1) attendue dans les différentes directions (Grand et Petit Nuage de Magellan, Centre galactique) est au mieux de l'ordre de 10^{-6}. Aussi est-il nécessaire de surveiller des millions d'étoiles pour raisonnablement espérer observer des événements. En contrepartie, les champs observés sont très denses en étoiles, ce qui complique la détection des étoiles et leur suivi photométrique.

La plupart des groupes de recherche de microlentilles (EROS, MACHO, OGLE) utilisent des méthodes d'ajustement de PSF[5] (*PSF-fitting*) pour déterminer les flux des étoiles dans les champs encombrés [Ansari, 1996]. En général la procédure suivie est la suivante : un catalogue le plus profond possible est construit à partir d'un cliché de très bonne qualité, ou plus souvent à partir d'un compositage (c'est le "catalogue de référence"). Pour chaque nouveau cliché de la même région du ciel, on mesure le flux des étoiles du catalogue en utilisant un modèle de PSF, et en ajustant le fond de ciel et le flux de chaque étoile sur l'image. Pour tenir compte du recouvrement des profils stellaires, les flux des étoiles voisines sont ajustés simultanément [Ansari, 1996]. Le traitement de tous les clichés permet de construire la courbe de lumière de chaque étoile du catalogue de référence.

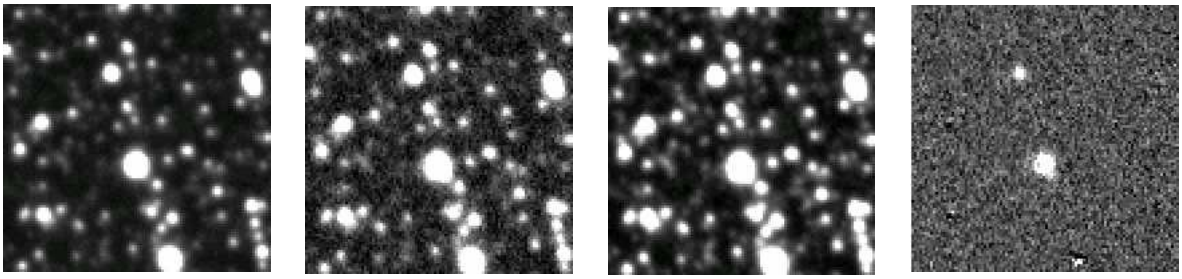
Les étoiles qui subissent un effet de microlentille sont détectées en recherchant parmi les millions de courbes de lumière obtenues un signal correspondant à la courbe théorique de Paczyński. L'efficacité de détection est estimée en traitant les mêmes courbes de lumière sur lesquelles on superpose des effets de microlentille simulés.

4.5.2 Améliorer la précision photométrique

L'encombrement du champ est un problème sérieux : toute mesure de flux doit tenir compte du flux des étoiles voisines. L'ajustement simultané du flux des étoiles nécessite de connaître avec précision la position de tous les objets, et ces positions peuvent justement être biaisées par les étoiles voisines et par la présence d'étoiles non résolues. Tout ceci contribue à limiter la précision photométrique.

[5]Toutefois, l'emploi de l'analyse par soustraction d'images se généralise : ainsi OGLE-III utilise maintenant une chaîne de traitement inspirée de Alard et Lupton [1998], (voir par exemple Wozniak et al. [2002])

Comme la fraction d'étoiles variables est faible, la quasi-totalité des objets disparaissent par soustraction. Seules les étoiles dont le flux a varié subsistent, et leur nombre est si réduit qu'aucun problème de recouvrement ne se pose.



Référence R | *I (1998-11-07)* | $C = R \otimes K + \Delta B$ | $D = I - (R \otimes K + \Delta B)$

FIG. 4.8 – *Soustraction d'images (détail) obtenue avec un noyau constant. De gauche à droite, l'image de référence R, l'image courante I, l'image de référence convoluée C et l'image différence D. Deux objets ont vu leur flux augmenter ; les autres étoiles du champ n'ont pas varié et ont disparu sur l'image différence.*

La soustraction d'image laisse ainsi espérer une amélioration de la précision photométrique en champ encombré.

4.5.3 S'affranchir de l'effet de *blending*

L'effet de *blending* et ses conséquences pour la détermination du temps d'Einstein t_{E} et de l'épaisseur optique τ sont décrits en 2.4.

L'analyse par soustraction d'image permet de s'affranchir *partiellement* du blending. En effet, la contribution des étoiles non-résolues confondues dans le disque de *seeing* d'un objet suivi est automatiquement soustraite. Toutefois, la méconnaissance (ou l'ignorance) du flux de base des étoiles analysées biaise aussi la mesure de l'amplification et du temps d'Einstein t_{E} : en l'absence d'une détermination suffisamment précise du flux de base d'un candidat microlentille détecté en analyse par soustraction d'image (par exemple par un cliché HST s'il s'agit d'une étoile faible mal mesurée, voire non résolue), l'ajustement d'une courbe de Paczyński souffre d'une dégénérescence (F_0 devient un paramètre de l'ajustement), et le temps d'Einstein ajusté sur la courbe de lumière obtenue en DIA peut être sévèrement biaisé. Comme la détermination de F_0 en photométrie différentielle est formellement équivalente à l'ajustement de la *fraction de flux non-blendé* f en photométrie classique, le problème du *blending* subsiste.

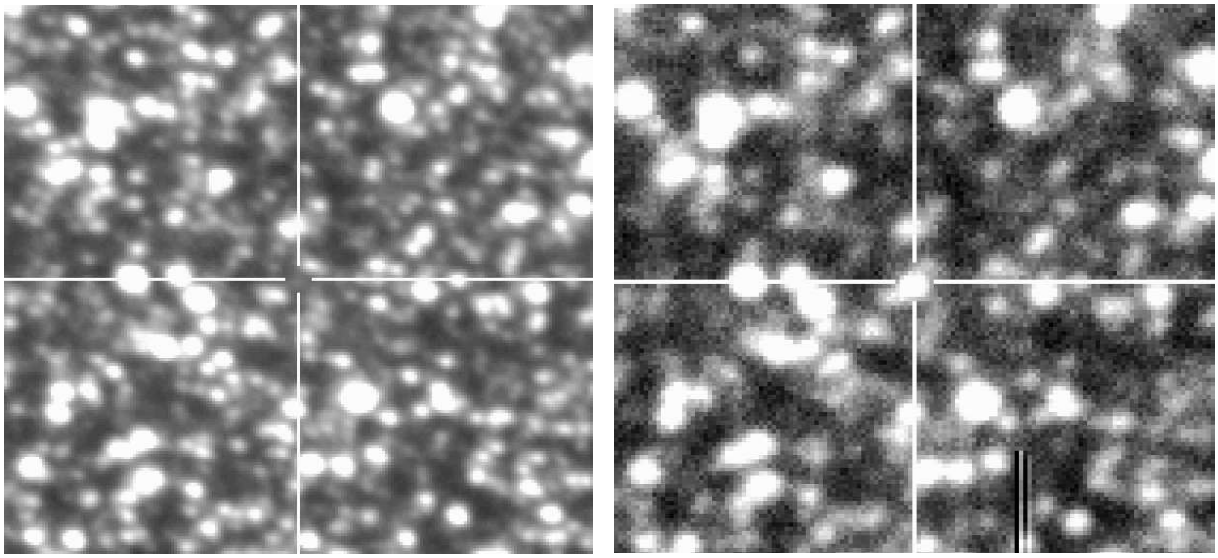
L'utilisation des variables $t_{1/2}$ et ΔF_{max} et de l'estimateur τ_F de l'épaisseur optique (*cf.* 2.5.2) peut éventuellement permettre de s'affranchir complètement du *blending*.

4.5.4 Accroître la sensibilité de détection

La soustraction d'image rend possible la détection des variations de luminosité d'étoiles non résolues, en particulier lorsque ces objets sont masqués par le disque de *seeing* d'une autre étoile.

Ainsi, si une étoile faible — trop faible pour être présente dans le catalogue de la procédure classique — subit un effet de microlentille de grande amplification, son flux apparent peut être suffisamment augmenté pour que la variation de flux devienne détectable. Comme l'étoile est absente du catalogue, un événement de ce type ne peut être détecté par la procédure classique

de recherche de microlentilles ; la variation de flux risque même de polluer le voisinage et d'être partiellement attribuée aux étoiles résolues les plus proches. Par soustraction d'images, par contre, la variation de flux apparaîtra sur les images différences et pourra être détectée et correctement identifiée.



(a) Étoile source sur l'image compositée de référence. On distingue une légère tache lumineuse à la position indiquée par le groupe MACHO ; cependant l'étoile est très faible et n'a pas été détectée lors de la construction du catalogue de référence vers le Grand Nuage de Magellan.

(b) Étoile source 2 jours avant le maximum d'amplification (image non compositée). L'étoile est très nettement visible : son flux est amplifié d'un facteur 40 environ.

FIG. 4.9 – *Alerte MACHO-LMC-99-2 : Cet événement illustre le potentiel de détection de l'analyse par soustraction d'images. L'étoile source, très faible (a), n'a pas été détectée lors de la construction du catalogue* EROS. *Elle n'a donc pas été suivie ni analysée. L'objet est cependant tout à fait détectable lorsqu'il est amplifié (b). [Lasserre, 2000]*

La figure 4.9 présente un événement de ce type. L'étoile source est trop faible et n'a pas été résolue lors de la construction du catalogue EROS vers le Grand Nuage de Magellan (Elle fait par contre partie du catalogue du groupe MACHO, plus profond). L'étoile n'a donc pas été suivie par la procédure classique de recherche. Cependant, lorsque l'amplification est maximale, l'objet est tout à fait détectable sur les images EROS ; sa variation de flux peut être mise en évidence sur une image différence.

Cet exemple montre le potentiel de détection par soustraction d'images. Les événements de microlentille sur des étoiles très faibles peuvent devenir détectables si l'amplification subie est suffisante pour que la variation de flux soit mesurable. L'analyse par différence d'images améliore donc la sensibilité de la recherche de microlentilles en augmentant le nombre d'étoiles effectivement suivies.

Chapitre 5

Réduction des données EROS vers le Petit Nuage de Magellan

— Comment peut-on posséder les étoiles ?

— À qui sont-elles ? riposta, grincheux, le businessman.

— Je ne sais pas. À personne.

— Alors elles sont à moi, car j'y ai pensé le premier.

— Ça suffit ?

— Bien sûr. Quand tu trouves un diamant qui n'est à personne, il est à toi. Quand tu trouves une île qui n'est à personne, elle est à toi. Quand tu as une idée le premier, tu la fais breveter : elle est à toi. Et moi je possède les étoiles, puisque jamais personne avant moi n'a songé à les posséder.

— Ça c'est vrai, dit le petit prince. Et qu'en fais-tu ?

— Je les gère. Je les compte et je les recompte, dit le businessman. C'est difficile. Mais je suis un homme sérieux !

Antoine de St-Exupéry, *Le Petit Prince*.

Après une brève présentation de l'instrument d'EROS-II, ce chapitre sera essentiellement consacré à la description de la nouvelle chaîne de réduction photométrique basée sur la soustraction d'images, et son application aux données du Petit Nuage de Magellan. La conception, le développement et la mise au point de cette nouvelle chaîne de réduction a constitué la part prépondérante de ce travail de thèse.

5.1 Données de l'expérience EROS-II vers le Petit Nuage de Magellan

5.1.1 L'instrument et la chaîne d'acquisition

L'expérience EROS-II dispose d'un télescope dédié, installé à l'observatoire ESO de La Silla, au Chili, dans la coupole du GPO[1]. Situé à l'extrême sud du désert d'Atacama, La Silla bénéficie

[1] spectrographe *Grand Prisme Objectif*.

de conditions d'observation exceptionnelles : environ 220 nuits photométriques par an, et un *seeing* moyen de $0.8\,\mathrm{arcsec}$. De plus, sa position dans l'hémisphère sud ($29^o15'$ S) rend possible l'observation des Nuages de Magellan pendant plus de 10 mois chaque année (11 mois pour le Petit Nuage).

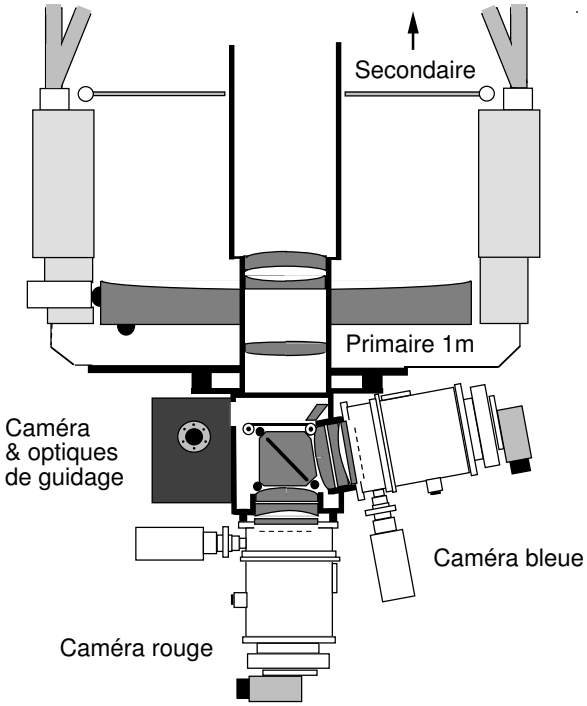


FIG. 5.1 – *Optique du MARLY, le télescope d'*EROS*. Le cube dichroïque, au centre, sépare le faisceau et achemine la lumière vers les caméras* rouge *(R_{EROS}) et* bleue *(B_{EROS}).*

5.1.1.1 L'optique

Le télescope EROS (le MARLY) est un Ritchey-Chrétien de $1\,\mathrm{m}$ de diamètre, mis à disposition du groupe par l'Observatoire de Haute-Provence et modifié pour y adapter deux caméras CCD. Un prisme dichroïque placé après le miroir secondaire sépare la lumière en deux faisceaux envoyés vers chaque caméra ; le but de ce dispositif est de pouvoir effectuer l'acquisition simultanément dans deux couleurs, afin de tester l'achromaticité des événements de microlentilles (fig. 5.1). Les deux caméras sont appelées, par convention, caméra "rouge" et "bleue"[2], mais les filtres associés $\mathrm{R_{EROS}}$ et $\mathrm{B_{EROS}}$ correspondent plutôt à la bande standard $\mathrm{I_C}$ pour le filtre $\mathrm{R_{EROS}}$ ($[620, 920]\,\mathrm{nm}$), et à la bande $\mathrm{V_J}$ pour le filtre $\mathrm{B_{EROS}}$ ($[420, 720]\,\mathrm{nm}$). Ces filtres non-standards ont été choisis pour maximiser la bande passante et recueillir le maximum de lumière (*cf.* fig. 5.2). Plusieurs relations avec les bandes photométriques *standards* ont été proposées. Bauer [1997] donne par exemple :

$$\mathrm{R_{EROS}} = \mathrm{V_J} - 0.757(\mathrm{B_J} - \mathrm{V_J}) \tag{5.1}$$

$$\mathrm{B_{EROS}} = \mathrm{V_J} + 0.062(\mathrm{B_J} - \mathrm{V_J}) \tag{5.2}$$

[2]Ces appellations "rouge" et "bleue" correspondent surtout à la couleur de la peinture externe des cryostats contenant les caméras…

Les magnitudes R_{EROS} et B_{EROS} sont reliés aux flux mesurés (catalogue de référence) par :

$$F^{R}_{EROS} = 10^{0.4(\alpha^{R}_{EROS} - R_{EROS})} \times \frac{T_{pose}}{g} \tag{5.3}$$

$$F^{B}_{EROS} = 10^{0.4(\alpha^{B}_{EROS} - B_{EROS})} \times \frac{T_{pose}}{g} \tag{5.4}$$

où les points zéro α^{R}_{EROS} et α^{B}_{EROS} valent respectivement 22.30 et 23.15.

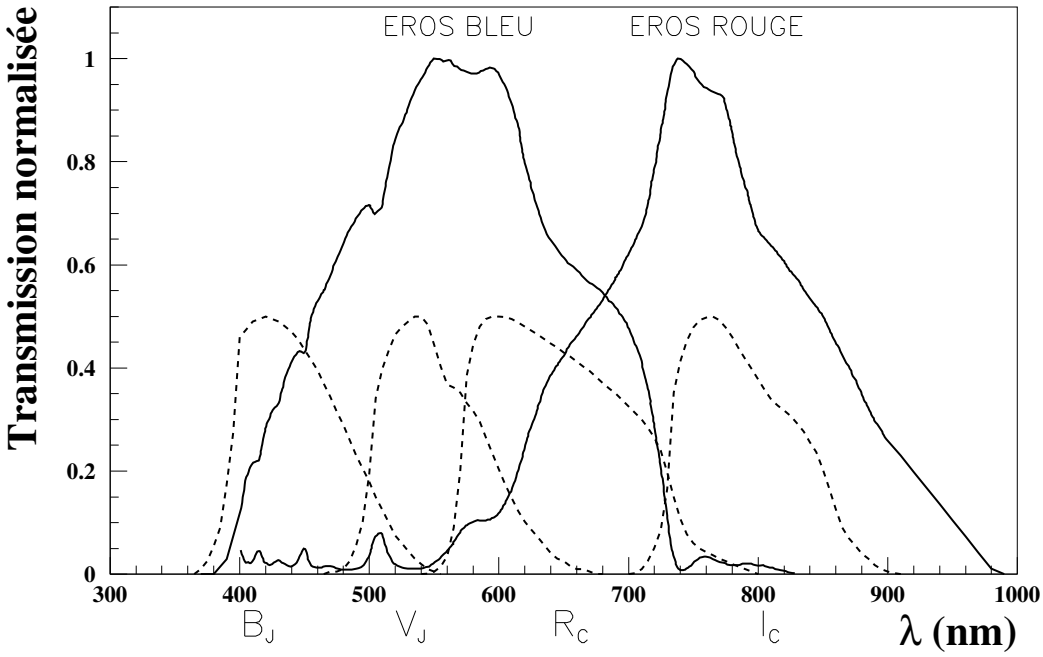


FIG. 5.2 – *Facteur global de transmission de l'optique. L'acquisition s'effectue dans des bandes larges* R_{EROS} *et* B_{EROS} *afin de maximiser la bande passante.*

Le télescope a une focale de $F = 5.14\,\mathrm{m}$ et une ouverture de $F/5$ pour obtenir un grand champ d'observation afin de suivre le plus grand nombre d'étoiles possible.

Le *seeing* typique des images Eros-II vers le Petit Nuage de Magellan est de $2.1\,\mathrm{arcsec}$; l'optique du télescope contribue pour environ $0.4\,\mathrm{arcsec}$ (au zénith), tandis que la contribution de la convection thermique dans la coupole a été estimée à $0.7\,\mathrm{arcsec}$.

5.1.1.2 Les caméras CCD

Les caméras R_{EROS} et B_{EROS} sont chacune constituées d'une mosaïque de 4×2 CCD de 2048×2048 pixels, dont l'orientation est indiquée figure 5.3. Les pixels mesurent $15\,\mu\mathrm{m} \times 15\,\mu\mathrm{m}$; chaque caméra couvre ainsi un champ de $1.38 \times 0.69\,\mathrm{deg}^2$, chaque pixel couvrant $0.602 \times 0.602\,\mathrm{arcsec}^2$.

Les images fournies par les caméras correspondent, pour chaque pixel, au nombre de photo-électrons produits et collectés. La contribution au signal du courant *noir* (ou thermique) est

rendu négligeable en maintenant les caméras à 180 K[3]. Le signal digital en sortie S_{ADU} (exprimé en unités arbitraires, *Analogic Digital Unit* ou ADU) est relié au nombre d'électrons collectés N_{e^-} par la relation :

$$S_{\text{ADU}} = \frac{1}{g} \times N_{e^-} + O_{\text{ADU}} \tag{5.5}$$

où g est le gain (en e^-/ADU). Même en l'absence de lumière, l'électronique des CCD produit un signal O_{ADU}, baptisé *offset* ou piédestal.

Le bruit associé au signal comporte essentiellement deux contributions, le bruit de lecture (RO) et le bruit statistique de photons :

$$\sigma^2_{S_{\text{ADU}}} = \frac{1}{g^2}\left(\sigma^2_{N_{e^-}} + \sigma^2_{RO}\right) \tag{5.6}$$

Si on considére que le nombre N_{e^-} de photo-électrons collectés suit une loi de Poisson, alors,

$$\sigma^2_{N_{e^-}} = \langle N_{e^-} \rangle \quad \text{et} \quad \sigma^2_{S_{ADU}} = \frac{1}{g}\langle S_{ADU} \rangle + \sigma^2_{RO} \tag{5.7}$$

où $\langle S_{ADU} \rangle$ est la valeur moyenne du signal (dont on a au préalable soustrait l'offset).

Les valeurs du gain, du bruit de lecture, du niveau de saturation et de l'*offset* ont été mesurés pour chaque CCD et sont regroupés dans la table 5.1. Le bruit de lecture est assez faible et le terme σ^2_{RO} associé pourra être négligé.

CCD	RO (e^-)	Gain g (e^-/ADU)	Saturation (ADU)	Offset (ADU)
0R	6.5	1.70	44000	4750
1R	8.7	1.91	55000	4670
2R	22.6	1.60	45000	9400
3R	6.4	1.85	45000	5030
4R	6.6	1.70	48000	3360
5R	6.4	1.66	53000	6690
6R	6.4	1.99	38000	5740
7R	6.7	1.82	50000	5360
0B	6.0	1.63	35000	5750
1B	7.4	2.00	32000	4620
2B	6.1	1.67	54000	4900
3B	5.9	1.69	44000	5130
4B	6.1	1.78	44000	4950
5B	6.3	1.89	42000	4140
6B	6.2	1.84	40000	5330
7B	6.7	1.78	56000	5650

TAB. 5.1 – *Caractéristiques électroniques des CCD. "R" et "B" désignent respectivement les caméras* R_{EROS} *et* B_{EROS} *(d'après Bauer [1997]).*

Les caméras présentent certains dysfonctionnements : le CCD 2R de la caméra rouge est inutilisable[4], et l'*offset* du CCD 1R varie beaucoup en fonction du temps. L'absence du CCD 2R diminue le nombre d'étoiles effectivement suivies. Par ailleurs, les CCD présentent de nombreux défauts : pixels morts, colonnes mortes, colonnes à faible tranfert de charge, et même

[3]Bauer [1997] donne une description complète du système cryogénique d'EROS.
[4]Le fonctionnement du CCD 2R s'est amélioré fin 1999.

quelques pixels lumineux [5] (Voir Bauer [1997] pour une description détaillée des caméras). Les pixels affectés par l'ensemble de ces défauts représentent 5% de la surface des CCD. Leur présence complique le traitement des images ; les pixels défectueux doivent être marqués comme tels et exclus, en particulier pour soustraire des images ou effectuer une mesure de flux.

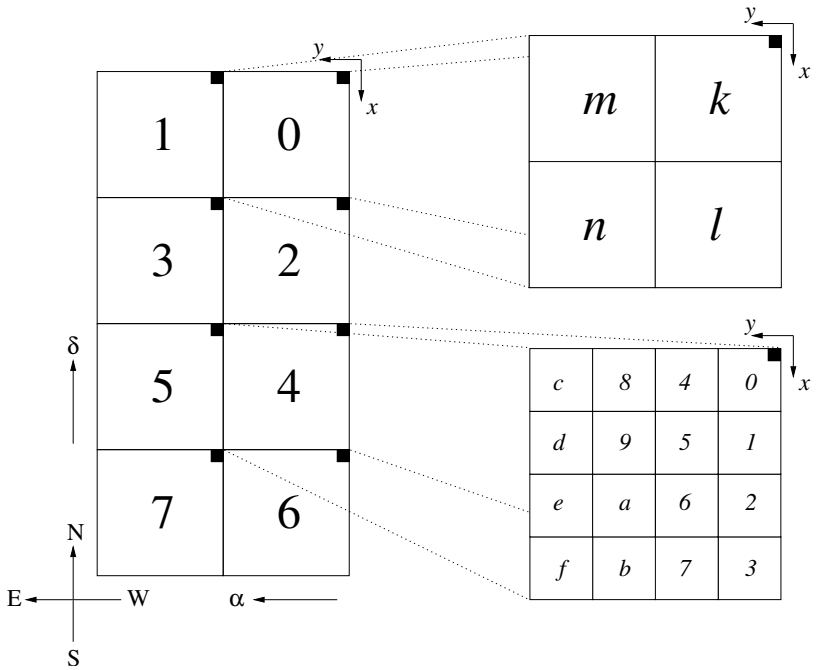


FIG. 5.3 – *Orientation des mosaïques de CCD et conventions de découpage des images des CCD. La figure de gauche indique les positions relatives et l'orientation des CCD sur la mosaïque des caméras* R_{EROS} *et* B_{EROS}*. La chaîne d'acquisition fournit individuellement les images issues des CCD. Lorsqu'un traitement nécessite de diviser l'image d'un CCD,* EROS *dispose d'une convention pour nommer les quarts de CCD numérotés* k*,* l*,* n *et* m*, ou les seizièmes baptisés* tuiles *et numérotés* 0–9*,* a–f *(à droite).*

5.1.1.3 Le système de pointage et de guidage

Le pointage est effectué au moyen d'un modèle tenant compte de la précession, de l'aberration et de la réfraction atmosphérique [Mansoux, 1997]. La reproductibilité du pointage est assurée, mais l'erreur résiduelle est cependant assez importante : les écarts de pointage peuvent atteindre ± 1 arcmin (Fig. 5.6).

Le guidage pendant l'exposition est assuré par une petite caméra CCD (1536×1024 pixels, 6×9 minutes d'arc) installée hors-axe. Le programme de contrôle utilise cette caméra pour chercher une étoile guide, et corrige le mouvement du télescope en maintenant la position de cette étoile dans le champ.

5.1.1.4 Acquisition et pré-traitement en ligne

La chaîne d'acquisition est décrite dans Bauer [1997], Palanque-Delabrouille [1997]. Nous n'insisterons que sur quelques points.

[5] Il s'agit d'un phénomène assez étonnant : certaines pixels des CCD émettent de la lumière, en quantité suffisante pour illuminer une portion du CCD et être confondus avec une étoile très brillante.

La recherche de microlentilles nécessite le suivi d'un grand nombre d'étoiles, avec des observations fréquentes. La procédure d'acquisition a été optimisée pour réduire autant que possible les temps morts (par exemple, le pointage du télescope vers le champ suivant s'effectue simultanément avec la lecture des CCD). Ainsi environ 100 champs sont observés chaque nuit[6]. Le grand nombre d'observations combiné aux dimensions des caméras rendent indispensable une chaîne d'acquisition capable de gérer d'importants flux de données (environ $20\,\mathrm{Go}$ par nuit).

Aussitôt après l'acquisition, les images brutes subissent un pré-traitement (improprement appelé *réduction* dans le jargon de la collaboration) destiné à soustraire l'*offset* électronique et à corriger chaque pixel du *vignettage* (L'éclairement des CCD n'est pas homogène) et des variations spatiales et temporelles de la réponse des CCD. L'*offset* est déterminé en prenant régulièrement des clichés avec l'obturateur fermé (*darks* ou *obscurités*), tandis que la réponse du CCD est obtenue en faisant des clichés d'éclairement uniformes (*flat fields*) [Palanque-Delabrouille, 1997].

Les données sont ensuite transférés sur bandes magnétiques au Centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon (CCIN2P3), pour y être stockées dans des robots et analysées.

5.1.2 La prise de données vers le Petit Nuage de Magellan

Les différents programmes scientifiques ayant déjà été évoqués en 3.2.1.2, nous nous concentrerons ici sur la prise de données en direction du Petit Nuage de Magellan (*Small Magellanic Cloud* ou SMC). Le partage du temps télescope entre les programmes est lié à la visibilité des cibles au cours de l'année (fig. 5.4). Le Petit Nuage de Magellan est suivi pendant 11 mois par an.

EROS observe 10 champs de $1.38 \times 0.69\,\mathrm{deg}^2$ vers le Petit Nuage de Magellan ; les positions des champs ont été définies de manière à couvrir les régions les plus denses, afin de maximiser le nombre d'étoiles suivies (soit 5.2 millions d'étoiles résolues avec 7 CCD sur 8[7]). Les champs observés vers le Petit Nuage sont représentés figure 5.5.

Les résultats de EROS-I et MACHO ayant exclu que des objets de faible masse $[10^{-7}, 10^{-3}]\,\mathrm{M}_\odot$ puissent constituer plus de 10% de la matière sombre du halo (*cf.* 3.2.1.1), l'échantillonnage est adapté à la recherche d'événements longs, soit, en moyenne, un cliché tous les deux jours. Les temps de pose sont de $300\,\mathrm{s}$ pour les champs internes 1, 2, 5, 6, 7 et de $600\,\mathrm{s}$ pour les champs externes 4, 5, et 8. Le temps de pose du champ 9 était de $900\,\mathrm{s}$ jusqu'en mai 2000, puis de $600\,\mathrm{s}$ ensuite. Du fait des pannes et des périodes d'inter-saisons, les données analysées (de juillet 1996 à mai 2001) représentent de 500 à 750 clichés selon les champs, soit en moyenne un cliché tous les 3 jours (*cf.* 5.2).

5.1.3 Volume et stockage

Du fait du grand champ de l'instrument et de l'échantillonnage utilisé, les données de l'expérience sont particulièrement volumineuses. Un cliché est constitué de 2×8 images CCD, chacune comportant 2048×2048 pixels soit $8\,\mathrm{Mo}$. Avec en moyenne 600 clichés par champ pour la période analysée 1996–2001, l'ensemble des données représente un peu moins d'un teraoctet. S'ajouteront pour chaque image une image-différence et sa variance associée, ce qui

[6] Du moins lorsqu'aucun problème technique ne survient.

[7] Le CCD 2 n'est pas analysé par la méthode classique en raison du dysfonctionnement du CCD 2R.

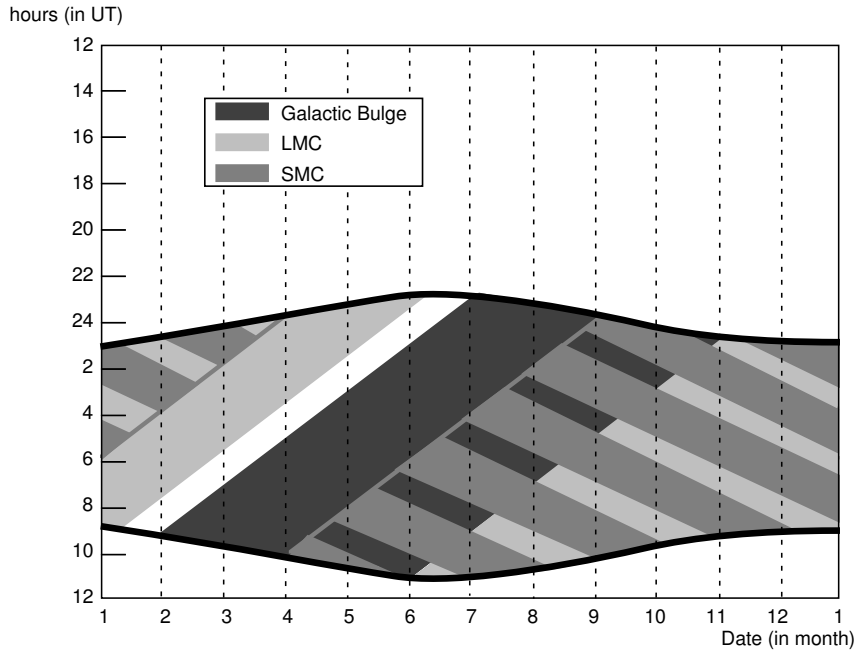
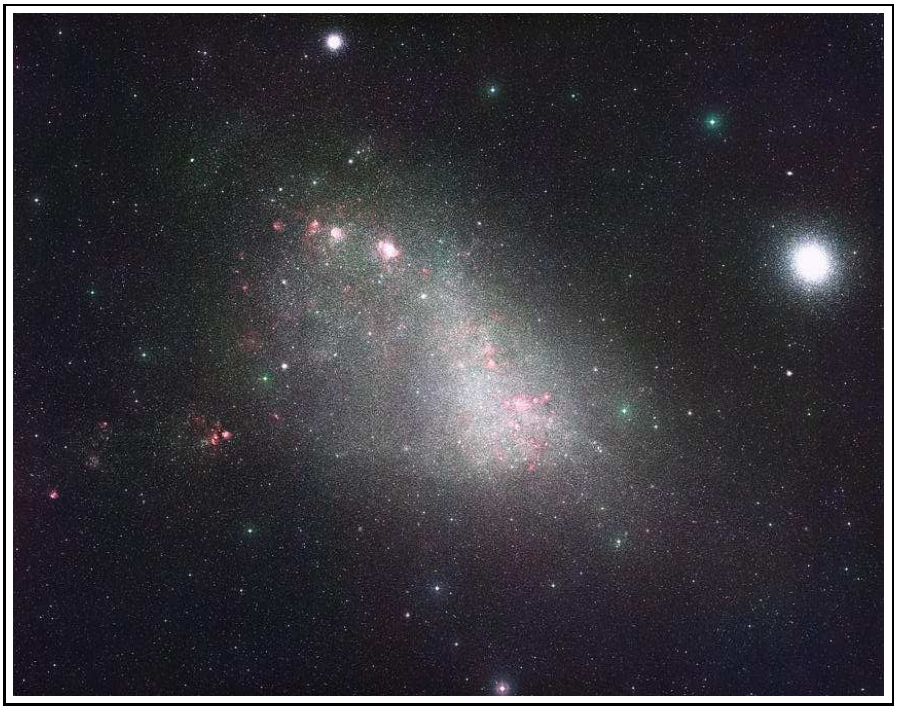


FIG. 5.4 – *Visibilité des cibles* EROS *en fonction de l'heure UTC et de la saison. Le Grand Nuage (LMC) est en gris clair, le Centre Galactique (Galactic Bulge) en gris foncé et le Petit Nuage (SMC) en bandes de gris moyen. Les supernovae et les naines blanches peuvent être recherchées toute l'année excepté pendant une semaine autour de chaque pleine lune.*

nous amène à 4 To (la soustraction et la variance sont chacune codées sur 32 bits, ce qui double leur taille).

L'ensemble des données est stocké au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon ; l'analyse a été effectuée pendant la migration d'un système de stockage basé sur des bandes magnétiques vers un dispositif intégré baptisé HPSS[8] destiné à faciliter les accès. Le développement de la chaîne de réduction a aussi servi de test grandeur nature de ce nouveau système de stockage.

[8]Ce système combine un ensemble de robots lecteurs de bandes magnétiques et des disques durs tampons. Du point de vue de l'utilisateur, l'ensemble se présente comme un disque dur virtuellement infini.



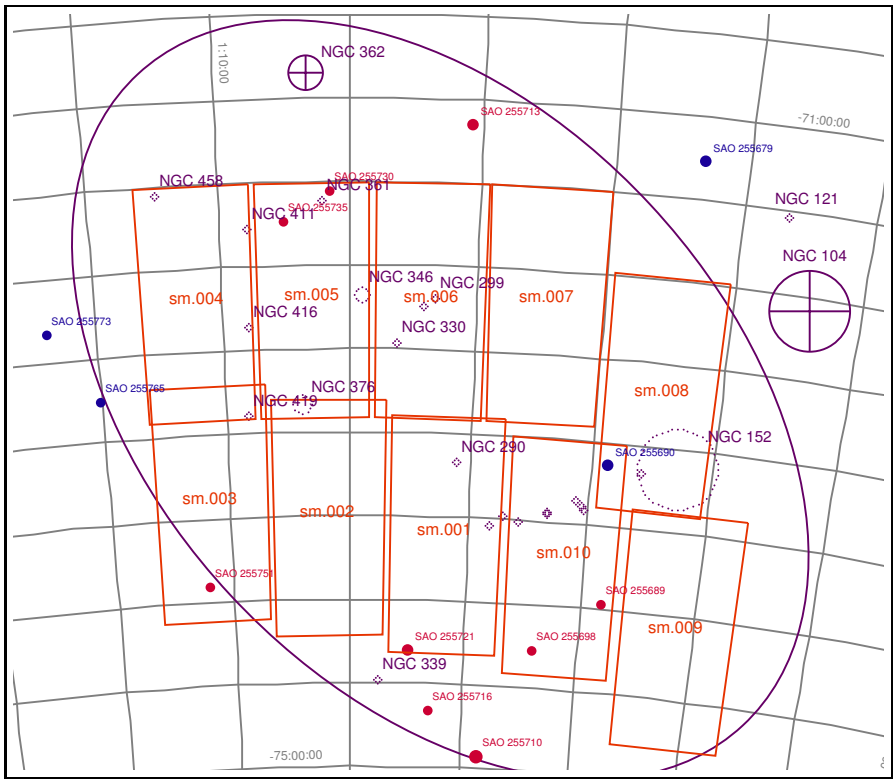


FIG. 5.5 – *Cliché du Petit Nuage de Magellan et position des champs* EROS. *La carte mentionne les principaux objets visibles dans cette région du ciel : amas globulaires (NGC104, NGC362), nébuleuses planétaires, etc. Les rectangles représentent les 10 champs (sm001 à sm010) observés par* EROS *(angle solide* $0.7 \times 1.4\,\mathrm{deg}^2$ *pour chaque champ). La photographie est une image composite construite à partir de plaques photos par David Malin. (Copyright Anglo-Australian Observatory/Royal Observatory, Edinburgh.)*

5.2 Motivations de l'analyse en DIA du Petit Nuage de Magellan

Les avantages attendus de la technique de soustraction d'images décrite au chapitre précédent (augmenter la sensibilité, s'affranchir partiellement de l'effet de *blending*, améliorer la résolution photométrique) ont motivé la collaboration EROS à tester cette méthode. Le Petit Nuage de Magellan a semblé une cible de choix : les données dans cette direction sont volumineuses mais ne représentent toutefois qu'une faible fraction de l'ensemble, et elles constituent un lot homogène. De plus, cette cible a déjà fait l'objet d'une recherche de microlentilles selon le procédé classique (*cf.* 4.5.1 et *cf.* 3.2.1.2 ; [Palanque-Delabrouille, 1997; Palanque-Delabrouille et al., 1998; Afonso et al., 2003b]), ce qui doit permettre de comparer les résultats et la sensibilité des deux méthodes.

5.3 Principes généraux de la chaîne de réduction par soustraction

La chaîne de réduction présentée ici est complètement différente de celle employée jusqu'à présent par EROS pour la recherche de microlentilles, et conduit à une analyse indépendante des données vers le Petit Nuage.

Contrairement à la méthode classique par photométrie de PSF, la réduction des images est menée sans catalogue d'étoiles pré-établi, afin de permettre la détection éventuelle de variations de grande amplitude dues à des étoiles normalement non résolues.

Après alignement sur une même grille (*cf.* 5.4), toutes les images sont soustraites (*cf.* 5.6) en utilisant une image composite comme cliché de référence. Les variations positives ou négatives présentes sur les images différences sont détectées (*cf.* 5.8) ; les détections sont associées pour constituer une liste d'objets variables (*cf.* 5.8.3). Dans une seconde phase, les courbes de lumière des objets détectés sont construites en mesurant la variation de flux associée sur chaque image soustraite (*cf.* 5.9).

Afin de tirer le maximum des images disponibles, la philosophie adoptée est de ne rejeter *a priori* qu'un minimum d'images : tous les clichés issus de l'acquisition entrent dans la chaîne de réduction. Ce choix se justifie par l'état de la base de données des images EROS au moment du traitement : incomplète (ou mal renseignée) pendant certaines périodes, le risque était grand de rejeter des clichés tout à fait exploitables en se basant uniquement sur les informations de la base de données.

Les informations de la base sont par contre utilisées pour la sélection des clichés servant à la construction des images de référence (*cf.* 5.5). Les lacunes de la base de données sont ici moins gênantes car seul un sous-ensemble d'images de qualité est nécessaire.

5.4 Alignement géométrique des clichés

La procédure de pointage du télescope EROS n'est pas suffisamment précise pour que l'on puisse s'affranchir de la nécessité d'aligner géométriquement les clichés avant de les soustraire. L'alignement astrométrique relatif des images est même un point très sensible de la réduction : il conditionne le succès de l'ajustement du noyau de convolution et donc la réussite du processus de soustraction d'images. Les performances du programme d'alignement géométrique utilisé dans la chaîne de traitement classique d'Eros (4.5.1) se sont avérées insuffisantes (taux d'échec élevé, et alignements insuffisamment précis faisant échouer la soustraction). Un nouveau programme d'alignement des images a donc été développé dans le cadre de cette thèse.

5.4.1 Extraction des catalogues

Pour aligner géométriquement deux images du même champ il faut disposer au préalable de points de repère dont on connaît les positions sur les deux clichés : en astronomie les étoiles constituent ces points de repère, à condition toutefois de pouvoir établir les correspondances entre catalogues (*cross-identification*). La détection des sources est effectuée avec SExtractor [Bertin et Arnouts, 1996] ; ce détecteur d'étoiles présente le grand avantage d'être extrêmement rapide. Comme sa précision astrométrique est limitée en champs encombrés, les seuils (5σ au dessus du fond de ciel) ont été choisis pour ne sélectionner que des étoiles brillantes, dont les positions sont bien mesurées. De 5000 à 10000 objets brillants sont ainsi sélectionnés sur chaque image CCD.

5.4.2 Référence astrométrique

Les images utilisées comme référence astrométrique proviennent des clichés effectuées le 27/08/1998 vers les 10 champs du Petit Nuage (images `sm_____tb_8h27`). Ce choix a été motivé par la qualité de ces images (fond de ciel faible, bon *seeing*).

5.4.3 Recherche de la transformation géométrique

La recherche de la transformation géométrique entre les positions des objets des catalogues de deux images s'effectue de manière itérative. On détermine initialement une transformation linéaire approchée par une méthode d'histogrammes : avec les étoiles les plus brillantes des deux catalogues on forme toutes les combinaisons possibles (i_1, i_2) où i_1 est une étoile du catalogue de la première image et i_2 une étoile du catalogue de la seconde. On porte dans un histogramme les vecteurs $\vec{r}_{i_2} - \vec{r}_{i_1}$; le maximum de l'histogramme donne une translation qui, en première approximation, correspond à la transformation recherchée.

À partir de cette première estimation de la transformation géométrique, on peut apparier les étoiles qui semblent correspondre et dont la distance d'association est suffisamment petite (typiquement 3 pixels). Ces appariements permettent ensuite d'ajuster une transformation polynomiale plus précise, en éliminant les paires qui contribuent le plus aux résidus d'ajustement (coupure à 3σ). On répète ensuite les deux dernières étapes : appariements et ajustement d'une transformation. Le processus s'arrête lorsque l'ajustement ne permet plus d'augmenter le nombre d'étoiles appariées.

L'ajustement de chaque transformation géométrique à partir des appariements est effectué en développant la transformation sur une base de polynômes P_{kl}. Si on note (x_{0i}, y_{0i}) les coordonnées d'une étoile i sur l'image de référence, et (x_i, y_i) ses coordonnées sur une image quelconque, la transformation géométrique (f_x, f_y) recherchée est de la forme :

$$x'_i = f_x(x_{i0}, y_{i0}) = \sum_{k,l}^{N,N} \alpha_{kl} P_{kl}(x_{i0}, y_{i0}) \tag{5.8}$$

$$y'_i = f_y(x_{i0}, y_{i0}) = \sum_{k,l}^{N,N} \beta_{kl} P_{kl}(x_{i0}, y_{i0}) \tag{5.9}$$

et sa détermination nécessite de minimiser

$$\sigma_x^2 = \sum_{i=1}^{N_\star} (x'_i - x_i)^2 \tag{5.10}$$

$$\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^{N_\star} (y'_i - y_i)^2 \tag{5.11}$$

On recherche donc les coefficients $\alpha_{k,l}$ et $\beta_{k,l}$ vérifiant :

$$\frac{\partial \sigma_x^2}{\partial \alpha_{k,l}} = 0 \qquad \frac{\partial \sigma_y^2}{\partial \beta_{k,l}} = 0 \quad \forall k, l \tag{5.12}$$

Il suffit de résoudre les systèmes linéaires suivant :

$$B_x = A\,\alpha \qquad B_y = A\,\beta \tag{5.13}$$

où

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_{0,0} \\ \alpha_{0,1} \\ \vdots \\ \alpha_{N,N} \end{pmatrix} \qquad \beta = \begin{pmatrix} \beta_{0,0} \\ \beta_{0,1} \\ \vdots \\ \beta_{N,N} \end{pmatrix} \tag{5.14}$$

$$B_x = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{N_\star} x_i P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) \\ \sum_{i=1}^{N_\star} x_i P_{0,1}(x_{0i}, y_{0i}) \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{N_\star} x_i P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) \end{pmatrix} \qquad B_y = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{N_\star} y_i P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) \\ \sum_{i=1}^{N_\star} y_i P_{0,1}(x_{0i}, y_{0i}) \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{N_\star} y_i P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) \end{pmatrix} \tag{5.15}$$

$$A = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{N_\star} P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) & \cdots & \sum_{i=1}^{N_\star} P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) \\ \sum_{i=1}^{N_\star} P_{0,1}(x_{0i}, y_{0i}) P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) & \cdots & \sum_{i=1}^{N_\star} P_{0,1}(x_{0i}, y_{0i}) P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{i=1}^{N_\star} P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) P_{0,0}(x_{0i}, y_{0i}) & \cdots & \sum_{i=1}^{N_\star} P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) P_{N,N}(x_{0i}, y_{0i}) \end{pmatrix} \tag{5.16}$$

La monture du télescope et le système de pointage sont tels que les clichés d'un champ pris à des dates différentes sont essentiellement décalés d'une translation ; la composante de rotation est faible. Les translations, peuvent, par contre, être assez importantes à cause des défauts du pointage. D'autre part, comme il s'agit d'un grand champ, les distorsions optiques ne peuvent être négligées. En l'absence d'un modèle précis de l'optique de l'instrument, rendre compte des distorsions du champ nécessite d'ajuster avec précision des transformations géométriques polynomiales de degré élevé.[9]

[9] Les distorsions optiques classiques (*barillet*, *coussinet*) comprennent par exemple des termes en $x(x^2 + y^2)$ et $x(x^2 + y^2)^2$.

La base naturelle des polynômes $(1, x, x^2, x^3, \ldots)$ est la plus immédiate, mais l'ajustement de polynômes de degré élevé sur cette base n'est pas forcément très stable. Il est plus judicieux de développer la transformation géométrique sur une base de polynômes orthogonaux : en théorie, l'ajustement sera d'autant plus stable que la distribution des points à ajuster suit approximativement la fonction de poids des polynômes utilisés (les coefficients obtenus sont alors décorrélés). Dans notre cas, à moins d'être à proximité d'un amas, les étoiles du champ sont à peu près uniformément réparties sur les images : la fonction de poids est donc constante, et les polynômes orthogonaux adaptés au problème sont les polynômes de Legendre [Dahlquist et Bjorck, 1974] :

$$P_{ij}(x, y) = \mathcal{L}_i(x)\mathcal{L}_j(y). \tag{5.17}$$

En pratique il faut ramener les coordonnées des étoiles dans le pavé $[-1; +1] \times [-1; +1]$ pour bénéficier de l'orthogonalité de la base, puisque les polynômes de Legendre sont orthogonaux sur $[-1; +1]$ (Un traitement similaire a été utilisée pour la recherche de mouvements propres sur des plaques photos de la MAMA, en présence d'importantes distorsions du fait de la taille du champ [Soubiran, 1992].).

L'algorithme présenté a été testé avec des images simulées pour tester ses performances.

L'ensemble des images EROS vers le Petit Nuage de Magellan a été alignée géométriquement sur la même grille de référence. Les clichés de la nuit du 27 août 1998 ont été sélectionnés (sur des critères de qualité du *seeing*) comme référence astrométrique. Ce choix s'est ultérieurement révélé malheureux car il est apparu après alignement des images que le cliché choisi était atypique[10].

La distribution des translations (composantes de degré 0 des transformations ajustées) entre chaque image et la référence astrométrique est représentée figure 5.6 (en pixels). La dispersion, importante, illustre les défauts du modèle de pointage.

L'algorithme de recherche des transformations géométriques est suffisamment précis pour qu'il soit possible de mettre en évidence des effets instrumentaux fins. Comme l'alignement des caméras avec l'axe optique ne peut être parfait, il existe un petit écart entre les régions du ciel pointées par les deux caméras. L'évolution de cet écart (sur l'axe Nord-Sud) en fonction du temps est représenté sur la figure 5.7 ; l'écart est indiqué en pixels et en $\mu\mathrm{m}$. Les variations brutales correspondent aux opérations de maintenance effectuées au printemps 1997 et en avril-mai 1998. On remarque aussi des oscillations saisonnières pour lesquelles les minima ont lieu en juillet (*i.e.* pendant l'hiver austral) de chaque année, et les maxima en janvier (été austral). Il semble assez naturel d'attribuer ces oscillations à des variations de distance entre les caméras dues aux dilatations thermiques de l'armature qui supporte les cryostats ; la corrélation avec la température (fig. 5.7) conforte cette explication. Il est amusant de penser que l'alignement d'images effectué en utilisant comme points de repère des étoiles à $60\,\mathrm{kpc}$ de distance conduise à mesurer des variations de quelques $\mu\mathrm{m}$ dues à la dilatation thermique de l'instrument.

5.4.4 Transformation et rééchantillonnage

Lorsque la transformation géométrique entre l'image de référence R et l'image à soustraire a été déterminée, on ramène cette dernière sur la grille de l'image de référence en appliquant la transformation. Le rééchantillonnage effectué à cette occasion étale très légèrement le signal, ce qui élargit un peu la PSF des images ; aussi, on veillera à construire les PSF tabulées (*cf.* 5.9) sur les images réalignées.

[10] L'écart avec le pointage nominal était très important cette nuit-là.

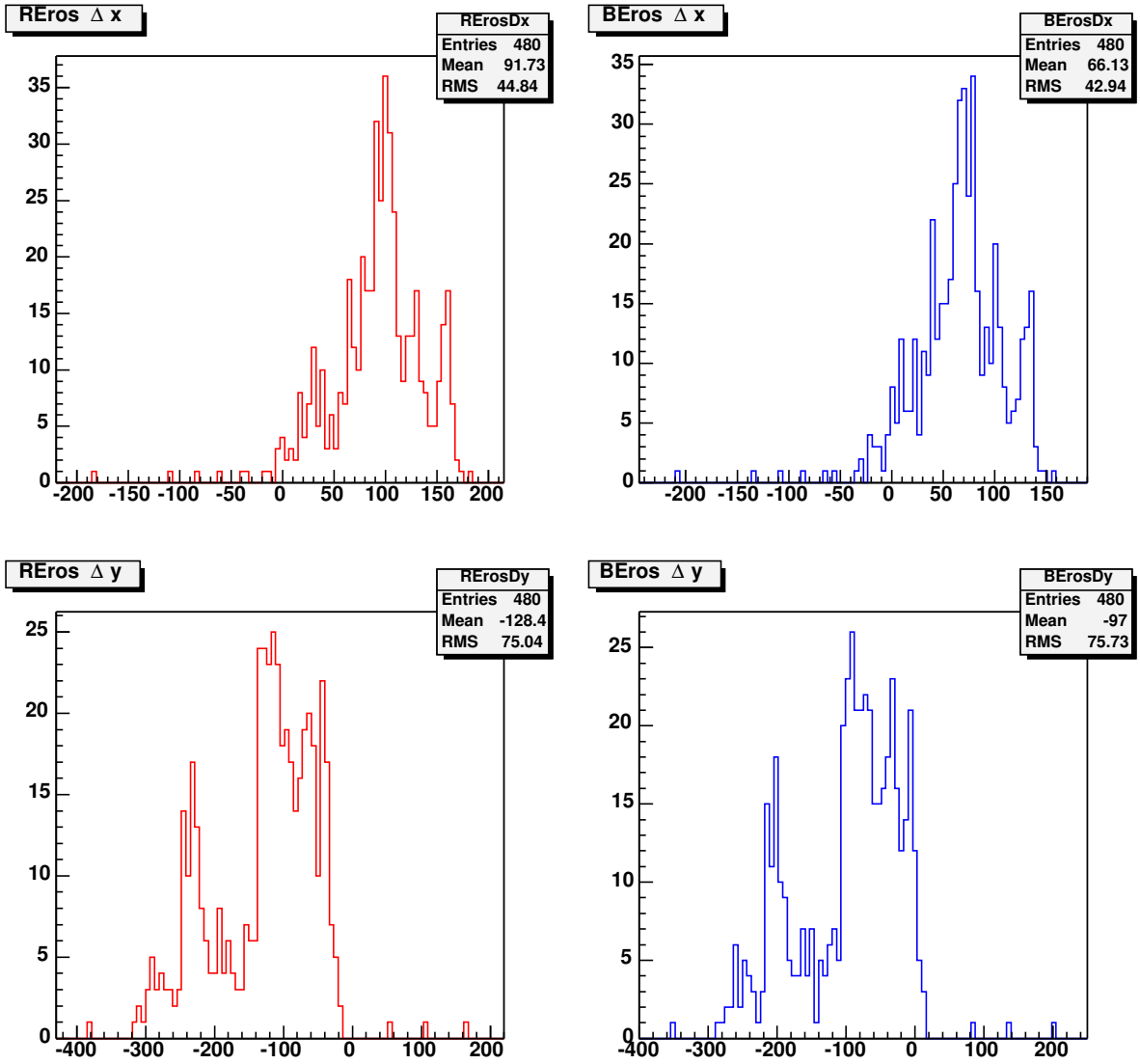


FIG. 5.6 – *Alignement géométrique des clichés. Décalages en (x, y) avec l'image de référence astrométrique. La grande dispersion des valeurs illustre les défauts du pointage du télescope. (champ sm005, CCD 5).*

Il est à noter que l'application de la transformation géométrique induit des corrélations entre pixels immédiatement voisins sur l'image transformée. La distance de corrélation est toutefois faible (de l'ordre du pixel).

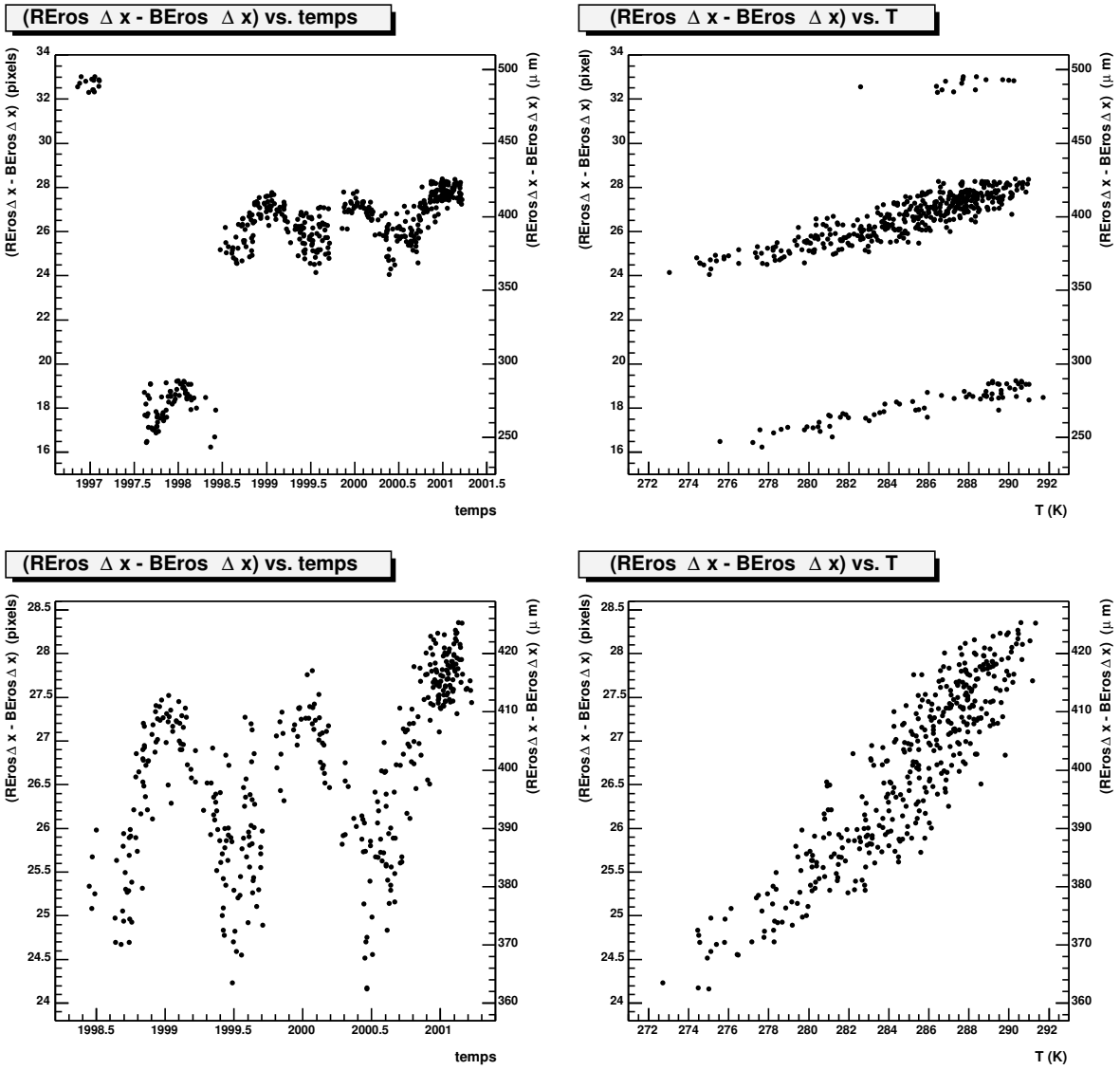


FIG. 5.7 – *Évolution de l'écart* $(\Delta x)^{R_{\text{EROS}}} - (\Delta x)^{B_{\text{EROS}}}$ *en fonction du temps (à gauche) et en fonction de la température du télescope (à droite). Cet écart, converti en* μ*m, correspond à la distance entre les régions pointées par les deux caméras. Son évolution en fonction du temps traduit les variations de l'écartement physique entre les caméras rouge et bleue. Il est intéressant de constater que cet écart évolue de façon saisonnière, avec un maximum vers janvier pendant l'été austral, et un minimum vers juin-juillet de chaque année (à gauche). Cet effet semble directement lié à la dilatation thermique de l'armature qui supporte les caméras, comme l'indiquent les deux figures de droite. Les variations brutales correspondent aux opérations de maintenance ayant conduit à démonter les caméras au printemps 1997 et en avril-mai 1998. Les figures supérieures utilisent toutes les données traitées, tandis que les figures inférieures n'utilisent que les données postérieures à mai 1998, pour s'affranchir des effets des opérations de maintenance.*

5.5 Construction de l'image de référence

Afin de minimiser la contribution du bruit de l'image de référence (voir 4.3.4), on utilise la moyenne d'un grand nombre d'images de qualité comme référence pour les soustractions. Il est préférable d'utiliser un lot d'images homogènes, dont les PSF sont assez proches (σ_x et σ_y compris entre 1.3 et 1.5 pixels, fond de ciel faible).

On retient entre 50 et 100 images, que l'on combine en calculant la moyenne pour chaque pixel. Les images sont préalablement alignées géométriquement, et leur fond de ciel normalisé à 1000 ADU. Les pixels défectueux ou hors-dynamique sont éliminés par un filtre médian : pour chaque pixel, on ne retient que la contribution des images pour lesquelles le pixel correspondant fait partie des 85% les plus proches de la valeur médiane. Le résultat est une image composite de grande qualité, dont le gain est la somme des gains individuels

$$g_R = f \times \sum_i g_i = N f g \tag{5.18}$$

où N est le nombre d'images utilisées, et $f = 0.85$ la fraction retenue lors du filtrage médian.

Les images compositées obtenues sont calibrées photométriquement et astrométriquement par comparaison avec le catalogue de référence EROS.

5.6 Soustraction des images

5.6.1 Utilisation de l'algorithme de soustraction

Lorsque l'alignement astrométrique est effectué, on peut, pour chaque image, calculer la différence avec l'image de référence composite correspondante en utilisant l'algorithme décrit au chapitre 4.

Nous avons d'abord cherché à soustraire les images par CCD entier ; les variations de PSF sur la mosaïque (fig. 5.8) nécessitent l'emploi d'un noyau de convolution variable (*cf.* 4.3.3). Après de nombreux tests permettant d'évaluer les performances des différentes bases de fonctions (*cf.* 4.3.2), il est apparu que le traitement des variations de PSF sur un CCD nécessite de modéliser la variabilité spatiale de K avec des polynômes de degré au moins égal à 3. Malheureusement, en pratique, l'ajustement devient difficile à réaliser pour un degré aussi élevé : les matrices à inverser deviennent très grandes et le temps de calcul croît démesurément (*cf.* 4.3.3).

Plutôt que d'utiliser un noyau variable spatialement, nous avons obtenu de meilleurs résultats en divisant chaque image CCD en 16 sous-images de $512 \times 512\,\mathrm{pixels}$ chacune, baptisées *tuiles* (fig. 5.3), et en ajustant un noyau de convolution constant pour chacune. On développe le noyau sur une base constituée de 3 familles de fonctions gaussiennes auxquelles s'ajoute un *Dirac* central. Un exemple de tuile soustraite est présenté figure 4.6.

5.6.2 Artefacts

L'application de l'algorithme de soustraction ne donne pas toujours pleinement satisfaction. L'image différence obtenue présente parfois de très nombreux résidus, ou encore un fort gradient de fond différentiel : en appliquant une coupure sur le χ^2 de l'ajustement du noyau de convolution, on élimine une grande partie de ces mauvaises soustractions. La coupure appliquée ($\chi^2/N_{ddl} < 3.0$) n'est cependant pas trop sévère.

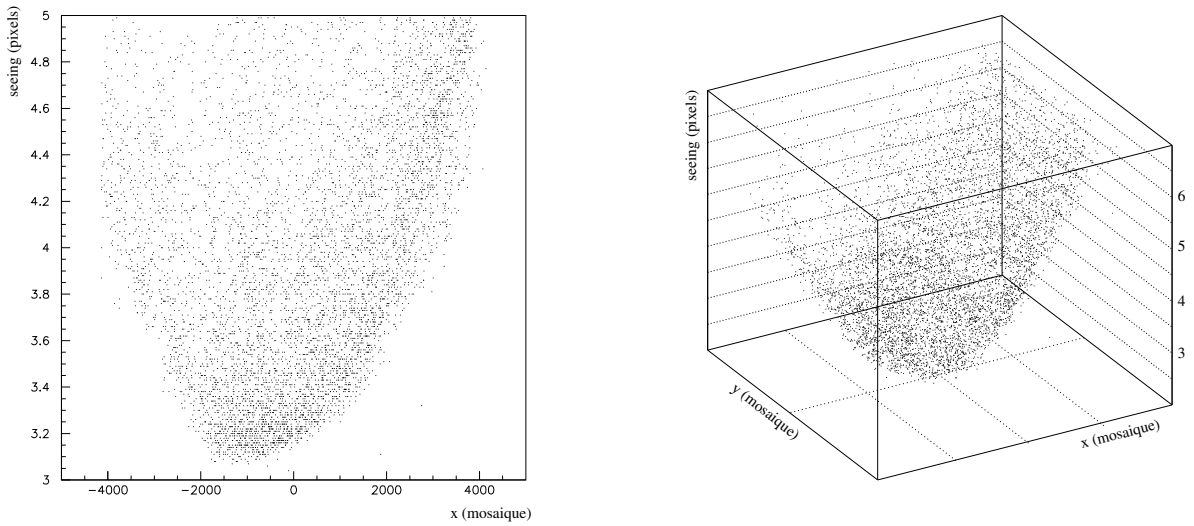


FIG. 5.8 – *Variabilité de la PSF sur la mosaïque des CCD. On a représenté ici le* seeing, *c'est à dire la largeur de la PSF. À gauche, dépendance du* seeing *avec la position selon la direction Nord-Sud. À droite, variation du* seeing *sur toute la mosaïque.*

Parmi les soustractions remplissant le critère précédent, certaines comportent des résidus associés par paires. Il s'agit de motifs comprenant deux variations apparentes de signes opposés, très proches ; de plus ces motifs sont tous plus ou moins orientés dans la même direction sur l'image (fig. 5.9). Ces paires de résidus — baptisées *yin-yang* — sont d'autant plus nombreuses que la masse d'air du cliché est importante. Le phénomène de *réfraction différentielle* semble être à l'origine de ces artefacts : la réfraction atmosphérique dépendant de la masse d'air et de la longueur d'onde, les positions relatives de deux étoiles de couleurs différentes peuvent varier avec la masse d'air ; la position du centroïde d'une étoile très rouge ou très bleue sera modifiée sur les clichés de forte masse d'air, induisant des résidus sur l'image différence.

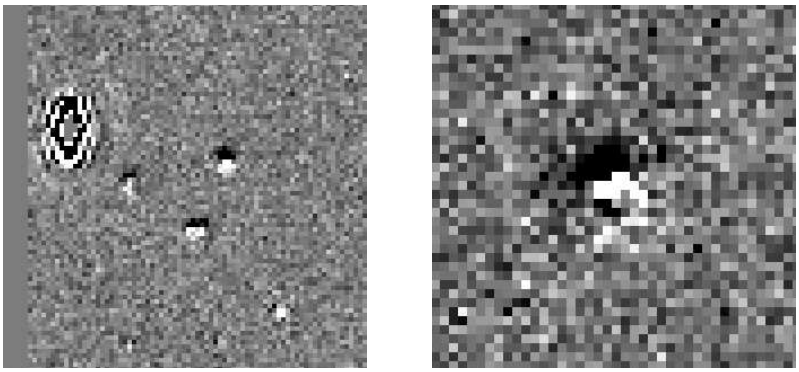


FIG. 5.9 – *Exemples d'artefacts sur les images différences. L'image de gauche présente 3 motifs en* yin-yang *(au centre) et les résidus associés à une étoile très brillante, saturée (en haut à gauche). L'image de droite montre en détail la structure d'un résidu en* yin-yang.

Les images soustraites présentent aussi des artefacts liés à la non-linéarité de la réponse

du CCD à proximité du seuil de saturation : lorsque les étoiles sont assez brillantes, les pixels centraux sont proches de ce seuil et le profil stellaire est déformé : le noyau ajusté ne remplit plus sa fonction, et l'image soustraite présente un résidu qui coïncide avec le centre de l'étoile brillante (fig. 5.9).

5.6.3 Image de variance

Une image différence présente des propriétés statistiques différentes d'un cliché ordinaire ; en particulier, le bruit n'est pas poissonien. Afin de pouvoir exploiter une image soustraite D, on crée simultanément une image de variance associée. Pour chaque pixel on calcule $\sigma_D^2(x, y)$,

$$\sigma_D^2(x,y) = \sigma_I^2(x,y) + \sum_{u,v} (K(u,v))^2 \sigma_R^2(x-u, y-v) \tag{5.19}$$

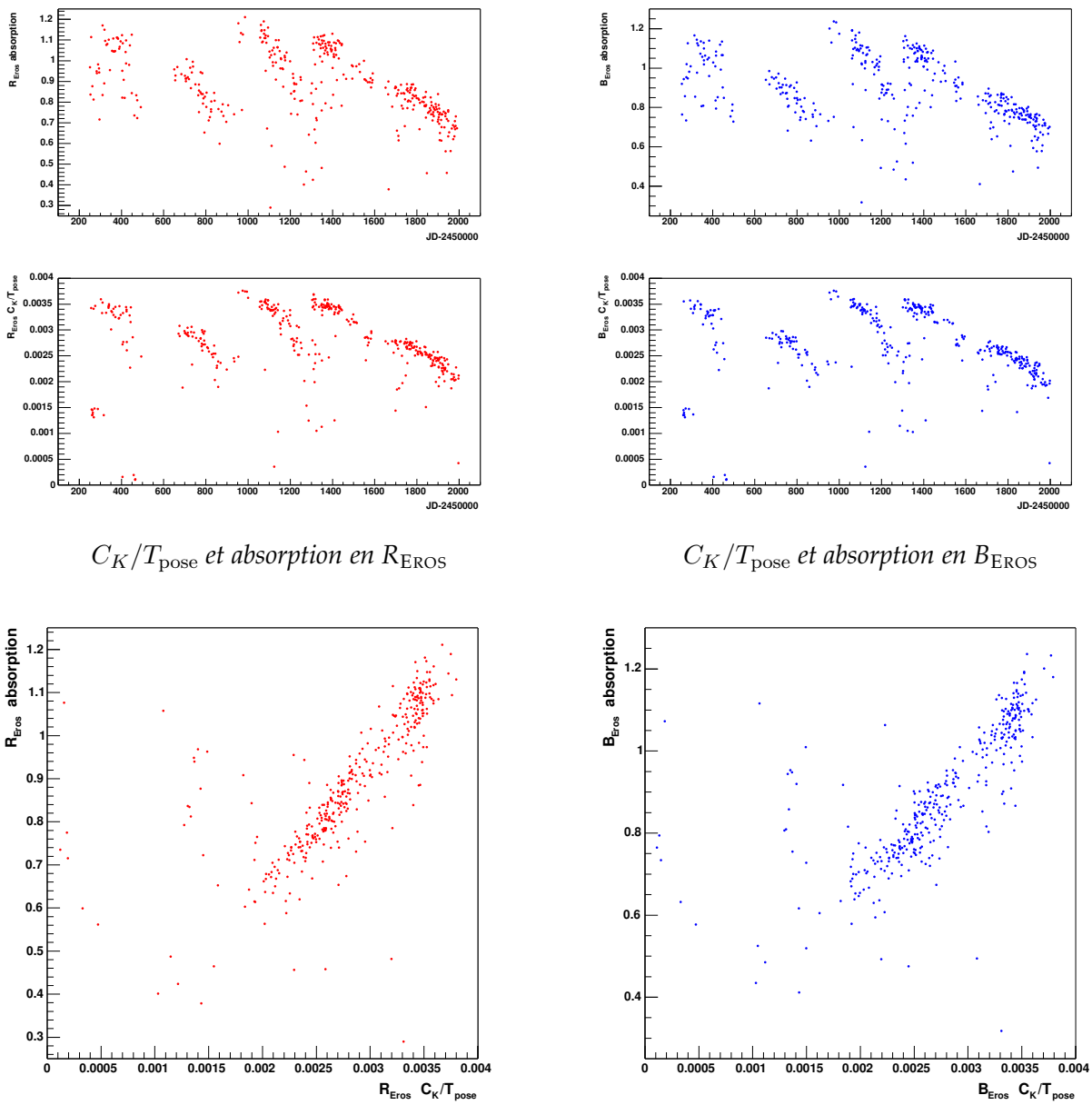
$$= \frac{1}{g} I(x,y) + \sum_{u,v} (K(u,v))^2 \frac{1}{g_R} R(x-u, y-v) \tag{5.20}$$

On utilise ici l'équation (4.55), et l'hypothèse que les photo-électrons suivent une statistique poissonnienne sur les clichés issus de la chaîne d'acquisition (*cf.* 5.1.1.2).

L'image de variance est conservée et stockée avec l'image soustraite.

5.6.4 Coefficient photométrique

L'intégrale C_K du noyau de convolution K correspond à une sorte de coefficient d'alignement photométrique entre l'image I et l'image de référence R (*cf.* 4.1), coefficient qui intègre les éventuelles modifications du temps de pose T_{pose}. On peut vérifier le bon fonctionnement de l'ajustement en comparant C_K/T_{pose} avec le coefficient d'absorption déterminé indépendamment [Rich, 2003] sur la figure 5.10.



C_K/T_{pose} et absorption en R_{EROS}

C_K/T_{pose} et absorption en B_{EROS}

Corrélation R_{EROS}

Corrélation B_{EROS}

FIG. 5.10 – *Comparaison des coefficients photométriques C_K obtenus par ajustement du noyau de convolution K et normalisés par le temps d'exposition T_{pose}, avec les coefficients d'absorption déterminés indépendamment [Rich, 2003]. En haut, comparaison de l'évolution temporelle de l'absorption et de C_K/T_{pose} ; en bas, corrélation entre ces deux paramètres. La chute saisonnière est liée à la stratégie observationnelle : au cours de chaque saison d'observation l'élévation des champs suivis diminue, ce qui entraîne une augmentation de la masse d'air. La brusque remontée en 1998 est due à la réaluminisation du miroir ; de la même manière, l'importante diminution pendant les deux dernières années est liée à un manque d'entretien du miroir.*

5.7 Efficacité de réduction des images

Aucune présélection n'est effectuée en entrée de la chaîne de réduction, et toute image issue de l'acquisition est réduite : les objets brillants sont détectés afin de rechercher la transformation géométrique nécessaire à l'alignement, et l'algorithme de soustraction par adaptation de PSF est appliqué aux images alignées. Bien entendu, certaines images en entrée de la chaîne de réduction sont défectueuses ; le CCD 2R, par exemple, n'a à peu près jamais fonctionné, même si les images issues de ce CCD ont toutes été archivées normalement. D'autre part, certains clichés ont des temps de pose très faibles dus à des dysfonctionnements de l'obturateur. Mais ces images défectueuses ne passent généralement pas les étapes de l'alignement géométrique et de la recherche du noyau de convolution pour la soustraction. C'est pourquoi nous avons préféré n'appliquer aucune coupure de présélection pour maximiser le nombre de mesures dans les courbes de lumière. L'efficacité des différentes étapes de réduction est indiquée par champ et par CCD table 5.2.

Champ	R	images	alignées		soustraites		B	images	alignées		soustraites	
sm001	0	742	244	32.9%	240	32.3%	0	730	614	84.1%	593	81.2%
	1	738	652	88.3%	575	77.9%	1	729	688	94.4%	379	52.0%
	2	622	308	49.5%	0	0.0%	2	729	574	78.7%	498	68.3%
	3	741	701	94.6%	677	91.4%	3	729	686	94.1%	627	86.0%
	4	742	700	94.3%	690	93.0%	4	730	692	94.8%	669	91.6%
	5	739	699	94.6%	692	93.6%	5	728	688	94.5%	670	92.0%
	6	697	531	76.2%	522	74.9%	6	728	685	94.1%	669	91.9%
	7	739	695	94.0%	689	93.2%	7	728	490	67.3%	481	66.1%
sm002	0	581	567	97.6%	551	94.8%	0	578	548	94.8%	514	88.9%
	1	580	557	96.0%	549	94.7%	1	577	479	83.0%	209	36.2%
	2	465	392	84.3%	0	0.0%	2	577	536	92.9%	526	91.2%
	3	581	475	81.8%	464	79.9%	3	578	555	96.0%	545	94.3%
	4	582	562	96.6%	543	93.3%	4	577	561	97.2%	544	94.3%
	5	581	567	97.6%	559	96.2%	5	577	559	96.9%	544	94.3%
	6	543	396	72.9%	386	71.1%	6	577	559	96.9%	543	94.1%
	7	581	557	95.9%	549	94.5%	7	577	367	63.6%	359	62.2%
sm003	0	508	351	69.1%	347	68.3%	0	503	458	91.1%	423	84.1%
	1	508	465	91.5%	451	88.8%	1	503	467	92.8%	417	82.9%
	2	398	181	45.5%	0	0.0%	2	503	407	80.9%	361	71.8%
	3	508	463	91.1%	451	88.8%	3	503	465	92.4%	459	91.3%
	4	507	475	93.7%	468	92.3%	4	502	467	93.0%	446	88.8%
	5	507	468	92.3%	26	5.1%	5	502	465	92.6%	26	5.2%
	6	472	317	67.2%	310	65.7%	6	503	466	92.6%	460	91.5%
	7	505	465	92.1%	458	90.7%	7	502	305	60.8%	299	59.6%
sm004	0	495	466	94.1%	461	93.1%	0	490	453	92.4%	447	91.2%
	1	495	458	92.5%	453	91.5%	1	489	458	93.7%	339	69.3%
	2	394	277	70.3%	0	0.0%	2	489	408	83.4%	386	78.9%
	3	495	467	94.3%	463	93.5%	3	488	448	91.8%	443	90.8%
	4	494	465	94.1%	450	91.1%	4	489	460	94.1%	346	70.8%
	5	493	463	93.9%	457	92.7%	5	489	458	93.7%	397	81.2%
	6	461	305	66.2%	105	22.8%	6	489	459	93.9%	357	73.0%
	7	492	450	91.5%	447	90.9%	7	489	321	65.6%	297	60.7%

Champ	R	images	alignées		soustraites		B	images	alignées		soustraites	
sm005	0	609	602	98.9%	597	98.0%	0	605	581	96.0%	573	94.7%
	1	608	594	97.7%	589	96.9%	1	604	590	97.7%	560	92.7%
	2	498	46	9.2%	4	0.8%	2	604	296	49.0%	269	44.5%
	3	608	164	27.0%	158	26.0%	3	603	573	95.0%	563	93.4%
	4	609	598	98.2%	585	96.1%	4	604	593	98.2%	544	90.1%
	5	608	602	99.0%	575	94.6%	5	604	591	97.8%	287	47.5%
	6	569	425	74.7%	326	57.3%	6	604	587	97.2%	460	76.2%
	7	608	587	96.5%	503	82.7%	7	605	435	71.9%	368	60.8%
sm006	0	617	510	82.7%	506	82.0%	0	616	540	87.7%	531	86.2%
	1	615	504	82.0%	501	81.5%	1	617	544	88.2%	533	86.4%
	2	510	435	85.3%	0	0.0%	2	617	537	87.0%	530	85.9%
	3	617	509	82.5%	504	81.7%	3	618	546	88.3%	542	87.7%
	4	618	509	82.4%	503	81.4%	4	617	547	88.7%	521	84.4%
	5	616	497	80.7%	442	71.8%	5	617	547	88.7%	462	74.9%
	6	577	402	69.7%	399	69.2%	6	617	542	87.8%	532	86.2%
	7	616	478	77.6%	432	70.1%	7	618	396	64.1%	342	55.3%
sm007	0	594	500	84.2%	496	83.5%	0	585	522	89.2%	511	87.4%
	1	592	491	82.9%	486	82.1%	1	584	522	89.4%	510	87.3%
	2	482	417	86.5%	0	0.0%	2	585	517	88.4%	512	87.5%
	3	593	499	84.1%	495	83.5%	3	585	529	90.4%	522	89.2%
	4	591	495	83.8%	487	82.4%	4	585	529	90.4%	520	88.9%
	5	591	492	83.2%	487	82.4%	5	585	526	89.9%	519	88.7%
	6	553	397	71.8%	390	70.5%	6	585	526	89.9%	517	88.4%
	7	591	458	77.5%	452	76.5%	7	587	380	64.7%	376	64.1%
sm008	0	488	469	96.1%	462	94.7%	0	486	454	93.4%	450	92.6%
	1	489	464	94.9%	455	93.0%	1	485	459	94.6%	348	71.8%
	2	387	319	82.4%	0	0.0%	2	484	444	91.7%	439	90.7%
	3	488	469	96.1%	466	95.5%	3	486	457	94.0%	453	93.2%
	4	489	468	95.7%	463	94.7%	4	485	459	94.6%	455	93.8%
	5	487	469	96.3%	464	95.3%	5	483	458	94.8%	450	93.2%
	6	457	313	68.5%	298	65.2%	6	482	459	95.2%	441	91.5%
	7	487	425	87.3%	419	86.0%	7	484	280	57.9%	276	57.0%
sm009	0	477	447	93.7%	440	92.2%	0	471	421	89.4%	414	87.9%
	1	477	384	80.5%	380	79.7%	1	470	435	92.6%	421	89.6%
	2	382	42	11.0%	3	0.8%	2	470	312	66.4%	297	63.2%
	3	476	424	89.1%	413	86.8%	3	470	415	88.3%	410	87.2%
	4	477	449	94.1%	443	92.9%	4	471	440	93.4%	434	92.1%
	5	477	419	87.8%	415	87.0%	5	468	437	93.4%	432	92.3%
	6	448	308	68.8%	299	66.7%	6	468	433	92.5%	430	91.9%
	7	475	425	89.5%	422	88.8%	7	469	278	59.3%	274	58.4%
sm010	0	626	496	79.2%	490	78.3%	0	618	480	77.7%	461	74.6%
	1	625	477	76.3%	470	75.2%	1	618	491	79.4%	201	32.5%
	2	520	368	70.8%	0	0.0%	2	619	471	76.1%	460	74.3%
	3	628	491	78.2%	481	76.6%	3	620	491	79.2%	466	75.2%
	4	628	498	79.3%	441	70.2%	4	618	494	79.9%	480	77.7%
	5	626	496	79.2%	492	78.6%	5	618	494	79.9%	485	78.5%
	6	585	393	67.2%	389	66.5%	6	618	490	79.3%	478	77.3%
	7	626	483	77.2%	466	74.4%	7	619	370	59.8%	361	58.3%

Champ	R	images	alignées		soustraites		B	images	alignées		soustraites	
Total		44401	36346	81.9%	32021	72.1%		45413	39164	86.2%	35693	78.6%

TAB. 5.2: *Taux de réussite de l'alignement et de la soustraction. Le CCD 2 de la caméra* R_{EROS} *est défectueux, ce qui explique le taux d'échec élevé correspondant.*

5.8 Détection des objets variables

5.8.1 Détection sur les images différences

Lorsque la luminosité d'une étoile varie, la variation de flux correspondante sur l'image différence peut être positive ou négative. Pour recenser les objets présentant une variation de flux, on procède en deux passes : on applique un détecteur d'étoiles avec un seuil très bas (sources comportant au moins 5 pixels situés à 1σ au dessus du fond) sur l'image différence D ce qui nous donne les centroïdes des variations positives ; on utilise ensuite le même détecteur sur l'image opposée $(-D)$ pour détecter cette fois les variations négatives (Cette astuce permet de s'affranchir des limitations du détecteur d'étoiles[11]). Les deux catalogues obtenus sont ensuite fusionnés. De 500 à 1000 objets sont détectés sur chaque *tuile* soustraite.

5.8.2 Filtrage des catalogues

Les motifs en *yin-yang* (*cf.* 5.6) éventuellement présents sur l'image différence sont le principal bruit de fond de détection. En profitant des propriétés particulières de ces motifs, on essaie de les éliminer (au moins partiellement). Un *yin-yang* produit généralement dans le catalogue deux fausses détections très proches et de signes opposés ; de plus, si l'étoile brillante à l'origine du yin-yang n'a pas varié, la somme des variations de flux des deux objets détectés est approximativement nulle.

Aussi, pour éliminer ces fausses détections on recherche les paires d'objets dont les centroïdes sont distants de moins de 5 pixels, dont les signes sont opposés, et pour lesquels le détecteur d'étoiles a attribué des flux proches en valeur absolue ; on exige que le rapport des flux des deux composantes soit compris entre $1/3$ et 3. Ces coupures suppriment la plupart des *yin-yang*.

5.8.3 Fusion des catalogues

A ce stade de la réduction, on dispose pour chaque image soustraite d'un catalogue des objets variables apparus sur l'image D. Il nous faut maintenant mettre en correspondance tous ces catalogues, afin de déterminer si les variations de flux détectées à des positions voisines sur des clichés de dates différentes sont dues au même objet variable.

Pour fusionner les catalogues de détection de toutes les images soustraites, plusieurs méthodes d'agrégation basées sur les distances d'association ont été envisagées. Cependant, les résultats obtenus peuvent dépendre de l'ordre dans lequel on traite les catalogues, ce qui n'est pas satisfaisant. Nous avons préféré adopter une méthode originale dont les résultats sont indépendants de l'ordre d'examen des catalogues. Pour chaque *tuile*, on construit une image vierge

[11] SExtractor [Bertin et Arnouts, 1996].

de même dimension que le champ, baptisée *image-cible*. Les catalogues de toutes les images soustraites de cette *tuile* sont "projetés" sur l'image-cible, à la manière d'un jeu de fléchettes ; pour chaque objet variable détecté sur une image soustraite, on ajoute une gaussienne de hauteur 1 centrée sur la position de la variation détectée (fig. 5.11). Le signal résultant se renforce là où les objets variables sont apparus sur de nombreux clichés. De plus, le signal est d'autant plus important que les positions des détections successives coïncident avec précision. Les figures 5.12 et 5.13 montrent l'aspect d'une *image-cible* à la fin de ce processus.

Cet algorithme permet d'assurer l'association de variations détectées à des positions très voisines, grâce au recouvrement des gaussiennes correspondantes. La largeur des gaussiennes est choisie en fonction de la résolution attendue sur les positions des variations détectées sur chaque image différence. La méthode assure que des variations du même objet seront effectivement reconnues comme telles malgré la légère dispersion des positions sur les images différences (notamment due à de légers décalages du barycentre du noyau de convolution).

Comme les gaussiennes utilisées ont une hauteur unité, la valeur d'un pic sur l'*image-cible* correspond approximativement au nombre d'apparitions en coïncidence. On choisit donc d'utiliser un seuil absolu de 8, qui permet d'éliminer toutes les variations de flux apparues moins de huit fois. Ce critère élimine tous les cosmiques et quelques artefacts. Par contre, les résidus de soustraction des étoiles saturées — pour lesquelles la distorsion de la PSF due à la saturation rend la soustraction imparfaite — apparaissent dans de nombreuses images soustraites, et donnent un signal important sur l'*image-cible*. Les aigrettes des motifs de diffraction associés aux étoiles très saturées produisent le même effet, et donnent des anneaux autour de ces étoiles (fig. 5.12).

Le nombre d'objets variables identifiés à partir des *images-cibles* est indiqué table 5.3 par champ et par CCD. Un peu plus de 600000 objets variables ont ainsi été détectés vers le Petit Nuage de Magellan. Il faut toutefois noter qu'une fraction importante de ces objets ne sont pas de véritables étoiles variables. Certains sont des artefacts associés aux colonnes mortes (qu'on a délibéremment choisi de ne pas masquer, car la convolution élargit les régions masquées) ; la majorité sont des résidus dus aux étoiles brillantes mal soustraites, à cause de la non-linéarité de la réponse des CCD au centre de ces étoiles (*cf.* 5.6.2). La phase d'analyse (chapitre suivant) permettra de rejeter ces pseudo objets variables en exigeant la présence d'au moins une fluctuation sur leur courbe de lumière.

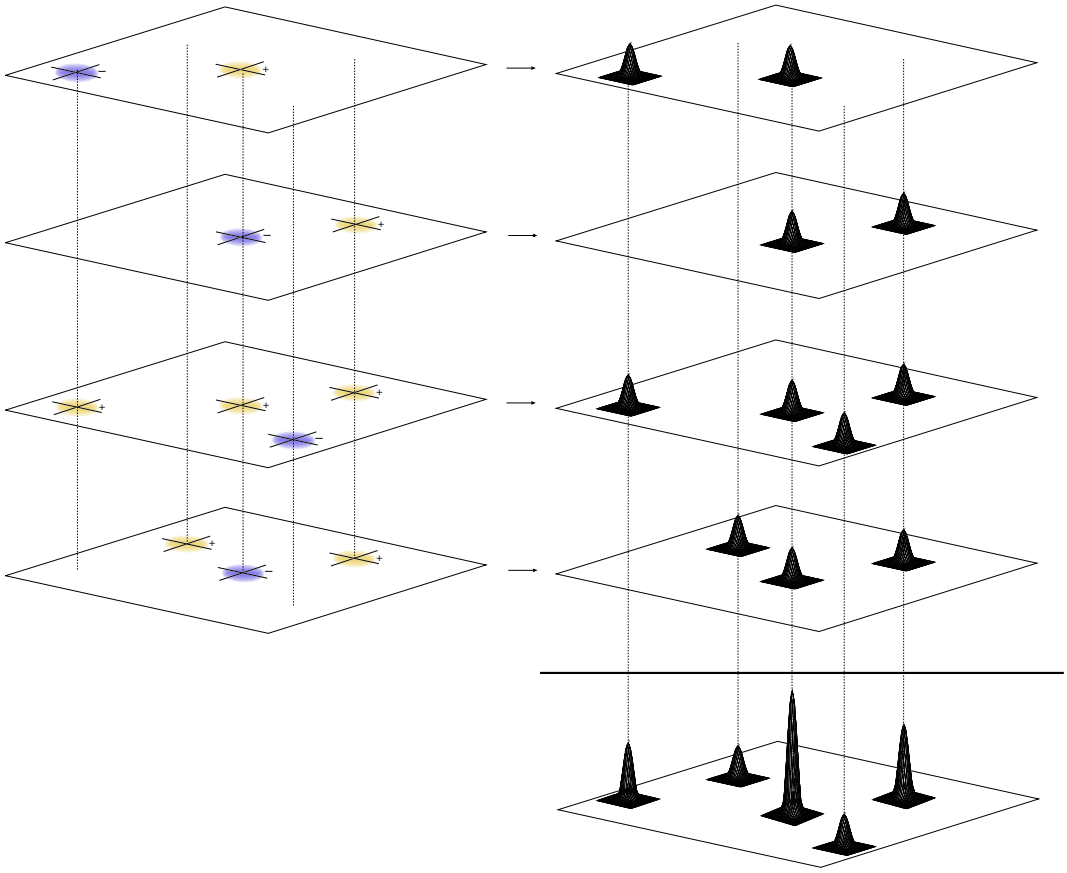


FIG. 5.11 – *Algorithme de fusion des catalogues individuels obtenus sur les images différence D. On crée une* image-cible *de mêmes dimensions que les images analysées. Pour chaque image différence, on passe en revue toutes les variations détectées sur l'image, et pour chacune (qu'elle soit positive ou négative), on ajoute à l'*image-cible *une gaussienne de hauteur 1, centrée sur la position de la variation détectée. À la fin du processus, les objets variables apparus sur plusieurs images-différence donnent un pic sur l'*image-cible *(en bas à droite). L'importance d'un pic est directement lié au nombre d'images différences sur lesquelles l'objet apparaît.*

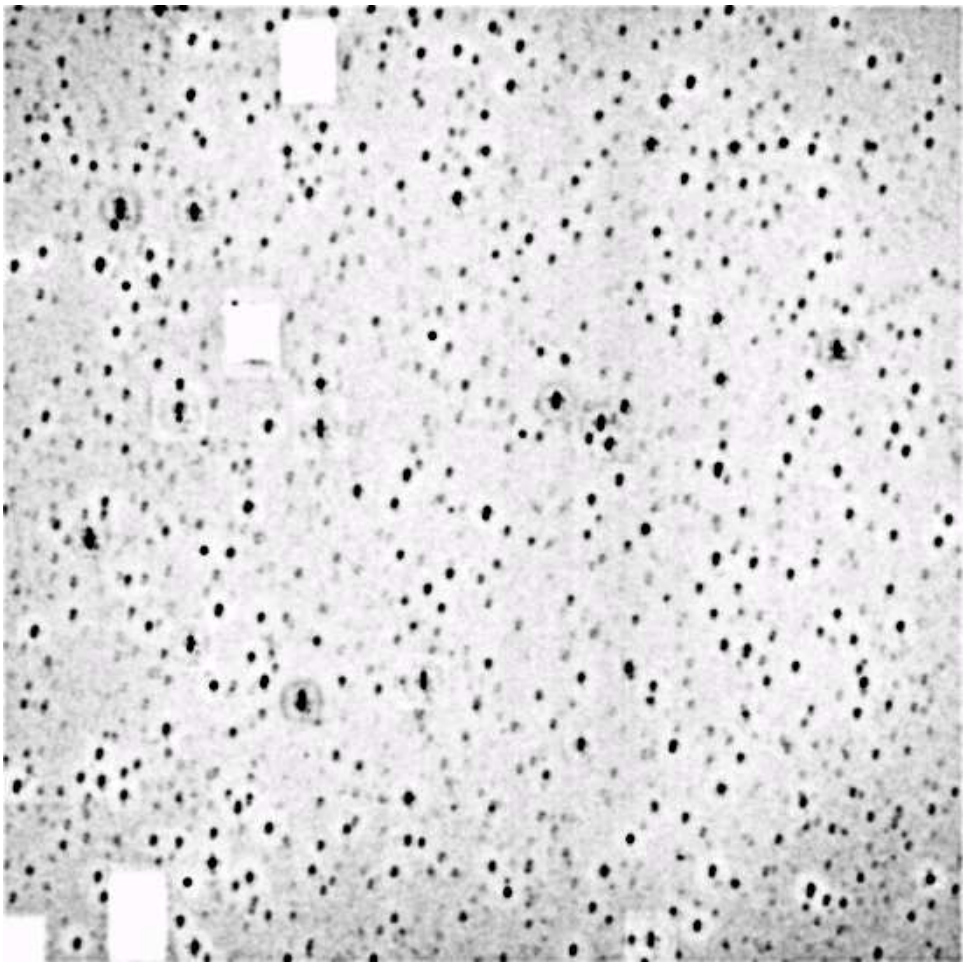


FIG. 5.12 – *Image-cible utilisée pour la détection des objets variables (champ sm005, CCD 4, tuile 5). Pour une meilleure lisibilité, les pixels de grandes valeurs sont de couleur sombre, contrairement à la convention adoptée sur la plupart des autres figures. Les cercles noirs correspondent à des étoiles saturées présentant des aigrettes de diffraction ; ces aigrettes sont mal soustraites, et produisent de nombreuses détections sur les images différences.*

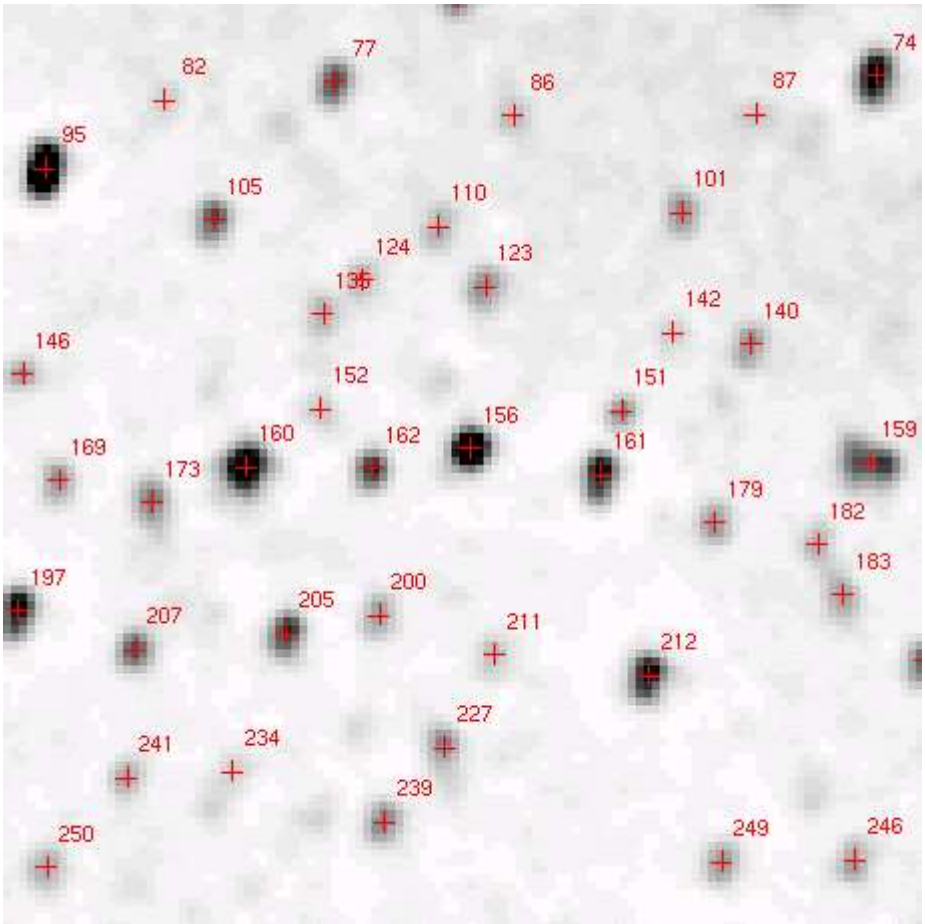


FIG. 5.13 – *Détail de l'image-cible précédente, avec indication des centroïdes des objets variables détectés et de leur numéro dans le catalogue.*

Champ	CCD#0	CCD#1	CCD#2	CCD#3	CCD#4	CCD#5	CCD#6	CCD#7	Total
sm001	13708	18470	12532	14799	12566	9746	5757	7477	95055
sm002	9962	10842	8940	9132	10920	6445	7074	5297	68612
sm003	7896	13833	6563	5327	5174	3087	3506	4743	50129
sm004	4992	7575	5053	4127	14063	5422	7934	6106	55272
sm005	5947	9833	5359	11020	13536	10734	10738	10413	77580
sm006	3407	7471	5834	9183	15253	12898	11549	12185	77780
sm007	2397	6461	2295	5093	7426	8058	10006	9586	51322
sm008	1636	6608	1569	3438	6664	5620	4125	8069	37729
sm009	4132	6969	3176	5288	6080	3557	3169	3433	35804
sm010	5355	14716	5467	9494	27544	6464	3301	3515	75856
Total	59432	102778	56788	76901	119226	72031	67159	70824	625139

TAB. 5.3 – *Nombre d'objets variables détectés, par champ et par CCD, pour les 10 champs du Petit Nuage de Magellan (sm001–sm010).*

5.9 Photométrie des objets variables détectés

L'algorithme de fusion précédent fournit les coordonnées d'une liste d'objets variables. Les courbes de lumière de ces objets sont ensuite construites en mesurant la variation de flux ΔF de tous ces objets sur chaque image différence.

5.9.1 Construction d'une PSF tabulée

Sur une image soustraite, l'encombrement n'est plus une difficulté (La figure 4.8 suffit pour s'en convaincre). Des méthodes photométriques comme la photométrie d'ouverture — habituellement inenvisageable en champ encombré — reprennent toute leur valeur pour une image différence. La photométrie d'ouverture nécessite toutefois de connaître avec précision le rapport entre le flux inclus dans le disque ou l'ellipsoïde de mesure et le flux total[12]. La nature d'une image différence, et surtout le très faible nombre d'objets présents rend cette calibration difficile.

Notre choix s'est plutôt porté sur une méthode de photométrie par ajustement de PSF. Comme une image différence comporte très peu d'objets, construire un modèle analytique ou numérique du profil de ces objets est assez difficile. On peut cependant tirer parti du fait que, si l'algorithme de soustraction a bien rempli son rôle, le profil des variations de flux sur l'image différence D est le même que sur l'image courante I correspondante (*cf.* fig. 4.2). Le modèle de PSF peut ainsi être construit à partir de l'image I (qui comporte suffisamment d'objets) et utilisé pour effectuer les ajustements de flux sur D.

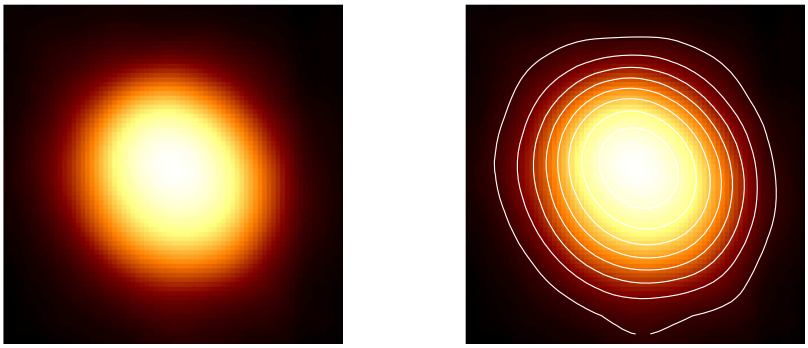


FIG. 5.14 – *Exemple de PSF tabulée* (15×15 *pixels) construite en empilant 98 étoiles avec un facteur de suréchantillonnage de 5.*

Ne disposant pas d'un modèle analytique de la réponse de l'instrument, on construit plutôt une PSF tabulée pour chaque image courante I. Pour la déterminer, on sélectionne sur une tuile[13] un lot d'étoiles relativement brillantes, mais dont cependant aucun pixel ne dépasse le seuil de saturation du CCD pour éviter d'éventuelles distorsions dans les profils stellaires. On exige aussi que ces étoiles soient dépourvues de voisines brillantes, pour limiter la pollution due au recouvrement des PSF. On retient ainsi approximativement 100 objets par *tuile*. Pour chacun de ces objets, on isole un pavé dans l'image courante I, et on recentre ce pavé sur une grille commune en le translatant d'une fraction de pixel, afin de faire coïncider son centroïde

[12]On limite généralement les dimensions de l'*ouverture* pour que le bruit de fond de ciel ne dégrade pas la qualité de la mesure. L'*ouverture* choisie ne renferme donc pas tout le flux de l'objet, ce qui rend cette calibration nécessaire.

[13]En première approximation la PSF est constante sur une tuile.

avec le centre de la grille. Cette opération est effectuée en suréchantillonnant d'un facteur 5 (*i.e.* les dimensions de la grille sont 5 fois plus grandes que celles des pavés) pour limiter la dégradation du signal occasionnée par la translation d'une fraction de pixel. On additionne ensuite sur la grille le signal suréchantillonné et recentré de toutes les étoiles sélectionnées, en prenant soin de soustraire la contribution des fonds de ciel, et de normaliser à l'unité le résultat. On obtient ainsi un modèle de PSF tabulée dont la figure 5.14 donne un exemple.

5.9.2 Mesure des variations de flux sur D

Pour chaque objet présent dans le catalogue d'étoiles variables, la variation de flux ΔF est déterminée en plaçant la PSF tabulée déterminée en 5.9.1 en correspondance avec le centroïde de l'objet variable. Nous avons préféré ajuster l'amplitude du flux en fixant la position des centroïdes une fois pour toutes ; l'ajustement simultané du flux et de la position est très instable sur une image différence, car la variation de flux ΔF peut être positive, négative ou même nulle. Laisser la position libre lors de l'ajustement conduit fréquemment à des résultats aberrants.

La variation de flux ΔF est ainsi calculée par un ajustement linéaire en minimisant la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{x,y} \frac{[D(x,y) - \Delta F \times \mathrm{PSF}(I)(x - x_\star, y - y_\star)]}{\sigma_D^2(x,y)} \tag{5.21}$$

où $(x_\star, y_\star)$ est la position obtenue pour l'objet sur l'image-cible de détection (*cf.* 5.8). La pondération des pixels et l'estimation de l'erreur $\sigma_{\Delta F}$ sur ΔF utilisent l'image de variance σ_D^2, créée précisément dans ce but.

Les conditions photométriques diffèrent pour chaque image courante I. Par conséquent, la comparaison des variations de flux mesurées sur l'image soustraite associée D — a fortiori la construction d'une courbe de lumière — ne sont possibles qu'en ramenant les variations mesurées sur une échelle commune. On choisit d'utiliser l'échelle de flux associée à l'image de référence : il suffit alors de diviser les variations de flux mesurées par l'intégrale $C_K = \int K$ du noyau de convolution déterminé lors de chaque soustraction.

5.9.3 Qualité de la photométrie

La photométrie décrite ci-dessus donne des résultats satisfaisants. On peut par exemple comparer les variations de flux ainsi mesurées avec le flux obtenu par la chaîne de réduction classique par photométrie de PSF (fig. 5.16). Les variations de flux ΔF^{DIA} sont cohérentes avec les flux classiques F^{PEIDA}.

Les erreurs photométriques obtenues lors de l'ajustement de PSF tabulée sont généralement sous-estimées, pour plusieurs raisons :

- On suppose le noyau de convolution parfaitement déterminé, sans estimer d'erreurs sur ses paramètres ; en raison de la coupure lâche effectuée sur le χ^2 de l'ajustement, ces erreurs n'auraient de toute facon pas grand sens.
- La convolution par le noyau ajusté induit des corrélations à longue distance entre les pixels de l'image convoluée, et donc aussi sur l'image soustraite. Ces corrélations ne sont que partiellement prises en compte lors du calcul de l'image de variance ; la corrélation n'est par contre pas considérée lors de l'ajustement de PSF tabulée, pour lequel on suppose les pixels indépendants.

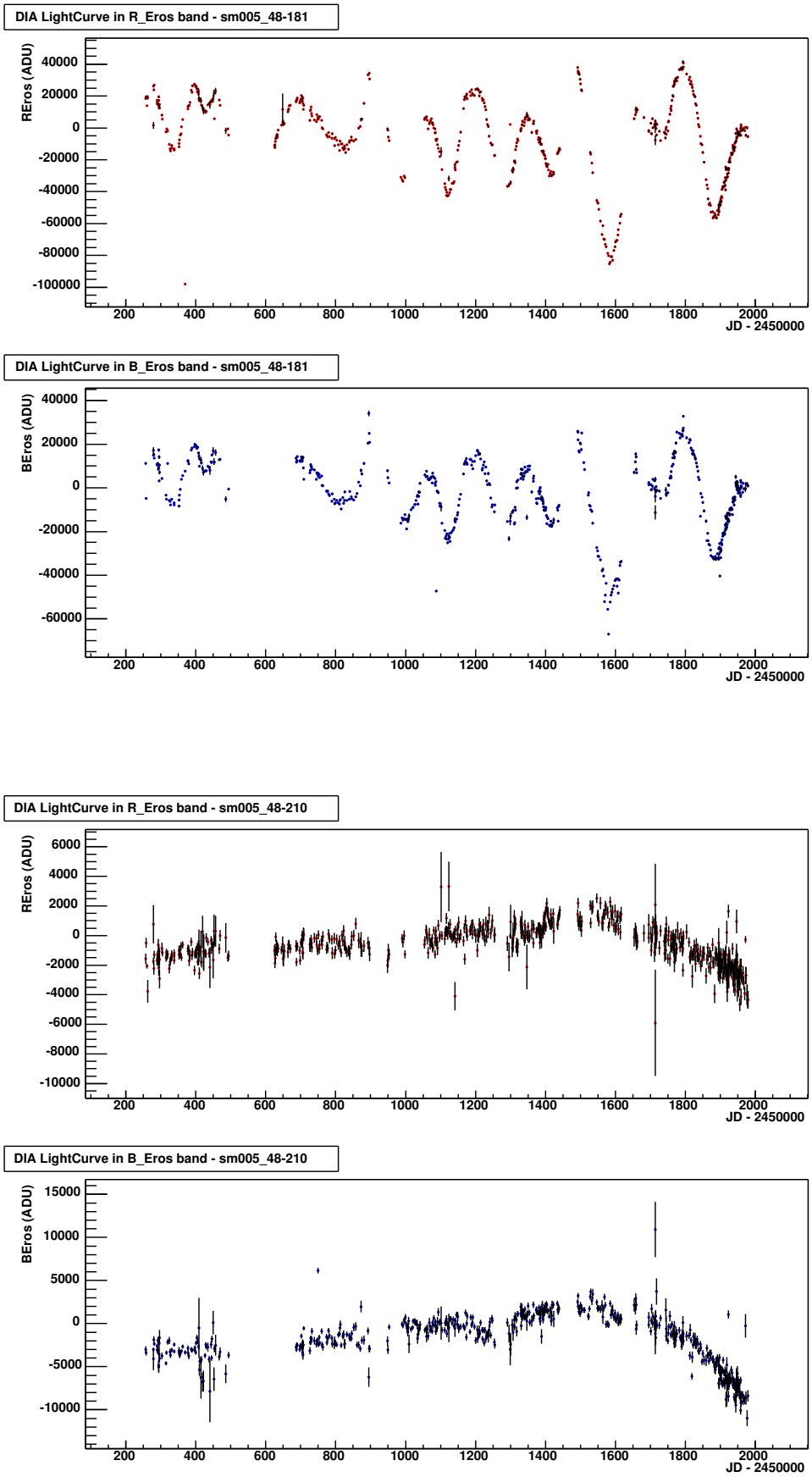


FIG. 5.15 – *Exemples de courbes de lumière produites par la chaîne de réduction photométrique présentée.*

La méthode présente aussi une autre limitation : lors de l'ajustement de PSF tabulée, on suppose les objets variables détectés suffisamment éloignés les uns des autres pour effectuer des ajustements indépendants. Le faible nombre d'objets variables sur une tuile justifie cette hypothèse ; cependant, rien n'exclut que deux objets variables soient assez proches pour se polluer mutuellement, même si cette situation est rare.

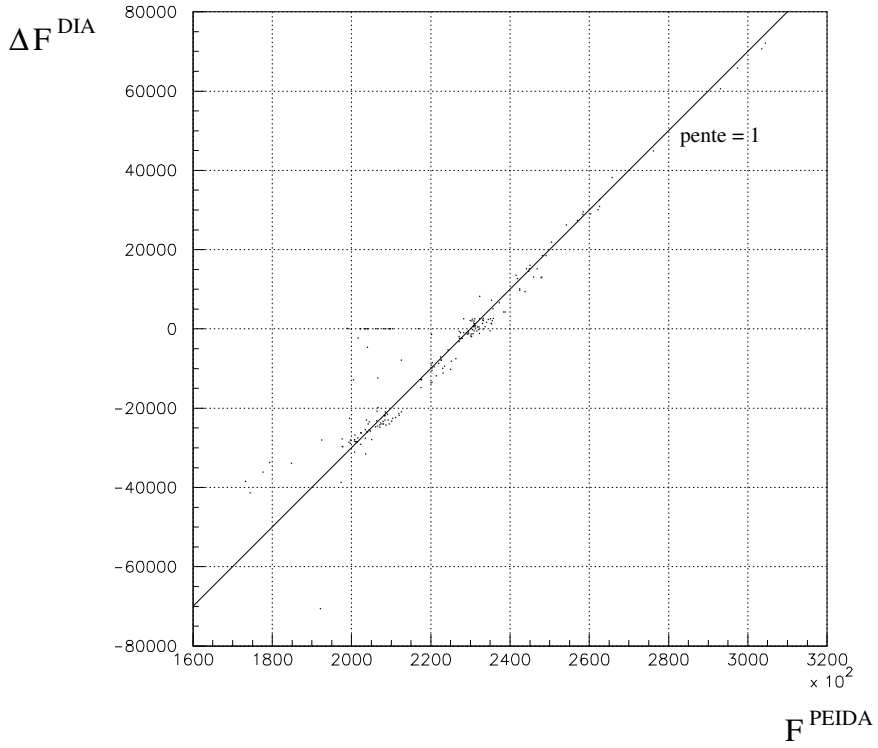


FIG. 5.16 – *Comparaison des flux obtenus en photométrie classique F^{PEIDA} par ajustement de PSF (logiciel* EROS *Peida) avec les variations ΔF^{DIA} que donne la photométrie différentielle. Les points $\Delta F = 0$ correspondent à des images dont le traitement par soustraction a échoué.*

Chapitre 6

Analyse

OBSERVATORY, n. A place where astronomers conjecture away the guesses of their predecessors.

Ambrose Bierce, *The Devil's Dictionary*.

À l'issue de la réduction, on dispose des courbes de lumière d'environ 600000 objets apparemment variables, dans deux couleurs. Le but de l'analyse présentée est de mettre en évidence des étoiles subissant un effet de microlentille (chapitre 2) parmi les objets détectés.

6.1 Caractéristiques du signal recherché

En raison de la faible probabilité d'un événement de microlentille (au plus $\sim 10^{-6}$), l'observation de deux effets de microlentille successifs sur une même étoile est hautement improbable. On recherche donc des objets dont la courbe de lumière présente une fluctuation unique et symétrique dans le temps. L'effet de lentille étant purement gravitationnel, l'amplification est indépendante de la longueur d'onde, et l'effet doit être simultané dans les deux bandes R_{EROS} et B_{EROS}.

L'analyse par différence d'images présente des particularités ; le fait de ne pas disposer des flux des objets, mais seulement de leurs variations de flux ne permet pas de se servir de certains critères habituels dans les analyses de recherche de microlentilles (voir Palanque-Delabrouille [1997] et Lasserre [2000] par exemple). Ainsi, l'achromatisme de l'amplification ne peut pas servir de critère de sélection.

6.2 Structure de l'analyse

Le but de notre analyse est de distinguer, parmi les courbes de lumière obtenues, les événements de microlentilles des autres objets variables détectés. Cependant, d'autres analyses peuvent être menées sur le même lot de données : c'est le cas de la recherche d'éclipses par des nuages de gaz opaques (*cf.* chapitre 7). Il est aussi possible de rechercher certaines classes d'étoiles variables, des transits planétaires, etc. Il a donc paru intéressant de structurer l'analyse en plusieurs étapes, afin de pouvoir mettre en commun certaines d'entre elles.

On distingue essentiellement trois étapes dans l'analyse des courbes de lumière :

- Le **filtrage** constitue simplement une étape de nettoyage des données : suppression des objets doublons, suppression de mesures aberrantes. (*cf.* 6.3).
- La **pré-analyse** regroupe les opérations préliminaires communes aux deux analyses présentées : détermination d'une ligne de base, détection des fluctuations de la courbe de lumière, calcul de la signification relative de ces fluctuations, détermination de la fluctuation principale. (*cf.* 6.4).
- Enfin l'**analyse** elle-même, spécifique aux objets recherchés (microlentilles, ou éclipses (*cf.* chapitre 7)).

6.3 Filtrage

6.3.1 Nettoyage du catalogue d'objets

La définition des champs observés (fig. 5.5) montre qu'un recouvrement existe, en particulier entre les champs `sm008` et `sm010`, et entre les champs `sm003` et `sm004`. Pour ne pas considérer deux fois les objets présents dans les zones de recouvrement, une coupure est appliquée pour éliminer les objets doublons.

D'autre part, les images CCD ont été fractionnées en 4×4 *tuiles* de $(32 + 512 + 32) \times (32 + 512 + 32)$ pixels avec un recouvrement de 32 pixels lors de la réduction des données (fig. 5.3). Les objets variables détectés dans ces zones communes sont aussi éliminés.

6.3.2 Filtrage des courbes de lumière

6.3.2.1 Suppression des mesures à des *dates pathologiques*

Pendant les premiers mois d'observation, des problèmes techniques dans la chaîne d'acquisition ont conduit à attribuer des dates erronées à certains clichés ; aussi, par précaution, supprime-t-on dans toutes les courbes de lumière les points de mesure dont la date fait partie d'une liste de *dates pathologiques*. Ceci représente au plus une dizaine de points par courbe de lumière, essentiellement distribués en 1996 au début d'EROS-II.

6.3.2.2 Suppression des flux invraisemblables

Certaines courbes de lumière présentent des points visiblement aberrants, très éloignés de toutes les autres mesures. Les éliminer exige cependant de la prudence pour ne pas supprimer tous les points qui s'écartent un peu de la ligne de base. Un point de mesure est éliminé s'il se distingue particulièrement de ses quatre voisins immédiats. Pour un point i, posons

$$\Delta_{i,j} = \Delta F_i - \Delta F_j \tag{6.1}$$

Pour exclure un point i, on exige qu'il soit à plus de $1\sigma_{\Delta F}$ au-dessus de ses 4 voisins immédiats,

$$\min_{\substack{j=i-2 \\ j \neq i}}^{j=i+2} (\Delta_{i,j}) > 1 \times \sigma_{\Delta F} \tag{6.2}$$

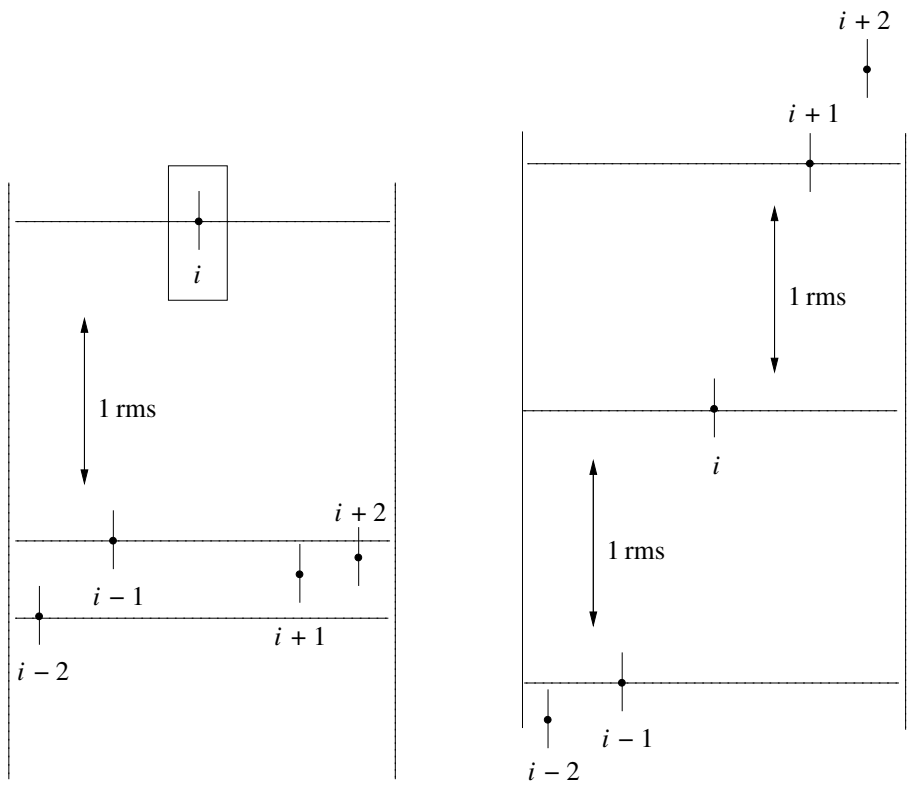


FIG. 6.1 – *Algorithme de suppression des mesures aberrantes. Si un point de mesure est à plus de* $1 \times \sigma_{\Delta F}$ *au-dessus ou bien au-dessous des 2 mesures précédentes et des 2 mesures suivantes, il est supprimé. Ainsi, le point* i *est éliminé dans la configuration de gauche ; il est par contre conservé dans la configuration de droite, car on exige que les 4 points voisins soient tous du même côté (au-dessus ou au-dessous).*

ou bien au-dessous de ses 4 voisins,

$$\max_{\substack{j=i-2 \\ j\neq i}}^{j=i+2} (\Delta_{i,j}) < -1 \times \sigma_{\Delta F} \tag{6.3}$$

où $\sigma_{\Delta F}$ est la dispersion (RMS) des flux de la courbe de lumière. Pour que la comparaison avec les flux des mesures précédentes et suivantes conserve un sens, le point n'est rejeté que si les 4 mesures voisines servant à la comparaison ont eu lieu dans un intervalle de ± 20 jours autour de la date de mesure (fig. 6.1).

6.3.2.3 Suppression des mesures très imprécises

Les points de mesure pour lesquels l'erreur photométrique est supérieure à $3\sigma_{\Delta F}$ sont éliminés. Cette coupure supprime en général de 10 à 20 points par courbe de lumière (sur 500 à 600 points).

6.4 Pré-analyse

6.4.1 Détermination d'une ligne de base

La *ligne de base* d'une étoile est son flux le plus probable. Pour une étoile de flux constant, la ligne de base est simplement le flux moyen de l'étoile[1].

En analyse par soustraction d'images, le flux de l'étoile est inaccessible ; on mesure plutôt la variation de flux par rapport à une valeur de référence. Cette référence est le flux de l'étoile mesuré sur l'image composite utilisée comme image de référence lors du processus de soustraction (*cf.* 5.5). Puisqu'il s'agit d'une image composite construite à partir de clichés pris à des dates différentes, le flux de référence peut être arbitraire. La *ligne de base*, qui est la différence entre le flux le plus probable et ce flux arbitraire de référence est aussi arbitraire ; en particulier, elle n'a aucune raison d'être nulle. La détermination de cette "ligne de base" arbitraire, dépourvue de sens physique, reste cependant nécessaire pour pouvoir identifier les fluctuations de l'étoile.

Au cours des différentes analyses des données EROS, De nombreuses méthodes ont été proposées pour déterminer la ligne de base (Voir Palanque-Delabrouille [1997], Lasserre [2000], Afonso [2001]).

L'utilisation du mode de la distribution des flux est la méthode la plus commune de détermination de la ligne de base ; par définition, la ligne de base étant la valeur de flux la plus probable, le mode en est l'estimateur naturel [Afonso, 2001].

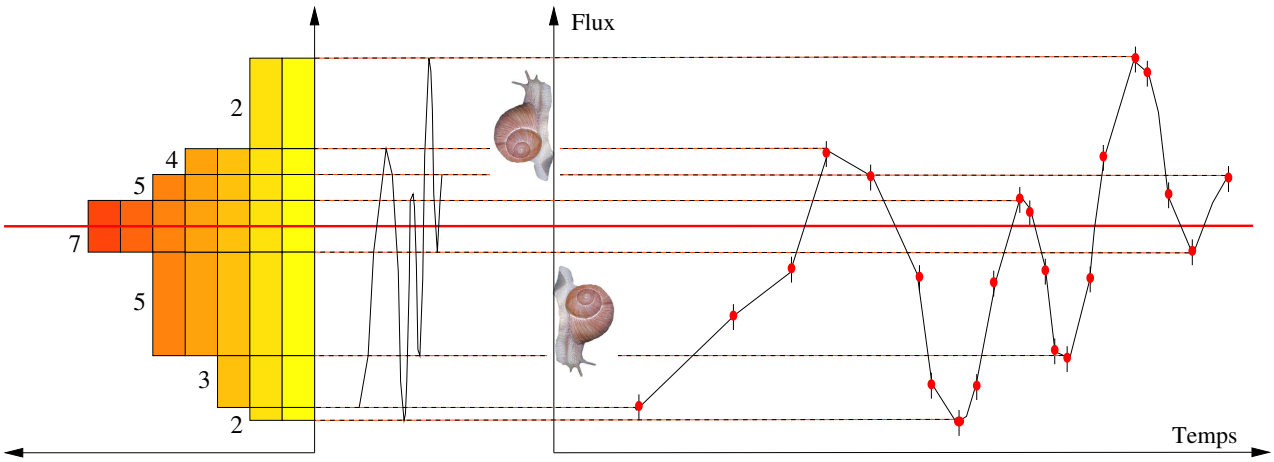


FIG. 6.2 – *Détermination de la ligne de base d'une étoile par la méthode "de l'escargot". On construit la distribution, non pas des flux effectivement observés, mais de toutes les valeurs de flux intermédiaires entre les flux effectivement mesurés. L'évolution temporelle du flux est représentée à droite ; la fréquence de passage par les valeurs intermédiaires de flux est indiquée sur l'histogramme à gauche. La ligne de base retenue est la ligne épaisse.*

Dans le cadre de cette analyse, nous avons utilisé une méthode un peu différente pour déterminer la ligne de base, baptisée méthode "de l'escargot". La méthode repose sur l'hypothèse

[1]Bien entendu, la *ligne de base* a d'autant moins de signification que la courbe de lumière présente de nombreuses fluctuations.

suivante : le flux d'une étoile étant une grandeur continue dans le temps, il n'est pas déraisonnable de supposer qu'il passe par toutes les valeurs intermédiaires entre deux valeurs effectivement mesurées. Aussi, pour déterminer la ligne de base, on choisit de construire, non pas la distribution des flux observés, mais la distribution de toutes les valeurs de flux intermédiaires entre les points de mesures.

Par exemple, si trois mesures successives du flux différentiel de l'étoile donnent les valeurs $-1000\,\mathrm{ADU}$, $3000\,\mathrm{ADU}$ puis $-2500\,\mathrm{ADU}$, on portera dans l'histogramme toutes les valeurs intermédiaires de l'intervalle $[-1000.0; 3000.0]$, puis toutes les valeurs intermédiaires de l'intervalle $[-2500.0; 3000.0]$, puisqu'on suppose que le flux de l'étoile est passé par toutes ces valeurs intermédiaires.

Tout se passe comme si un escargot se promenait sur l'axe des flux en suivant l'évolution du flux différentiel de l'étoile, et marquait chacun de ses passages : l'histogramme indique ainsi le nombre de passages en un point donné de l'axe, c'est à dire le nombre de passages supposées du flux de l'étoile par n'importe quelle valeur donnée. La figure. 6.2 montre schématiquement le fonctionnement de cet algorithme. Cela revient à "replier" la courbe de lumière sur l'axe des flux.

En pratique, on construit l'histogramme en discrétisant très finement l'axe des flux (10000 bins répartis entre $\langle \Delta F \rangle - 3\sigma_{\Delta F}$ et $\langle \Delta F \rangle - 3\sigma_{\Delta F}$) et en projetant toutes les valeurs de flux intermédiaires sur cet histogramme. On retient le centre de l'intervalle des valeurs les plus fréquemment rencontrées (groupe de *bins* maximal) comme estimateur de la ligne de base.

Cet algorithme est plus robuste que le mode, en particulier lorsque la distribution des flux est plus ou moins bimodale. Une mauvaise détermination de la ligne de base dans l'une des deux couleurs peut conduire à des résultats aberrants lors de la détection des fluctuations (des fluctuations simultanées dans les deux bandes pourront ne pas être identifiées comme telles).

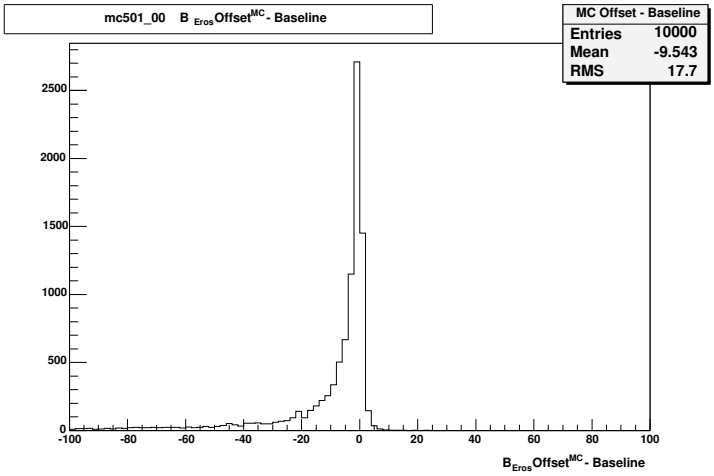


FIG. 6.3 – *Reconstruction de la ligne de base pour des microlentilles simulées (dans la bande R_{EROS}). On présente ici la différence $\mathrm{offset}_{MC} - \mathrm{offset}$ entre la ligne de base générée offset_{MC} et la ligne de base reconstruite offset. Le léger biais est le fait des microlentilles de longue durée : pour des événements longs, la ligne de base est légèrement surestimée.*

6.4.2 Détection et caractérisation des fluctuations

L'effet de microlentille se caractérise par une augmentation temporaire du flux de l'étoile : pour détecter cet effet on recherche sur les courbes de lumière une variation de flux positive susceptible de présenter les caractéristiques du signal recherché. Dans ce but, la première étape de l'analyse consiste à repérer tous les groupes de points consécutifs qui s'écartent significativement de la "ligne de base" que l'on a déterminée au préalable. Chacun de ces groupes de points constitue une "fluctuation" de la courbe de lumière. Une fluctuation peut être positive ou négative, selon que ses points sont au dessus ou au dessous de la ligne de base.

Les fluctuations sont détectées selon l'algorithme suivant :

- **Début d'une fluctuation**
  On considère qu'une fluctuation commence lorsque 3 mesures consécutives dévient chacune d'au moins $2\sigma_i$ de la ligne de base, σ_i étant l'erreur photométrique du point de mesure i.
- **Fin d'une fluctuation**
  Une fluctuation se termine lorsqu'au moins 3 mesures consécutives ont des flux à moins de $2\sigma_i$ de la ligne de base, ou bien sont de l'autre côté de la ligne de base. Ces points ne feront pas partie de la fluctuation.
  Trois points sont exigés pour rendre le détecteur de fluctuations robuste : il ne faut pas qu'un unique point aberrant perturbe la détection des fluctuations en les achevant prématurément.
- **Validation**
  Pour valider une fluctuation, on exige qu'elle comprenne 5 points au moins.

Une courbe de lumière peut comporter plusieurs fluctuations, mais toutes les fluctuations détectées ne seront pas aussi significatives, que ce soit par leur durée, le nombre de points de mesures qu'elles contiennent, ou l'importance de la déviation des points par rapport à la ligne de base. Pour les différentes analyses effectuées (microlentilles comme recherche de nuages opaques) le signal recherché correspond à des courbes de lumière comportant une unique fluctuation, ou du moins une fluctuation nettement plus significative que toute autre détectée sur la courbe de lumière.

Afin de classer les fluctuations détectées en fonction de leur "signification", il est nécessaire de disposer d'un estimateur unique qui traduise numériquement l'importance de la fluctuation : cet estimateur doit tenir compte du nombre de points de la fluctuation et de l'ampleur des écarts à la ligne de base (rapportés aux erreurs photométriques).

Supposons qu'une fluctuation détectée ne soit due qu'aux variations statistiques des mesures du flux d'une étoile constante. On peut considérer que les mesures successives du flux de cette étoile obéissent à une loi normale centrée sur la ligne de base ΔF_{base}. Appelons x_i l'écart constaté entre le flux observé et la ligne de base, rapporté à l'erreur photométrique :

$$x_i = \left| \frac{\Delta F_i - \Delta F_{base}}{\sigma_i} \right| \tag{6.4}$$

La probabilité pour un point de mesure donné de s'écarter d'une distance supérieure à x_i est :

$$P(X_i > x_i) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_i}{\sqrt{2}}\right) \tag{6.5}$$

On en déduit que la probabilité d'observer la fluctuation détectée, c'est à dire la probabilité d'obtenir la configuration de N points consécutifs s'écartant de la ligne de base (du même côté) s'écrit :

$$P(X_i > x_i, \forall i \in [1; N]) = \prod_{i=1}^{i=N} P(X_i > x_i) = \frac{1}{2^N} \prod_{i=1}^{i=N} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_i}{\sqrt{2}}\right) \tag{6.6}$$

On estime ainsi la probabilité que la fluctuation détectée ne soit due qu'aux variations statistiques d'une étoile de flux constant. Plus cette probabilité est faible, plus la fluctuation est significative. En pratique, on utilise l'opposé du logarithme de cette probabilité, LP_N :

$$LP_N = N \log 2 - \sum_{i=1}^{i=N} \log\left(\operatorname{erfc}\left(\frac{x_i}{\sqrt{2}}\right)\right) \tag{6.7}$$

L'estimateur LP_N étant l'opposé du logarithme de cette probabilité, les fluctuations les plus significatives statistiquement auront les plus grandes valeurs de LP_N.

Il est aussi possible de quantifier l'importance d'une fluctuation en utilisant un autre estimateur, basé sur la loi de χ^2 ; malheureusement, cet estimateur est très sensible à la présence de points divergents, et conduit à attribuer une signification démesurée aux fluctuations qui comportent un ou plusieurs points défectueux.

Dans une moindre mesure, l'estimateur LP_N est aussi affecté par la présence de points divergents. Lorsqu'une fluctuation contient un point aberrant très éloigné de la ligne de base et dont l'erreur photométrique a été sous-estimée, la contribution de ce point au LP_N de la fluctuation domine largement, ce qui conduit à surestimer l'importance de cette fluctuation.

Aussi dans cette analyse a-t-on choisi d'utiliser une variante plus robuste de l'estimateur LP_N ; on calcule LP_N comme indiqué précédemment, mais en supprimant systématiquement le point qui contribue le plus :

$$LP_{N-1} = (N-1)\log(2) - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq i_{max}}}^{i=N} \log\left(\operatorname{erfc}\left(\frac{x_i}{\sqrt{2}}\right)\right) \tag{6.8}$$

Si une fluctuation a été retenue pour son grand LP_N uniquement en raison de la présence d'un point aberrant, son LP_{N-1} ne tient pas compte de ce point et permet d'avoir une meilleure estimation de sa "signification". Le fait de supprimer le point qui contribue le plus affecte peu les fluctuations "normales", car la contribution de ce point n'est pas dominante (*cf.* fig. 6.4).

Les grandeurs LP_N et LP_{N-1} dépendent fortement de la qualité de l'estimation des erreurs photométriques. Comme ces erreurs sont parfois sous-estimées, il est préférable de ne pas considérer la valeur absolue de LP_N et LP_{N-1} lors de la sélection. LP_{N-1} ne sera utilisé qu'en valeur relative, essentiellement pour comparer entre elles les fluctuations d'une même courbe de lumière, et sélectionner la fluctuation la plus significative (fig. 6.5).

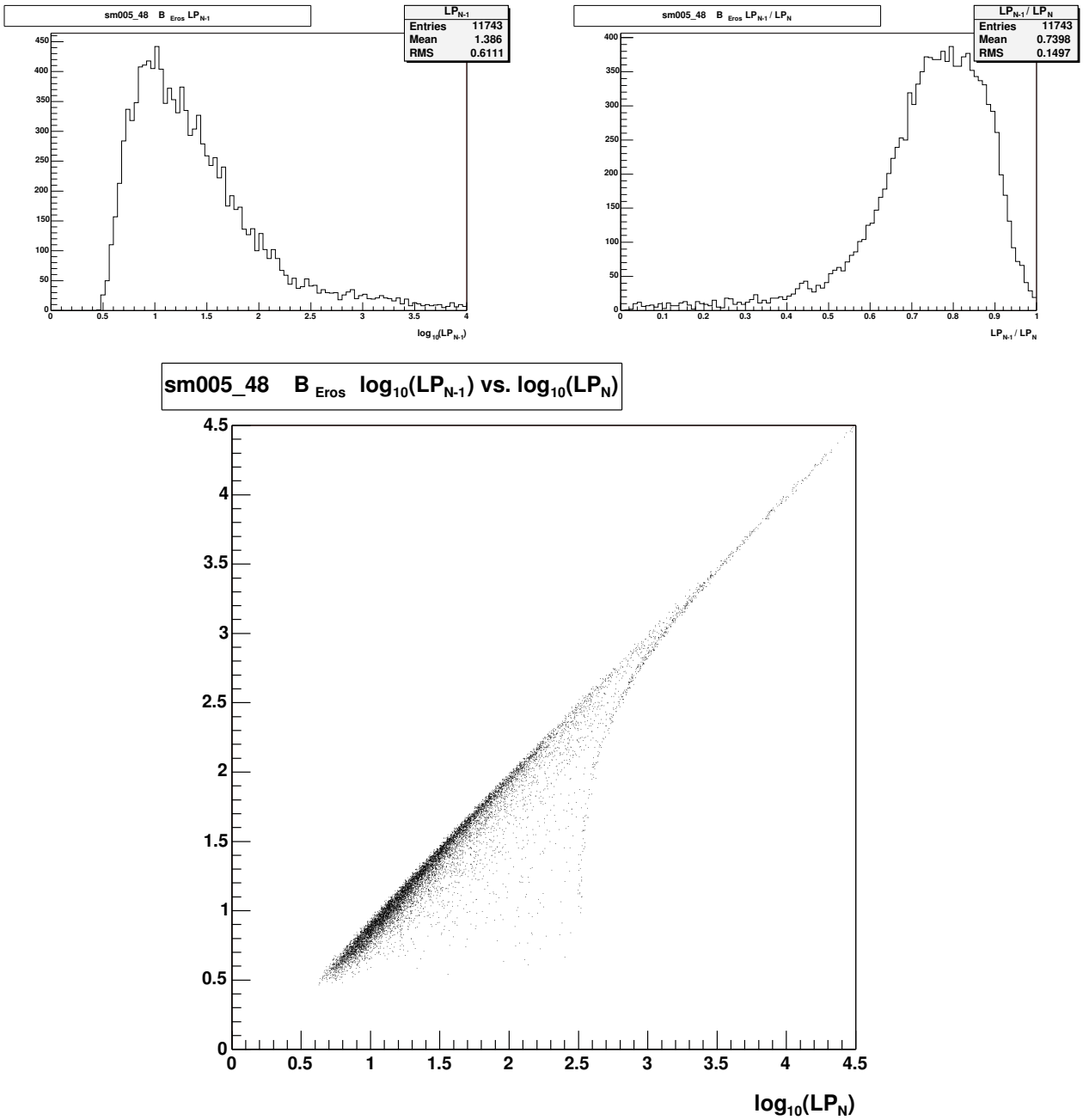


FIG. 6.4 – *Comparaison des estimateurs LP_N et LP_{N-1} utilisés pour caractériser l'importance relative des fluctuations détectées. La figure présente la distribution de la variable LP_{N-1} pour toutes les fluctuations détectées sur les courbes de lumière des objets de la tuile* `sm005_48` *(en haut à gauche). La distribution du rapport LP_{N-1}/LP_N montre que si pour la majorité des fluctuations la suppression du point qui contribue le plus a peu d'effets, il est cependant des fluctuations pour lesquelles un point domine largement (queue de la distribution en haut à droite). La distribution de LP_{N-1} vs. LP_N (bas) le confirme.*

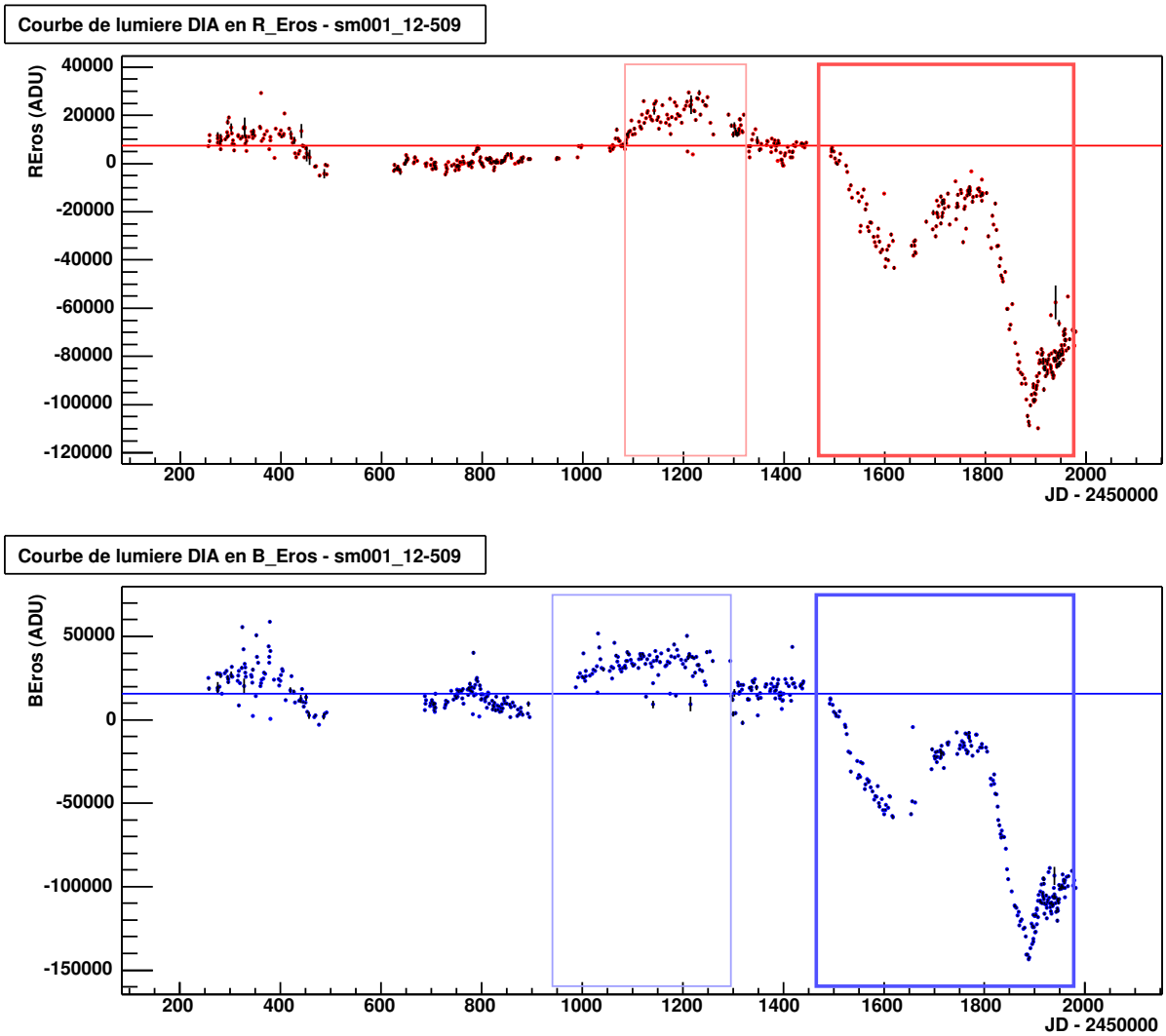


FIG. 6.5 – *Détection des fluctuations d'une courbe de lumière. La ligne horizontale représente la ligne de base dans les bandes R_{EROS} et B_{EROS}. Seules les deux fluctuations les plus significatives (classées d'après leur LP_{N-1}) sont représentées ; sur cet exemple, la fluctuation la plus significative (indiquée par un cadre épais) est négative ; la seconde fluctuation la plus significative (indiquée par un cadre fin) est positive.*

6.5 Simulation de courbes de microlentilles

Pour choisir au mieux les critères de sélection en évitant autant que possible de biaiser l'analyse, nous utilisons une simulation Monte Carlo en générant un ensemble de courbes de lumière artificielles présentant un effet de microlentille gravitationnelle. Ces courbes de lumière simulées (fig. 6.8) permettent de tester à la fois les étapes de pré-analyse (reconstruction de la ligne de base, algorithme de détection des fluctuations), et les critères de l'analyse elle-même.

Les courbes de lumière artificielles sont générées en essayant de rendre le résultat le plus réaliste possible. Les flux de base sont obtenus en tirant au sort des étoiles sur un diagramme

couleur-magnitude profond combinant des données EROS et HST (*cf.* SIMILE ; voir Palanque [1995], Palanque-Delabrouille [1997], et fig. 6.6). Les lignes de base (*offset*) peuvent être assez artificielles et sont simplement simulées par des distributions gaussiennes.

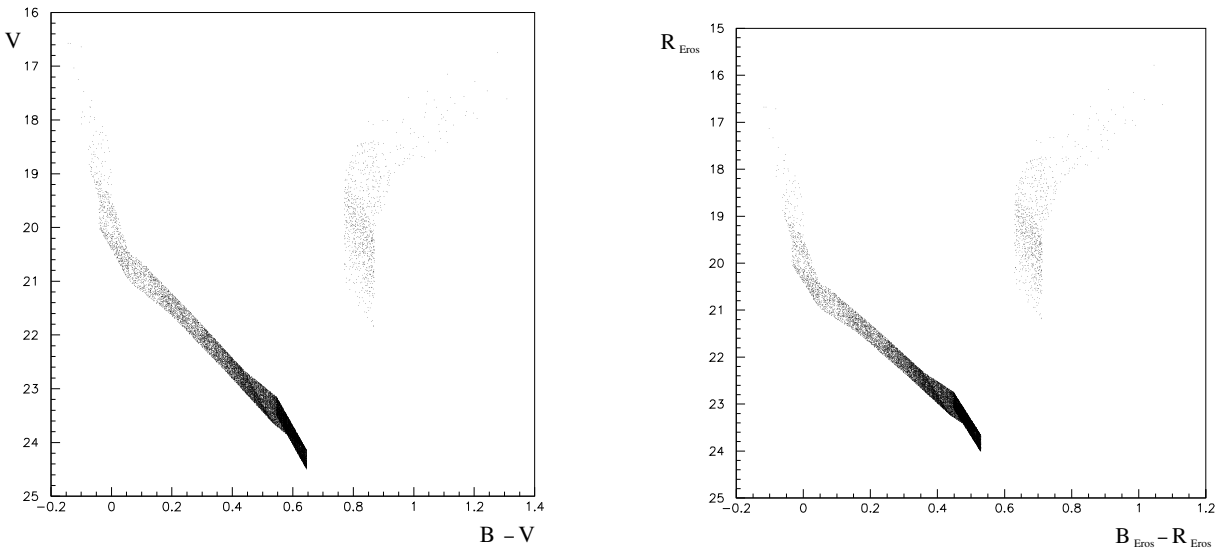


FIG. 6.6 – *Diagramme couleur-magnitude issu de SIMILE simulant la population des étoiles du Petit Nuage de Magellan. À gauche, dans le système* (B_J, V_J)*, à droite dans le système de magnitude* $(B_{\text{EROS}}, R_{\text{EROS}})$.

Pour l'effet de microlentille superposé, le paramètre d'impact réduit u_0 est tiré selon une distribution uniforme dans $[0, 2]$, et l'instant du maximum t_0 selon une distribution uniforme dans l'intervalle des observations. Le temps d'Einstein t_{E} est généré entre 10 et 3000 jours, de façon à ce que la distribution de $\log t_{\text{E}}$ soit plate.

Cette simulation n'est pas complète ; elle permet de valider les coupures pour la sélection des courbes de lumière, mais ne donne pas accès à la sensibilité de détection. L'estimation de l'efficacité de l'ensemble { chaîne de réduction + analyse } nécessite de connaître le pouvoir de détection de la chaîne de réduction, afin de déterminer la population d'étoiles effectives suivies. Plus précisément, il nous faut savoir à quelles combinaisons d'étoiles et de paramètres de microlentilles nous sommes effectivement sensibles. Cette estimation est complexe : le principe en sera présenté section 6.11.

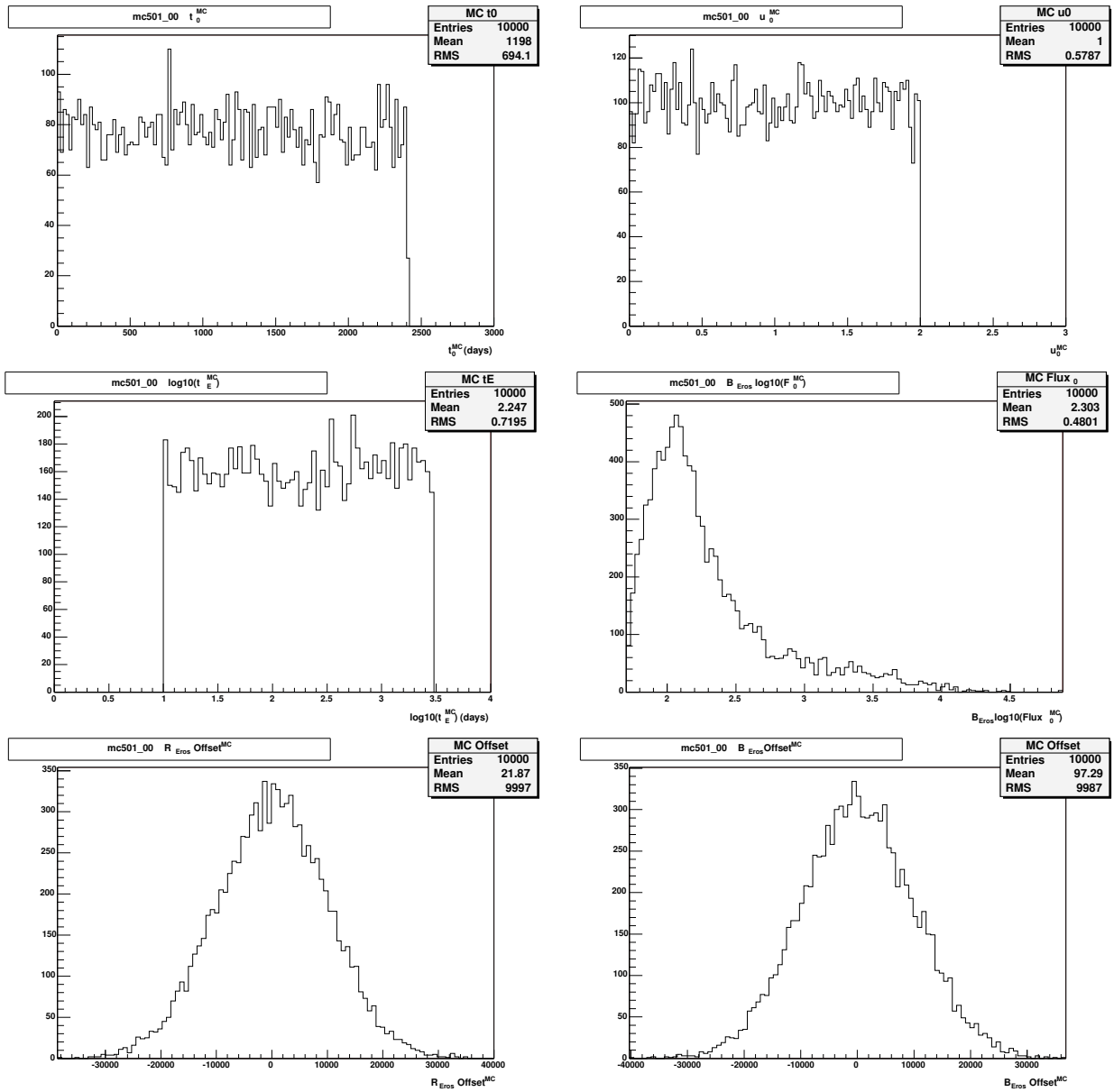


FIG. 6.7 – *Distribution des paramètres de génération des courbes de lumière simulées.*

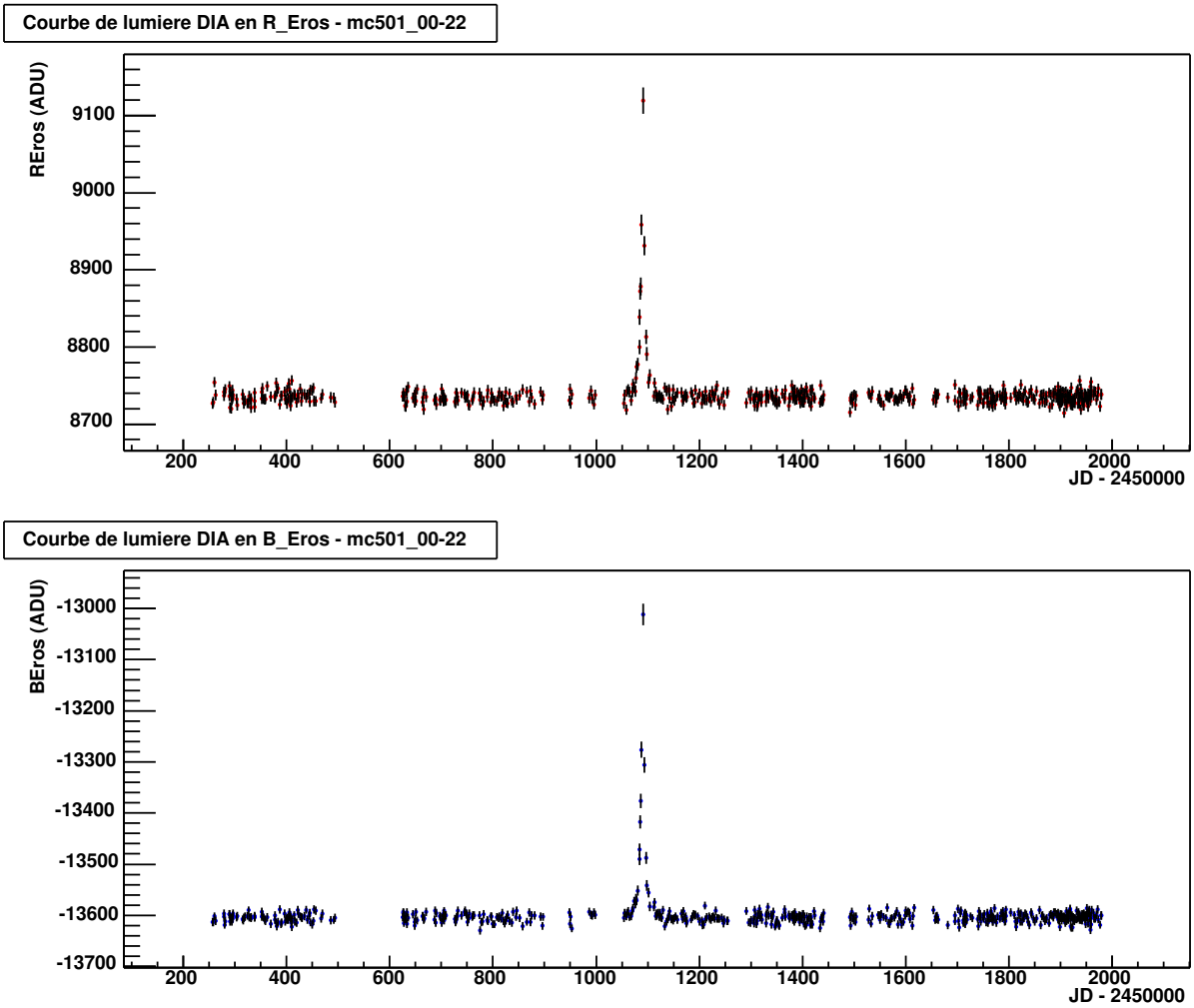


FIG. 6.8 – *Courbe de lumière simulée avec effet de microlentille. Les points sont engendrés en respectant l'échantillonnage temporel des observations.*

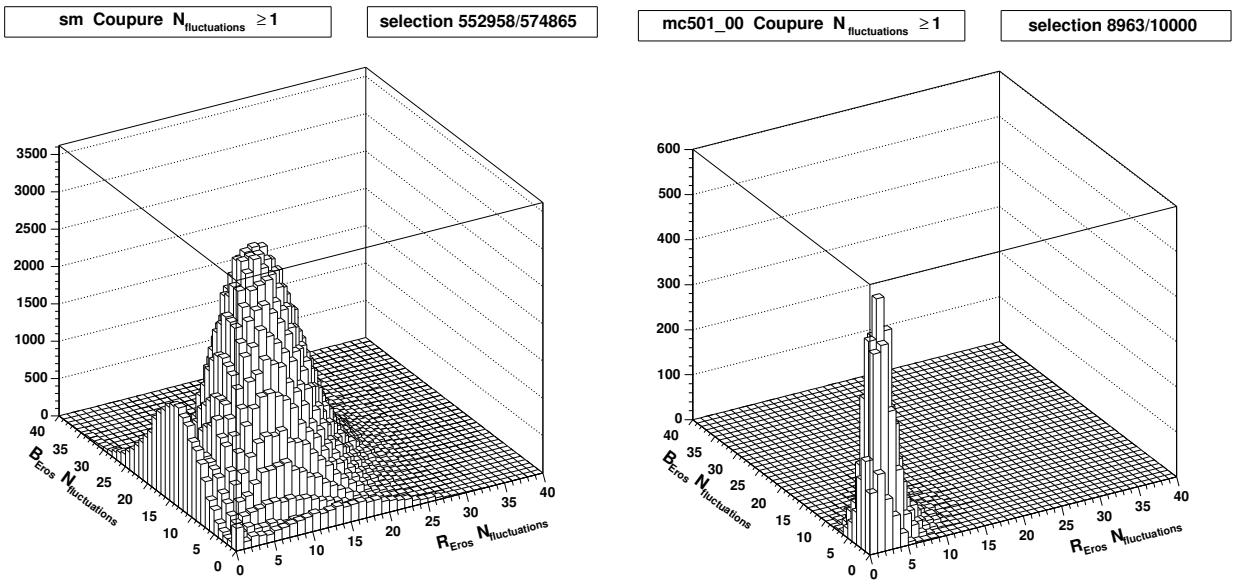
6.6 Critères de sélection des événements de microlentilles

6.6.1 Fluctuation candidate

Les coupures que nous allons présenter maintenant ont pour objectif de sélectionner les courbes de lumière présentant une *bosse* unique, significative, et simultanée dans les bandes R_{EROS} et B_{EROS}. Pour l'ensemble des coupures appliquées nous décrivons leur effet sur les données du Petit Nuage et sur les courbes de lumière simulées.

Les courbes de lumière dans les deux bandes doivent présenter au moins une fluctuation validée (détectée par l'algorithme décrit en 6.4.2)

$$\textbf{Coupure 1} : \begin{cases} N^{R_{EROS}}_{\text{fluctuations}} \geq 1 \\ \\ N^{B_{EROS}}_{\text{fluctuations}} \geq 1 \end{cases} \tag{6.9}$$



Données Petit Nuage de Magellan

Courbes de lumière simulées

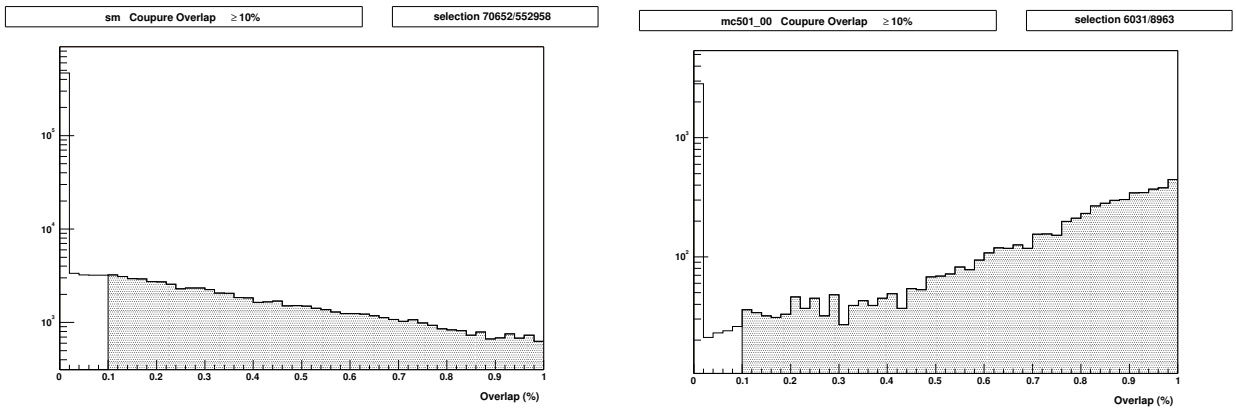
FIG. 6.9 – *Nombre de fluctuations détectées dans les courbes de lumière R_{EROS} et B_{EROS}. On ne conserve que les objets présentant au moins une fluctuation dans chaque couleur. Les courbes de lumière simulées présentent essentiellement une fluctuation dans chaque couleur, par construction (et aucune lorsque la fluctuation simulée n'a pas été détectée). Les données sont par contre enrichies en objets variables du fait même du principe de fonctionnement de la chaîne de réduction.*

Sur chaque courbe de lumière, les fluctuations détectées sont classées selon leur importance en se basant sur l'estimateur LP_{N-1} décrit section 6.4.2. La fluctuation de plus haut LP_{N-1} est retenue comme fluctuation principale, candidate comme événement de microlentille.

On désire évidemment que les fluctuations principales détectées dans les bandes R_{EROS} et B_{EROS} coïncident, tout au moins partiellement. Il ne faut cependant pas être trop exigeant afin de tenir compte des pannes : à plusieurs reprises, le système d'acquisition a fonctionné avec une caméra seulement, pendant des périodes de quelques mois. On exige donc un recouvrement

d'au moins 10% entre les fluctuations principales détectées dans les deux couleurs :

$$\textbf{Coupure 2} : \quad \frac{I_R \cap I_B}{I_R \cup I_B} \geq 10\%. \tag{6.10}$$



Données Petit Nuage de Magellan

Courbes de lumière simulées

FIG. 6.10 – *Recouvrement temporel entre les fluctuations principales détectées en R_{EROS} en B_{EROS}. Le pic en 0 correspond à une intersection nulle entre la fluctuation principale détectée en R_{EROS} et celle détectée en B_{EROS}. On retient les objets pour lesquels le recouvrement est supérieur à 10% (zone grisée).*

L'effet de microlentille gravitationnelle se manifeste par une amplification du flux, autrement une variation positive du flux de l'étoile qui subit l'effet. On ne retient donc que les objets pour lesquels la fluctuation principale est positive dans les deux bandes :

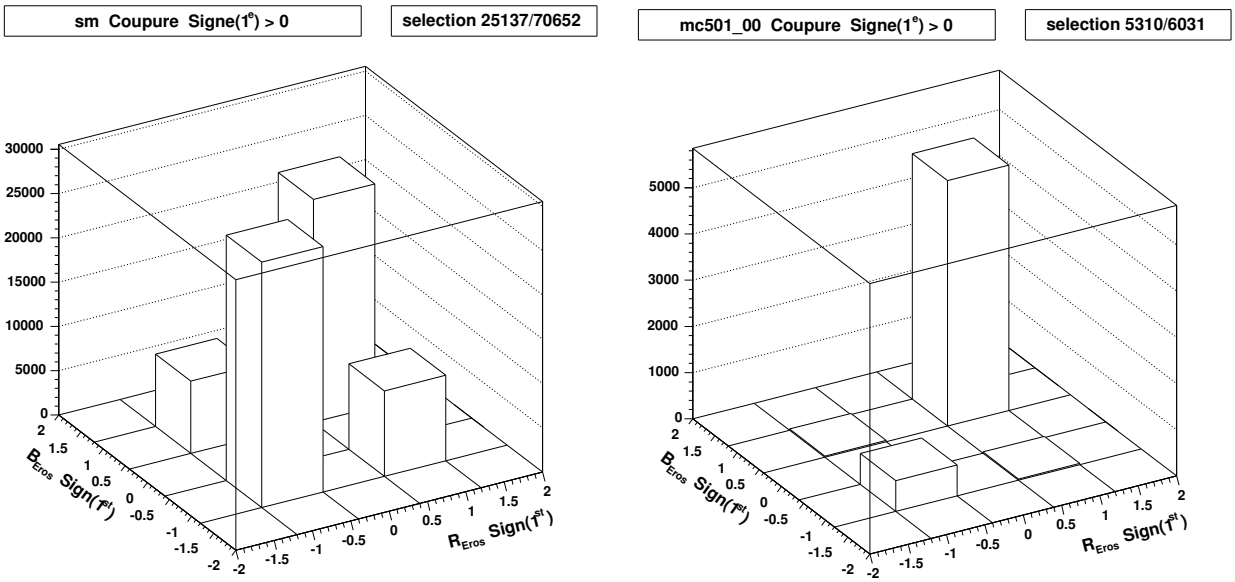
$$\textbf{Coupure 3} : \quad \begin{cases} \text{Signe}(1^e \text{ fluctuation } \text{R}_{\text{EROS}}) > 0 \\ \text{Signe}(1^e \text{ fluctuation } \text{B}_{\text{EROS}}) > 0. \end{cases} \tag{6.11}$$

On exige que la fluctuation principale retenue dans chaque bande comporte au moins 10 points. En deçà de 10 points il est difficile d'identifier un événement de microlentille. Par ailleurs notre analyse cible plutôt des événements d'au moins 20 jours.

$$\textbf{Coupure 4a} : \quad \begin{cases} N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \text{R}_{\text{EROS}}) \geq 10 \\ N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \text{B}_{\text{EROS}}) \geq 10 \end{cases} \tag{6.12}$$

D'autre part, pour pouvoir attribuer la fluctuation positive détectée à un effet de microlentille, il faut disposer d'une ligne de base ; autrement dit, la courbe de lumière doit présenter une portion non-amplifiée significative. Aussi exige-t-on au moins 20 points de mesure extérieurs à la fluctuation principale, dans les deux couleurs.

$$\textbf{Coupure 4b} : \quad \begin{cases} N_{\text{points}}(\text{courbe } \text{R}_{\text{EROS}}) - N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \text{R}_{\text{EROS}}) \geq 20 \\ N_{\text{points}}(\text{courbe } \text{B}_{\text{EROS}}) - N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \text{B}_{\text{EROS}}) \geq 20 \end{cases} \tag{6.13}$$



Données Petit Nuage de Magellan

Courbes de lumière simulées

FIG. 6.11 – *Signe de la fluctuation principale en R_{EROS} en B_{EROS}. On conserve les objets pour lesquels la fluctuation principale est positive dans les deux couleurs.*

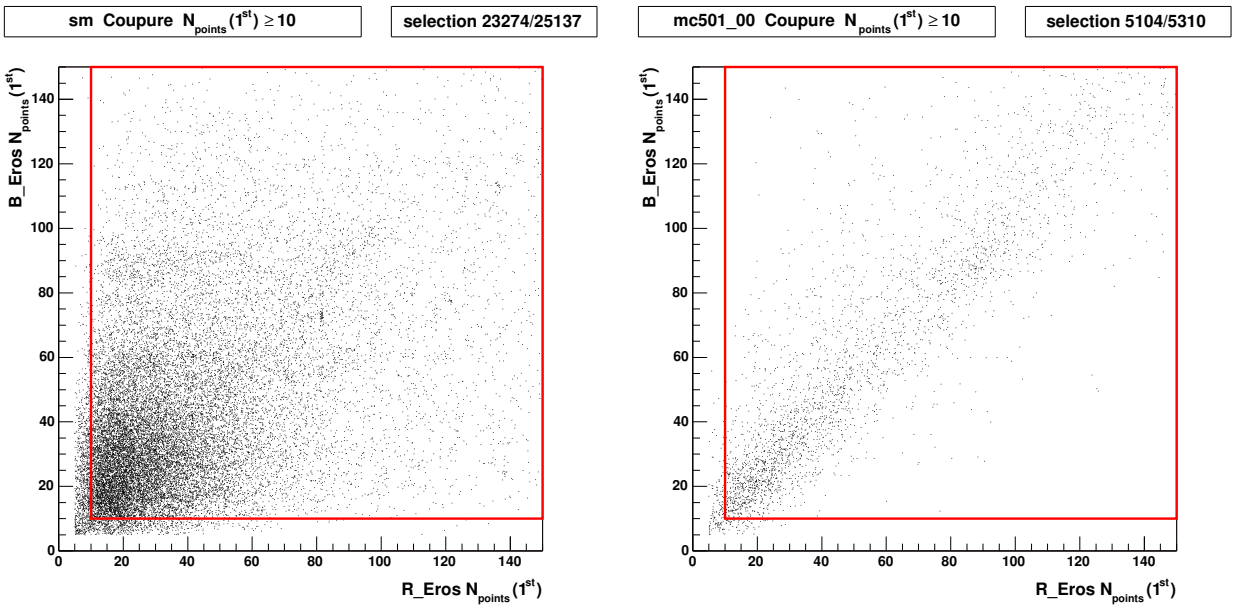
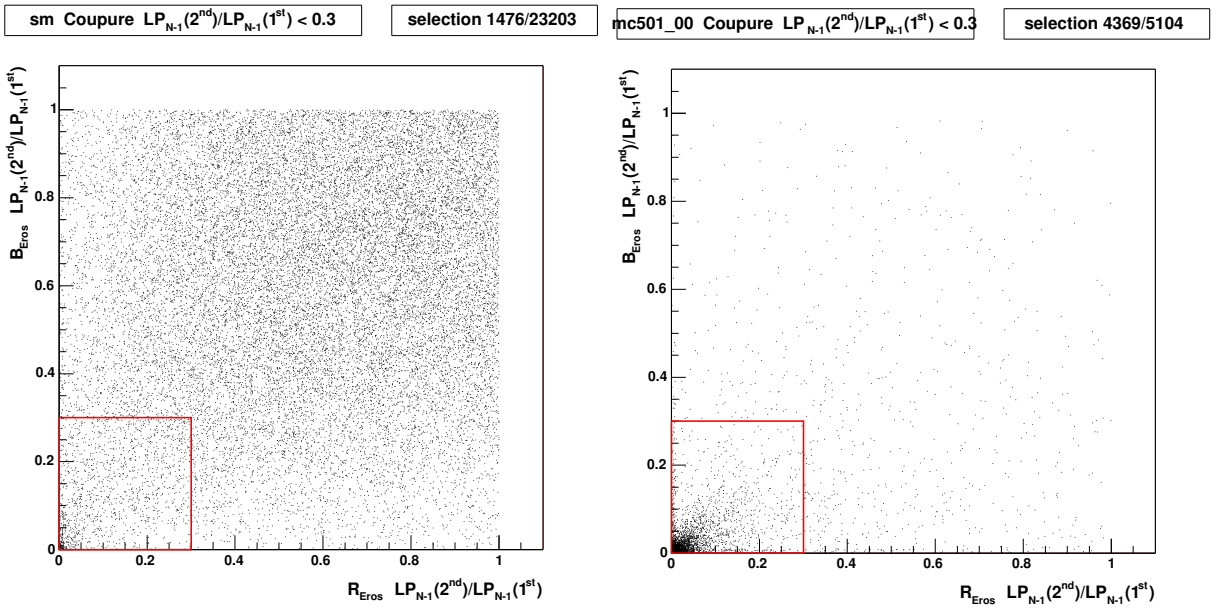


FIG. 6.12 – *Nombre de points dans la fluctuation principale, dans les deux couleurs. 10 points sont exigés. Le cadre représente la région retenue.*

Comme on recherche une unique fluctuation, on souhaite que toute autre fluctuation éventuellement détectée sur la courbe de lumière soit nettement moins significative que la fluctuation principale, et cela dans les deux couleurs :

$$\textbf{Coupure 5 :} \quad \begin{cases} \dfrac{LP_{N-1}(2^e \text{ fluctuation } \mathrm{R_{EROS}})}{LP_{N-1}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{R_{EROS}})} \leq 30\% \\ \\ \dfrac{LP_{N-1}(2^e \text{ fluctuation } \mathrm{B_{EROS}})}{LP_{N-1}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{B_{EROS}})} \leq 30\% \end{cases} \tag{6.14}$$

La distribution du rapport $LP_{N-1}(2^e)/LP_{N-1}(1^e)$ (figure 6.13) montre que les événements simulés remplissent ce critère dans la grande majorité des cas (86%). Il s'agit au contraire d'une coupure sévère pour les données : seuls 6% des objets précédemment sélectionnés passent cette coupure.



Données Petit Nuage de Magellan

Courbes de lumière simulées

FIG. 6.13 – *Coupure sur l'importance relative de la seconde fluctuation par rapport à la première. Distribution du rapport $LP_{N-1}(2^e$ fluctuation$)/LP_{N-1}(1^e$ fluctuation$)$ dans les courbes de lumière R_{EROS} et B_{EROS} des objets sélectionnés. On ne conserve que les objets dont les courbes de lumière ne comportent qu'une fluctuation ($LP_{N-1}(2^e) = 0$), ou pour lesquelles le LP_{N-1} de la seconde fluctuation représente au plus 30% de celui de la première. Le cadre indique la région retenue.*

6.6.2 Qualité de l'ajustement de microlentille

Les critères précédents ont permis de retenir les objets dont les courbes de lumière présentent essentiellement une bosse significative. Pour sélectionner des événements de microlentille parmi ces objets, le plus évident consiste à ajuster une courbe de Paczyński sur la courbe de lumière, en ajustant simultanément les courbes dans les deux couleurs (on utilise ici la propriété d'achromatisme),

$$\Delta F^{\mathrm{R_{EROS}}} = \mathit{offset}^{\mathrm{R_{EROS}}} + F_0^{\mathrm{R_{EROS}}} \times (A(t) - 1) \tag{6.15}$$

$$\Delta F^{\mathrm{B_{EROS}}} = \mathit{offset}^{\mathrm{B_{EROS}}} + F_0^{\mathrm{B_{EROS}}} \times (A(t) - 1) \tag{6.16}$$

où

$$A(t) = \frac{2 + u^2(t)}{\sqrt{u^2(t)(4 + u^2(t))}} \qquad \text{et} \qquad u(t) = \frac{\theta}{\theta_{\mathrm{E}}} = \sqrt{u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_{\mathrm{E}}}\right)^2} \tag{6.17}$$

Une difficulté supplémentaire apparaît lorsqu'on effectue un ajustement de microlentille sur une courbe de lumière obtenue par soustraction d'images. Comme le flux non amplifié de l'étoile ($F_0^{\mathrm{R_{EROS}}}$ et $F_0^{\mathrm{B_{EROS}}}$) est inconnu, il est nécessaire d'ajuster 7 paramètres : t_0, t_{E}, u_0, $F_0^{\mathrm{R_{EROS}}}$, $F_0^{\mathrm{B_{EROS}}}$, $\mathit{offset}^{\mathrm{R_{EROS}}}$, $\mathit{offset}^{\mathrm{B_{EROS}}}$. Une sévère dégénerescence existe entre le temps d'Einstein t_{E}, le paramètre d'impact u_0 et les flux $F_0^{\mathrm{R_{EROS}}}$ et $F_0^{\mathrm{B_{EROS}}}$.

La sélection pourrait simplement s'effectuer en se basant sur le χ^2 de l'ajustement. Cependant, en pratique, cette méthode fonctionne assez mal car les erreurs individuelles de mesure sont parfois sous-estimées, ce qui conduit à surestimer les χ^2. On préfère utiliser un estimateur semi-empirique qui quantifie l'amélioration apportée par un ajustement de microlentille simple par rapport à l'ajustement d'un flux constant dans les deux bandes :

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi^2(\text{constante}) - \chi^2(\text{microlentille})}{\chi^2(\text{microlentille})} = \frac{\chi^2(\text{cte}) - \chi^2(\text{ml})}{\chi^2(\text{ml})} \tag{6.18}$$

La dégénerescence entre les paramètres de l'ajustement est sans conséquence pour la sélection, car seule l'amélioration relative de χ^2 est utilisée ici.

Pour sélectionner les objets présentant une fluctuation relativement bien décrite par les équations (6.16), on applique le critère suivant :

$$\textbf{Coupure 6}: \quad \Delta\chi^2 \geq 10 \tag{6.19}$$

La distribution de la variable $\Delta\chi^2$ est représentée figure 6.14. Pour les courbes de lumière simulées sélectionnées par les coupures précédentes, la fluctuation principale associée à la microlentille gravitationnelle générée a été correctement identifiée : aussi est-elle bien décrite par l'ajustement de microlentille simple. La quasi-totalité des objets simulés passent donc ce critère. Au contraire, la coupure est sévère pour les données, et élimine la plupart des objets sélectionnés présentant des bosses dont la forme est clairement incompatible avec une microlentille.

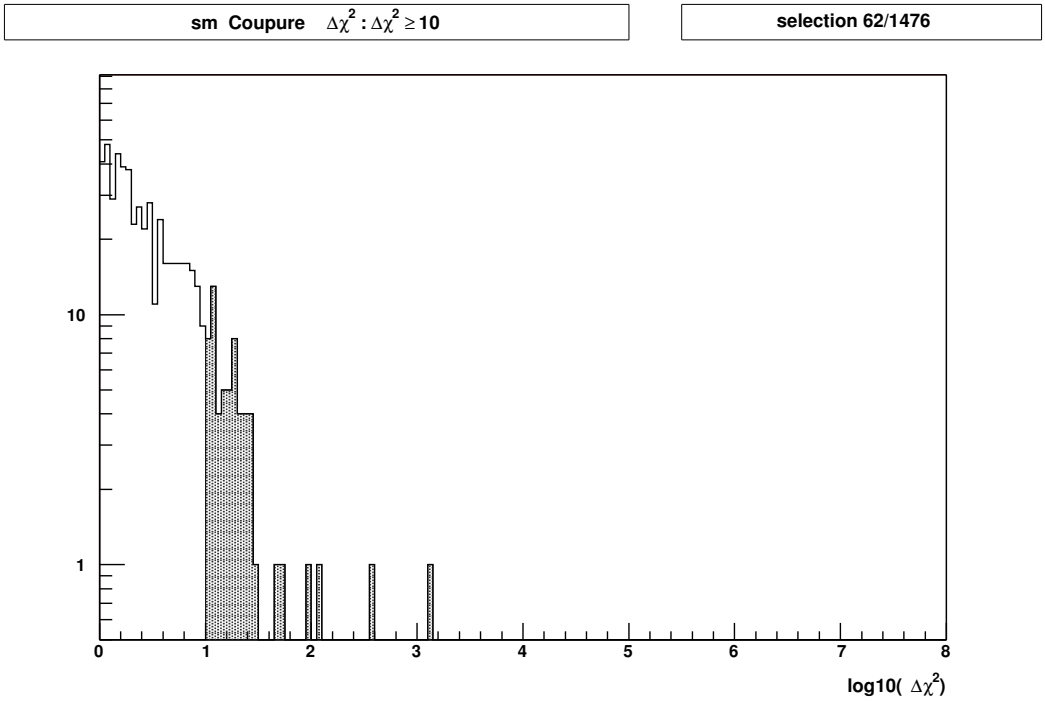
6.6.3 Description différentielle

Un événement de microlentille peut aussi être décrit en termes *différentiels* au moyen des variables empiriques que sont la durée à mi-hauteur $t_{1/2}$ et la variation maximale de flux ΔF_{max}, définis en 2.5. On les détermine en pratique à partir des paramètres de l'ajustement de microlentille simple (équation (6.16)), en utilisant les relations (2.60) et (2.62).

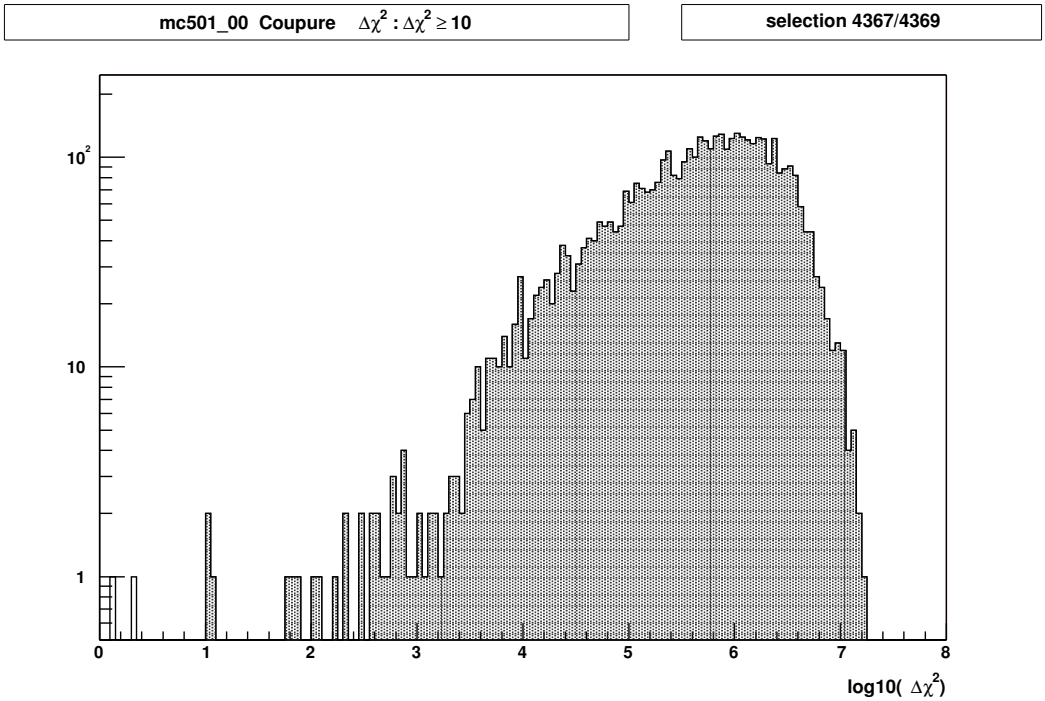
6.6.4 Coupures sur les paramètres d'ajustement

L'ajustement est effectué en utilisant le programme MINUIT (CERN). Les paramètres à ajuster sont initialisés à partir d'estimations très approchées : par exemple, le centre de la fluctuation principale est utilisé comme valeur initiale de t_0 ; u_0 est fixé à 0.5 ; les flux de base $F_0^{\mathrm{R_{EROS}}}$ et $F_0^{\mathrm{B_{EROS}}}$ sont choisis arbitrairement en se basant sur l'amplitude de la fluctuation.

L'ajustement d'un signal de microlentille simple (équations 6.16) est effectué sans contrainte sur les flux de base ajustés $F_0^{\mathrm{R_{EROS}}}$ et $F_0^{\mathrm{B_{EROS}}}$. Il arrive quelquefois que le meilleur ajustement



Données Petit Nuage de Magellan



Courbes de lumière simulées

FIG. 6.14 – *Coupure sur l'amélioration relative du χ^2 obtenu avec un ajustement de microlentille gravitationnelle. Distribution de la variable $\Delta\chi^2$ pour les données SMC (en haut) et pour la simulation (en bas). La sélection est en grisé.*

donne des valeurs négatives pour l'un de ces flux de base. On applique donc la coupure suivante,

$$\textbf{Coupure 7a} : \quad \begin{cases} F_0^{\mathrm{R_{EROS}}} > 0 \\ F_0^{\mathrm{B_{EROS}}} > 0 \end{cases} \tag{6.20}$$

Pour pouvoir se convaincre qu'un candidat est bien un événement de microlentille, il est préférable que le maximum d'amplification se produise dans la fenêtre des observations. Dans le cas contraire, on ne dispose que de la montée ou de la descente, et rien ne permet de distinguer une étoile variable de très longue période d'un événement de microlentille. On demande donc que le maximum d'amplification se produise entre les dates MJD $= 100.0$ et MJD $= 2100.0$:

$$\textbf{Coupure 7b} : \quad t_0 \in I_{obs} = [100.0; 2100.0] \qquad \text{JD - 2450000} \tag{6.21}$$

Le paramètre t_0 est très peu affecté par la dégénérescence de l'ajustement, la date du maximum d'amplification étant relativement facile à déterminer.

De la même manière, des événements dont la durée est de l'ordre de la durée des observations peuvent difficilement être distingués d'une étoile variable à très longue période, car on ne dispose pas d'une ligne de base suffisante (*i.e.* d'une période pendant laquelle l'étoile est stable et non amplifiée). D'où le critère suivant,

$$\textbf{Coupure 7c} : \quad t_{1/2} < \frac{1}{3} T_{obs} \qquad \text{i.e.} \quad t_{1/2} < 660\,\text{jours} \tag{6.22}$$

On utilise ici $t_{1/2}$ plutôt que t_{E}, car le temps d'Einstein est relativement mal déterminé (dégénérescence mentionnée précédemment).

L'effet des deux premiers jeux de coupures (critères 1–5 sur la fluctuation principale, et critères 6–7 sur l'ajustement) sur les données et sur les courbes de lumières simulées est indiquée tables 6.1 et 6.2. À l'issue de ces deux premières phases de l'analyse, 22 candidats sont retenus.

Coupure		étoiles restantes	fraction restante	fraction retenue
—		574865	100.00 %	100.00 %
1	(1 fluct.)	552958	96.18 %	96.18 %
2	(recouvr.)	70652	12.77 %	12.29 %
3	(signe)	25137	35.57 %	4.37 %
4a	(10 pts in.)	23274	92.58 %	4.04 %
4b	(20 pts out.)	23203	99.69 %	4.03 %
5	(signif.)	1476	6.36 %	0.25 %
6	($\Delta\chi^2$)	62	4.20 %	0.01 %
7a	($F_0 > 0$)	60	96.77 %	0.01 %
7b	($t_0 \in I_{obs}$)	44	73.33 %	0.0077%
7c	($t_{1/2} < T_{obs}/3$)	22	50.00 %	0.0038%

TAB. 6.1 – *Effets des critères de sélection 1 à 7 sur les données vers le Petit Nuage.*

Coupure		étoiles restantes	fraction restante	fraction retenue
—		10000	100.00 %	100.00 %
1	(1 fluct.)	8963	89.63 %	89.63 %
2	(recouvr.)	6031	67.28 %	60.31 %
3	(signe)	5310	88.04 %	53.10 %
4a	(10 pts in.)	5104	96.12 %	51.04 %
4b	(20 pts out.)	5104	100.00 %	51.04 %
5	(signif.)	4369	85.59 %	43.69 %
6	($\Delta\chi^2$)	4367	99.95 %	43.67 %
7a	($F_0 > 0$)	4353	99.67 %	43.53 %
7b	($t_0 \in I_{obs}$)	3926	90.19 %	39.26 %
7c	($t_{1/2} < T_{obs}/3$)	3361	85.60 %	33.61 %

TAB. 6.2 – *Effets des critères de sélection 1 à 7 sur les courbes de lumière simulées.*

6.7 Association avec un catalogue externe et critères associés

Le mode de détection utilisé dans la chaîne de réduction photométrique permet de détecter des objets par leurs variations de flux, qu'ils soient ou non résolus. Dans le premier cas, il est possible d'identifier l'objet variable avec une étoile connue appartenant à un catalogue externe, et de définir des critères additionnels basés sur les paramètres de l'étoile résolue associée (en particulier sa magnitude et sa couleur).

Le catalogue utilisé ici est le catalogue de référence EROS vers le Petit Nuage de Magellan, à savoir le catalogue obtenu par la chaîne classique de réduction photométrique *Peida* [Ansari, 1996]). Ce catalogue comporte 5.7×10^6 étoiles, et est complet jusqu'à la magnitude $\mathrm{R_{EROS}} \sim 20 - 20.5$ (la définition des magnitudes $(\mathrm{B_{EROS}}, \mathrm{R_{EROS}})$ est donnée en 5.1.1.1).

6.7.1 Validité de l'association

L'association des objets détectés avec un catalogue externe pose la question de la validité de cette association : parmi les objets variables détectés peuvent se trouver des objets normalement non résolus, mais associés accidentellement avec une étoile résolue du catalogue utilisé. La probabilité d'une association accidentelle est d'autant plus grande que le catalogue utilisé est dense ; le risque est donc grand pour les champs du Petit Nuage, particulièrement encombrés (env. 5×10^5 étoiles résolues par deg^2). Dès lors, que signifie vraiment la coïncidence des positions entre un objet variable détecté et une étoile du catalogue ?

Il est nécessaire de disposer d'un critère pour décider de la validité de l'association d'un objet variable détecté avec une étoile du catalogue externe. Pour cela on détermine par Monte-Carlo une distance de coupure dépendant de l'encombrement du champ. Pour un champ donné, on crée des objets placés aléatoirement, et on calcule la distance d'association avec l'étoile résolue la plus proche. La distribution de cette distance d'association aléatoire est représentée sur la figure 6.16 (haut). On choisit la distance de coupure en fonction de cette distribution, afin que la probabilité d'une association accidentelle soit faible. En la fixant à $d_{ass}^{max} = 1$ pixel, la probabilité d'une association accidentelle est inférieure à 6%.

Cette distance de coupure nous permet de valider ou non l'association d'un objet détecté avec une étoile résolue du catalogue. Il s'agit bien sûr d'un argument probabiliste : rien ne

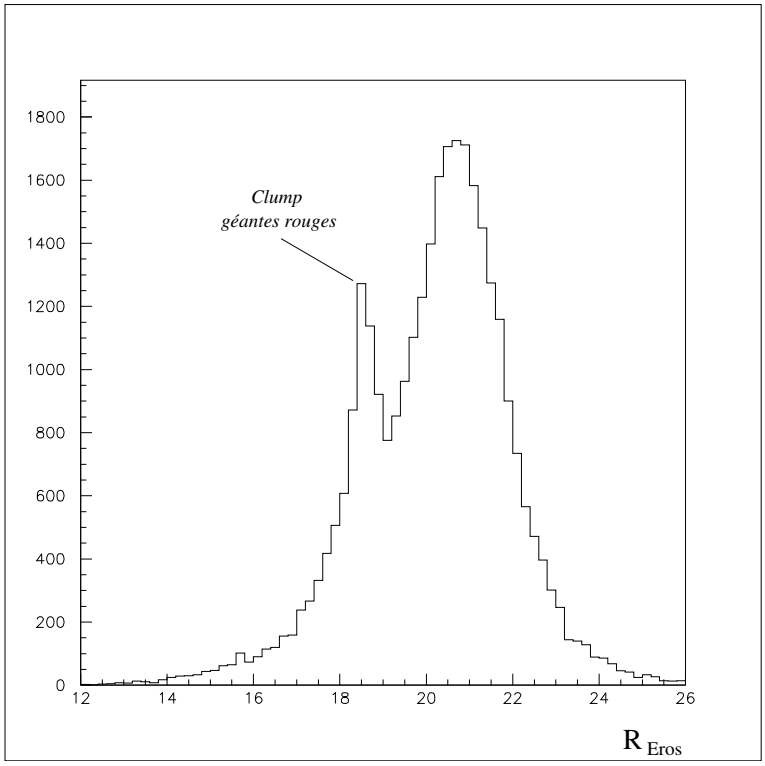


FIG. 6.15 – *Fonction de luminosité des étoiles du catalogue de référence* EROS *vers le Petit Nuage. On identifie le* clump *des géantes rouges.*

prouve qu'un objet variable détecté situé à une distance inférieure à d_{ass}^{max} d'une étoile résolue soit effectivement cette étoile ; en fait, dans 6% des cas, l'association sera peut-être le fait d'une coïncidence.

La distribution des distances d'association des objets réels détectés (fig. 6.16, bas) montre que la grande majorité des objets sont associés à des objets résolus.

La densité stellaire varie peu d'un champ à l'autre, et nous utilisons la même distance de coupure (1 pixel) pour toutes les données.

La méthode d'association décrite présente un risque : il est possible de détecter un événement de microlentille se produisant sur une étoile très faible non-résolue, et d'associer cette détection avec un objet résolu du catalogue suffisamment proche. Si les critères de magnitude et de couleur (décrits ci-après) ne sont pas rempli par l'étoile du catalogue, cet événement sera indûment rejeté. Toutefois, la perte de sensibilité correspondante est faible, car la surface *perdue* (*i.e.* l'ensemble des disques de 1 pixel de rayon autour des étoiles du catalogue) ne représente que 6% des champs observés d'après notre simulation.

6.7.2 Coupures additionnelles pour les objets résolus

Pour les objets variables détectés ayant pu être associés à des objets résolus, des critères de sélection additionnels peuvent être utilisés ; en effet, la connaissance de la magnitude et de la couleur des objets associés permet de placer les candidats dans un diagramme couleur-magnitude, et de vérifier s'il s'agit d'étoiles typiques du champ (séquence principale ou branche

des géantes rouges), ou au contraire d'étoiles appartenant à des régions du diagramme connues pour leurs populations d'étoiles variables.

Lors des analyses de recherche de microlentilles, il est habituel d'exclure a priori deux régions du diagramme couleur-magnitude [Palanque-Delabrouille, 1997] : une région peuplée de variables géantes bleues en haut de la séquence principale,

$$\textbf{Coupure 8a}: \quad R_{EROS} < 16.5 \quad \text{et} \quad B_{EROS} - R_{EROS} < 0.3 \tag{6.23}$$

et une région d'objets variables rouges,

$$\textbf{Coupure 8b}: \quad R_{EROS} < 20 \quad \text{et} \quad B_{EROS} - R_{EROS} > 0.9. \tag{6.24}$$

Ces régions sont indiquées sur le diagramme couleur-magnitude figure 6.17. La perte de sensibilité associée est faible, car les régions exclues sont relativement peu peuplées (moins de 5% des étoiles du catalogue de référence). Les magnitudes (B_{EROS}, R_{EROS}) utilisées correspondent à des flux moyennés dans le temps.

Sur les 18 candidats associés à des objets résolus bien mesurés dans les deux couleurs, 14 sont éliminés par ces coupures, et seuls 4 candidats subsistent.

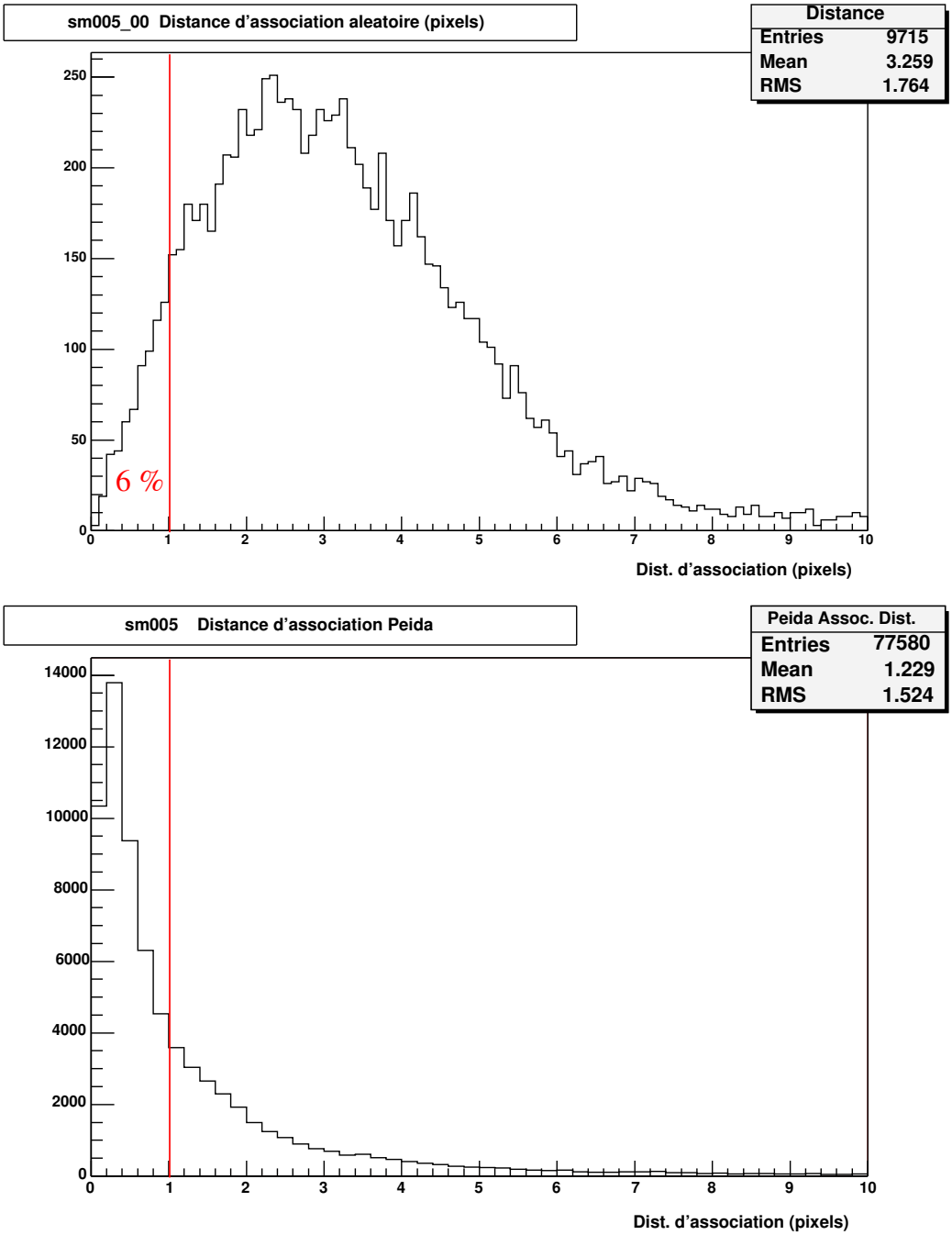


FIG. 6.16 – *Association des objets détectés avec le catalogue issu de l'analyse classique du Petit Nuage de Magellan. On définit une distance d'association maximale à partir de la distribution des distances d'association de points placés aléatoirement (haut). La distribution de la distance d'association pour les données réelles est aussi représentée (bas).*

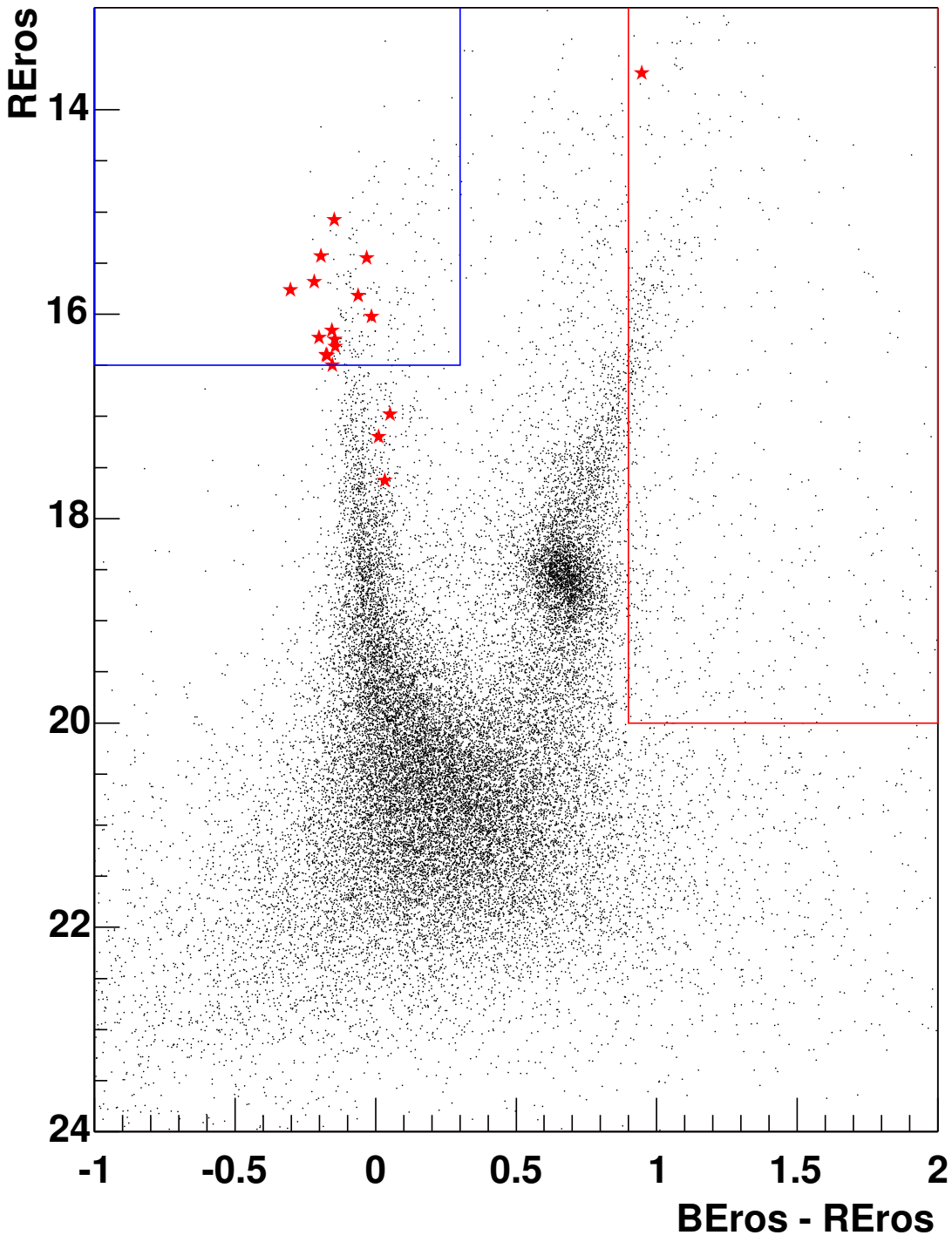


FIG. 6.17 – *Diagramme couleur-magnitude des candidats associés avec des objets résolus (leur distance d'association est inférieure à la distance de coupure déterminée par simulation). Les positions dans le diagramme sont indiquées par des "étoiles". Parmi ces candidats, on peut rejeter les objets situés dans des régions connues pour receler de nombreuses étoiles variables : aussi exclut-on la région des variables géantes bleues (région à gauche en haut de la séquence principale), et celle des variables géantes rouges (région à droite du diagramme).*

6.8 Candidats retenus

Huit candidats ont été retenus à l'issue de notre analyse. Nous allons maintenant les passer en revue. On donne pour chaque candidat les courbes de lumière en R_{EROS} et B_{EROS}, la position de l'objet variable détecté sur l'image de référence, et, lorsque l'objet a pu être associé avec une étoile résolue du catalogue de référence EROS, la position de cette étoile dans le diagramme couleur-magnitude.

Candidat	t_0	t_E	$t_{1/2}$	u_0	$\Delta\chi^2$	d_{ass}	R_{EROS}	B_{EROS}
sm001_0a-924	1862.64	80.24	310.82	2.71	19.39	0.21	17.20	17.21
sm005_48-543	458.68	136.98	126.26	0.38	55.78	0.29	17.64	17.67
sm005_6e-389	1818.41	77.12	206.68	1.70	18.53	N.A.	—	—
sm005_7a-262	1944.85	34.65	113.61	2.21	14.64	0.16	16.67	—
sm010_1b-758	1734.75	158.18	221.41	0.67	118.65	0.24	16.50	16.36
sm010_3e-254	1903.34	81.56	256.08	2.09	16.72	0.02	16.97	17.02
sm010_46-721	1040.71	24.51	73.32	1.96	15.90	N.A.	—	—
sm010_46-1012	1890.64	71.79	0.03	0.00	12.14	N.A.	—	—

TAB. 6.3 – *Candidats microlentilles retenus. t_0 est en MJD ; les durées t_E et $t_{1/2}$ sont indiquées en jours. La distance d'association d_{ass} (dist. ass.) est exprimées en pixels. Quatre candidats sont associés a des objets résolus du catalogue. Le candidat* `sm005_7a-262` *est associé à un objet dont seule la magnitude R_{EROS} est connue.*

6.8.1 Candidats résolus

Quatre candidats résolus ont finalement été retenus.

sm005_48-543 Il s'agit du candidat EROS-1997-SMC-1, détecté en 1997 par l'analyse classique. L'absence de parallaxe et la longue durée de l'événement semblent indiquer que le déflecteur est un objet du Petit Nuage de Magellan lui-même, ne contribuant pas au Halo (fig. 6.18).

sm001_0a-924 La fluctuation principale détectée est manifestement très asymétrique. Il ne s'agit certainement pas d'une microlentille gravitationnelle.

sm010_1b-758 Ce candidat remplit les critères de l'analyse. Toutefois, l'ajustement du modèle de microlentille n'est pas très satisfaisant, en particulier au maximum d'amplification. D'autre part, il s'agit d'une étoile assez brillante, très proche de la région des variables géantes bleues.

sm010_3e-254 Ce candidat présente des caractéristiques analogues à sm001_0a-924 ; il ne s'agit certainement pas d'une microlentille.

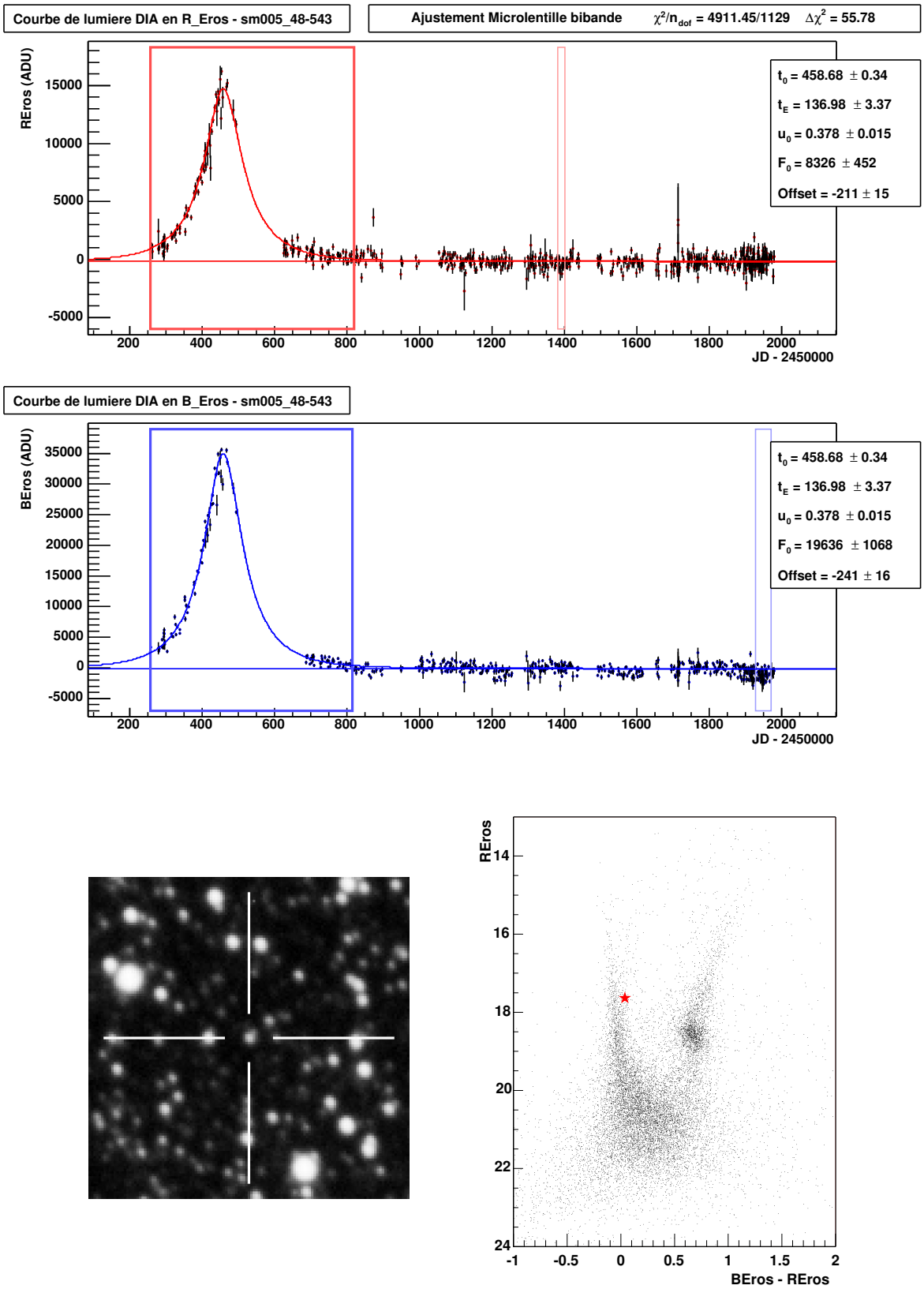


FIG. 6.18 – *Candidat sm005_48-543. Il s'agit de l'événement EROS-1997-SMC-1, détecté dès 1997 par le groupe* EROS *via l'analyse "classique" des données du Petit Nuage de Magellan [Palanque-Delabrouille, 1997; Palanque-Delabrouille et al., 1998].*

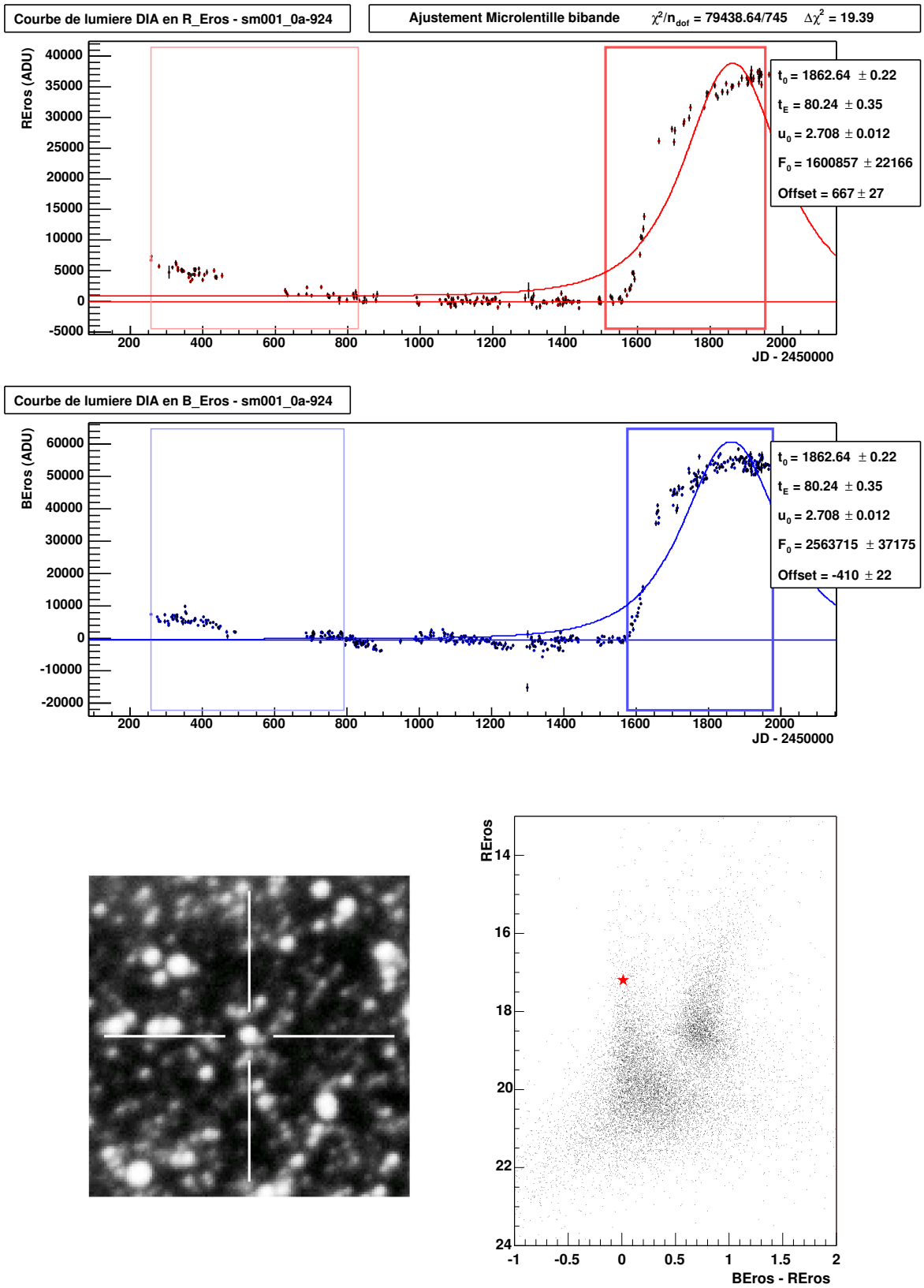


FIG. 6.19 – *Candidat sm001_0a-924. De par la forme de la courbe de lumière, il est assez peu probable qu'il s'agisse d'un événement de microlentille.*

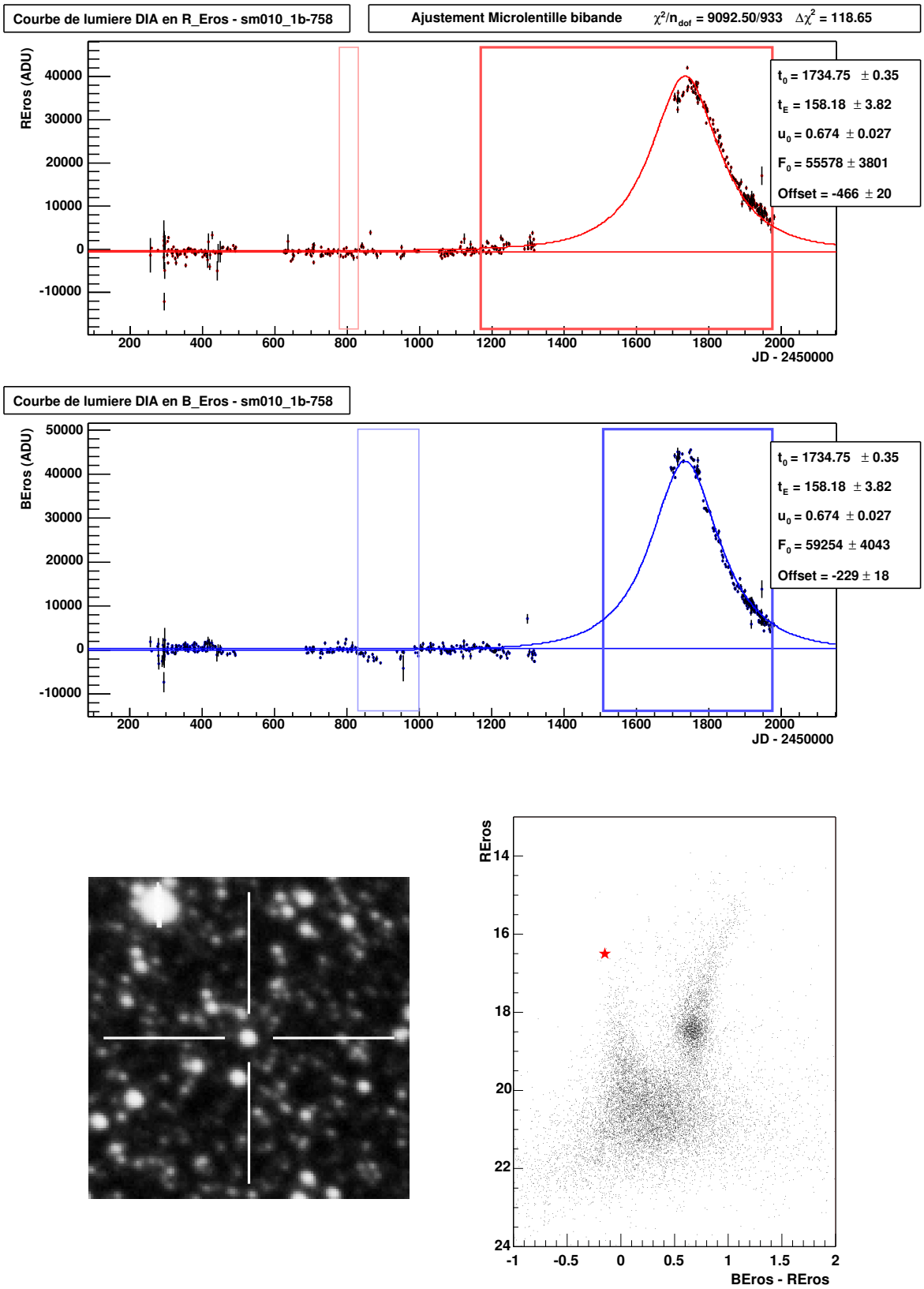


FIG. 6.20 – *Candidat sm010_1b-758. Ce candidat possède le meilleur $\Delta\chi^2$. Toutefois, l'ajustement de Paczyński n'est pas très satisfaisant au maximum d'amplification.*

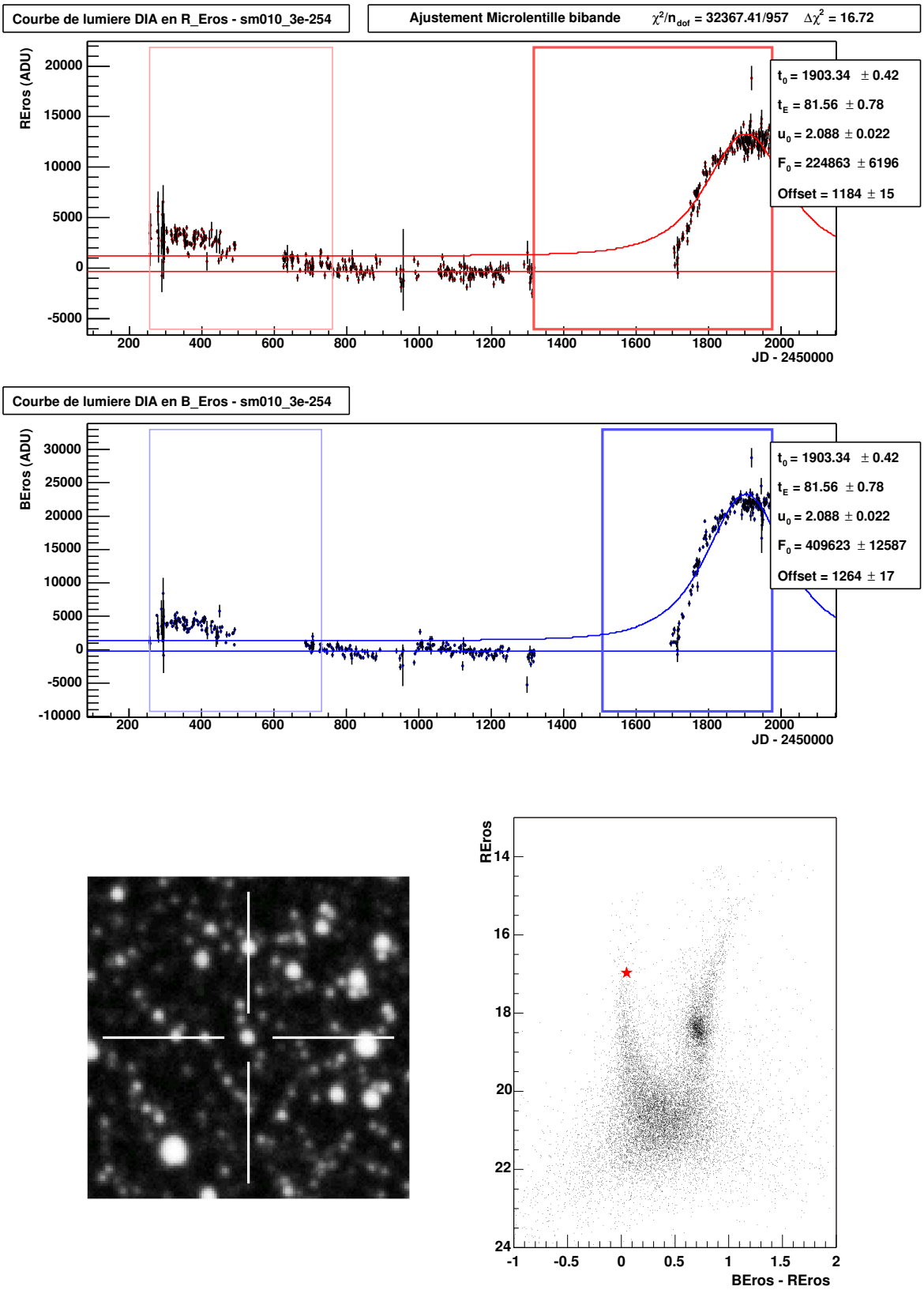


FIG. 6.21 – *Candidat sm010_3e-254.*

6.8.2 Autres candidats

Quatre candidats ne sont pas associés à des objets résolus du catalogue de référence, ou bien sont associés avec des objets pour lesquels l'une des magnitude R_{EROS} ou B_{EROS} n'est pas disponible.

sm005_6e-389 De toute évidence, cet objet dont la courbe de lumière présente de multiples fluctuations n'est pas un événement de microlentille.

sm005_7a-262 Cet objet est associé à une étoile du catalogue de référence dont la magnitude B_{EROS} n'est pas connue, ce qui ne permet pas de le placer sur le diagramme couleur-magnitude. Une étoile se trouve cependant en coïncidence avec l'objet ; le recouvrement imparfait entre les références astrométriques utilisées dans cette analyse et dans l'analyse classique explique l'absence de cette étoile du catalogue de référence dans une couleur.

Il peut s'agir d'un événement de microlentille gravitationnelle ; cependant, on ne dispose quasiment d'aucun point de mesure dans la "descente", ce qui ne permet pas de trancher sur sa nature.

Enfin, les deux derniers candidats non associés (sm010_46-721 et sm010_46-1012) se révèlent être des artefacts.

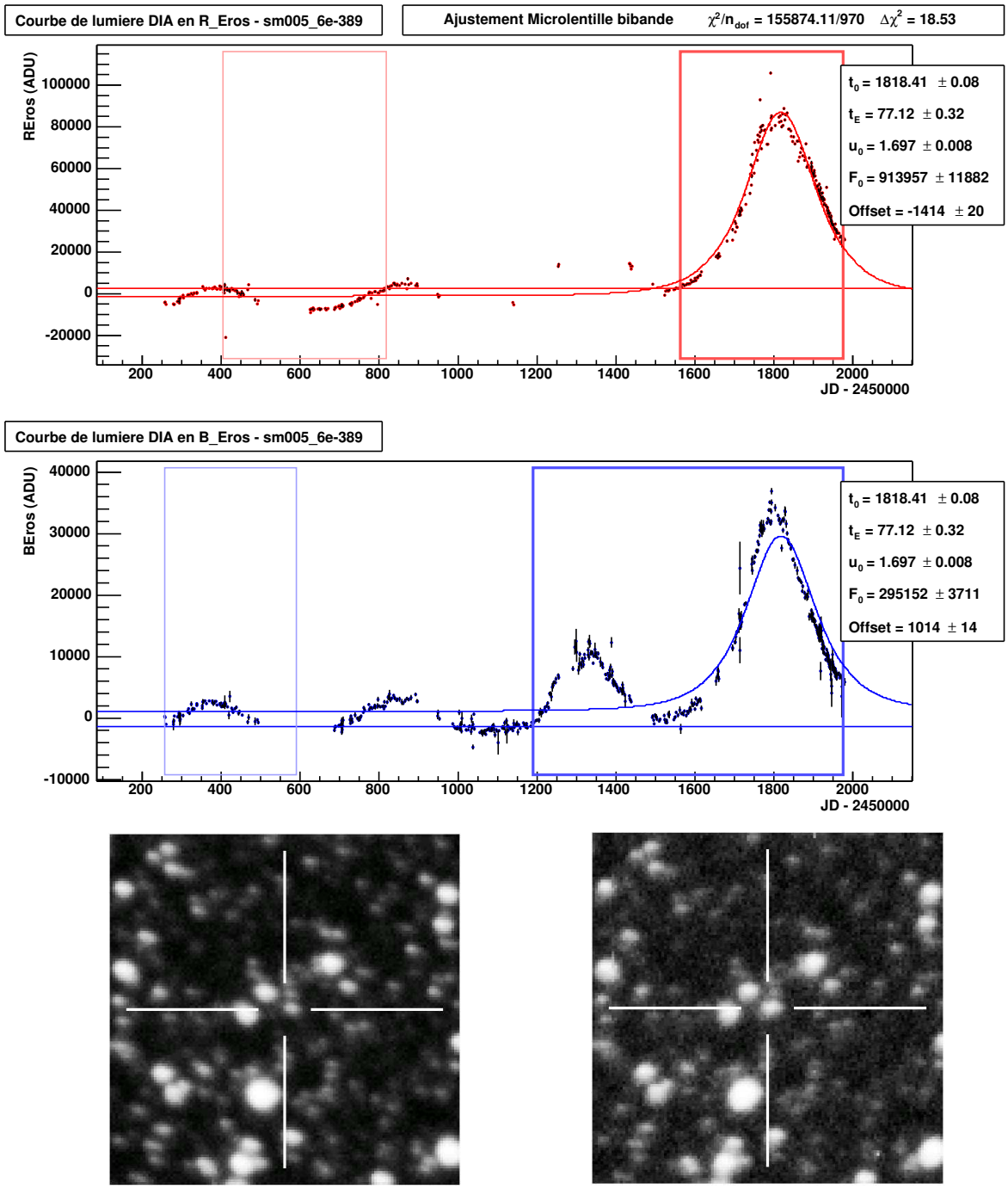


FIG. 6.22 – *Candidat sm005_6e-389. Il ne s'agit manifestement pas d'un événement de microlentille gravitationnelle. L'étoile la plus proche sur l'image de référence astrométrique est distante de plus de* 1.2 *pixel de l'objet détecté, et semble effectivement ne pas correspondre (à gauche). L'objet détecté est peut-être une étoile non résolue sur l'image de référence ; il se peut aussi qu'il s'agisse d'une imperfection de l'alignement astrométrique (lorsque le flux est maximal (à droite) l'étoile la plus proche semble plus brillante et plus proche aussi de la position de l'objet détecté).*

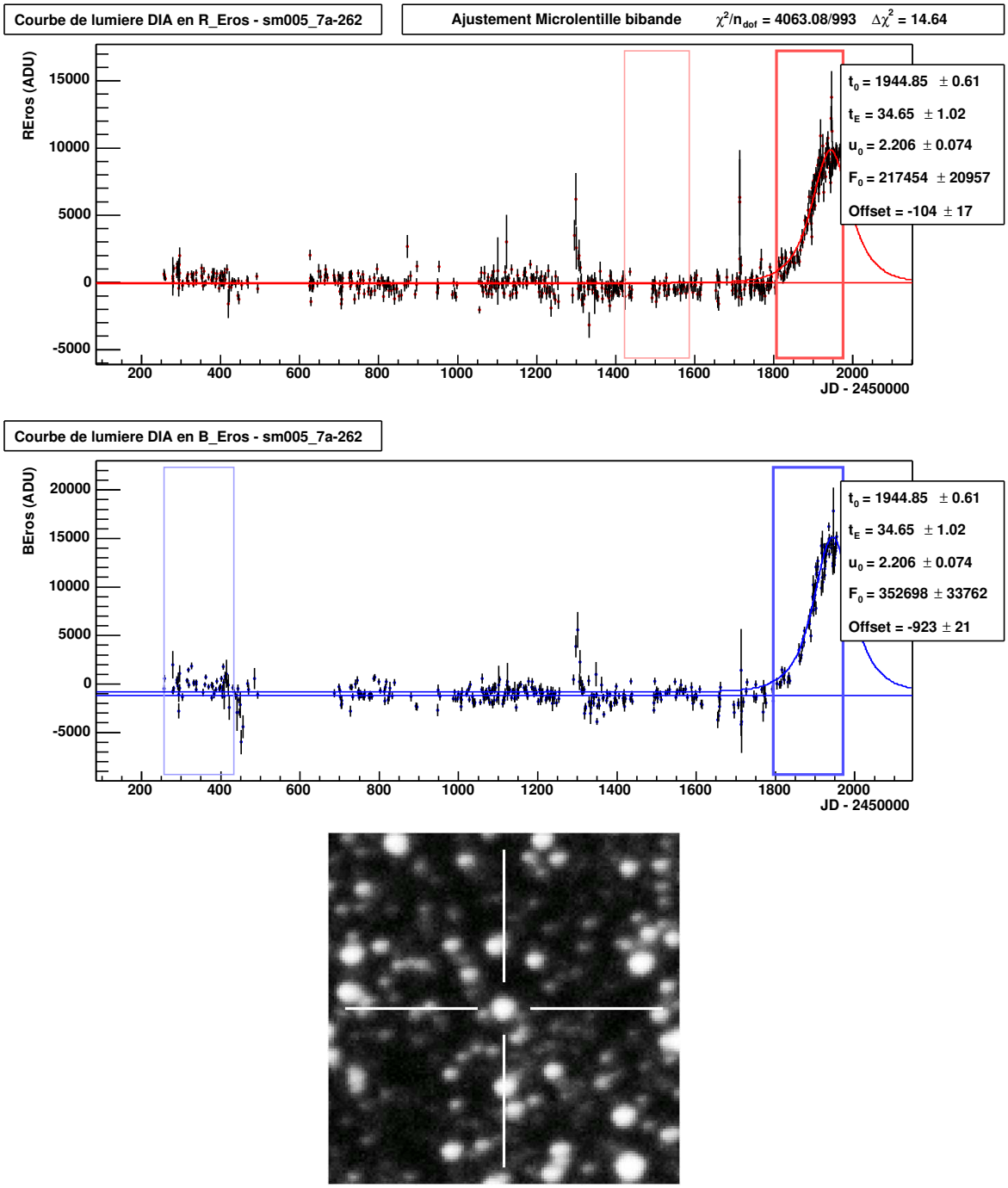


FIG. 6.23 – *Candidat sm005_7a-262. Il peut s'agir d'un événement de microlentille ; cependant, l'absence de mesures dans la descente ne permet pas de trancher.*

6.9 Statut des candidats de l'analyse en photométrie classique

Les données EROS vers le Petit Nuage de Magellan ont déjà fait l'objet d'une analyse classique [Palanque-Delabrouille et al., 1998; Afonso et al., 2003b] en photométrie par ajustement de PSF. Cette analyse a mis en évidence quatre candidats microlentilles : l'événement EROS-1997-SMC-1, déjà connu depuis 1997 (voir Palanque-Delabrouille et al. [1998] ; ce candidat est désigné comme SMC-1 dans Afonso et al. [2003b]), et trois autres candidats de plus longue durée et relativement peu satisfaisants (les courbes de lumière en photométrie classique sont représentées sur la figure 6.24, et leurs caractéristiques regroupées dans la table 6.4). Ces trois derniers candidats sont bien détectés comme des objets variables par la chaîne de réduction par soustraction d'image, et leurs courbes de lumière obtenues par soustraction d'images sont présentées ci-après (fig. 6.25, 6.26 et 6.27). Aucun des candidats SMC-2, SMC-3, SMC-4 ne remplit les critères de notre analyse (le critère sur $\Delta\chi^2$ par exemple). L'amélioration de la photométrie de ces objets par soustraction d'images permet ainsi d'exclure qu'il s'agisse de microlentilles gravitationnelles.

	α	δ	V_J	I_C	u_0	t_E (jours)	objet DIA
SMC-1	$01^h00^m05^s.73$	$-72^o15'02''.33$	17.9	17.9	0.52	101	`sm005_48-543`
SMC-2	$00^h48^m20^s.16$	$-74^o12'35''.31$	20.4	19.5	0.82	390	`sm001_66-94`
SMC-3	$00^h49^m38^s.68$	$-74^o14'06''.77$	20.2	19.3	0.66	612	`sm001_6a-74`
SMC-4	$01^h05^m36^s.56$	$-72^o15'02''.39$	19.9	19.4	0.80	243	`sm002_7d-62`

TAB. 6.4 – *Candidats issus de l'analyse classique de 5 ans de données du Petit Nuage [Afonso et al., 2003b]. SMC-1 est l'événement EROS-1997-SMC-1, détecté dès 1997, et aussi sélectionné dans notre analyse (`sm005_48-543`).*

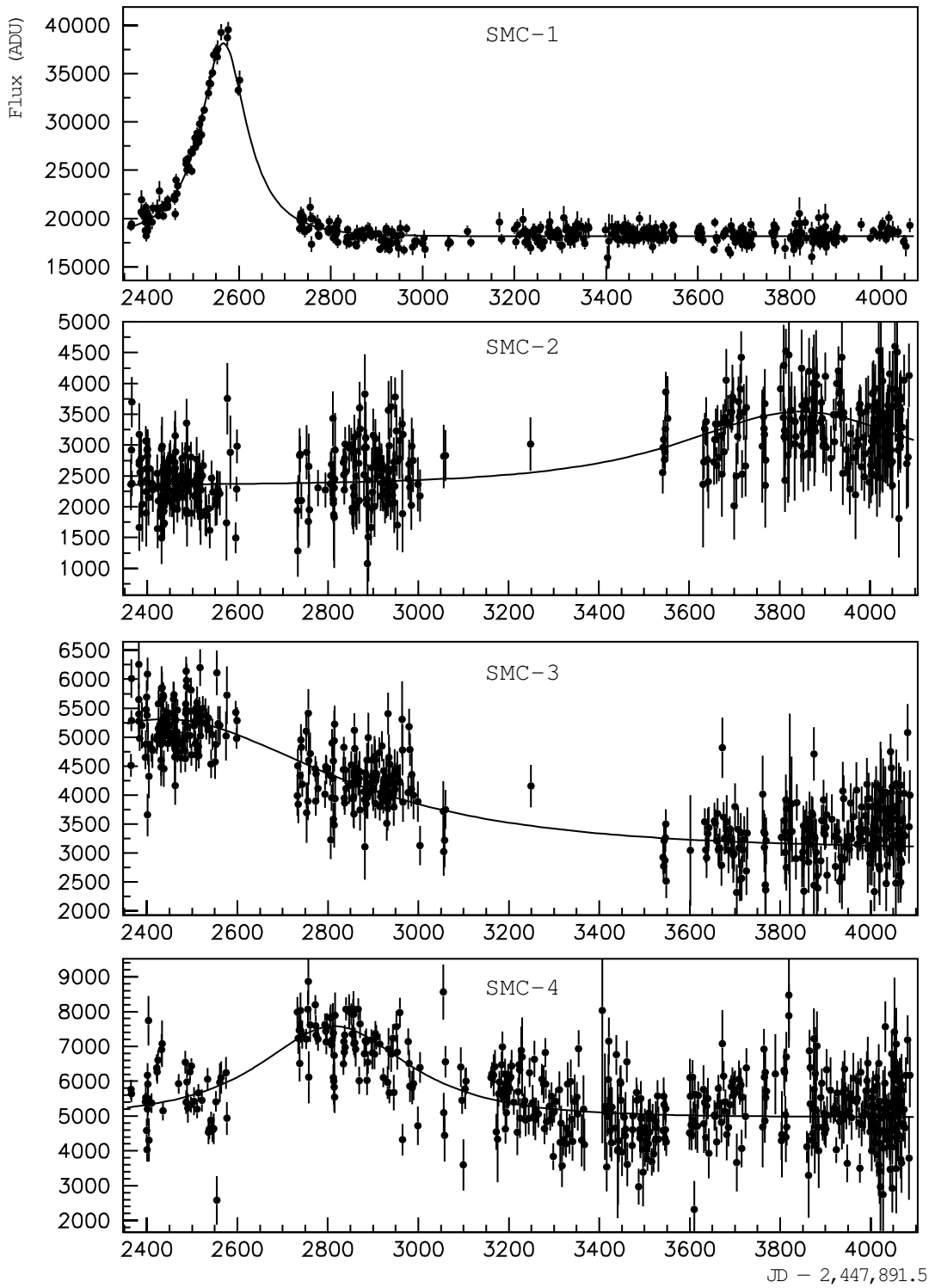


FIG. 6.24 – *Courbes de lumière des candidats de l'analyse classique de 5 ans de données vers le Petit Nuage de Magellan (cf. 6.4). SMC-1 est l'événement EROS-1997-SMC-1, détecté dès 1997 ; il est aussi sélectionné dans notre analyse (*`sm005_48-543`*).*

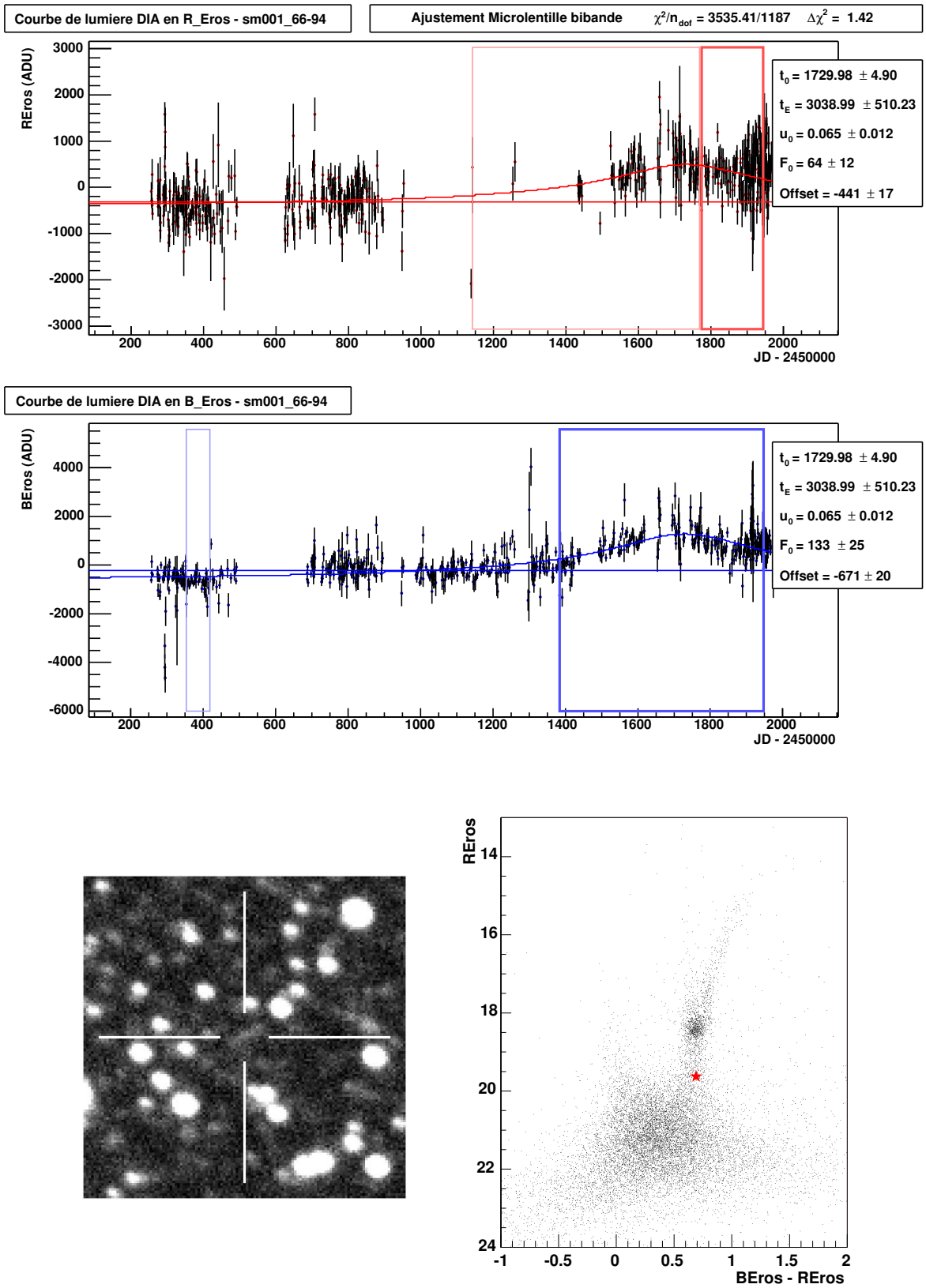


FIG. 6.25 – *Étoile sm001_66-94, candidat microlentille SMC-2 de Afonso et al. [2003b]. Cet objet ne remplit pas les critères de notre analyse.*

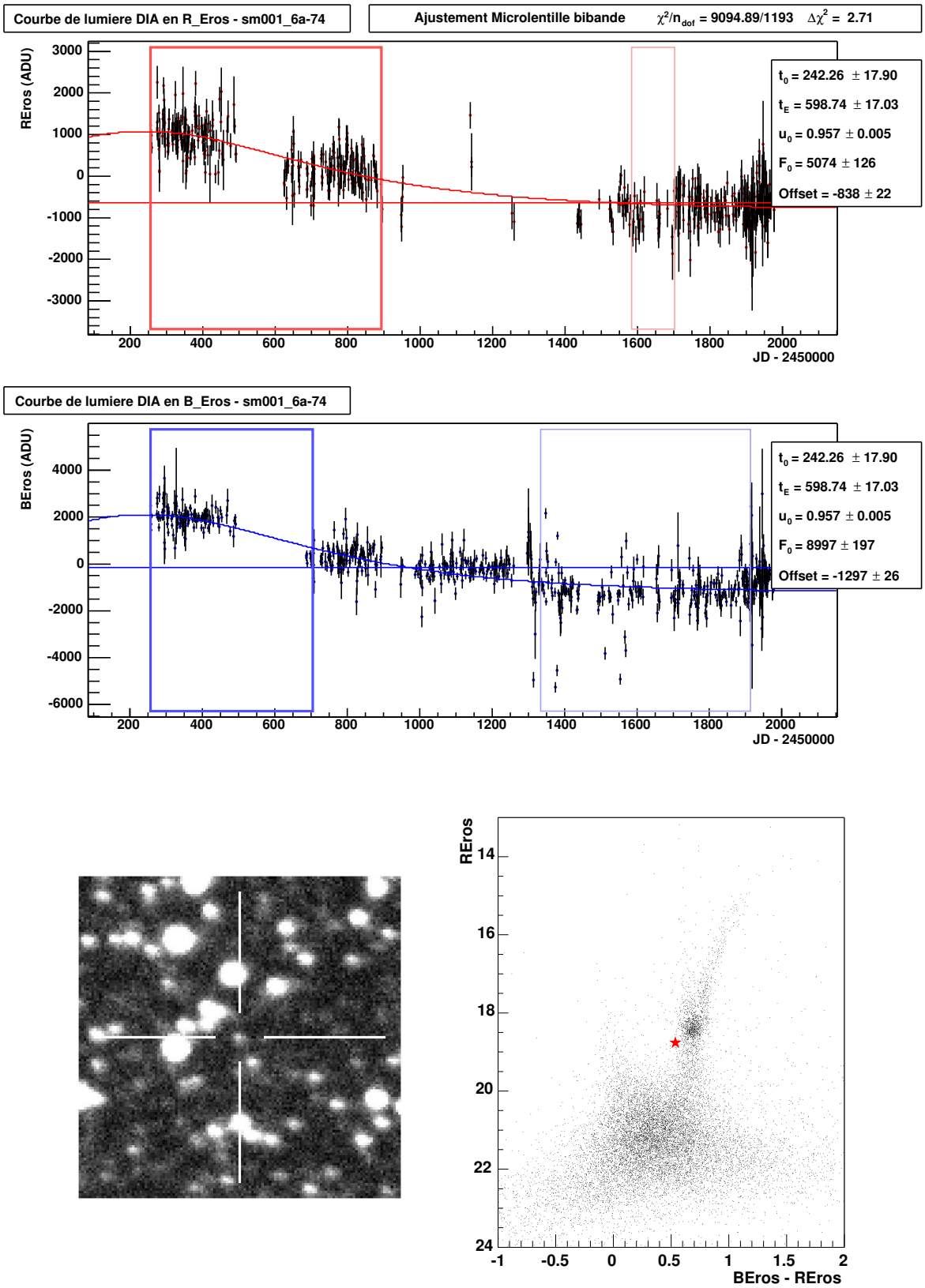


FIG. 6.26 – *Étoile sm001_6a-74, candidat microlentille SMC-3 de Afonso et al. [2003b]. Cet objet ne remplit pas les critères de notre analyse. L'évolution "en escalier" nettement visible, est difficilement compatible avec un signal de microlentille.*

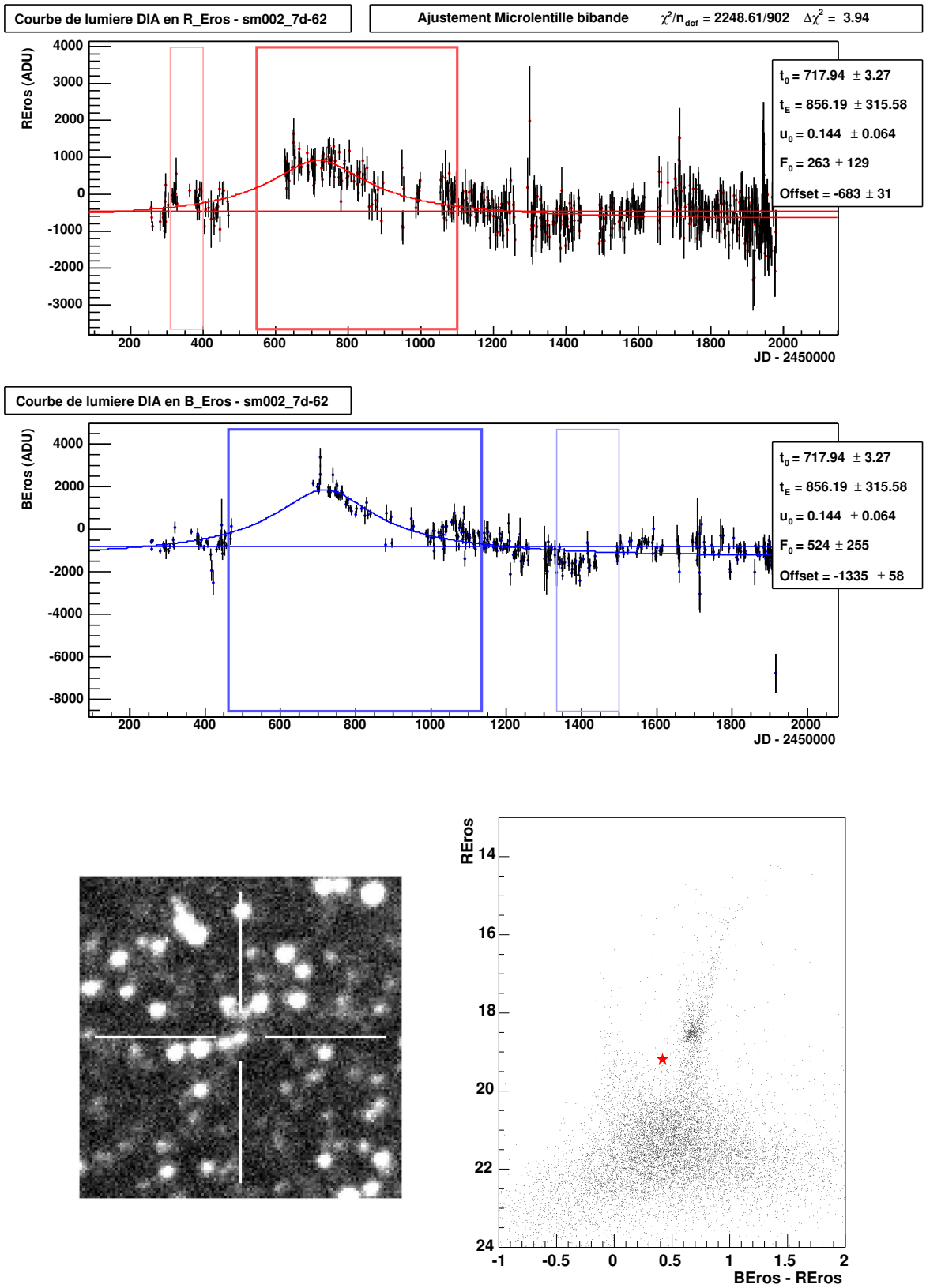


FIG. 6.27 – *Étoile sm002_7d-62, candidat microlentille SMC-4 de Afonso et al. [2003b]. Cet objet ne remplit pas les critères de notre analyse.*

6.10 Événement binaire MACHO-1998-SMC-1

Outre le candidat EROS-1997-SMC-1, un autre événement a été détecté en 1998 en direction du Petit Nuage. Il s'agit d'une microlentille avec déflecteur binaire, d'abord signalée comme un événement simple par les systèmes d'alerte en ligne des groupes MACHO et MPS le 25 mai 1998. Deux semaines après l'alerte, l'événement s'est révélé être une lentille binaire dont le premier franchissement de caustique venait d'être manqué. L'ensemble des groupes de recherche de microlentilles (GMAN, MACHO, MPS, OGLE, PLANET et EROS) s'est alors mobilisé pour assurer un suivi continu de l'étoile. Le second franchissement de caustique a pu être observé dans la nuit du 17 au 18 juin 1998 ; en particulier, seul EROS a pu observer la fin de la traversée de caustique, permettant ainsi de localiser le déflecteur dans le Petit Nuage de Magellan [Afonso et al., 1998]. Une analyse combinée des données de toutes les collaborations a permis une analyse complète de l'événement, confirmant ce résultat [Afonso et al., 2000].

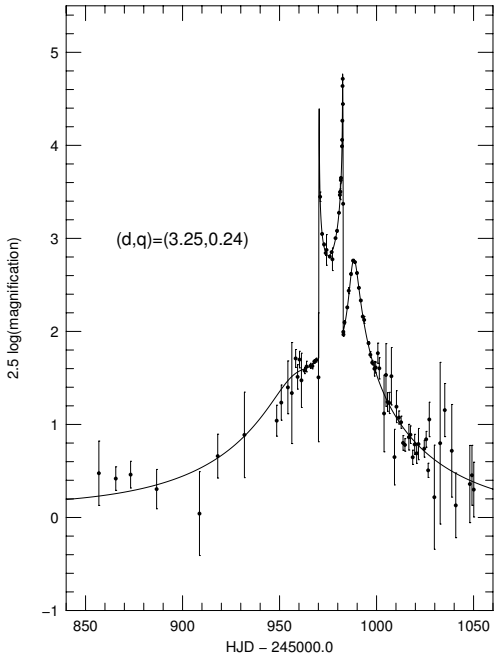


FIG. 6.28 – *Courbe de lumière de l'événement binaire MACHO-1998-SMC-1, obtenue en combinant les observations des groupes* GMAN, MACHO, MPS, OGLE, PLANET *et* EROS *(d'après Afonso et al. [2000]).*

EROS étant en arrêt technique au moment de l'alerte, les observations d'EROS couvrent essentiellement la fin de la seconde traversée de caustique. L'étoile source est une étoile faible ($V \simeq 22$), trop faible pour être présente dans le catalogue de référence de la chaîne de réduction classique. Cet événement aurait pu constituer un test intéressant de notre analyse : malheureusement, sur toute la durée de l'événement, EROS ne dispose que de $5\,\mathrm{h}$ d'observations (fin de la seconde caustique). Cet événement était donc difficilement détectable dans le cadre de notre analyse.

6.11 Sensibilité de détection, interprétation

L'analyse des courbes de lumière des 600000 objets variables détectés par la chaîne de réduction présentée au chapitre 5 permet de mettre en évidence deux candidats microlentilles : sm005_48-543 et sm010_1b-758. Le premier n'est autre que l'événement EROS-1997-SMC-1, détecté dès 1997 par la chaîne de réduction photométrique classique. C'est aussi le seul des quatre candidats présentés dans Afonso et al. [2003b] que cette analyse confirme, aucun des trois autres candidats proposés ne remplissant nos critères.

L'interprétation du résultat de notre analyse en terme de composition du halo galactique nécessite de connaître la sensibilité de détection en amont de l'analyse proprement dite.

6.11.1 Estimation du nombre d'étoiles effectivement suivies

Contrairement à la méthode classique de recherche de microlentille basée sur un catalogue de référence, l'analyse par soustraction d'images ne permet pas de connaître précisément le nombre d'étoiles effectivement surveillées. En effet, une étoile trop faible pour être résolue n'appartiendra pas au catalogue de référence dans le procédé classique ; elle peut cependant subir une amplification suffisamment importante pour être détectée sur les images soustraites pendant l'amplification, et faire partie de nos candidats (*cf.* 4.5.4). Ainsi le nombre d'étoiles effectivement surveillées augmente, puisqu'il intègre désormais un certain nombre d'étoiles non résolues. L'analyse des données du Petit Nuage de Magellan n'a pas permis de mettre en évidence une telle situation. Cependant, augmenter le nombre d'étoiles suivies permet d'accroître la sensibilité de l'expérience et donc de contraindre davantage la contribution des MACHOs au contenu du Halo.

En fonction du flux de l'étoile, l'amplification minimale nécessaire pour obtenir une variation de flux détectable change, et par conséquent le paramètre d'impact maximal $u_{0,max}$ aussi. Plus l'étoile est faible, plus le paramètre d'impact u_0 devra être faible pour provoquer une amplification suffisante, ce qui devient de moins en moins probable pour les étoiles les plus faibles.

Si on appelle ΔF_{min} la variation minimale de flux nécessaire pour qu'un objet variable soit détecté, l'amplification minimale nécessaire s'écrit,

$$\Delta F_{min} = F_0 \times (A_{min} - 1) \qquad \text{soit} \qquad A_{min} = 1 + \frac{\Delta F_{min}}{F_0} \tag{6.25}$$

Pour obtenir une telle amplification pendant au moins t_{min}, le paramètre d'impact réduit u_0 doit valoir au plus $u_{0,max}$, avec

$$u_{0,max} = \sqrt{A_{min}} \qquad t_{min} = 2t_{\mathrm{E}}\sqrt{u_{0,max}^2 - u_0^2} \tag{6.26}$$

Soit,

$$u_{0,max} = \sqrt{\frac{2A_{min}}{\sqrt{A_{min}^2 - 1}} - 2 - \frac{t_{min}^2}{4t_{\mathrm{E}}^2}} \quad \text{avec} \quad A_{min} = 1 + \frac{\Delta F_{min}}{F_0} \tag{6.27}$$

Le paramètre d'impact maximal $u_{0,max}$ pour qu'une étoile donnée subisse un événement de microlentille détectable dépend donc de son flux non amplifié F_0, du temps d'Einstein de l'événement attendu, et des seuils observationnels t_{min} et ΔF_{min}. Son évolution en fonction du flux de base F_0 est illustrée figure 6.29 ; en deça d'un flux minimal (ici 200 ADU) $u_{0,max}^2$ est

négatif, autrement dit aucun événement de microlentille ne peut être détecté sur des étoiles aussi faibles ; par ailleurs, au delà de 3000 ADU $u_{0,max} > 1$ donc toute étoile subissant un événement avec $u_0 < 1$ serait détectée si l'efficacité était de 100%.

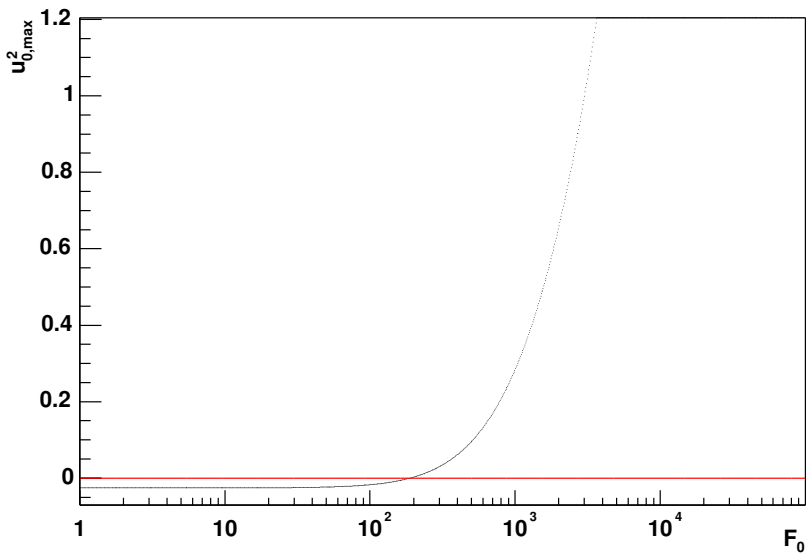


FIG. 6.29 – *Évolution de $u^2_{0,max}$ en fonction du flux de l'étoile F_0, avec $t_E = 50$ jours, $\Delta F_{min} = 1000$ ADU et $t_{min} = 16$ jours.*

Pour déterminer le nombre d'étoiles suivies on utilise une fonction de luminosité *profonde*, déterminée au-delà du seuil de détection du catalogue de référence au moyen de données HST (voir Palanque [1995]).

Le nombre d'étoiles est normalisé en utilisant le clump des géantes rouges, bien déterminé ; on combine ensuite l'histogramme en pondérant les étoiles en fonction de $u_{0,max}$. On attribue un poids de 1 pour les étoiles avec $u_{0,max} > 1$, un poids égal à $u_{0,max}$ si $u_{0,max}$ est compris entre 0 et 1 (le paramètre d'impact est distribué uniformément, et on normalise les épaisseurs optiques à $u_0 < 1$) (fig. 6.31).

Le nombre d'étoiles effectivement suivies est ainsi (en première approximation) :

$$N_* \sim 10\,\text{champs} \times 7\,\text{CCD} \times 25 \times 4000 \sim 7 \times 10^6 \tag{6.28}$$

cette estimation — qui demande à être confirmée par un calcul plus fin — semble bien indiquer que le nombre d'étoiles suivies est supérieur au nombre d'étoiles résolues (5.7×10^6).

Par ailleurs, on peut (en estimant très grossièrement l'efficacité de détection à 50% par exemple) donner un ordre de grandeur de τ,

$$\tau \sim \frac{1}{N_* T_{obs}} \sum \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} \sim 5 \times 10^{-7} \tag{6.29}$$

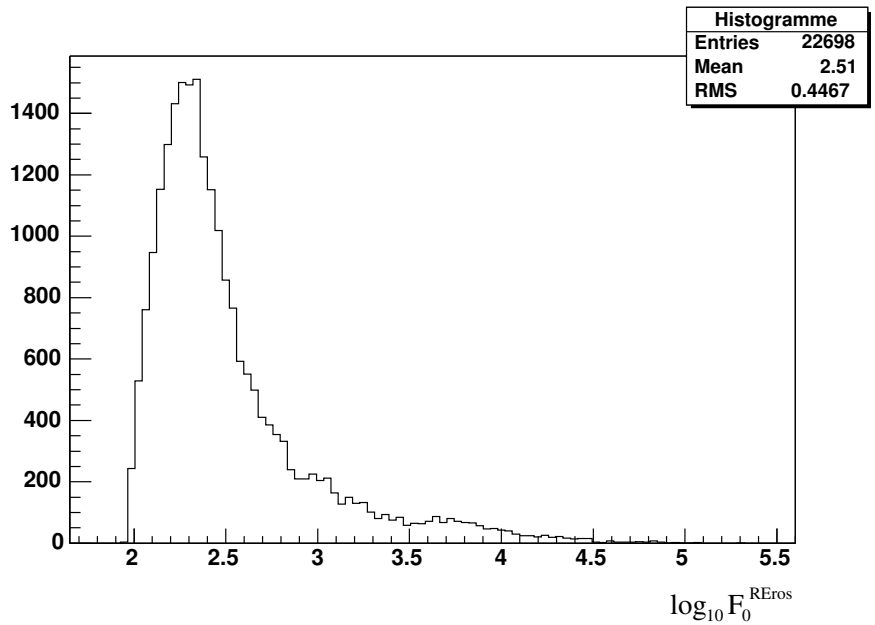


FIG. 6.30 – *Fonction de luminosité utilisée (SIMILE), ramenée dans la dynamique des flux de l'image de référence DIA.*

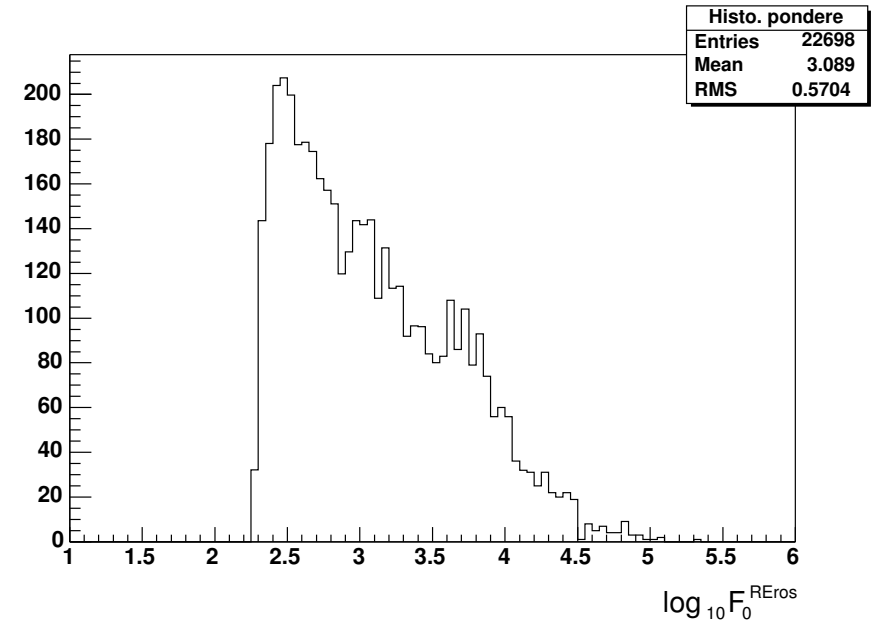


FIG. 6.31 – *Distribution du flux F_0 pondérée par $u_{0,max}$ (sur environ 1/25 de CCD), ce qui donne la distribution effective en flux des étoiles suivies.*

6.11.2 Simulation complète : images avec microlentilles synthétiques

Pour pouvoir estimer plus précisément notre sensibilité, il est nécessaire de connaître le pouvoir de détection de la chaîne de réduction par photométrie différentielle. Il faut notamment déterminer avec précision les seuils ΔF_{min} et t_{min}, ainsi que l'efficacité de détection en fonction de la durée des événements ($t_{1/2}$ ou t_{E}).

Contrairement à la méthode de recherche classique basée sur un catalogue, un jeu de courbes de lumière synthétiques ne suffit plus pour déterminer l'efficacité de détection. Il est nécessaire de construire une simulation complète, en générant des séquences d'images synthétiques. Sur ces images des étoiles tirées au sort subissent un effet de microlentille artificiel dont on fait varier les paramètres de génération. Pour tenir compte de la population d'étoiles non-résolues susceptibles d'être détectables si elles subissent une amplification suffisante, il faut utiliser une fonction de luminosité profonde (SIMILE) déterminée au moyen d'images HST.

Les images engendrées doivent être suffisamment réalistes : leur PSF doit correspondre aux PSF effectivement observées sur les clichés, en modélisant les variations de sa forme sur la surface de la mosaïque ainsi que les variations du fond de ciel. Une simulation trop simplifiée donnera des images sur lesquelles l'algorithme de soustraction fonctionnera de façon idéale, et les erreurs photométriques ne seront pas réalistes.

6.12 Conclusion

L'analyse des courbes de lumière obtenues à l'issue de la réduction des images du Petit Nuage de Magellan a permis de détecter deux événements : le premier était déjà connu (EROS-1997-SMC-1). La durée de ces deux événements confirme la différence déjà constatée entre le Grand et le Petit Nuage.

L'interprétation de notre résultat en terme d'épaisseur optique, d'abondance, ou de limite sur la composition du halo nécessite l'estimation de la sensibilité de détection de la chaîne de réduction. Ce travail qui nécessite de générer et de traiter un grand volume d'images artificielles n'est pas encore achevé.

Chapitre 7

Recherche de matière noire sous forme de nuages de gaz opaques

7.1 Motivation

La recherche de microlentilles gravitationnelles vers les Nuages de Magellan permet de tester l'hypothèse d'un halo constitué d'objets sombres *compacts* ; cette recherche est par contre insensible à la présence de matière noire sous forme diffuse, comme par exemple du gaz moléculaire H_2 (*cf.* 1.3.1.1).

Plusieurs auteurs ont suggéré que la matière noire galactique puisse être constituée de nuages de gaz dense et froid ($T < 10\,\mathrm{K}$). Leur contribution pourrait suffire à expliquer la courbe de rotation des galaxies. D'après Pfenniger et al. [1994] ces nuages feraient partie du milieu interstellaire, et leur structure fractale garantirait leur stabilité ; ils seraient confinés dans un disque fin [Pfenniger et Combes, 1994]. Au contraire, de Paolis et al. [1995], Gerhard et Silk [1996], Draine [1998] et Walker et Wardle [1998] envisagent plutôt des nuages de gaz répartis dans un halo approximativement sphérique.

Des nuages de gaz moléculaire H_2 froid sont difficilement détectables, car à peu près invisibles. Cependant plusieurs observations plaident en faveur de cette hypothèse. L'étude de quasars a mis en évidence des variations dramatiques du flux radio apparent (ESE, *extreme scattering events*) à l'échelle de quelques semaines ou quelques mois. De tels événements sont attribués au passage sur la ligne de visée d'objets réfractants de quelques UA de rayon ; la réfraction radio est due à la présence d'un nuage d'électrons libres. D'après Walker et Wardle [1998], ces électrons appartiendraient à une *peau* de gaz ionisé à la surface de nuages de gaz froid autogravitants de $\sim 10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ environ. La découverte d'une vaste population de sources sub-millimétriques par SCUBA (*Submillimetre Common User Bolometric Array*) peut aussi être expliquée par la présence de nuages de gaz froid [Lawrence, 2001]. De même, EGRET (*Energetic Gamma Ray Explorer Telescope*) a mis en évidence une émission γ en provenance du halo galactique qui peut être interprétée comme le résultat d'interactions de rayons cosmiques de très haute énergie avec des nuages de gaz H_2 denses, de masse $0.3 - 3 \times 10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ et d'un rayon typique de 3 à 10 UA [Kalberla et al., 1999].

De tels nuages de gaz moléculaire peuvent-ils exister ? Pour ne pas s'être déjà évaporés à cause du réchauffement induit par les rayons cosmiques, leur masse doit être supérieure à $10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ [Walker et Wardle, 1998]. D'autre part, des nuages de composition primordiale ne peuvent se refroidir en deçà de 100 K [Murray et Lin, 1990], ce qui suggère que des nuages

froids avec $T \sim 10\,\mathrm{K}$ doivent nécessairement contenir des *métaux*[1] dont la présence favorise le refroidissement du gaz [Gerhard et Silk, 1996]. Par ailleurs, Sciama [2000] suggère que l'échauffement par les rayons cosmiques pourrait suffire à équilibrer les forces gravitationnelles et empêcher l'effondrement des nuages.

Si les nuages sont transparents (au moins partiellement), il n'est pas exclu qu'ils soient à l'origine d'effets de microlentille gravitationnelle [Draine, 1998]. Cependant, le passage d'un nuage de gaz n'induira une amplification significative que si ses dimensions sont faibles devant son rayon d'Einstein. Si les nuages sont virialisés, leur rayon R est de l'ordre de R_{viriel} avec

$$R_{\text{viriel}} = 7\,\mathrm{UA}\left(\frac{M}{10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot}\right)\left(\frac{T}{10\,\mathrm{K}}\right)^{-1}. \tag{7.1}$$

L'effet de microlentille est négligeable si $R \gg r_{\mathrm{E}}$, autrement dit si la masse du nuage vérifie

$$M \gg 1.6 \times 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\left(\frac{T}{10\,\mathrm{K}}\right)^2\left(\frac{D_c}{10\,\mathrm{kpc}}\frac{D_s - D_c}{D_s}\right). \tag{7.2}$$

Or cette condition est vérifiée pour les nuages que nous recherchons ; une masse inférieure à $10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ est exclue (évaporation, *cf. supra*). L'effet de microlentille peut être négligé.

S'ils sont opaques, les nuages de gaz provoquent l'éclipse partielle ou totale des étoiles situées en arrière-plan [Gerhard et Silk, 1996]. De tels événements doivent être relativement rares ; mais la statistique accumulée par les recherche de microlentilles gravitationnelles permet de les détecter même si le taux d'éclipses est très faible.

À partir des données accumulées par EROS vers le Petit Nuage de Magellan (de mi-1996 à mi-2001) réduites par soustraction d'images (*cf.* chapitre 5), il est possible de mener une recherche de transits de nuages de gaz opaques.

Contrairement à la recherche de microlentilles, l'emploi de l'analyse par soustraction d'images ne présente pas un avantage considérable pour la recherche d'éclipses, si ce n'est par l'amélioration de la photométrie en champ encombré. Lors d'un événement de microlentille il est possible d'observer des variations de flux beaucoup plus importantes que le flux de base des étoiles suivies (ce qui rend intéressante l'analyse par soustraction puisqu'elle permet de détecter des variations sur des étoiles non-résolues) ; ce n'est pas le cas lors d'un transit, car les variations de flux sont nécessairement inférieures au flux de l'étoile non-éclipsée. L'analyse présentée ici constitue plutôt un *produit dérivé* de l'analyse principale.

7.2 Signal attendu

Les nuages de gaz recherchés ont une température de l'ordre de $T \sim 10\,\mathrm{K}$, une masse de 10^{-4} à $10^{-2}\,\mathrm{M}_\odot$ et, s'ils sont virialisés, leur rayon est de l'ordre de R_{viriel}, compris entre $0.7\,\mathrm{UA}$ et $70\,\mathrm{UA}$ (équation (7.1)).

Pour provoquer l'extinction des étoiles en arrière-plan, les nuages doivent contenir une fraction suffisante de poussière pour être opaques dans le visible. S'ils présentent le même rapport poussière/gaz que le milieu interstellaire, les nuages du disque sont complètement opaques. Pour les nuages du halo, leurs interactions avec le milieu interstellaire depuis la formation de la galaxie les ont très probablement suffisamment enrichi en poussière pour espérer une extinction des étoiles d'arrière-plan d'au moins une magnitude [Kerins et al., 2002].

[1] Dans l'acception astrophysique du terme *métaux*.

Avec une vitesse relative de 200 km.s^{-1}, un nuage de 7 UA de rayon provoque typiquement une éclipse d'une durée $\Delta t \sim 60$ jours (paramètre d'impact nul).

À partir d'un modèle simple du disque et du halo galactique, une estimation de la fréquence des transits a été estimée par Kerins et al. [2002]. Deux populations hypothétiques de nuages sont considérées : la première est associée au disque, la seconde au halo galactique. En supposant tous les nuages identiques, avec un rayon de 7 UA, une masse $M = 10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ et une température de $T = 10$ K, les auteurs proposent une estimation du taux d'événement Γ en fonction de leur durée t dans plusieurs directions (Centre Galactique, Nuages de Magellan). La figure 7.1 montre la distribution de $d\Gamma(t)/dt$ et $\Gamma(t)$ vers le Petit Nuage. Le calcul de Γ est analogue au calcul du taux d'événements de microlentilles gravitationnelles. La durée d'un transit t est proportionnelle au rayon R du nuage ; $d\Gamma(t)/dt$ va comme $R^{-1}T^{-1}$, et le taux Γ est inversement proportionnel à la température T des nuages.

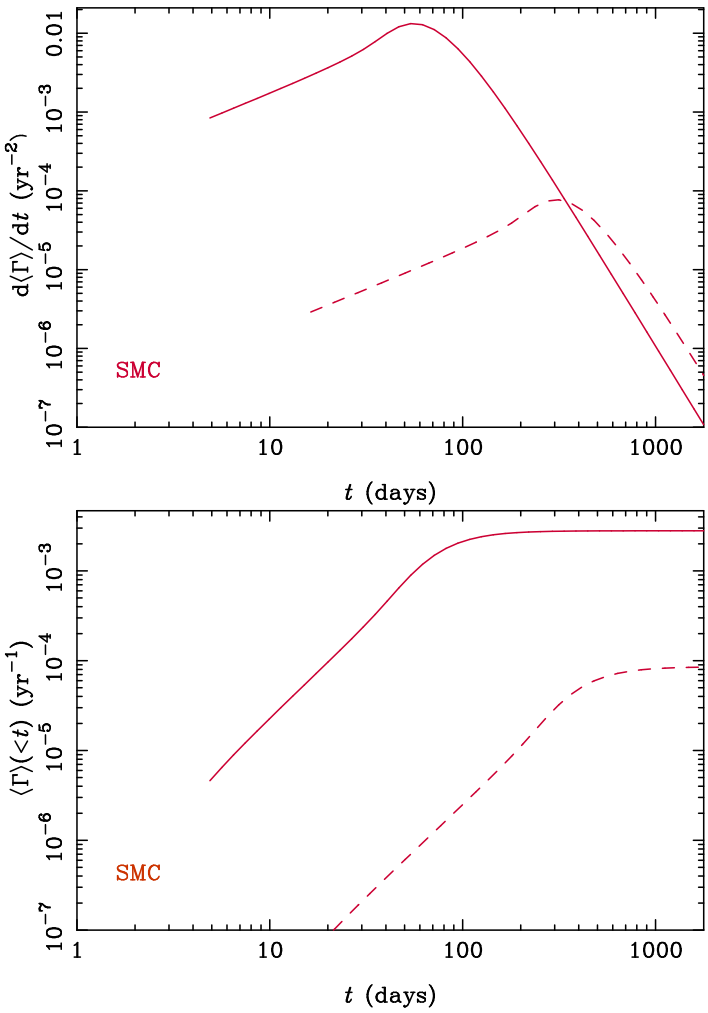


FIG. 7.1 – *Taux d'éclipses attendues en direction du Petit Nuage de Magellan, dues à des nuages du disque (en pointillés) ou du halo (en trait plein), en fonction de la durée t du transit.En haut, le taux différentiel $d\Gamma/dt$ en fonction de t ; en bas, le taux cumulé de transits de durée inférieure à t, $\Gamma(< t)$ (D'après Kerins et al. [2002]).*

D'après le modèle présenté, $\Gamma(t < 50\,\text{jours}) \sim 10^{-3}$/an, et $\Gamma(t < 500\,\text{jours}) \sim 3 \times 10^{-3}$/an, ce qui donne un taux d'événements de durée comprise entre 50 et 500 jours de $\Gamma(50 < t <$

$500) \sim 2\times10^{-3}$/an vers le Petit Nuage. Pour 5 années d'observation vers les 10 champs du Petit Nuage suivis par EROS (soit 5.7×10^6 étoiles résolues pour 7/8 CCD), le nombre d'événements attendus est très important :

$$N_{evts} = N_* \times T_{obs} \times \Gamma \simeq 5.7 \times 10^6 \times 5 \times 2 \times 10^{-3} \simeq 60000 \tag{7.3}$$

en supposant une efficacité de détection de 100% sur l'ensemble des étoiles du catalogue de référence.

7.3 Détection des éclipses

Nous utilisons pour cette analyse les courbes de lumière obtenues par la chaîne de réduction photométrique décrite au chapitre 5. L'échantillonnage temporel et la méthode de détection utilisée (*cf.* 5.8) rendent naturellement notre analyse insensible à des éclipses de très courte durée (moins de 15 jours). Les étapes de filtrage des courbes de lumière, la recherche de la ligne de base, la détection des fluctuations et l'identification de la fluctuation principale dans chaque bande sont communes avec l'analyse de recherche de microlentilles, et sont décrites en 6.3 et en 6.4.

À partir d'un profil de densité du gaz et de quelques hypothèses sur la répartition de la poussière dans les nuages, il est possible de modéliser la forme de la fluctuation attendue dans les courbes de lumière des étoiles subissant un transit. Cependant, pour maximiser notre efficacité de détection, nous avons préféré n'imposer aucune contrainte sur la forme du *creux* attendu : nous recherchons simplement une variation de flux significative, unique, simultanée dans les deux couleurs, et négative.

7.3.1 Fluctuation candidate

Les critères de sélection utilisés pour mettre en évidence les éclipses ressemblent beaucoup à ceux de l'analyse de recherche de microlentilles : on sélectionne en effet des courbes de lumière qui présentent une fluctuation négative, significative, unique ou du moins nettement dominante par rapport aux autres fluctuations présentes.

Comme pour l'analyse de microlentilles, les fluctuations détectées sur les courbes de lumière sont classées en fonction de leur LP_{N-1}, et la fluctuation de plus grand LP_{N-1} est retenue comme fluctuation candidate.

Le premier critère est la présence d'au moins une fluctuation validée (*cf.* 6.4.2) dans les deux couleurs,

$$\textbf{Coupure 1} : \quad \begin{cases} N^{\mathrm{R_{EROS}}}_{\text{fluctuations}} \geq 1 \\ \\ N^{\mathrm{B_{EROS}}}_{\text{fluctuations}} \geq 1 \end{cases} \tag{7.4}$$

On exige un recouvrement d'au moins 10% entre les fluctuations principales retenues dans les deux couleurs :

$$\textbf{Coupure 2} : \quad \frac{I_R \cap I_B}{I_R \cup I_B} \geq 10\%. \tag{7.5}$$

Cette fois, la fluctuation principale doit être négative,

$$\textbf{Coupure 3} : \quad \begin{cases} \mathrm{Signe}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{R_{EROS}}) < 0 \\ \mathrm{Signe}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{B_{EROS}}) < 0. \end{cases} \tag{7.6}$$

Pour que la fluctuation puisse être interprétée comme une éclipse, on exige qu'elle contienne au moins 10 points de mesure, en ayant par ailleurs au moins 20 mesures dans la ligne de base,

$$\textbf{Coupure 4a} : \quad \begin{cases} N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{R}_{\mathrm{EROS}}) \geq 10 \\ N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{B}_{\mathrm{EROS}}) \geq 10 \end{cases} \tag{7.7}$$

$$\textbf{Coupure 4b} : \quad \begin{cases} N_{\text{points}}(\text{courbe } \mathrm{R}_{\mathrm{EROS}}) - N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{R}_{\mathrm{EROS}}) \geq 20 \\ N_{\text{points}}(\text{courbe } \mathrm{B}_{\mathrm{EROS}}) - N_{\text{points}}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{B}_{\mathrm{EROS}}) \geq 20 \end{cases} \tag{7.8}$$

Enfin, on souhaite que la fluctuation principale retenue soit nettement plus significative que toute autre fluctuation éventuellement présente,

$$\textbf{Coupure 5} : \quad \begin{cases} \dfrac{LP_{N-1}(2^e \text{ fluctuation } \mathrm{R}_{\mathrm{EROS}})}{LP_{N-1}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{R}_{\mathrm{EROS}})} \leq 30\% \\ \\ \dfrac{LP_{N-1}(2^e \text{ fluctuation } \mathrm{B}_{\mathrm{EROS}})}{LP_{N-1}(1^e \text{ fluctuation } \mathrm{B}_{\mathrm{EROS}})} \leq 30\% \end{cases} \tag{7.9}$$

Pour quantifier l'amplitude de l'éclipse, on définit la *profondeur* h de la fluctuation négative comme la différence entre la ligne de base *offset* et la moyenne des flux dans la fluctuation candidate :

$$h = \mathit{offset} - \langle \Delta F \rangle_{\text{fluctuation principale}} \tag{7.10}$$

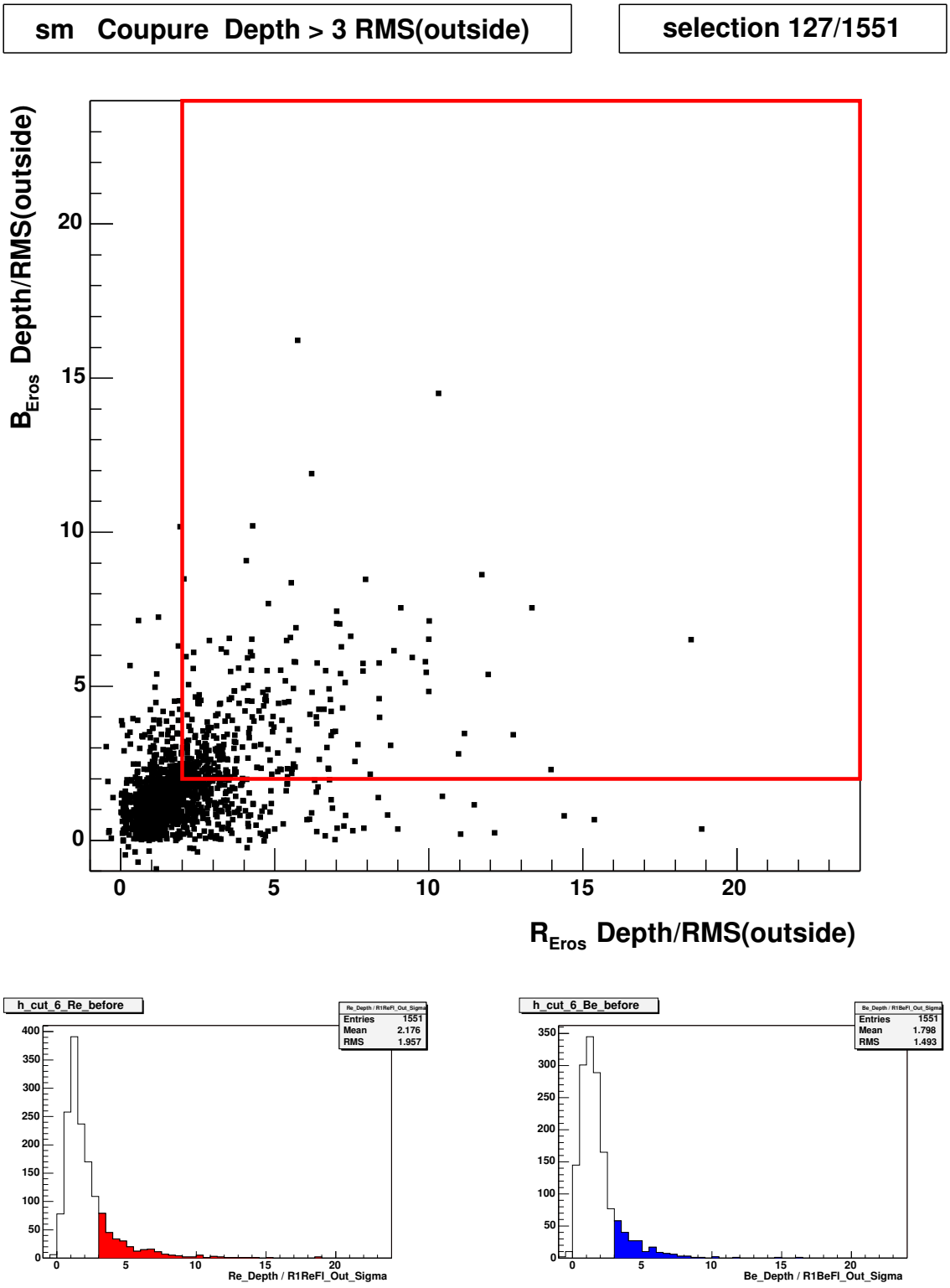
On ne retient alors que les candidats pour lesquels la profondeur de la fluctuation est significative par rapport à la dispersion de la courbe de lumière à l'extérieur de la fluctuation (dispersion de la ligne de base) :

$$\textbf{Coupure 6} : \quad \begin{cases} h^{\mathrm{R}_{\mathrm{EROS}}} > 3 \times \sigma_{\Delta F^{\mathrm{R}_{\mathrm{EROS}}}} (\text{ligne de base}) \\ \\ h^{\mathrm{B}_{\mathrm{EROS}}} > 3 \times \sigma_{\Delta F^{\mathrm{B}_{\mathrm{EROS}}}} (\text{ligne de base}) \end{cases} \tag{7.11}$$

L'effet de cette coupure est illustré figure 7.2 ; plus de 90% des candidats restants sont éliminés. L'effet de l'ensemble des critères de sélection sur les données est présenté table 7.1. Un peu plus d'une centaine d'objets (127) sont sélectionnés.

Coupure		étoiles restantes	fraction restante	fraction retenue
—		575623	100.00 %	100.00 %
1	(1 fluct.)	553702	96.19 %	96.19 %
2	(recouvr.)	70730	12.77 %	12.28 %
3	(signe)	27723	39.19 %	4.81 %
4a	(10 pts in.)	25681	92.63 %	4.46 %
4b	(20 pts out.)	25511	99.33 %	4.43 %
5	(signif.)	1551	6.07 %	0.26 %
6	(profondeur)	127	8.18 %	0.02 %

TAB. 7.1 – *Effets des critères de sélection 1 à 6 sur les données vers le Petit Nuage.*



Données Petit Nuage de Magellan

FIG. 7.2 – *Coupure sur la profondeur de la fluctuation h rapportée à la dispersion de la ligne de base.*

7.3.2 Position des objets dans le diagramme couleur-magnitude

Comme pour la recherche d'événements de microlentilles, les objets détectés peuvent être associés aux étoiles résolues du catalogue de référence d'EROS. En appliquant les mêmes critères que précédemment (*cf.* 6.7), il est possible d'associer les objets variables retenus avec les étoiles du catalogue et de connaître ainsi leur magnitude et leur couleur. Parmi les 127 candidats retenus (critères 1 à 6), 70 sont associés à mieux que 1.0 pixel, et peuvent être placés dans le diagramme couleur-magnitude donné figure 7.3. La plupart des objets détectés appartiennent — sans surprise — à des régions riches en étoiles variables et sont très probablement des variables de longue période. Par ailleurs, comme il est peu probable de détecter des éclipses sur des objets non résolus (*cf.* 7.1), les objets non associés sont très certainement des artefacts qui peuvent être ignorés par la suite. Les régions exclues du diagramme sont les mêmes que pour l'analyse de microlentilles présentée au chapitre précédent.

Cette dernière coupure sur la position dans le diagramme couleur-magnitude permet de retenir 15 candidats.

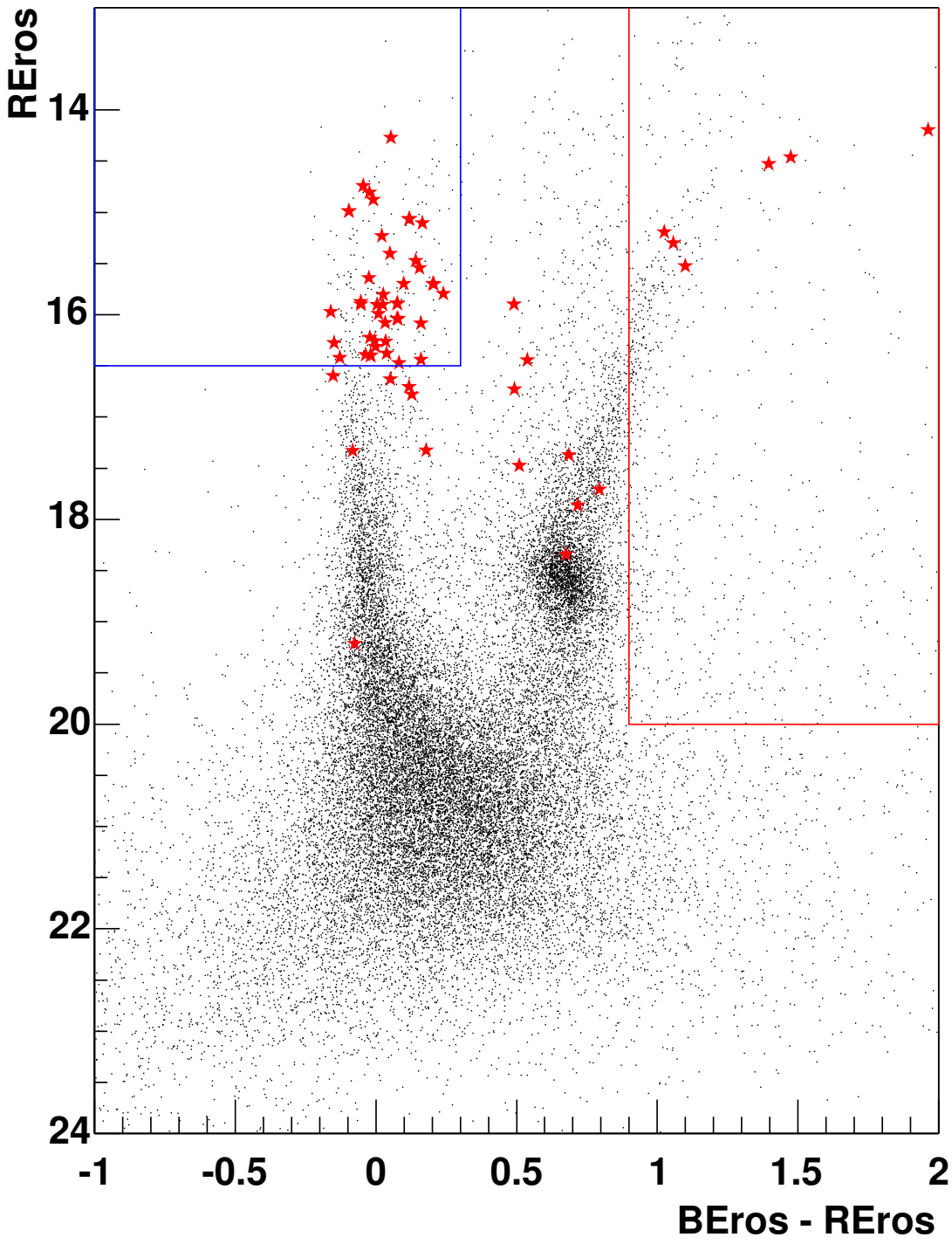


FIG. 7.3 – *Diagramme couleur-magnitude des candidats associés avec des objets résolus (leur distance d'association est inférieure à la distance de coupure déterminée par simulation). Les régions exclues sont les mêmes que lors de l'analyse de recherche de microlentilles.*

7.4 Candidats retenus

À l'issue de l'analyse présentée, 15 candidats ont été retenus. Leurs caractéristiques sont indiquées dans la table 7.2. Les figures 7.4, 7.5 et 7.6 présentent les courbes de lumière de quelques-uns des candidats. Pour plusieurs d'entre-eux (comme `sm008_7d-207`, figure 7.6), le "transit" a lieu à la fin de la courbe de lumière, avec approximativement la même durée, ce qui rend ces candidats suspects : il pourrait plutôt s'agir d'un problème photométrique début 2001.

Candidat	d_{ass}	R_{EROS}	B_{EROS}	h^{R}_{EROS}	h^{B}_{EROS}
sm001_0a-748	0.27	16.73	17.23	3119	4181
sm001_12-242	0.09	16.59	16.44	9244	15702
sm002_0d-481	0.26	16.81	10.00	7308	10979
sm004_09-235	0.17	15.90	16.39	12404	21059
sm004_36-119	0.20	17.32	17.23	6797	12289
sm004_47-202	0.24	16.65	16.70	12632	18981
sm005_59-572	0.17	17.72	18.52	2881	3354
sm005_69-849	0.47	19.22	19.14	21058	40789
sm006_36-616	0.12	16.70	16.82	10836	14278
sm007_6a-557	0.54	16.44	16.98	17400	10403
sm008_66-18	0.69	18.32	19.00	7841	16077
sm008_7c-133	0.88	17.47	17.98	3926	9004
sm008_7d-146	0.24	17.37	18.06	10259	17468
sm008_7d-207	0.82	17.84	18.56	6016	9115
sm010_3a-72	0.41	16.77	16.89	3727	6679
sm010_3c-471	0.13	17.32	17.50	2990	5341

TAB. 7.2 – *Caractéristiques des 15 candidats retenus sur les données du Petit Nuage.*

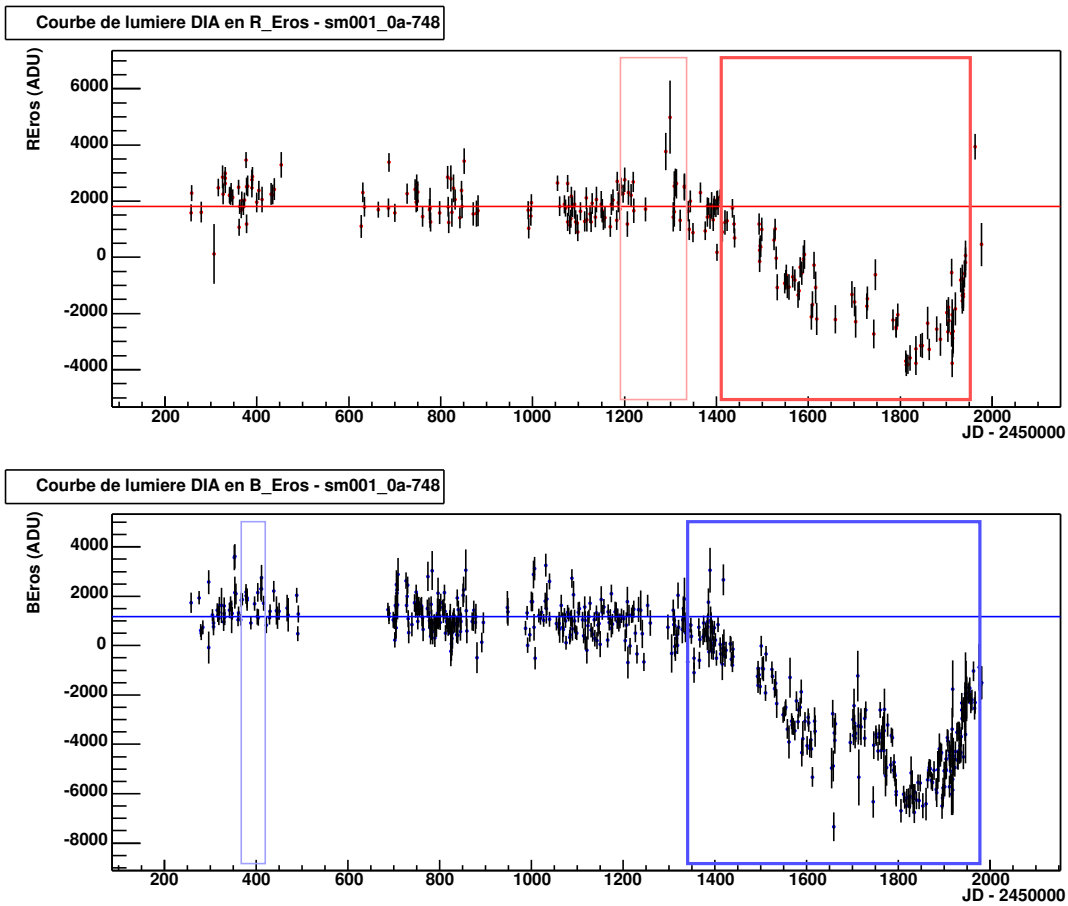


FIG. 7.4 – *Candidat sm001_0a-748.*

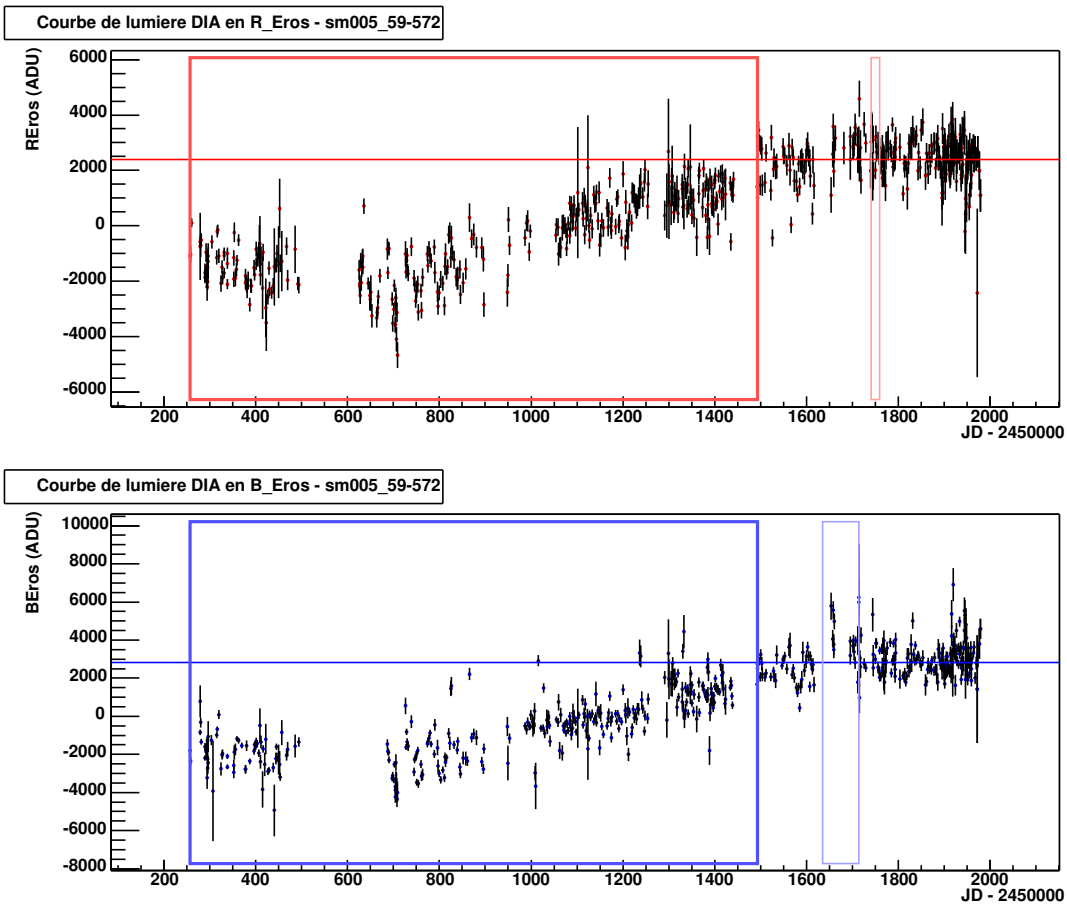


FIG. 7.5 – *Candidat sm005_59-572. Il s'agit peut-être d'une variable de longue période.*

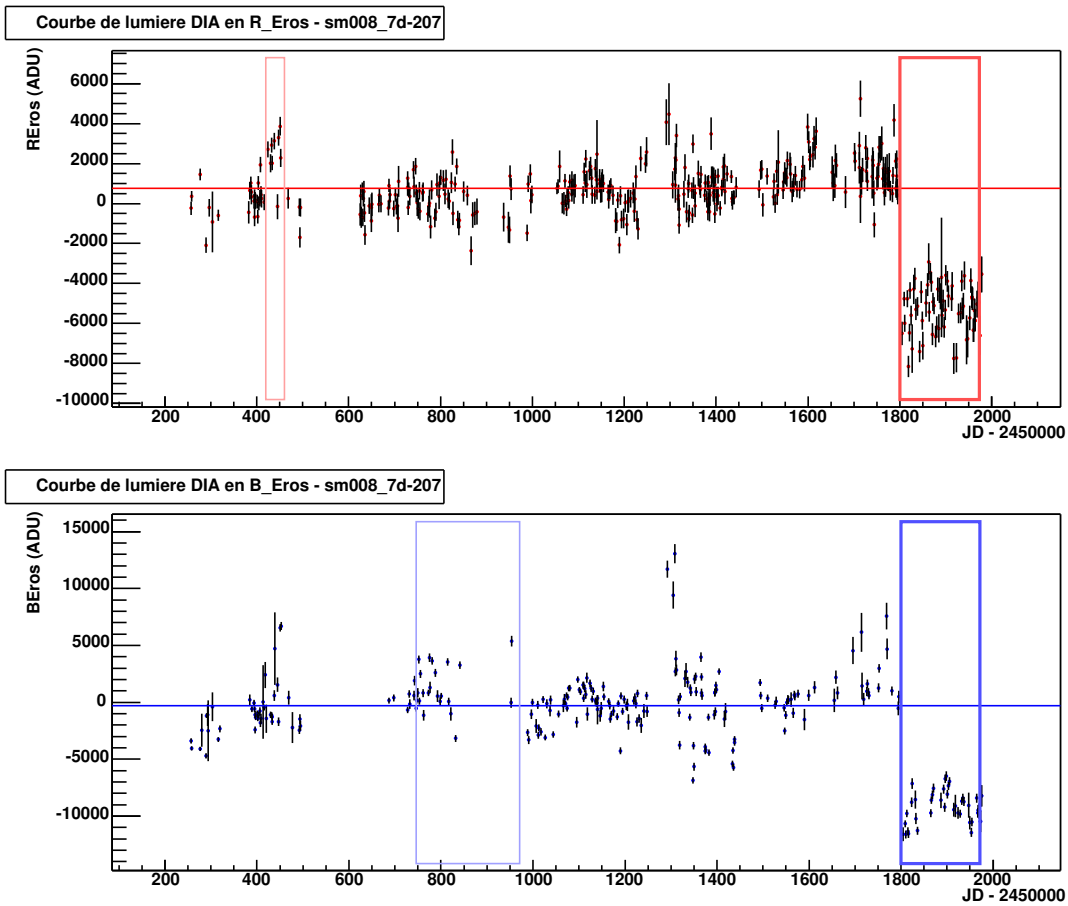


FIG. 7.6 – *Candidat sm008_7d-207.*

7.5 Estimation de l'efficacité de détection

Pour interpréter nos résultats, il est nécessaire d'estimer notre efficacité de détection des éclipses ; cette efficacité est fonction de la durée Δt des éclipses, et de la variation de flux h^c occasionnée par le transit (où c est la couleur, R_{EROS} ou B_{EROS}). On estime h^c en calculant la différence entre la ligne de base et la moyenne des flux pendant la fluctuation.

7.5.1 Simulation

À partir d'un catalogue profond artificiel reproduisant le diagramme couleur-magnitude du Petit Nuage de Magellan (SIMILE, [Palanque, 1995]), on génère un ensemble d'images synthétiques comportant des étoiles qui subissent un transit simulé. Deux sortes d'éclipses ont été engendrées, selon que l'extinction de l'étoile est partielle (50% du flux) ou totale. Les images artificielles sont générées en respectant l'échantillonnage temporel des données EROS analysées. On simule 400 événements par *tuile*, et les étoiles éclipsées sont distantes d'au moins 20 pixels pour éviter des pollutions entre voisines.

Les séquences d'images simulées sont réduites par soustraction d'images (chapitre 5), et les courbes de lumière obtenues sont analysées selon les mêmes critères que les données. La figure 7.7 montre les courbes de lumière d'étoiles subissant une éclipse simulée, reconstruites par les programmes d'analyse.

7.5.2 Sensibilité

Les éclipses ont été simulées avec des durées de 15, 30, 60, 120, 240 et 480 jours. La sensibilité est nulle pour des transits de moins de 20 jours, car la fluctuation négative comporte alors moins de 10 points (*cf.* 7.3.1). Au-delà de 900 jours notre sensibilité s'effondre brutalement : la fluctuation négative domine la courbe de lumière ($T_{\text{obs}} \sim 1900 - 2000$ jours) et la ligne de base est alors mal reconstruite (le flux pendant l'éclipse est considéré comme la ligne de base) ; le transit n'est pas reconnu comme une fluctuation négative.

Coupure		étoiles restantes	fraction restante	fraction retenue
—		8282	100.00 %	100.00 %
1	(1 fluct.)	7128	86.06 %	86.06 %
2	(recouvr.)	3376	47.36 %	40.76 %
3	(signe)	3229	95.64 %	38.98 %
4a	(10 pts in.)	3188	98.73 %	38.49 %
4b	(20 pts out.)	3188	100.00 %	38.49 %
5	(signif.)	2892	90.71 %	34.91 %
6	(profondeur)	2072	71.64 %	25.01 %

TAB. 7.3 – *Effets des critères de sélection 1 à 6 sur la simulation.*

L'efficacité de détection dépend aussi de la profondeur de la fluctuation négative, h^c. Les profondeurs simulées (par éclipse partielle ou totale des étoiles tirées au sort sur le diagramme couleur-magnitude artificiel) sont représentées fig. 7.8.

Pour des éclipses simulées de 30 à 480 jours, l'efficacité est approximativement constante (autour de $25 - 30\%$) pour $h^{R_{\text{EROS}}} \gtrsim 1000$ ADU, et s'effondre très rapidement lorsque la profondeur de la fluctuation est inférieure à 1000 ADU environ (fig. 7.9).

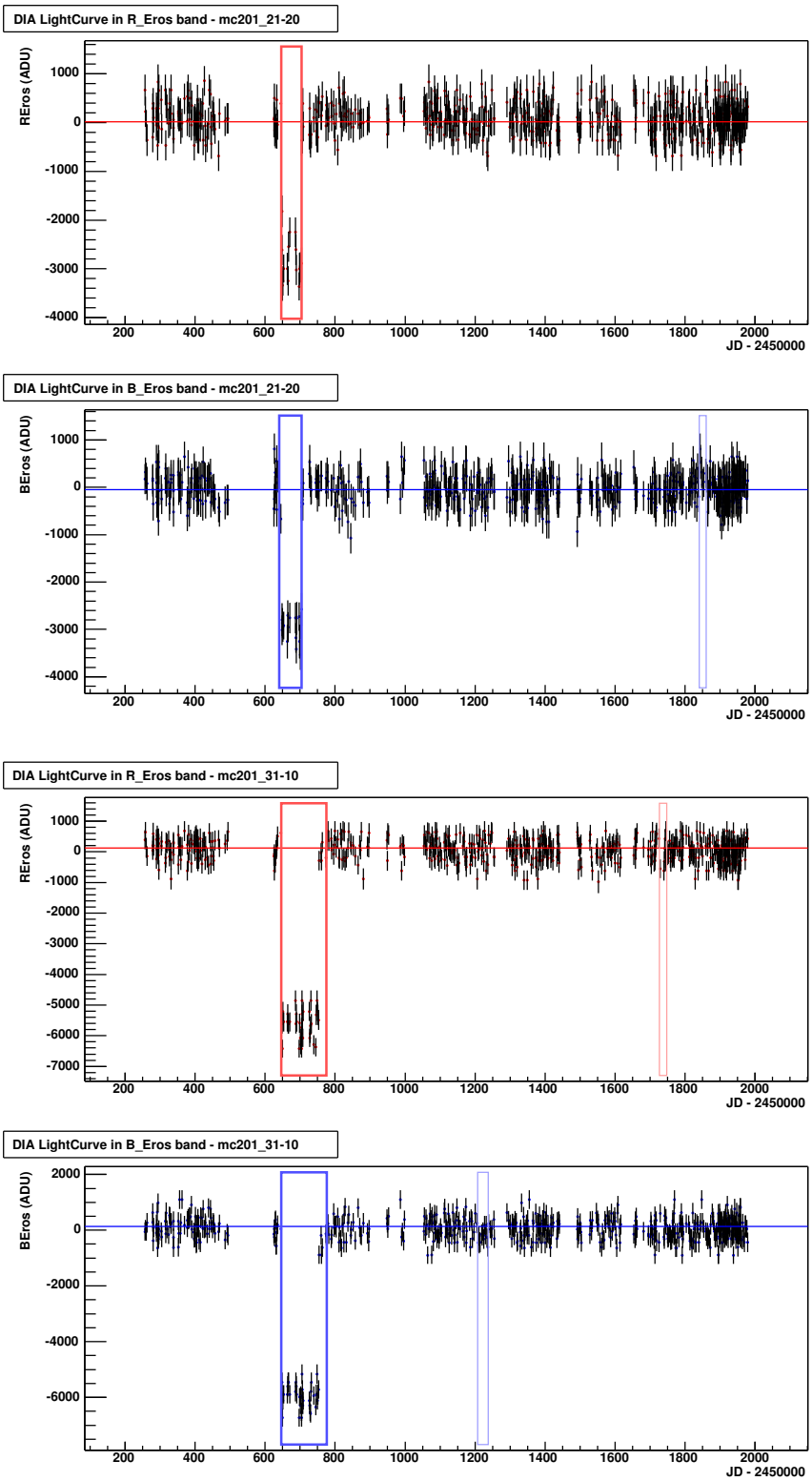


FIG. 7.7 – *Courbes de lumière issues du traitement des images synthétiques de la simulation, pour une éclipse simulée de* 60 *jours (haut) et* 120 *jours (bas).*

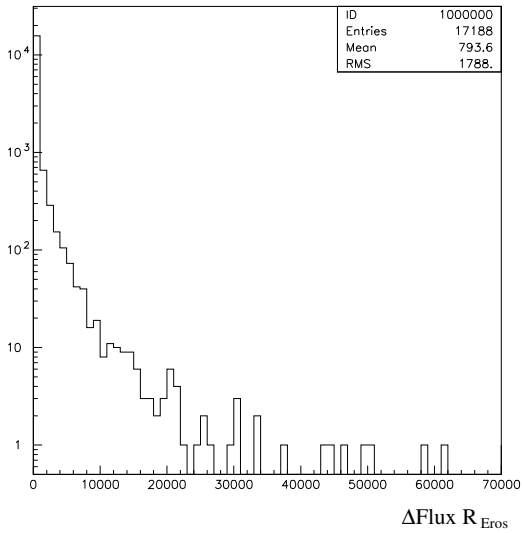


FIG. 7.8 – *Distribution de $h^{R_{\text{EROS}}}$ pour les éclipses simulées.*

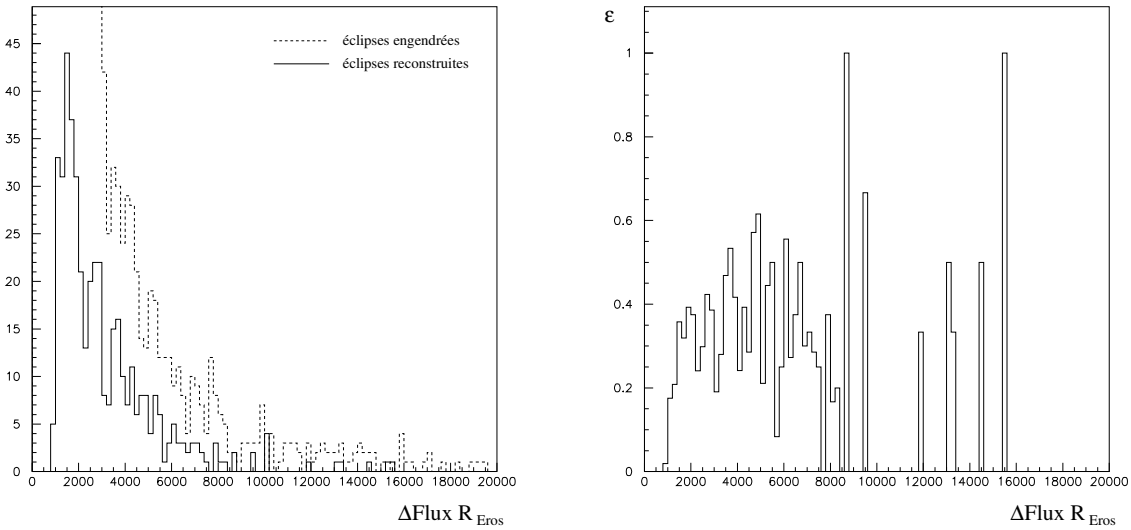


FIG. 7.9 – *À gauche, distribution de la profondeur $h^{R_{\text{EROS}}}$ simulée (pointillés) et reconstruite (trait plein) ; à droite, efficacité de détection ε en fonction de $h^{R_{\text{EROS}}}$. L'efficacité est approximativement constante (autour de 25% – 30%), et s'effondre pour $h^{R_{\text{EROS}}} < 1000\,ADU$.*

7.6 Discussion

Si on considère des nuages complètement opaques, le seuil de détectabilité de $h^{\mathrm{R_{EROS}}} \gtrsim 1000\,\mathrm{ADU}$ signifie que les étoiles suivies doivent avoir un flux $F^{\mathrm{R_{EROS}}} \gtrsim 1000\,\mathrm{ADU}$ pour que leur occultation puisse être détectée. En utilisant la calibration des images de références compositées, on peut faire correspondre ce seuil avec une limite en magnitude : $F^{\mathrm{R_{EROS}}} > 1000\,\mathrm{ADU}$ correspond approximativement à $\mathrm{R_{EROS}} \lesssim 21$. L'occultation totale de ces étoiles est détectable avec une efficacité de 25% à 30%. En se limitant aux étoiles du catalogue de référence EROS, on peut estimer le nombre d'étoiles avec $\mathrm{R_{EROS}} \lesssim 21$ (en tenant compte des coupures appliquées sur le diagramme couleur-magnitude),

$$N_*(\mathrm{R_{EROS}} \lesssim 21) \sim 3.8 \times 10^6 \tag{7.12}$$

En utilisant les taux d'événements prévus par Kerins et al. [2002] et en tenant compte de l'efficacité ε, on attend environ

$$N_{\mathrm{evnts}}(\Delta t > 50\,\mathrm{jours}) = \Gamma(50 < t < 500) \times N_*(\mathrm{R_{EROS}} \lesssim 21) \times \varepsilon \times T_{\mathrm{obs}} \sim 9.5 \times 10^3 \sim 10^4 \tag{7.13}$$

soit environ 10000 occultations pendant les 5 années d'observation.

La comparaison avec le nombre d'occultations observées (15) permet d'exclure l'hypothèse d'un halo constitué de nuages de gaz opaques.

Si les nuages sont partiellement transparents, la magnitude limite $\mathrm{R_{EROS}}$ diminue : le nombre d'étoiles pour lesquelles une éclipse provoque une variation de flux détectable est plus faible, et la sensibilité de l'analyse diminue, jusqu'à s'annuler pour des nuages transparents.

Une recherche similaire d'éclipses par des nuages de gaz opaques a été menée avec les données du groupe MACHO [Drake et Cook, 2003] ; le très faible nombre de transits détectés a conduit les auteurs à la même conclusion : un halo constitué de nuages de gaz opaques, avec les paramètres du modèle proposé par Kerins et al. [2002] est exclu.

Toutefois, rien n'exclut l'existence d'une population de nuages de gaz transparents, ou contenant du moins une très faible quantité de poussière. Pour rendre compte des observations de SCUBA et EGRET, on peut aussi envisager que la poussière ait migré vers le centre des nuages et s'y soit agrégée, rendant l'essentiel des nuages transparent, donc indétectable par recherche de transit.

Conclusion : la fin de l'hypothèse des MACHOs ?

Bill Watterson, *Calvin & Hobbes*.

J'ai présenté la nouvelle chaîne de réduction photométrique par soustraction d'images développée dans le cadre de cette thèse, que j'ai utilisée pour traiter 5 années de données EROS acquises vers le Petit Nuage de Magellan. L'analyse des courbes de lumière des objets variables détectés a permis de mettre en évidence deux événements de microlentille gravitationnelle. L'utilisation de cette nouvelle technique photométrique n'a pas permis d'améliorer significativement la statistique ; d'autre part, une estimation précise de la sensibilité de la méthode de réduction est nécessaire pour une interprétation fine de notre résultat en terme de contenu du halo galactique. Toutefois, le faible nombre de candidats et leurs durées confortent les résultats obtenus précédemment par EROS en direction du Petit Nuage de Magellan, et confirment la disparité des durées des microlentilles détectées vers le Grand et le Petit Nuage.

Si on interprète les événements vers le Petit Nuage comme dus à du *self-lensing*, notre résultat va dans le sens des limites déjà publiées par EROS sur la fraction de halo constituée de MACHOs dans la gamme de masse explorée (jusqu'à $3\,\mathrm{M}_\odot$ environ).

En combinant les limites obtenues dans les différentes gammes de masse (*cf.* 3.3), il apparaît que :

- Les objets avec $5 \times 10^{-37}\,\mathrm{M}_\odot(10^{-3}\,\mathrm{g}) < M < 10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot$ sont exclus : par les observations de météores, les comptages d'impacts lunaires [Hills, 1986] et la limite d'évaporation ;
- Les résultats d'EROS-I et MACHO, puis d'EROS-II excluent une contribution de plus de 20% de MACHOs entre $10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot$ et $1\,\mathrm{M}_\odot$ (*cf.* fig. 3.8).

- La recherche d'événements longs par MACHO permet aussi d'exclure que des MACHOs avec $1\,\mathrm{M}_\odot < M < 10\,\mathrm{M}_\odot$ représentent plus de 40% du halo galactique [Alcock et al., 2001], et les objets avec $0.3\,\mathrm{M}_\odot < M < 30\,\mathrm{M}_\odot$ ne peuvent rendre compte de la totalité du halo.
- Enfin, la présence d'objets massifs au-delà de $10^4 - 10^6\,\mathrm{M}_\odot$ est exclue car de tels astres auraient dû provoquer la dislocation des amas globulaires [Carr, 1998], voire du disque galactique lui-même [Lacey et Ostriker, 1985].

Seule la gamme de masse $10 - 10^4\,\mathrm{M}_\odot$, inexplorée par les expériences de microlentilles (les temps d'Einstein correspondant dépassent la durée des observations) reste envisageable.

Un résultat très récent obtenu par l'étude de systèmes d'étoiles binaires du halo semble modifier la situation ([Yoo et al., 2003], Juillet 2003). Les systèmes binaires à grande séparation angulaire conservent leurs paramètres orbitaux après leur formation, à moins qu'ils ne rencontrent un objet dont l'influence gravitationnelle les perturbe. La simulation de leur évolution montre que la distribution du paramètre de séparation angulaire θ est sensible à la présence d'une population d'objets perturbateurs : leur présence est signée par une rupture de pente dans la loi de puissance de θ. Or, la distribution observée sur un lot de systèmes binaires ne présente pas cette rupture de pente, ce qui permet de contraindre l'abondance des populations de perturbateurs, et leur masse. Les auteurs peuvent ainsi exclure un halo standard constitué d'objets compacts de plus de $13\,\mathrm{M}_\odot$; de plus, des MACHOs avec $M > 90\,\mathrm{M}_\odot$ ne peuvent représenter plus de 20% du halo.

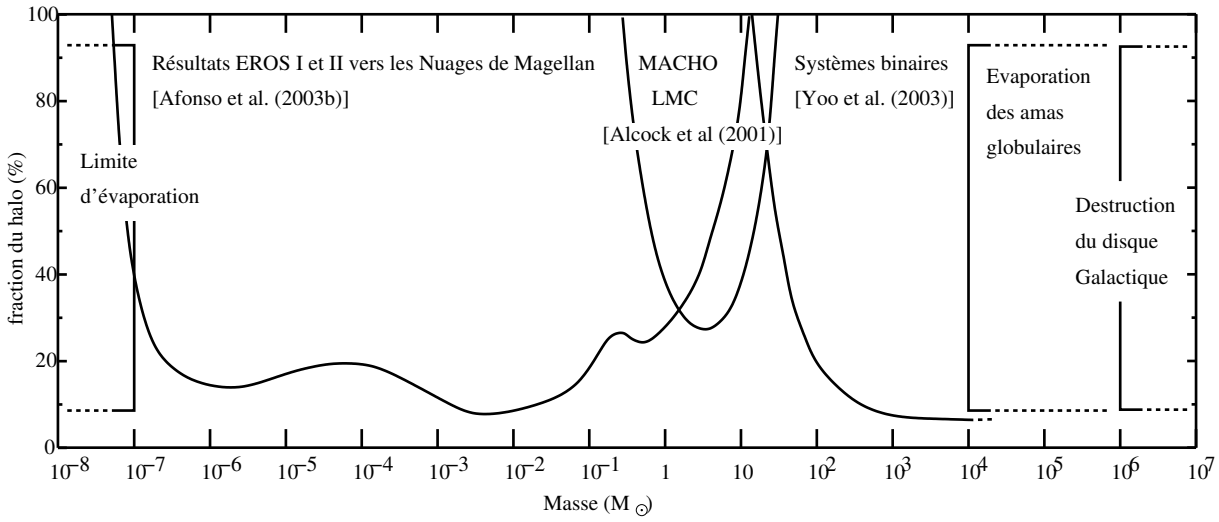


FIG. 7.10 – *Fin de l'ère des Machos ? La combinaison des limites d'*EROS *et de* MACHO *(grandes masses) avec les résultats récemment obtenus par l'études des binaires à grande séparation angulaire [Yoo et al., 2003] semble exclure que l'essentiel du halo soit constitué de MACHOs.*

S'il se confirme, ce résultat fermera la dernière fenêtre de masse permise pour les MACHOs (fig. 7.10) : l'essentiel du halo ne serait pas sous forme d'objets compacts.

Parmi les autres candidats envisagés, le gaz moléculaire H_2 est le plus prometteur. Dans l'hypothèse où le halo serait constitué de nuages de gaz rendus opaques par la présence d'une fraction de poussière, leur présence est détectable dans les données des groupes de recherche de microlentilles, car ces nuages provoqueraient l'occultation des étoiles en arrière-plan. À partir des courbes de lumière obtenues par soustraction d'images, nous avons mené une recherche

de transits de nuages de gaz opaques ; le nombre de transits détectés est très inférieur à ce qui serait attendu pour un halo entièrement constitué de tels nuages, ce qui permet de limiter la contribution de nuages de gaz opaques au halo galactique. L'hypothèse d'un halo gazeux n'est cependant pas invalidée car notre analyse est insensible à des nuages de gaz transparents.

Enfin, les WIMPs sont aussi des candidats prometteurs pour la matière noire galactique ; la recherche de signatures supersymétriques dans les expériences sur accélérateurs, comme l'éventuelle détection directe de ces particules ou de leurs produits de désintégration permettront peut-être de résoudre l'énigme de la matière noire galactique au cours de cette décennie.

Annexe A

Détecteur de traces de satellites

A.1 Motivation

L'astronomie est, par définition, l'étude des astres lointains. Mais les observations peuvent être perturbées par des sources lumineuses beaucoup plus proches de nous. La pollution lumineuse due à l'éclairage public constitue par exemple un fléau pour l'observation dans le spectre visible. L'observateur est parfois confronté à des sources parasites en mouvement ; les satellites en orbite basse, lorsqu'ils sont éclairés par le soleil en début et en fin de nuit, peuvent devenir des sources lumineuses mobiles. Il en est de même des avions, et particulièrement des avions de ligne à cause de leur signalisation lumineuse. En se consumant lors de leur entrée dans l'atmosphère, les météores constituent aussi des sources mobiles, aussi brillantes qu'éphémères.

Les objets lumineux en mouvement produisent des artefacts sur les clichés. Les temps de pose habituels dans le visible leur donnent le temps de produire une trace très brillante sur les images, ce qui peut parfois rendre un cliché inexploitable.

Les données de l'expérience EROS ne font pas exception. Une petite fraction des images présentent des artefacts très lumineux dus au passage de sources mobiles dans le champ du télescope. (voir par exemple la figure A.1).

Ces traces lumineuses rendent les clichés inutilisables pour certaines analyses. Elles perturbent les détecteurs d'étoiles : les étoiles situées sur le parcours de l'objet deviennent indétectables ou se voient attribuer des flux fantaisistes, tandis que de nombreuses étoiles brillantes factices sont détectées le long de la trace. Les images présentant de telles traces doivent absolument être écartées lors de la création de catalogues de référence (étape essentielle dans la chaîne classique de traitement d'EROS, *cf.* 4.5.1). Il est de même préférable de rejeter ces clichés lors de la construction des références pour la soustraction d'images, pour ne pas rendre inutilisables les régions de l'image affectées par la trace.

Les traces sont relativement faciles à identifier : généralement, un seul coup d'oeil suffit. Mais le volume des données d'EROS est trop important pour effectuer la sélection par un examen visuel. Un outil permettant de détecter automatiquement les images présentant des traces était nécessaire.

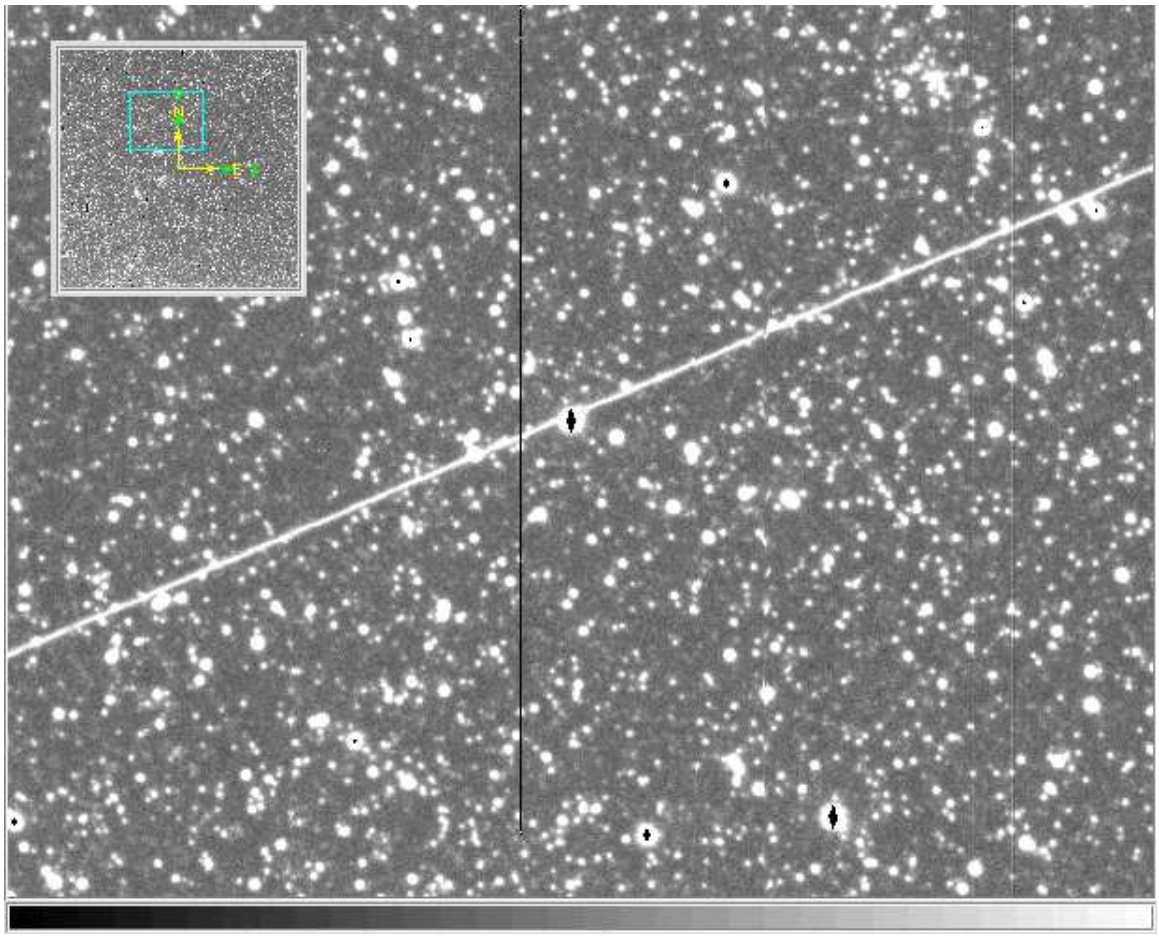


FIG. A.1 – *Trace détectée sur une image du Petit Nuage de Magellan à l'aide de l'algorithme présenté. Cartouche supérieur gauche : vue d'ensemble du CCD.*

A.2 Détection

A.2.1 Détection des amas de pixels brillants

Les traces lumineuses dues aux sources mobiles présentent des caractéristiques particulières, qui permettent de les distinguer aisément des étoiles sur les images :

- les pixels des traces sont très illuminés, souvent proches de la saturation ;
- les traces couvrent une surface importante (des dizaines de milliers de pixels) ;
- les traces ont une forme très particulière, inhabituelle sur une image astronomique, et s'étendent sur une grande longueur (des centaines de pixels) dans une direction privilégiée.

Pour détecter les traces, on utilise un algorithme classique de *clusterization*, couramment utilisé, par exemple, dans les problèmes de percolation ou encore dans les outils de reconstruction d'événements en physique des particules.

On applique à l'image un seuil pour ne retenir que les pixels suffisamment illuminés, susceptibles d'appartenir à une trace. On sélectionne ainsi les pixels appartenant à tous les objets brillants : les pixels centraux des étoiles, mais aussi ceux appartenant à une éventuelle trace de satellite ou de météore.

On regroupe ensuite les pixels sélectionnés s'ils sont contigus, en utilisant un algorithme récursif de *coloriage*. Une image *atlas*, vierge à l'origine, est créée avec les mêmes dimensions que l'image analysée. Pour chaque pixel de l'image analysée, on examine si ce pixel est ou non au-dessus du seuil. Si c'est le cas, on *colorie* le pixel correspondant dans l'image *atlas* en lui donnant une valeur caractéristique de l'amas (sa *couleur*). On procède ensuite de même, récursivement, pour les 4 pixels voisins du pixel examiné, en prenant soin d'éviter les pixels en dessous du seuil de sélection, ainsi que ceux qui ont déjà été agrégés à un amas (ils ont déjà été *coloriés* dans l'image *atlas*). Le fonctionnement de cet algorithme est illustré figure A.2.

Le choix du seuil est critique pour le bon fonctionnement de l'algorithme. Un seuil trop élevé ne permettra pas de détecter beaucoup d'amas, et risque de fractionner en de nombreux îlots disjoints les pixels d'une trace. À l'opposé, un seuil trop bas risque de provoquer la détection d'un amas unique couvrant une grande partie, voir la totalité de l'image. On est ici en présence d'un problème de percolation : le phénomène de *prise en masse* se produira avec une probabilité élevée dès que la fraction de pixels sélectionnés sera supérieure au seuil de percolation d'un réseau carré, qui vaut approximativement 0.23. Autrement dit, si le seuil utilisé pour construire les amas provoque la sélection de plus de 23% des pixels, l'algorithme d'agrégation produira très souvent un énorme amas s'étendant sur toute l'image.

On peut éviter ce phénomène en choisissant le seuil de sélection des pixels *brillants* à partir d'un histogramme des valeurs des pixels de l'image. On peut aussi calculer empiriquement le seuil de sélection à partir de paramètres aisément accessibles de l'image, comme l'estimation du fond de ciel (FONDCIEL) et la dispersion de ce fond (SIGFOND), en choisissant par exemple :

$$\text{Threshold} = \text{FONDCIEL} + n_\sigma \times \text{SIGFOND} \quad \text{où} \quad n_\sigma = 2.5. \tag{A.1}$$

Si ce seuil s'avère trop faible et provoque la prise en masse, on l'augmente itérativement en augmentant n_σ par pas de 0.5 jusqu'à éviter la prise en masse. C'est cette méthode empirique qui a été utilisée ici.

À l'issue du traitement, on dispose d'une liste de tous les amas construits, ainsi que d'une carte (l'image *atlas*) donnant leur répartition sur l'image.

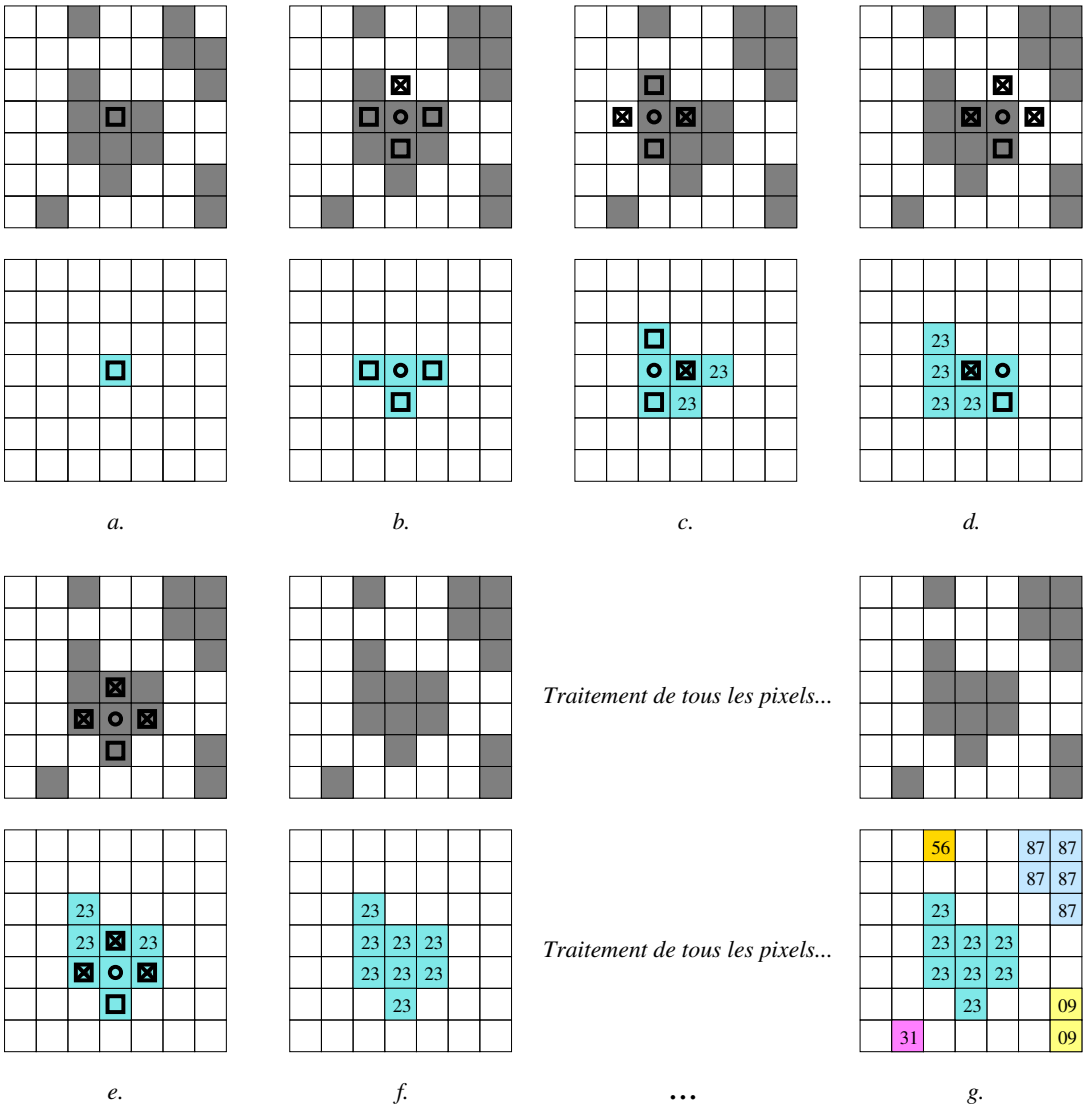


FIG. A.2 – *Construction des amas par examen récursif des pixels. Pour chaque étape du processus l'image analysée est représentée en haut, et l'image* atlas *en bas. Les pixels sélectionnés sont dessinés en gris — a. Examen d'un pixel sélectionné et coloriage (couleur 23) du pixel associé dans l'image* atlas. *— b. Examen des voisins N (Nord), S (Sud), E (Est) et W (Ouest) du pixel. N est exclu car en dessous du seuil ; S, E et W sont agrégés à l'amas en cours de construction et coloriés comme le pixel précédent dans l'image* atlas. *— c. Examen des voisins du pixel W. Son propre voisin E est le pixel précédemment analysé et déjà* colorié. *Le voisin E est en dessous du seuil. N et S sont agrégés à l'amas. — d. Examen des voisins du pixel E. Son propre voisin W est le premier pixel étudié, déjà colorié. Ses voisins N et E sont sous le seuil. S est agrégé à l'amas. — e. Examen des voisins du pixel S. Ses voisins E, N, et W ont déjà été coloriés. Son propre voisin S est agrégé. — f. L'examen récursifs des autres voisins, de proche en proche, n'agrégera aucun nouveau pixel à cet amas numéro 23. Cet amas a été complètement déterminé. — g. Le même traitement, appliqué sur l'ensemble des pixels de l'image permet d'identifier tous les amas de pixels, et de construire une carte de ces amas.*

A.2.2 Sélection des traces

La quasi-totalité des amas détectés correspondent à des étoiles ou des groupes d'étoiles brillantes. Pour distinguer les amas susceptibles d'être associés à une trace lumineuse, on caractérise la forme des amas à partir de variables statistiques décrivant la répartition spatiale des pixels.

Pour chaque amas C_i comprenant n_i pixels, on calcule les coordonnées $(\langle x\rangle, \langle y\rangle)$ de son barycentre, et les moments centrés d'ordre deux σ_x^2, σ_y^2, ρ_{xy} :

$$\langle x\rangle = \frac{1}{n_i}\sum_{p\in C_i} x_p \qquad \langle y\rangle = \frac{1}{n_i}\sum_{p\in C_i} y_p \tag{A.2}$$

$$\langle x^2\rangle = \frac{1}{n_i}\sum_{p\in C_i} {x_p}^2 \quad \langle y^2\rangle = \frac{1}{n_i}\sum_{p\in C_i} {y_p}^2 \quad \langle xy\rangle = \frac{1}{n_i}\sum_{p\in C_i} x_p y_p \tag{A.3}$$

$$\sigma_x^2 = \langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2 \qquad \sigma_y^2 = \langle y^2\rangle - \langle y\rangle^2 \qquad \rho_{xy} = \langle xy\rangle - \langle x\rangle\langle y\rangle \tag{A.4}$$

Chaque amas est ensuite modélisé comme une distribution de pixels ellipsoïdale dont on recherche les axes principaux. On estime le demi grand axe a, le demi petit axe b et l'orientation $\theta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right[$ du grand axe (Fig. A.3) de la distribution des pixels en utilisant les expressions suivantes :

$$a = \sqrt{\frac{\sigma_x^2+\sigma_y^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_x^2-\sigma_y^2}{2}\right)^2 + \rho_{xy}^2}} \qquad b = \sqrt{\frac{\sigma_x^2+\sigma_y^2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_x^2-\sigma_y^2}{2}\right)^2 + \rho_{xy}^2}} \tag{A.5}$$

$$\theta = \frac{1}{2}\arctan\left(2\frac{\rho_{xy}}{\sigma_x^2-\sigma_y^2}\right) \qquad E = \frac{a}{b} \qquad e = 1-\frac{b}{a} = 1-\frac{1}{E} \tag{A.6}$$

où E est l'élongation de l'amas, et e son ellipticité.

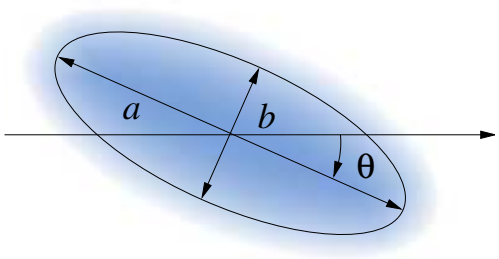


FIG. A.3 – *La distribution spatiale de l'amas est caractérisée par son demi grand axe a, son demi petit axe b et l'orientation du grand axe (angle $\theta \in [-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$, négatif sur la figure).*

Pour identifier les traces de satellites, on sélectionne les amas les plus étendus en surface, de grande longueur, et très allongés dans une direction. Afin d'adapter les coupures aux dimensions des images on définit une échelle de longueur caractéristique ℓ comme étant la diagonale du CCD (en pixels). Dans les images de l'expérience EROS, ℓ vaut $2048 \times \sqrt{2}$ soit environ 2896 pixels.

Les amas qui remplissent les critères suivants sont considérés comme des traces :

- **Surface** : la surface d'un amas (c.à.d. le nombre de pixels) doit être importante,

$$S_i > \mathcal{S}_{\text{seuil}} \qquad \text{où} \qquad \mathcal{S}_{\text{seuil}} = \frac{1}{2}\ell \times 1\,\text{pixel} \tag{A.7}$$

- **Plus grande longueur** : le demi-grand axe de l'ellipse associée à l'amas doit être important :

$$a_i > \frac{\ell}{32}. \tag{A.8}$$

- **Elongation** : l'amas doit être très étiré :

$$E_i > 5. \tag{A.9}$$

- **Orientation** : l'angle du grand axe de l'amas ne doit pas être trop proche de $\pm\pi/2$, pour éviter de sélectionner des amas associés aux colonnes saturées des CCD (orientées dans le sens de lecture du CCD). En effet, les colonnes saturées (en raison de la présence d'une étoile très brillante ou parce qu'elles sont défectueuses) provoquent la formation d'amas verticaux très allongés, qui remplissent tous les autres critères. Pour les distinguer des traces, on demande que l'angle θ vérifie :

$$||\theta| - \pi/2| > 0.1. \tag{A.10}$$

La présence de colonnes défectueuses (saturées ou mortes) perturbe l'algorithme de détection. Les pixels des colonnes saturées forment de longs amas verticaux très effilés, qui seraient sélectionnés sans la coupure sur l'orientation des amas. Ce critère diminue sans doute un peu l'efficacité de détection ; mais si on suppose qu'il n'y a pas d'orientation privilégiée des traces, la fraction de traces rendues indétectables ne représente que :

$$\frac{2 \times 0.1\,\text{radians}}{\pi\,\text{radians}} \simeq 6.3\%. \tag{A.11}$$

On peut masquer les colonnes saturées ou défectueuses pour éviter ce problème. Il faut toutefois le faire avec précaution : si le CCD présente de nombreuses colonnes saturées ou défectueuses, le masquage de ces colonnes risque de fractionner systématiquement les éventuelles traces, au point de rendre les amas de pixels associés trop petits. La figure A.1 en montre un exemple : une colonne défectueuse a été masquée sur l'image : elle sectionne la trace et donc aussi l'amas associé, donnant ainsi des amas d'extension spatiale plus faible. Toutefois, dans l'exemple présenté, les deux amas remplissent encore les critères définis plus haut, et les traces sont bien détectées, ce qui permet de rejeter l'image.

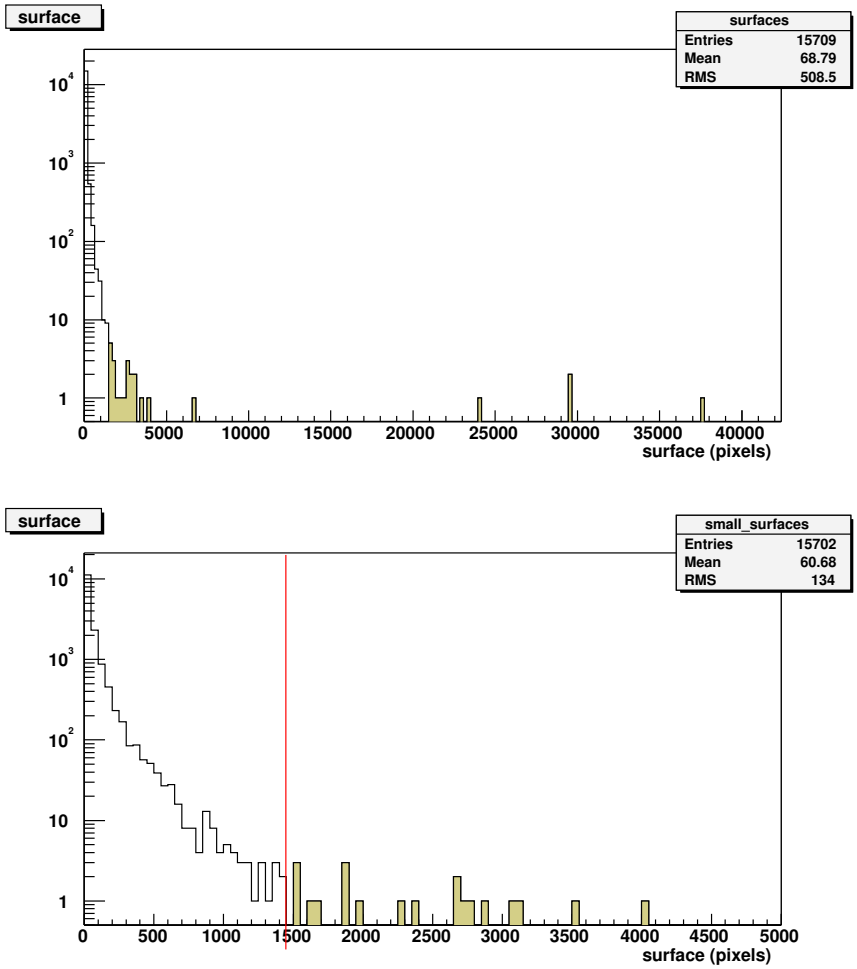


FIG. A.4 – *Distribution de la surface (nombre de pixels) des amas détectés sur une tuile* (1/16 *de CCD). Distribution complète à gauche. Distribution tronquée à droite pour mettre en évidence la coupure. La sélection est en grisé.*

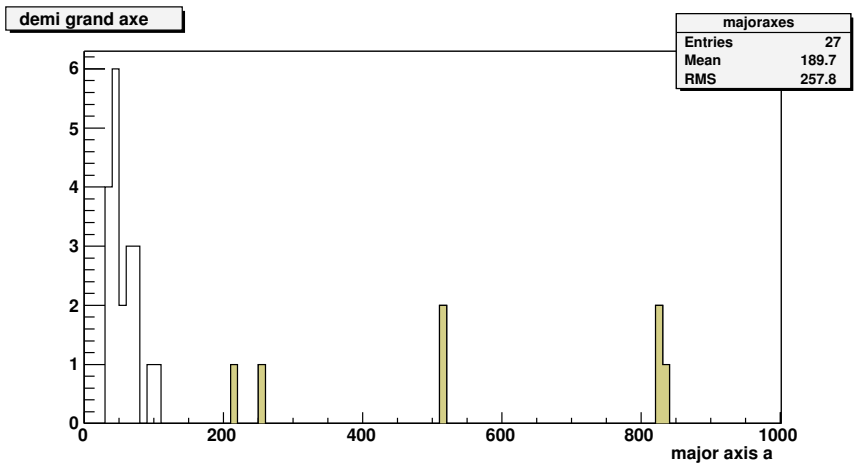


FIG. A.5 – *Distribution du demi-grand axe* a *des amas détectés sur une tuile et remplissant le critère de surface minimale. La sélection est en grisé.*

A.3 Exemple d'une trace double

L'algorithme présenté a permis de détecter de nombreuses traces simples dues à des satellites ou des météores ; il nous a aussi permis de découvrir des objets remarquables, comme cette très jolie trace double Fig. A.6.

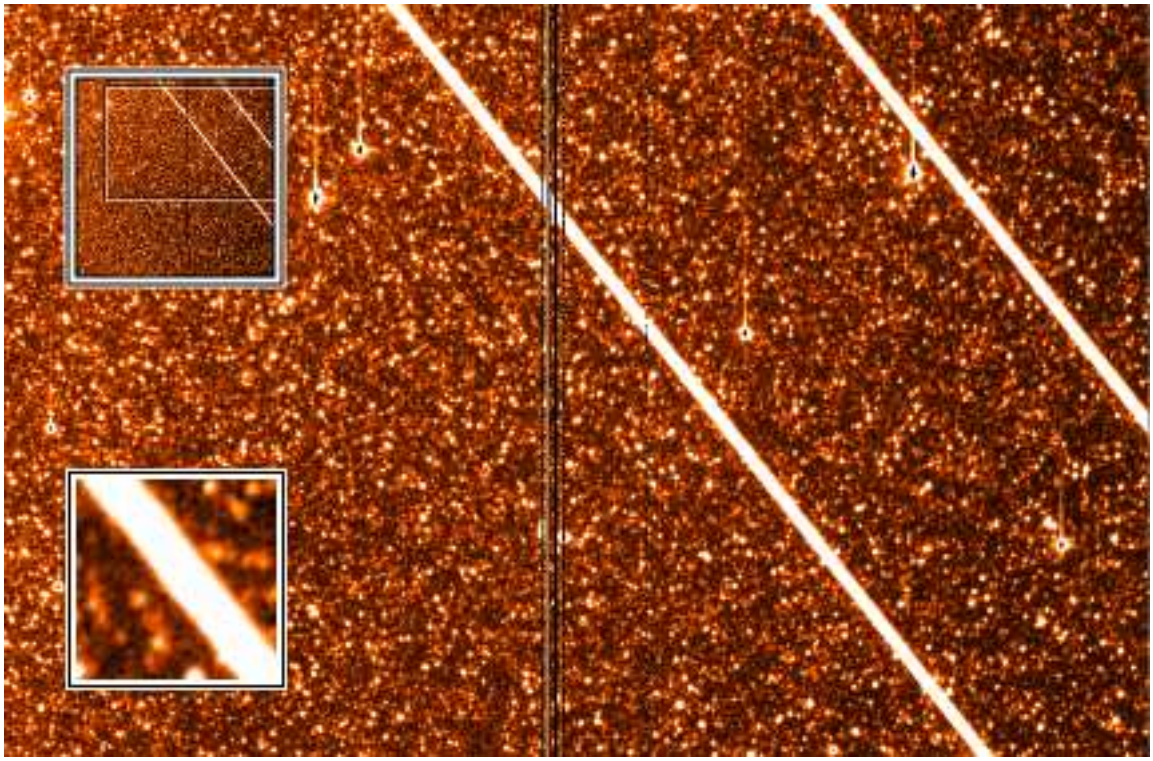


FIG. A.6 – *Trace double détectée sur un cliché du Grand Nuage de Magellan. Cartouche supérieur : vue d'ensemble du CCD. Cartouche inférieur : détail d'une des deux traces. Cette double trace est très vraisemblablement le fait d'un avion.*

Essayons d'identifier l'objet à l'origine de cette trace double. Sur le cliché, les deux traces sont séparées de 596 pixels, ce qui fait une distance angulaire de :

$$\theta = 350\,\mathrm{arcsec} = 1.7 \times 10^{-3}\,\mathrm{rad}. \tag{A.12}$$

Appelons L la distance entre les deux sources lumineuses de l'objet. On ne peut relier directement la longueur projetée ℓ dans le plan orthogonal à l'observateur à la distance L sans connaître l'orientation exacte de l'objet ; toutefois, en faisant l'hypothèse que l'objet se déplace dans un plan horizontal (ce qui est somme toute assez raisonnable), on peut borner la longueur projetée :

$$L \sin a \leq \ell \leq L \tag{A.13}$$

où a est l'élévation. Par ailleurs, la distance angulaire séparant les deux traces s'écrit :

$$\theta = \frac{\ell}{d} = \frac{\ell \sin a}{A} \quad \text{où } A \text{ est l'altiude de vol de l'objet} \tag{A.14}$$

On peut ainsi borner la distance angulaire,

$$\frac{L}{A} \sin^2 a \leq \theta \leq \frac{L}{A} \sin a \tag{A.15}$$

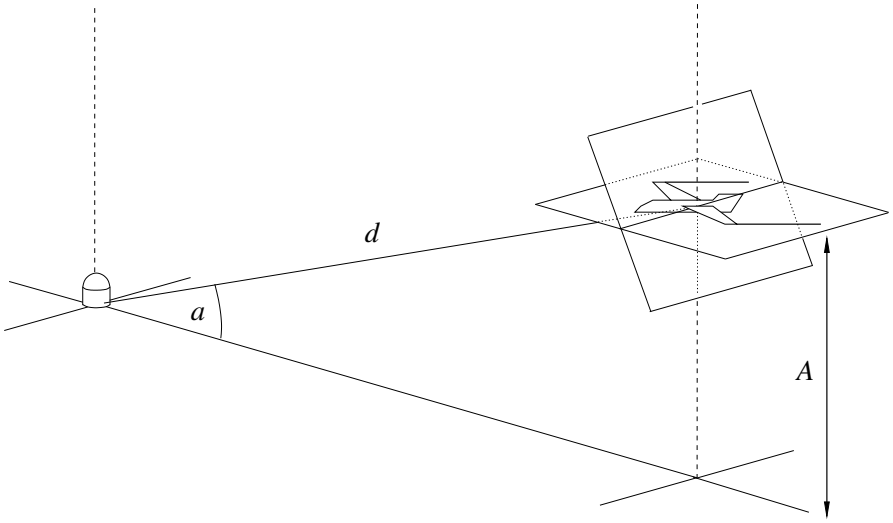


FIG. A.7 – *Hypothèses d'identification de l'objet à l'origine d'une trace double.*

Connaissant l'élévation lors de la prise de données ($a \simeq 30\,^o$) et la séparation angulaire θ, on peut contraindre le rapport envergure sur altitude L/A :

$$\frac{\theta}{\sin a} \leq \frac{L}{A} \leq \frac{\theta}{\sin^2 a} \quad \text{soit} \quad 3.4 \times 10^{-3} \leq \frac{L}{A} \leq 6.8 \times 10^{-3}. \tag{A.16}$$

Quels objets peuvent engendrer une telle double trace ? On peut faire l'hypothèse d'un satellite qui présenterait deux surfaces réfléchissantes (éléments métallisés, panneaux solaires) éclairées par le soleil. Cependant, l'altitude minimale des satellites en orbite basse est d'environ 300 — $400\,\mathrm{km}$; Le rapport L/A obtenu ici impliquerait une envergure d'au moins $1\,\mathrm{km}$, ce qui est peu vraisemblable. Même la station internationale ISS qui orbite à $400\,\mathrm{km}$ ne fait que $75\,\mathrm{m}$ d'envergure.

L'hypothèse d'un avion de ligne semble plus convaincante : les longs-courriers volent approximativement à $10000\,\mathrm{m}$ d'altitude, et leur envergure est de $50\,\mathrm{m}$ environ ($60\,\mathrm{m}$ pour un Boeing 747, par exemple), ce qui donne un rapport $L/A \simeq 5 \times 10^{-3}$ compatible avec ce qui est observé.

Ces deux traces lumineuses parfaitement parallèles sont donc vraisemblablement dues au passage d'un avion dans le champ du télescope pendant l'acquisition.

A.4 Conclusion

Le programme de détection de traces lumineuses présenté ici est relativement simple. Son efficacité est convenable, mais le taux de fausses détections n'est pas négligeable. La plupart des fausses détections se produisent lorsque le cliché analysé comporte une étoile très brillante saturée pour laquelle l'amas associé a fusionné avec l'amas d'une colonne saturée non masquée (schéma A.8). Dans ces cas très particuliers, l'amas résultant peut remplir tous les critères de sélection ; l'angle θ donnant l'orientation de l'axe principal de l'amas est biaisé du fait de la présence de l'étoile, ce qui rend inopérante la coupure sur θ destinée à éliminer les amas dus aux colonnes saturées.

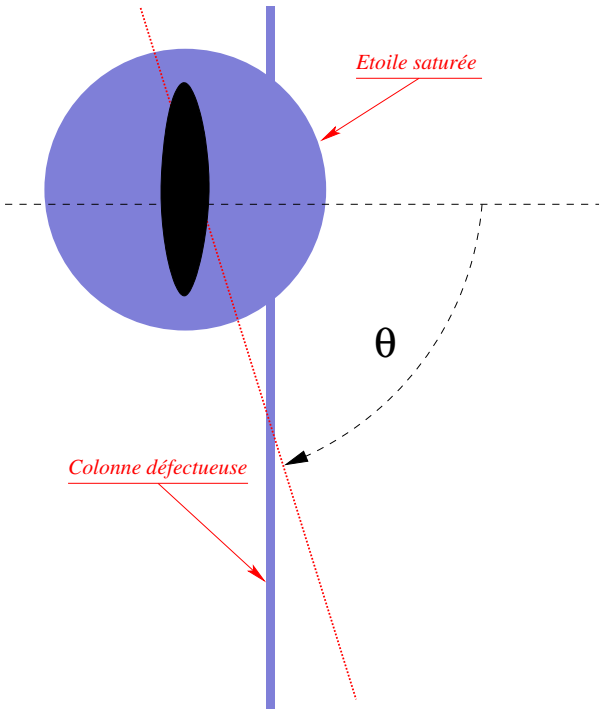


FIG. A.8 – *Fausse détection. L'amas issu de la fusion d'un amas associé à une colonne saturée (normalement rejetée) et d'un amas dû à une étoile très brillante remplit parfois tous les critères de sélection des traces. La présence de l'étoile biaise le calcul de l'angle θ.*

Les performances de ce détecteur sont toutefois suffisantes pour l'utilisation qui en est faite dans l'expérience EROS. Utilisé en amont lors de la sélection des images destinées à la construction d'images composites, cet algorithme sert surtout à éliminer les images douteuses. Une faible fraction de fausses détections est donc acceptable.

Ce programme fait partie de la chaîne de traitement en photométrie différentielle d'EROS. Il est disponible dans la base de développement CVS à l'adresse suivante :

`http://cvs.in2p3.fr/eros/Triton/images/killsatellites.cc`

L'utilisation de techniques plus performantes, comme la décomposition des images en ondelettes (avec une base de fonctions bien choisie, adaptée à la forme du signal recherché) serait sans doute plus efficace pour détecter des objets allongés comme les traces de satellites. Un détecteur basé sur ces techniques serait probablement plus performant.

Annexe B

Photométrie du candidat OGLE-2000-BLG-43

B.1 Alerte OGLE avec effet de parallaxe

Depuis 1994 le groupe OGLE dispose d'un système d'alerte en ligne [Udalski et al., 1994a] qui permet de signaler en temps réel des objets dont la variabilité semble due à un effet de microlentille gravitationnelle. Parmi les candidats détectés, certains présentent des propriétés intéressantes ; c'est le cas de l'événement OGLE-2000-BLG-43, signalé mi-2000, dont la courbe de lumière obtenue dans la bande I en photométrie différentielle (*cf.* Wozniak [2000]) est représentée figure B.1. L'étoile source (type K) appartient à un champ du Centre Galactique ($\alpha_{J2000} = 18^{\mathrm{h}}08^{\mathrm{m}}43^{\mathrm{s}}.04$, $\delta_{J2000} = -32^{\mathrm{o}}24'39''.5$). La courbe de lumière présente une légère distorsion par rapport à une courbe de Paczyński : le groupe OGLE a montré qu'un ajustement de microlentille simple est insuffisant, et qu'il est nécessaire d'introduire un effet de parallaxe terrestre pour rendre compte des observations (voir fig. B.1 et Soszyński et al. [2001]). OGLE-2000-BLG-43 est le premier événement où un effet de parallaxe ait été observé sur près de deux années.

En modélisant la courbe de lumière comme un événement de microlentille avec effet de parallaxe (*cf.* 2.1.3.4 pour la paramétrisation), OGLE a trouvé deux solutions satisfaisantes (baptisées P et P′) dont les paramètres $(u_0, t_0, t_{\mathrm{E}}, I_s, \tilde{r}_{\mathrm{E}}, \psi, f)$[1] sont indiqués table B.1. La solution P possède le meilleur χ^2 ; mais le χ^2 de la solution P′ est très peu différent, ce qui ne permet pas de trancher entre P et P′.

Pour le groupe OGLE, la saison d'observation du Bulbe Galactique s'achève début novembre. En observant le plus longtemps possible le champ contenant l'étoile source, OGLE a pu suivre l'événement jusqu'au 22/11/2000. La courbe de lumière obtenue ne comporte donc aucune mesure après le maximum d'amplification.

Le groupe EROS dispose d'assez peu de mesures pendant la montée, mais a réalisé par contre de nombreuses observations dans cette direction fin 2000 et début 2001, pendant la "descente". Aussi a-t-il semblé intéressant de rechercher l'événement dans les données EROS et de comparer nos mesures avec les modèles proposés par OGLE.

[1] ψ est l'angle du mouvement relatif entre le déflecteur et la source rapporté à la projection du grand-axe de l'orbite terrestre dans le plan du déflecteur, et f la fraction de flux *non-blendé* de l'étoile source.

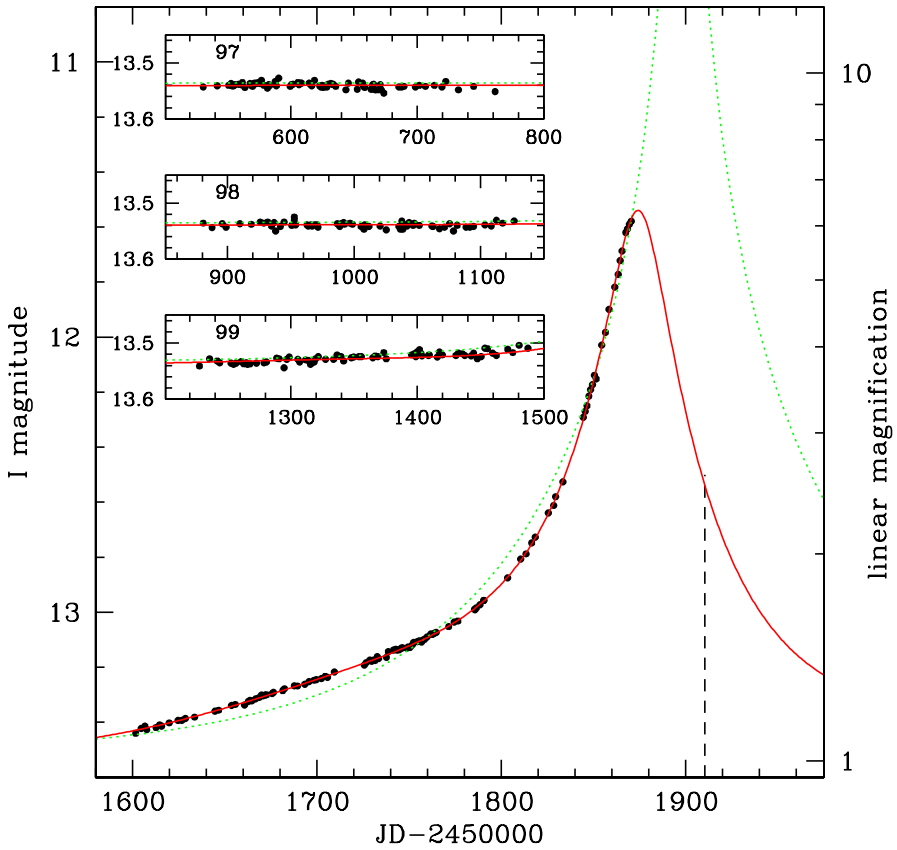


FIG. B.1 – *Événement OGLE-2000-BLG-43. Courbe de lumière construite avec les données* OGLE. *L'ajustement d'une courbe de Paczyński simple est indiquée en pointillés, et l'ajustement avec parallaxe en trait continu. Les résidus pour la solution P sont indiqués dans les cartouches (d'après Soszyński et al. [2001]).*

Modèle	t_0	t_E (jours)	u_0	I_s	f
S	1898.7 ± 0.1	169.6 ± 0.3	0.0 ± 0.002	13.5366 ± 0.0004	—
P	1893.4 ± 1.0	156.4 ± 4.4	0.27 ± 0.01	13.5406 ± 0.0004	0.911 ± 0.056
P′	1842.5 ± 0.9	158.2 ± 4.2	0.11 ± 0.01	13.5406 ± 0.0004	0.77 ± 0.04

Modèle	ψ	$\tilde{r}_E$ (UA)	χ^2
S	—	—	9025.2
P	3.024 ± 0.005	3.62 ± 0.18	314
P′	3.017 ± 0.007	4.79 ± 0.22	320.8

TAB. B.1 – *Ajustements proposés par* OGLE *pour l'événement OGLE-2000-BLG-43. Le modèle S de microlentille simple est insuffisant pour rendre compte de la courbe de lumière. Un ajustement avec effet de parallaxe est nécessaire ; deux solutions avec parallaxe P et P′ décrivent bien les données. La solution P donne le meilleur χ^2, mais le jeu de paramètres P′ est aussi satisfaisant, et il est difficile de donner la préférence à l'une des solutions sans information supplémentaire.*

B.2 Photométrie du candidat sur les images EROS

L'étoile source de l'événement OGLE-2000-BLG-43 est située dans une région du ciel surveillée par EROS, dans le champ `cg016` (fig. B.2). Les images de ce champ ont été traitées en analyse par soustraction d'images au moyen de la chaîne de réduction développée dans le cadre de cette thèse et présentée au chapitre 4.

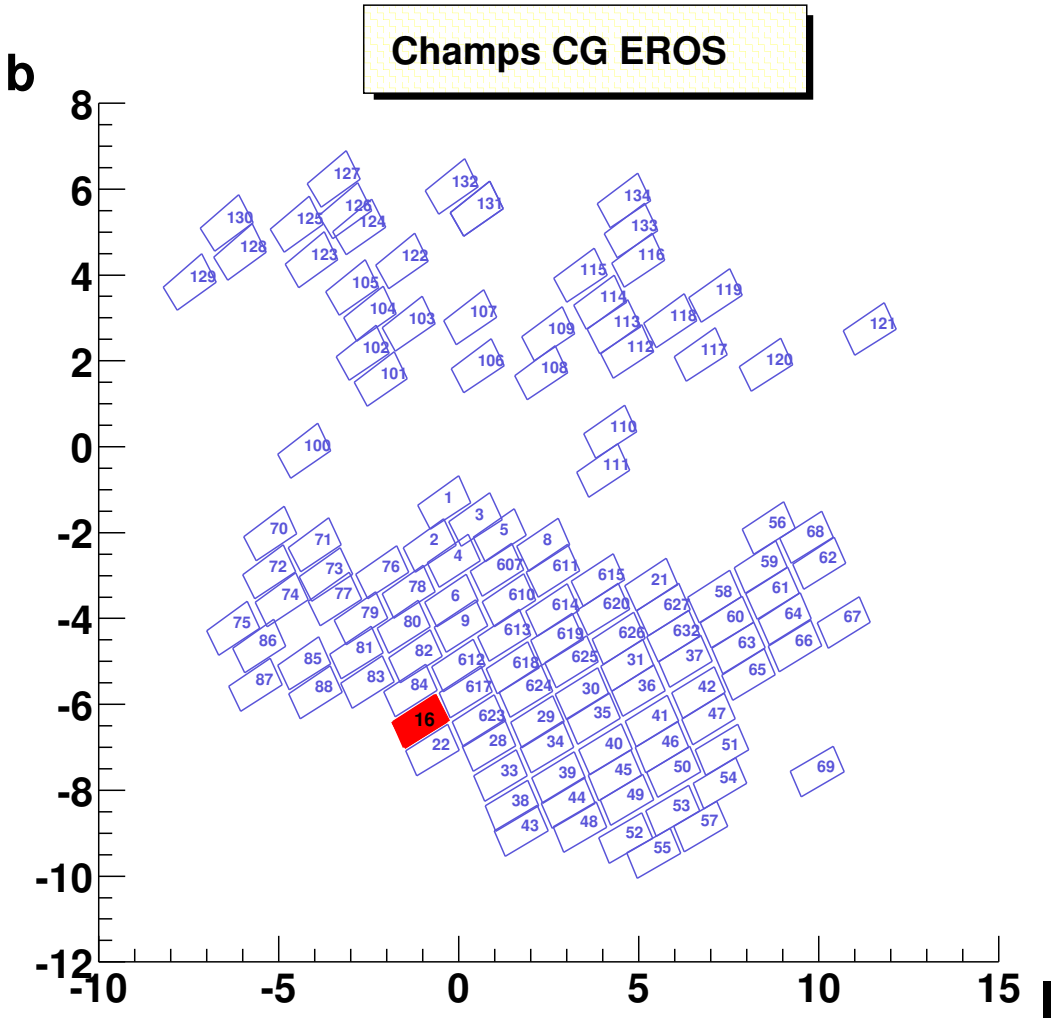


FIG. B.2 – *Position du candidat OGLE-2000-BLG-43 dans les champs* EROS *vers le Centre Galactique. L'étoile source est dans le champ* `cg016`*. Les positions des champs sont indiquées en coordonnées galactiques* (l, b).

Les courbe de lumière R_{EROS} et B_{EROS} obtenues ont été corrigées des corrélations avec la masse d'air et filtrées (les points aberrants ont été supprimés itérativement). Elles sont présentées figures B.4 et B.5.

B.3 Modélisation combinant les données OGLE et EROS

La variation de flux ΔF^c dans chacune des trois bandes disponibles (R_{EROS}, B_{EROS} et I_{OGLE}) peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
\Delta F^c &= F_0^c(A-1) + \mathit{offset} && \text{(B.1)}\\
&= F_0^{c,obs} f^c(A-1) + \mathit{offset} && \text{(B.2)}\\
&= F_0^{c,obs}\left[(A-1)f^c + 1\right] - F_0^{c,obs} + \mathit{offset} && \text{(B.3)}\\
&= F_0^{c,obs}\left[(A-1)f^c + 1\right] - F_{ref}^c && \text{(B.4)}
\end{aligned}$$

où F_0^c est le véritable flux de l'étoile source, $F_0^{c,obs}$ est le flux total comprenant une fraction de blending (f^c est la fraction de flux *non-blendé* $f^c = F_0^c/F_0^{c,obs}$). Le flux mesuré sur l'image de référence composité s'écrit :

$$F_{ref}^c = F_0^{c,obs} - \mathit{offset} \qquad \text{(B.5)}$$

offset étant la ligne de base (*cf.* 6.4.1). Nous utiliserons ici la paramétrisation avec le flux total *blendé* $F_0^{c,obs}$ et la fraction de flux *non-blendé* f^c. Les descriptions avec les paramètres $(F_0^{c,obs}, f)$ ou (F_0, offset) sont équivalentes (*cf.* 2.5).

L'ajustement simultané dans les trois couleurs (R_{EROS}, B_{EROS} et I_{OGLE}) d'un modèle de microlentille avec parallaxe donne deux solutions, dont les paramètres sont indiqués table B.2. Les solutions trouvées peuvent être identifiées avec les solutions P et P′ d'OGLE.

Modèle	t_0	t_E	u_0
P	1894.3 ± 0.7	144.4 ± 2.56	0.32 ± 0.009
P′	1843.9 ± 0.72	191.5 ± 2.89	0.073 ± 0.006

Modèle	ψ	$\tilde{r}_E$ (UA)	χ^2
P	3.027 ± 0.003	3.02 ± 0.088	746.44 (336.22+228.83+181.39)
P′	3.028 ± 0.0058	5.59 ± 0.13	1045.89 (374.2+403.08+268.61)

Modèle	$F_0^{obs,I_{OGLE}}$	$f^{I_{OGLE}}$	$F_0^{obs,R_{EROS}}$	$f^{R_{EROS}}$	$F_0^{obs,B_{EROS}}$	$f^{B_{EROS}}$
P	0.38 ± 0.0001	1.07 ± 0.044	189671 ± 156	1.07 ± 0.045	118305 ± 115	1.002 ± 0.043
P′	0.38 ± 0.0001	0.58 ± 0.04	190331 ± 162	0.57 ± 0.018	118627 ± 119	0.54 ± 0.018

TAB. B.2 – *Ajustements combinés des données* EROS *et* OGLE *pour l'événement OGLE-2000-BLG-43. Les flux sont exprimés en ADU, et les durées en jours juliens modifiés. Les donnés* EROS *permettent de trancher entre les deux solutions P et P′ proposées par* OGLE.

L'adjonction des données EROS traitées en photométrie différentielle (195 mesures R_{EROS} et 203 mesures B_{EROS}) à la courbe de lumière OGLE (321 mesures) permet de séparer très nettement les solutions P et P′ : le χ^2 de la solution P ($\chi^2_P/n_{ddl} = 746.44/708$) est sans conteste meilleur que celui de la solution P′ ($\chi^2_{P'}/n_{ddl} = 1045.89/708$). De plus, l'étoile source étant plutôt brillante (I=13.54, V=15.65), la solution P′ semble peu probable car la fraction de flux *non-blendé* f est invraisemblable pour une telle source (Il serait étonnant qu'une autre étoile contribue de façon importante au flux de cette étoile). Les courbes de lumière dans les trois couleurs sont présentées figures B.3, B.4 et B.5 avec les ajustements P et P′ superposés.

Comme l'ajustement d'un modèle de microlentille avec parallaxe fournit à la fois t_{E} et $\tilde{r}_{\mathrm{E}}$, il est possible de déterminer la vitesse relative source-déflecteur projetée dans le plan de l'observateur,

$$\tilde{v} = \mu_{rel} \times \frac{D_s D_l}{D_s - D_l} = \frac{\tilde{r}_{\mathrm{E}}}{t_{\mathrm{E}}} = 36.3 \pm 2\,\mathrm{km.s}^{-1} \tag{B.6}$$

Cette faible vitesse projetée semble indiquer que la source, le déflecteur et l'observateur tournent à peu près à la même vitesse autour du Centre Galactique ; la source et le déflecteur appartiendraient plutôt au disque galactique, et la faible vitesse relative serait essentiellement due à la dispersion des vitesses dans le disque.

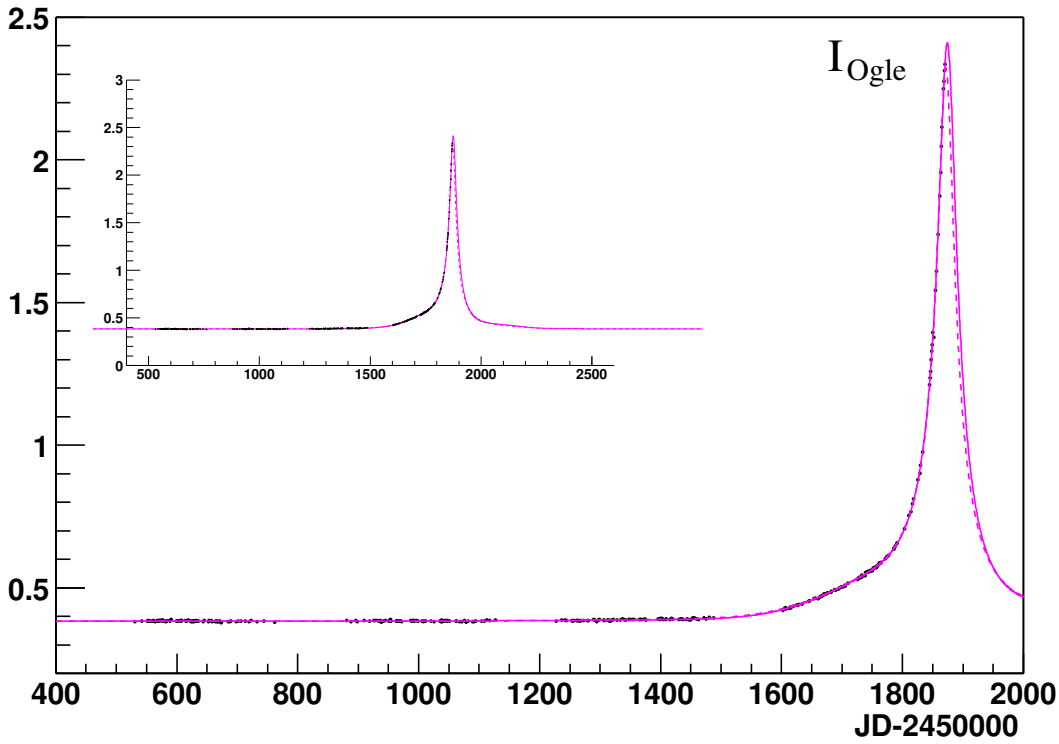


FIG. B.3 – *Événement OGLE-2000-BLG-43. Courbe de lumière I_{OGLE} avec les ajustements P (en trait plein) et P′ (en pointillés).*

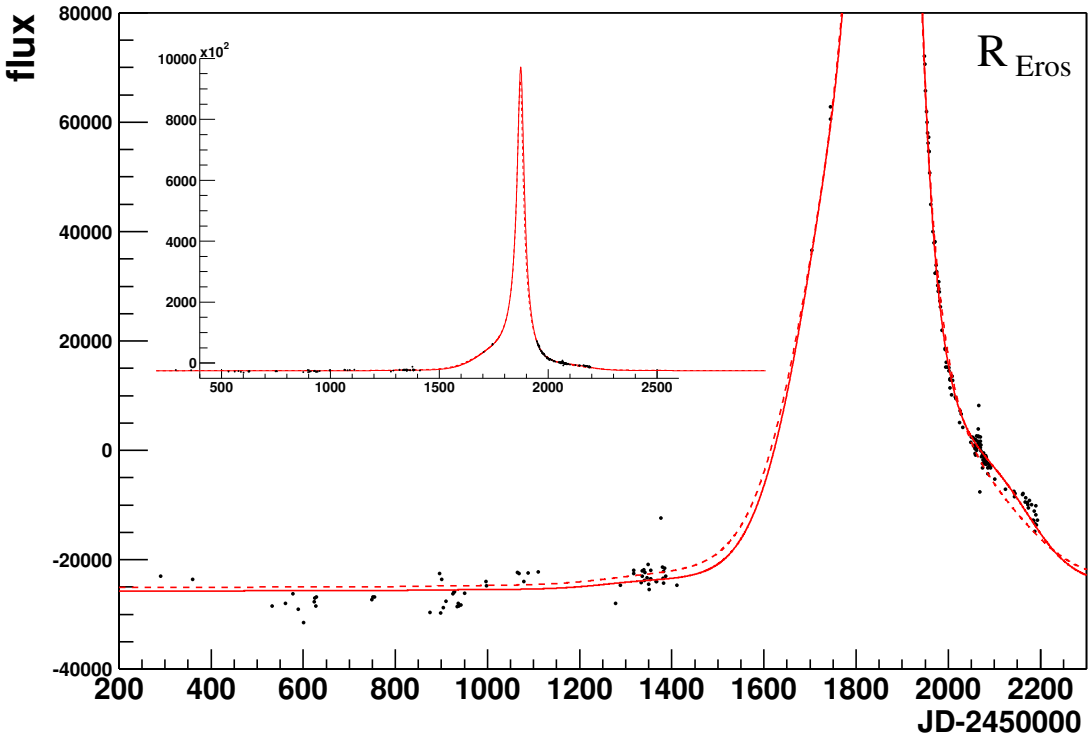


FIG. B.4 – *Événement OGLE-2000-BLG-43. Courbe de lumière* R_{EROS} *avec les ajustements P (en trait plein) et* P' *(en pointillés).*

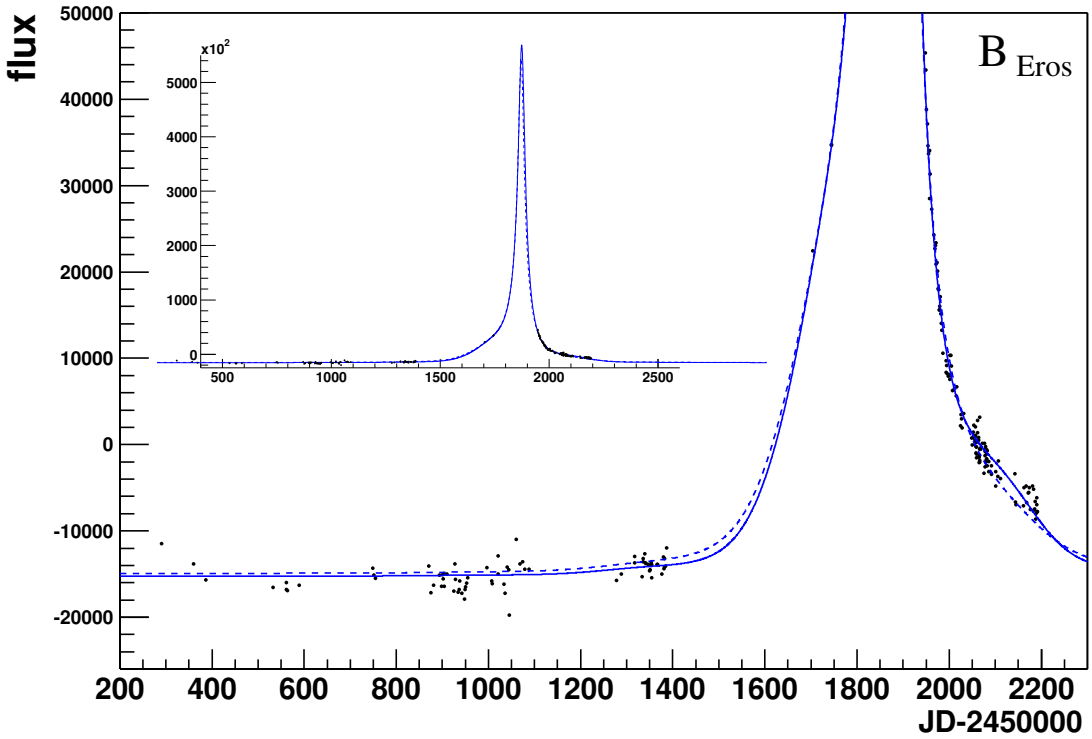


FIG. B.5 – *Événement OGLE-2000-BLG-43. Courbe de lumière* B_{EROS} *avec les ajustements P (en trait plein) et* P' *(en pointillés).*

B.4 Conclusion

Le traitement en photométrie différentielle des données EROS du champ `cg016` a permis d'obtenir les courbes de lumière dans les bandes R_{EROS} et B_{EROS} de l'événement à parallaxe OGLE-2000-BLG-43, avec une précision photométrique accrue. La combinaison de ces mesures avec les données OGLE a permis de trancher entre les deux solutions proposées par OGLE pour décrire l'événement. La solution retenue semble indiquer que le déflecteur et la source appartiennent tous deux au disque de la galaxie.

L'étude de l'événement OGLE-2000-BLG-43 a été effectuée avec Clarisse Hamadache, en charge de la réduction et de l'analyse des données EROS vers le Centre Galactique ; ces résultats feront l'objet d'une présentation plus détaillée dans Hamadache [2004] et [Hamadache et al., à paraître].

Annexe C

La collaboration EROS

The EROS Collaboration — Cristina AFONSO (CEA, Saclay) — Christophe ALARD (DASGAL, Paris) — Jean-Noël ALBERT (LAL, Orsay) — Alexis AMADON (CEA, Saclay) — Johannes ANDERSEN (Astronomical Observatory, Copenhagen) — Reza ANSARI (LAL, Orsay) — Éric AUBOURG (CEA, Saclay) — Pierre BAREYRE (CEA, Saclay) — Florian BAUER (CEA, Saclay) — Jean-Philippe BEAULIEU (IAP, Paris) — Guillaume BLANC (CEA, Saclay) — Alain BOUQUET (Collège de France, Paris) — Sergio CHARLOT (Chili, décédé) — Xavier CHARLOT (CEA, Saclay) — François COUCHOT (LAL, Orsay) — Christian COUTURES (CEA, Saclay) — Frédéric DERUE (LPNHE, Paris) — Roger FERLET (IAP, Paris) — Pascal FOUQUÉ (LESIA, Meudon) — Jean-François GLICENSTEIN (CEA, Saclay) — Bertrand GOLDMAN (CEA, Saclay) — Andrew GOULD (Ohio State University, Columbus) — Michel GROS (CEA, Saclay) — Jacques HAÏSSINSKI (LAL, Orsay) — Clarisse HAMADACHE (CEA, Saclay) — Jean-Christophe HAMILTON (Collège de France, Paris) — Delphine HARDIN (LPNHE, Paris) — Delris) — Jean de KAT (CEA, Saclay) — David GRAFF (University of Michigan, Ann Arbor) — Alex KIM (University of California, Berkeley) — Thierry LASSERRE (CEA, Saclay) — Laurent LE GUILLOU (LPNHE, Paris) — Éric LESQUOY (CEA, Saclay) — Cécile LOUP (IAP, Paris) — Christophe MAGNEVILLE (CEA, Saclay) — Bruno MANSOUX (LAL, Orsay) — Éric MAURICE (Observatoire de Marseille, Marseille)— Alain MAURY (ESO, Santiago) — Alain MILSZTAJN (CEA, Saclay) — Marc MONIEZ (LAL, Orsay) — Nathalie PALANQUE-DELABROUILLE (CEA, Saclay) — Jean-Baptiste MARQUETTE (IAP, Paris) — Olivier PERDEREAU (LAL, Orsay) — Laurent PRÉVOT (Observatoire de Marseille, Marseille)— Youcef RAHAL (LAL, Orsay) — Nicolas REGNAULT (LAL, Orsay) — Jim RICH (CEA, Saclay) — Michel SPIRO (IN2P3, Paris) — Patrick TISSERAND (CEA, Saclay) — Alfred VIDAL-MADJAR (IAP, Paris) — Laurent VIGROUX (CEA, Saclay) — Sylvain ZYLBERAJCH (CEA, Saclay)

Table des figures

1.1 Diagramme de Hubble (Supernova Cosmology Project et Calàn/Tololo Survey) . 16
1.2 Spectre des anisotropies du rayonnement fossile obtenu par WMAP 17
1.3 Comparaison entre les abondances prédites et observées des éléments légers . . 18
1.4 Courbe de rotation des galaxies spirales NGC2403 et NGC2841 19
1.5 Rapport $\Sigma_{dark}/\Sigma_{\mathrm{HI}}$ pour différents types de galaxies 20

2.1 Déflexion de la lumière par un corps massif 26
2.2 Définition des angles $\vec{\theta}_s$ et $\vec{\theta}_\pm$ 27
2.3 Position des images en fonction de la position de la source 28
2.4 Dynamique de l'effet de microlentille gravitationnelle 29
2.5 Courbe d'amplification pour différents paramètres u_0 30
2.6 Aspect astrométrique de l'effet de microlentille 31
2.7 Aspect astrométrique de l'effet de microlentille : trajectoire du centroïde 32
2.8 Géométrie de l'effet de source étendue 32
2.9 Courbes de lumière avec effet de source étendue 33
2.10 Exemple de microlentille avec déflecteur binaire 35
2.11 Géométrie de l'effet de microlentille avec parallaxe terrestre 36
2.12 Première détection d'un événement présentant un effet de parallaxe 37
2.13 Définition des paramètres r_{E}, θ_{E}, $\hat{r}_{\mathrm{E}}$, $\tilde{r}_{\mathrm{E}}$ 38
2.14 Influence du *blending* sur la reconstruction d'un événement de microlentille . . . 42
2.15 Influence du *blending* sur la mesure du temps d'Einstein 43
2.16 Description différentielle de l'effet de microlentille gravitationnelle 45

3.1 Candidats EROS-I issus de l'analyse des plaques photographiques 53
3.2 Courbes de lumière du candidat EROS-I-2 repliées sur 2.8 jours 53
3.3 Candidat OGLE-7 : première lentille binaire détectée 55
3.4 Diagramme d'exclusion combiné EROS-I & MACHO pour les événements courts 57
3.5 Diagramme d'exclusion combiné EROS-I (CCD+Plaques) et signal de MACHO . . 58

3.6 Candidat EROS-1997-SMC-1 détecté vers le Petit Nuage de Magellan 59
3.7 Diagramme d'exclusion EROS I & II et signal de MACHO 60
3.8 Limite combinée EROS-I et EROS-II 60
3.9 Limite obtenue par MACHO dans la gamme 3 – 30 $M_\odot$ 62

4.1 Différence entre les PSF normalisées de deux clichés 66
4.2 Principe de la soustraction d'images avec adaptation de PSF 67
4.3 Carte des vignettes utilisées pour l'ajustement du noyau de convolution 71
4.4 Exemples de fonctions gaussiennes 72
4.5 Quelques vecteurs de la base de *Dirac* 74
4.6 Soustraction d'images 80
4.7 Méthode générale avec deux noyaux de convolution 81
4.8 Soustraction d'images (détail) 83
4.9 Alerte MACHO-LMC-99-2 : Potentiel de détection de l'analyse par soustraction . 84

5.1 Optique du telescope MARLY 86
5.2 Facteur global de transmission de l'optique 87
5.3 Orientation des mosaïques de CCD et conventions de découpage 89
5.4 Visibilité des cibles EROS en fonction de l'heure et de la saison 91
5.5 Cliché du Petit Nuage de Magellan et position des champs EROS 92
5.6 Alignement géométrique des clichés. Décalages en (x, y) avec la référence 97
5.7 Évolution de l'écart $(\Delta x)^{\mathrm{R_{EROS}}} - (\Delta x)^{\mathrm{B_{EROS}}}$ 98
5.8 Variabilité de la PSF sur la mosaïque des CCD 100
5.9 Exemples d'artefacts sur les images différences 100
5.10 Comparaison des coefficients C_K/T_{pose} avec l'absorption 102
5.11 Algorithme de fusion des catalogues individuels 107
5.12 Image-cible utilisée pour la détection des objets variables 108
5.13 Image-cible utilisée pour la détection (détail) 109
5.14 Exemple de PSF tabulée 110
5.15 Exemples de courbes de lumière produites 112
5.16 Comparaison des Flux Peida et DIA 113

6.1 Algorithme de suppression des mesures aberrantes 117
6.2 Détermination de la ligne de base par la méthode "de l'escargot" 118
6.3 Reconstruction de la ligne de base pour des microlentilles simulées 119
6.4 Comparaison des estimateurs LP_N et LP_{N-1} 122
6.5 Détection des fluctuations d'une courbe de lumière 123

6.6 Diagramme couleur-magnitude issu de SIMILE 124
6.7 Distribution des paramètres de génération des courbes de lumière 125
6.8 Courbe de lumière simulée 126
6.9 Nombre de fluctuations détectées dans les deux couleurs 127
6.10 Recouvrement entre les fluctuations principales détectées en R_{EROS} en B_{EROS} . . . 128
6.11 Signe de la fluctuation principale en R_{EROS} en B_{EROS} 129
6.12 Nombre de points dans la fluctuation principale 129
6.13 Coupure sur l'importance de la seconde fluctuation par rapport à la première . . 130
6.14 Coupure sur l'amélioration du χ^2 obtenu avec un ajustement de microlentille . . 132
6.15 Fonction de luminosité du catalogue de référence EROS vers le Petit Nuage . . . 135
6.16 Association des objets détectés avec un catalogue externe 137
6.17 Diagramme couleur-magnitude des candidats associés 138
6.18 Candidat sm005_48-543 (EROS-1997-SMC-1) 140
6.19 Candidat sm001_0a-924 141
6.20 Candidat sm010_1b-758 142
6.21 Candidat sm010_3e-254 143
6.22 Candidat sm005_6e-389 145
6.23 Candidat sm005_7a-262 146
6.24 Courbes de lumière des candidats de l'analyse classique vers le Petit Nuage . . . 148
6.25 Étoile sm001_66-94 149
6.26 Étoile sm001_6a-74 150
6.27 Étoile sm002_7d-62 151
6.28 Courbe de lumière de l'événement binaire MACHO-1998-SMC-1 152
6.29 Évolution de $u^2_{0,max}$ en fonction de F_0 154
6.30 Fonction de luminosité utilisée 155
6.31 Distribution de F_0 pondérée par $u_{0,max}$ (sur environ 1/25 de CCD) 155

7.1 Taux d'éclipses attendues en direction du Petit Nuage 159
7.2 Coupure sur la profondeur de la fluctuation retenue 162
7.3 Diagramme couleur-magnitude des candidats associés 164
7.4 Candidat sm001_0a-748 166
7.5 Candidat sm005_59-572 167
7.6 Candidat sm008_7d-207 168
7.7 Courbes de lumière issues du traitement des images synthétiques 170
7.8 Distribution de $h^{R_{EROS}}$ pour les éclipses simulées 171
7.9 Efficacité de détection en fonction de la profondeur $h^{R_{EROS}}$ 171

7.10 Fin de l'ère des Machos ? 174

A.1 Trace détectée sur une image du Petit Nuage de Magellan 178
A.2 Construction des amas par examen récursif des pixels. 180
A.3 distribution spatiale d'un amas 181
A.4 distribution de la surface des amas sur une tuile 183
A.5 Distribution du demi-grand axe des amas sélectionnés 183
A.6 Trace double détectée sur un cliché du Grand Nuage de Magellan 184
A.7 Hypothèse d'identification de l'objet à l'origine d'une trace double. 185
A.8 Fausses détections 186

B.1 OGLE-2000-BLG-43 : Courbe de lumière (données OGLE) et ajustement OGLE . . 188
B.2 OGLE-2000-BLG-43 : Position du candidat dans les champs EROS 189
B.3 OGLE-2000-BLG-43 : Courbe de lumière I_{OGLE} et ajustements P et P′ 191
B.4 OGLE-2000-BLG-43 : Courbe de lumière R_{EROS} et ajustements P et P′ 192
B.5 OGLE-2000-BLG-43 : Courbe de lumière B_{EROS} et ajustements P et P′ 193

Liste des tableaux

2.1 Modèles de galaxie utilisés pour estimer l'épaisseur optique 49

5.1 Caractéristiques électroniques des CCD 88
5.2 Taux de réussite de l'alignement et de la soustraction 105
5.3 Nombre d'objets variables détectés dans le Petit Nuage de Magellan 109

6.1 Effets des critères de sélection sur les données vers le Petit Nuage 133
6.2 Effets des critères de sélection sur les courbes de lumière simulées 134
6.3 Candidats microlentilles retenus 139
6.4 Candidats issus de l'analyse classique de 5 ans de données du Petit Nuage 147

7.1 Effets des critères de sélection sur les données vers le Petit Nuage 161
7.2 Caractéristiques des 15 candidats retenus 165
7.3 Effets des critères de sélection sur la simulation 169

B.1 OGLE-2000-BLG-43 : Ajustements proposés par OGLE 188
B.2 OGLE-2000-BLG-43 : Ajustements combinés des données EROS et OGLE 190

Index

ALARD, C., 69
amas de galaxies, 17
amplification, 27
anneau d'Einstein, 27
artefacts, 177
avions, 177
axions, 23

BIERCE, Ambrose, 115
binaire, 34
  source, 34
blending, 41

CARROLL, Lewis, 5
COBE, 15
compositage, 79
constante cosmologique, 14, 15
cosmologie, 13
courbe de rotation, 18

DIA, 65
différence d'image, 65
Difference Image Analysis, 65

Einstein, 25
  anneau d', 27
  rayon angulaire d', 27
  rayon d', 27
  temps d', 29
épaisseur optique, 39
EROS, 52
étoiles à neutrons, 21
S^{T}-EXUPÉRY, Antoine de, 85

fond cosmologique, 15

gaz, 20
GONDOLO, Paolo, 45
GOULD, Andrew, 25

Hipparcos, 25
hydrogène
  moléculaire H_2, 20
  neutre HI, 20

`killsatellites`, 186

Lapin Blanc, 5

météores, 177
MACHO, 54
matière noire, 13–23
microlentille gravitationnelle, 25–39
  amplification, 27
  astrométrique, 31
  binaire, 34
  formalisme, 25
  parallaxe, 35
  source binaire, 34
  source étendue, 32
mouvement propre relatif, 29

naines
  blanches, 21
  brunes, 21
  rouges, 21
neutrinos, 22
nucléosynthèse primordiale, 17

optical depth, 39

PACZYŃSKI, Bohdan, 29, 30, 44
parallaxe, 35
paramètre d'impact, 25, 27
paramètre d'impact réduit, 27
photométrie différentielle, 65
planètes, 21
Point Spread Function, 65
PSF, 65

rayon d'Einstein, 27
rayon d'Einstein angulaire, 27
rayonnement fossile, 15

satellites, 177
self-lensing, 49
snowballs, 20
source binaire, 34
source étendue, 32

supernovæ, 14

taux d'événements, 40
temps d'Einstein, 29
trous noirs, 21
    primordiaux, 22
    supermassifs, 22

vignettes, 70

WATTERSON, Bill, 173
WIMPs, 23
WMAP, 15

Bibliographie

Abdurashitov, J. et al. (1994). *Physics Letters B*, 328 :234. (SAGE Collaboration).

Afonso, C. (2001). *Recherche de microlentilles gravitationnelles en direction du Centre Galactique dans l'expérience* EROS2. Thèse de doctorat, Université Paris 7.

Afonso, C., Alard, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Marquette, J. B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., Zylberajch, S., Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Griest, K., King, L. J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stetson, P. B., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., Rhie, S. H., Bennett, D. P., Fragile, P. C., Johnson, B. R., Quinn, J., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M., Pietrzyński, G., Woźniak, P., Zebruń, K., Albrow, M. D., Caldwell, J. A. R., DePoy, D. L., Dominik, M., Gaudi, B. S., Greenhill, J., Hill, K., Kane, S., Martin, R., Menzies, J., Naber, R. M., Pogge, R. W., Pollard, K. R., Sackett, P. D., Sahu, K. C., Vermaak, P., Watson, R., et Williams, A. (2000). Combined Analysis of the Binary Lens Caustic-crossing Event MACHO 98-SMC-1. ApJ, 532 :340–352.

Afonso, C., Alard, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, E., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Lesquoy, E., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, E., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prevot, L., Regnault, N., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (1998). EROS 2 intensive observation of the caustic crossing of microlensing event MACHO SMC-98-1. A&A, 337 :L17–L20. (The EROS collaboration).

Afonso, C., Albert, J. N., Alard, C., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., LeGuillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (2003a). Bulge microlensing optical depth from EROS 2 observations. A&A, 404 :145–156. (The EROS collaboration).

Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Beaulieu, J. P., Blanc, G., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman,

B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., de Kat, J., Lasserre, T., Le Guillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Marquette, J. B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Rahal, Y. R., Rich, J., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (2003b). Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. A&A, 400 :951–956. (The EROS collaboration).

Ahmad, Q. R., Allen, R. C., Andersen, T. C., Anglin, J. D., Barton, J. C., Beier, E. W., Bercovitch, M., Bigu, J., Biller, S. D., Black, R. A., Blevis, I., Boardman, R. J., Boger, J., Bonvin, E., Boulay, M. G., Bowler, M. G., Bowles, T. J., Brice, S. J., Browne, M. C., Bullard, T. V., Bühler, G., Cameron, J., Chan, Y. D., Chen, H. H., Chen, M., Chen, X., Cleveland, B. T., Clifford, E. T., Cowan, J. H., Cowen, D. F., Cox, G. A., Dai, X., Dalnoki-Veress, F., Davidson, W. F., Doe, P. J., Doucas, G., Dragowsky, M. R., Duba, C. A., Duncan, F. A., Dunford, M., Dunmore, J. A., Earle, E. D., Elliott, S. R., Evans, H. C., Ewan, G. T., Farine, J., Fergani, H., Ferraris, A. P., Ford, R. J., Formaggio, J. A., Fowler, M. M., Frame, K., Frank, E. D., Frati, W., Gagnon, N., Germani, J. V., Gil, S., Graham, K., Grant, D. R., Hahn, R. L., Hallin, A. L., Hallman, E. D., Hamer, A. S., Hamian, A. A., Handler, W. B., Haq, R. U., Hargrove, C. K., Harvey, P. J., Hazama, R., Heeger, K. M., Heintzelman, W. J., Heise, J., Helmer, R. L., Hepburn, J. D., Heron, H., Hewett, J., Hime, A., Howe, M., Hykawy, J. G., Isaac, M. C., Jagam, P., Jelley, N. A., Jillings, C., Jonkmans, G., Kazkaz, K., Keener, P. T., Klein, J. R., Knox, A. B., Komar, R. J., Kouzes, R., Kutter, T., Kyba, C. C., Law, J., Lawson, I. T., Lay, M., Lee, H. W., Lesko, K. T., Leslie, J. R., Levine, I., Locke, W., Luoma, S., Lyon, J., Majerus, S., Mak, H. B., Maneira, J., Manor, J., Marino, A. D., McCauley, N., McDonald, A. B., McDonald, D. S., McFarlane, K., McGregor, G., Meijer Drees, R., Mifflin, C., Miller, G. G., Milton, G., Moffat, B. A., Moorhead, M., Nally, C. W., Neubauer, M. S., Newcomer, F. M., Ng, H. S., Noble, A. J., Norman, E. B., Novikov, V. M., O'Neill, M., Okada, C. E., Ollerhead, R. W., Omori, M., Orrell, J. L., Oser, S. M., Poon, A. W., Radcliffe, T. J., Roberge, A., Robertson, B. C., Robertson, R. G., Rosendahl, S. S., Rowley, J. K., Rusu, V. L., Saettler, E., Schaffer, K. K., Schwendener, M. H., Schülke, A., Seifert, H., Shatkay, M., Simpson, J. J., Sims, C. J., Sinclair, D., Skensved, P., Smith, A. R., Smith, M. W., Spreitzer, T., Starinsky, N., Steiger, T. D., Stokstad, R. G., Stonehill, L. C., Storey, R. S., Sur, B., Tafirout, R., Tagg, N., Tanner, N. W., Taplin, R. K., Thorman, M., Thornewell, P. M., Trent, P. T., Tserkovnyak, Y. I., van Berg, R., van de Water, R. G., Virtue, C. J., Waltham, C. E., Wang, J.-X., Wark, D. L., West, N., Wilhelmy, J. B., Wilkerson, J. F., Wilson, J. R., Wittich, P., Wouters, J. M., et Yeh, M. (2002). Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 89 :11301–+.

Alard, C. (2000). Image subtraction using a space-varying kernel. A&AS, 144 :363–370.

Alard, C., Guibert, J., Bienayme, O., Valls-Gabaud, D., Robin, A. C., Terzan, A., et Bertin, E. (1995a). The DUO programme : first results of a microlensing investigation of the Galactic Disk and Bulge conducted with the ESO Schmidt telescope. *The Messenger*, 80 :31–34.

Alard, C. et Lupton, R. H. (1998). A Method for Optimal Image Subtraction. ApJ, 503 :325–+.

Alard, C., Mao, S., et Guibert, J. (1995b). Object DUO 2 : a new binary lens candidate ? A&A, 300 :L17–+.

Albrow, M. D., An, J., Beaulieu, J.-P., Caldwell, J. A. R., DePoy, D. L., Dominik, M., Gaudi, B. S., Gould, A., Greenhill, J., Hill, K., Kane, S., Martin, R., Menzies, J., Naber, R. M., Pel, J.-W., Pogge, R. W., Pollard, K. R., Sackett, P. D., Sahu, K. C., Vermaak, P., Vreeswijk, P. M., Watson, R., et Williams, A. (2001). Limits on the Abundance of Galactic Planets From 5 Years of PLANET Observations. ApJ, 556 :L113–L116.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Ansari, R., Aubourg, E., Axelrod, T. S., Bareyre, P., Beaulieu, J.-P., Becker, A. C., Bennett, D. P., Brehin, S., Cavalier, F., Char, S., Cook, K. H., Ferlet, R., Fernandez, J., Freeman, K. C., Griest, K., Grison, P., Gros, M., Gry, C., Guibert, J., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lehner, M. J., Lesquoy, E., Magneville, C., Marshall, S. L., Maurice, E., Milsztajn, A., Minniti, D., Moniez, M., Moreau, O., Moscoso, L., Palanque-Delabrouille, N., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Prevot, L., Queinnec, F., Quinn, P. J., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (1998). EROS and MACHO Combined Limits on Planetary-Mass Dark Matter in the Galactic Halo. ApJ, 499 :L9+.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., et Welch, D. L. (1999a). Difference Image Analysis of Galactic Microlensing. I. Data Analysis. ApJ, 521 :602–612. (The MACHO Collaboration).

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., et Welch, D. L. (1999b). Difference Image Analysis of Galactic Microlensing. II. Microlensing Events. ApJS, 124 :171–179.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., Sutherland, W., et Welch, D. L. (1997a). The MACHO Project Large Magellanic Cloud Microlensing Results from the First Two Years and the Nature of the Galactic Dark Halo. ApJ, 486 :697–+.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Park, H.-S., Perlmutter, S., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., et Sutherland, W. (1997b). The MACHO Project : 45 Candidate Microlensing Events from the First-Year Galactic Bulge Data. ApJ, 479 :119–+.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., et Sutherland, W. (1995). First Observation of Parallax in a Gravitational Microlensing Event. ApJ, 454 :L125+.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Dalal, N., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., et Welch, D. (2000a). The MACHO Project : Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations. ApJ, 542 :281–307.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Dalal, N., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., et Welch, D. L. (2001). MACHO Project Limits on Black Hole Dark Matter in the 1-30 M_{solar} Range. ApJ, 550 :L169–L172.

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., et Welch, D. L. (2000b). The MACHO Project : Microlensing Optical Depth toward the Galactic Bulge from Difference Image Analysis. ApJ, 541 :734–766.

Alcock, C., Allsman, R. A., Axelrod, T. S., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J. A., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Park, H.-S., Perlmutter, S., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., et Sutherland, W. (1996). The MACHO Project First-Year Large Magellanic Cloud Results : The Microlensing Rate and the Nature of the Galactic Dark Halo. ApJ, 461 :84–+.

Ansari, R. (1996). Photometric reconstruction and data analysis softwares in the EROS experiment. *Vistas in Astronomy*, 40 :519–530.

Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Gros, M., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Beaulieu, J.-P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Maurice, E., Prevot, L., et Gry, C. (1996). Observational limits on the contribution of sub-stellar and stellar objects to the galactic halo. A&A, 314 :94–103.

Anselman, P. et al. (1995). *Physics Letters B*, 342 :440. (GALLEX Collaboration).

Astier, P. (2002). private communication.

Aubourg, E. (1992). *Recherche de matière noire dans le halo de la galaxie par effet de microlentille gravitationnelle. Analyse préliminaire des données photographiques de 1990-91*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.

Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Gros, M., de Kat, J., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Beaulieu, J.-P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Maurice, E., Prevot, L., et Gry, C. (1995). Search for very low-mass objects in the Galactic Halo. A&A, 301 :1–+.

Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Gros, M., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Beaulieu, J. P., Ferlet, R., Grison, P., Madjar, A. V., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Maurice, E., Prevot, L., et Gry, C. (1993). Evidence for Gravitational Microlensing by Dark Objects in the Galactic Halo. Nature, 365 :623–+.

Aubourg, É., Palanque-Delabrouille, N., Salati, P., Spiro, M., et Taillet, R. (1999). Microlensing optical depth of the Large Magellanic Cloud. A&A, 347 :850–859.

Bahcall, N. A., Lubin, L. M., et Dorman, V. (1995). Where is the Dark Matter ? ApJ, 447 :L81+.

Bauer, F. (1997). *Développement et mise au point du détecteur* EROS2 *pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Etude comparative des céphéides dans les Nuages de Magellan.* Thèse de doctorat, Université Paris 7.

Beaulieu, J. P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Kneib, J. P., Maurice, E., Prevot, L., Gry, C., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Aubourg, E., Bareyre, P., Coutures, C., Gros, M.,

Laurent, B., Lachieze-Rey, M., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., et Moniez, M. (1995). Spectroscopic studies of the two EROS candidate microlensed stars. A&A, 299 :168–+.

Begeman, K. G. (1987). Thèse de doctorat, University of Groningen.

Belokurov, V. A. et Evans, N. W. (2002). Astrometric microlensing with the GAIA satellite. MNRAS, 331 :649–665.

Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Spergel, D. N., Tucker, G. S., Wollack, E., Wright, E. L., Barnes, C., Greason, M. R., Hill, R. S., Komatsu, E., Nolta, M. R., Odegard, N., Peirs, H. V., Verde, L., et Weiland, J. L. (2003). First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. *ArXiv Astrophysics e-prints*. astro-ph/0302207.

Bennett, D. (1998). Magellanic cloud gravitational microlensing results : what do they mean ? Phys. Rep., 307 :97–106.

Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., Ansari, R., Aubourg, É., Bargot, S., Bartlett, J. G., Bernard, J.-P., Bhatia, R. S., Blanchard, A., Bock, J. J., Boscaleri, A., Bouchet, F. R., Bourrachot, A., Camus, P., Couchot, F., de Bernardis, P., Delabrouille, J., Désert, F.-X., Doré, O., Douspis, M., Dumoulin, L., Dupac, X., Filliatre, P., Fosalba, P., Ganga, K., Gannaway, F., Gautier, B., Giard, M., Giraud-Héraud, Y., Gispert, R., Guglielmi, L., Hamilton, J.-C., Hanany, S., Henrot-Versillé, S., Kaplan, J., Lagache, G., Lamarre, J.-M., Lange, A. E., Macías-Pérez, J. F., Madet, K., Maffei, B., Magneville, C., Marrone, D. P., Masi, S., Mayet, F., Murphy, A., Naraghi, F., Nati, F., Patanchon, G., Perrin, G., Piat, M., Ponthieu, N., Prunet, S., Puget, J.-L., Renault, C., Rosset, C., Santos, D., Starobinsky, A., Strukov, I., Sudiwala, R. V., Teyssier, R., Tristram, M., Tucker, C., Vanel, J.-C., Vibert, D., Wakui, E., et Yvon, D. (2003). Cosmological constraints from Archeops. A&A, 399 :L25–L30.

Bertin, E. et Arnouts, S. (1996). SExtractor : Software for source extraction. A&AS, 117 :393–404.

Binney, J. et Tremaine, S. (1987). *Galactic dynamics*. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.

Blanc, G. (2002). *Recherche et étude de supernovae. Mesure du taux d'explosion*. Thèse de doctorat, Université Paris 11.

Caldwell, J. A. R. et Ostriker, J. P. (1981). The mass distribution within our Galaxy - A three component model. ApJ, 251 :61–87.

Canal, R., Isern, J., et Ruiz-Lapuente, P. (1997). Further Constraints on White Dwarf Galactic Halos. ApJ, 488 :L35+.

Carr, B. J. (1998). Dynamical constraints on dark compact objects. Phys. Rep., 307 :83–96.

Carswell, R. F., Rauch, M., Weymann, R. J., Cooke, A. J., et Webb, J. K. (1994). Is There Deuterium in the Z=3.32 Complex in the Spectrum of 0014+813. MNRAS, 268 :L1+.

Ciardullo, R., Tamblyn, P., et Phillips, A. C. (1990). A search for novae in M 31 globular clusters. PASP, 102 :1113–1119.

Combes, F. (1999). H_2 in Galaxies. In *H2 in Space, meeting held in Paris, France, September 28th - October 1st, 1999. Eds. : F. Combes, G. Pineau des Forêts. Cambridge University Press, Astrophysics Series*.

Crotts, A. P. S. et Tomaney, A. B. (1996). Results from a Survey of Gravitational Microlensing toward M31. ApJ, 473 :L87+.

Dahlquist, G. et Bjorck, A. (1974). *Numerical methods*. Prentice-Hall Series in Automatic Computation, Englewood Cliffs : Prentice-Hall, 1974.

Davis, R. (1994). *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 32 :13.

de Paolis, F., Ingrosso, G., Jetzer, P., Qadir, A., et Roncadelli, M. (1995). Observing molecular hydrogen clouds and dark massive objects in galactic halos. A&A, 299 :647–+.

de Rujula, A., Jetzer, P., et Masso, E. (1992). On the Nature of the Dark Halo of Our Galaxy. A&A, 254 :99–+.

de Vaucouleurs, G. et Freeman, K. (1970). In *Galaxies*, page 163.

de Vaucouleurs, G. et Pence, W. D. (1978). An outsider's view of the Galaxy - Photometric parameters, scale lengths, and absolute magnitudes of the spheroidal and disk components of our Galaxy. AJ, 83 :1163–1173.

Derue, F., Afonso, C., Alard, C., Albert, J.-N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J.-P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J.-F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haïssinski, J., Hamilton, J.-C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Le Guillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J.-B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (2001). Observation of microlensing toward the galactic spiral arms. EROS II 3 year survey. A&A, 373 :126–138. (The EROS collaboration).

Dominik, M. (1996). *Galactic microlensing beyond the standard model*. Thèse de doctorat, Universität Dortmund.

Dominik, M. (1999). The binary gravitational lens and its extreme cases. A&A, 349 :108–125.

Dominik, M. et Sahu, K. C. (2000). Astrometric Microlensing of Stars. ApJ, 534 :213–226.

Draine, B. T. (1998). Lensing of Stars by Spherical Gas Clouds. ApJ, 509 :L41–L44.

Drake, A. J. et Cook, K. H. (2003). A Search for Stellar Obscuration Events Due to Dark Clouds. ApJ, 589 :281–288.

Einstein, A. (1936). Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84 :506–507.

Evans, N. W. (1993). Simple galaxy models with massive haloes. MNRAS, 260 :191–201.

Evans, N. W. (1994). The power-law galaxies. MNRAS, 267 :333–360.

Evans, N. W. et Jijina, J. (1994). Microlensing by the Milky-Way Halo. MNRAS, 267 :L21+.

Flynn, C., Gould, A., et Bahcall, J. N. (1996). Hubble Deep Field Constraint on Baryonic Dark Matter. ApJ, 466 :L55+.

Froeschle, M., Mignard, F., et Arenou, F. (1997). Determination of the PPN Parameter gamma with the HIPPARCOS Data. In *ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97*, pages 49–52.

Fukuda, Y., Hayakawa, T., Ichihara, E., Inoue, K., Ishihara, K., Ishino, H., Itow, Y., Kajita, T., Kameda, J., Kasuga, S., Kobayashi, K., Kobayashi, Y., Koshio, Y., Miura, M., Nakahata, M., Nakayama, S., Okada, A., Okumura, K., Sakurai, N., Shiozawa, M., Suzuki, Y., Takeuchi, Y., Totsuka, Y., Yamada, S., Earl, M., Habig, A., Kearns, E., Messier, M. D., Scholberg, K., Stone, J. L., Sulak, L. R., Walter, C. W., Goldhaber, M., Barszczxak, T., Casper, D., Gajewski, W., Halverson, P. G., Hsu, J., Kropp, W. R., Price, L. R., Reines, F., Smy, M., Sobel, H. W., Vagins, M. R., Ganezer, K. S., Keig, W. E., Ellsworth, R. W., Tasaka, S., Flanagan, J. W., Kibayashi, A., Learned, J. G., Matsuno, S., Stenger, V. J., Takemori, D., Ishii, T., Kanzaki, J., Kobayashi, T., Mine, S., Nakamura, K., Nishikawa, K., Oyama, Y., Sakai, A., Sakuda, M., Sasaki, O., Echigo, S., Kohama, M., Suzuki, A. T., Haines, T. J., Blaufuss, E., Kim, B. K., Sanford, R., Svoboda, R., Chen, M. L., Conner, Z., Goodman, J. A., Sullivan, G. W., Hill, J., Jung, C. K., Martens, K., Mauger, C., McGrew, C., Sharkey, E., Viren, B., Yanagisawa, C., Doki, W., Miyano, K., Okazawa, H., Saji, C., Takahata, M., Nagashima, Y., Takita, M., Yamaguchi, T., Yoshida, M., Kim, S. B., Etoh, M., Fujita, K., Hasegawa, A., Hasegawa, T., Hatakeyama, S., Iwamoto, T., Koga, M., Maruyama, T., Ogawa, H., Shirai, J., Suzuki, A., Tsushima, F., Koshiba, M., Nemoto, M., Nishijima, K., Futagami, T., Hayato, Y., Kanaya, Y., Kaneyuki, K., Watanabe, Y., Kielczewska, D., Doyle, R. A., George, J. S., Stachyra, A. L., Wai, L. L., Wilkes, R. J., et Young, K. K. (1998). Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Physical Review Letters*, 81 :1562–1567.

Gerhard, O. et Silk, J. (1996). Baryonic Dark Halos : A Cold Gas Component ? ApJ, 472 :34–+.

Goldman, B. (2001). *Recherche de naines rouges et de naines blanches par mouvement propre*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.

Goldman, B., Afonso, C., Alard, C., Albert, J.-N., Amadon, A., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J.-P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J.-F., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., Hamilton, J.-C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Le Guillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J.-B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (2002). EROS 2 proper motion survey : Constraints on the halo white dwarfs. A&A, 389 :L69–L73. (The EROS collaboration).

Gondolo, P. (1999). Optical Depth Evaluation in Pixel Microlensing. ApJ, 510 :L29–L32.

Gould, A. (1995). Self-lensing by a stellar disk. ApJ, 441 :77–78.

Gould, A. (2000). A Natural Formalism for Microlensing. ApJ, 542 :785–788.

Gould, A. (2001). Theory of Microlensing. In *ASP Conf. Ser. 239 : Microlensing 2000 : A New Era of Microlensing Astrophysics*, pages 3–+.

Gyuk, G., Dalal, N., et Griest, K. (2000). Self-lensing Models of the Large Magellanic Cloud. ApJ, 535 :90–103.

Hamadache, C. (2004). *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers le centre galactique et structure de la Voie Lactée*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg.

Hamilton, J.-C. (1999). *Recherche automatisée de supernovæ à des distances intermédiaires et analyse photométrique de leurs courbes de lumière*. Thèse de doctorat, Université Paris 11.

Hardin, D. (1998). *Recherche de supernovae avec* EROS *et mesure du taux d'explosion de supernovæ*. Thèse de doctorat, Université Paris 11.

Hatzidimitriou, D. et Hawkins, M. R. S. (1989). Stellar populations and large-scale structure of the SMC. II - Geometry of the north-eastern and south-western outlying regions. MNRAS, 241 :667–690.

Hills, J. G. (1986). Limitations on the masses of objects constituting the missing mass in the Galactic disk and the Galactic halo. AJ, 92 :595–599.

Hradecky, V., Jones, C., Donnelly, R. H., Djorgovski, S. G., Gal, R. R., et Odewahn, S. C. (1999). Mass-to-Light Ratios of Groups and Clusters of Galaxies. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31 :1389–+.

Ibata, R., Irwin, M., Bienaymé, O., Scholz, R., et Guibert, J. (2000). Discovery of High Proper-Motion Ancient White Dwarfs : Nearby Massive Compact Halo Objects ? ApJ, 532 :L41–L45.

Jaffe, A. H., Ade, P. A., Balbi, A., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Crill, B. P., de Bernardis, P., Farese, P., Ferreira, P. G., Ganga, K., Giacometti, M., Hanany, S., Hivon, E., Hristov, V. V., Iacoangeli, A., Lange, A. E., Lee, A. T., Martinis, L., Masi, S., Mauskopf, P. D., Melchiorri, A., Montroy, T., Netterfield, C. B., Oh, S., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Prunet, S., Rabii, B., Rao, S., Richards, P. L., Romeo, G., Ruhl, J. E., Scaramuzzi, F., Sforna, D., Smoot, G. F., Stompor, R., Winant, C. D., et Wu, J. H. (2001). Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations. *Physical Review Letters*, 86 :3475–3479.

Juillard, A., Benoit, A., Bergé, L., Bouvier, R., Broniatowski, A., Caussignac, M., Chabert, L., Chambon, B., Chapellier, M., Chardin, G., Charvin, P., de Jésus, M., di Stefano, P., Drain, D., Dumoulin, L., Gascon, J., Gerbier, G., Goldbach, C., Goyot, M., Gros, M., Hadjout, J. P., Hervé, S., de Lesquen, A., Loidl, M., Mallet, J., Marnieros, S., Martin, M., Martineau, O., Mirabolfathi, N., Mosca, L., Navick, X.-F., Nollez, G., Pari, P., Riccio, C., Rodenas, H., Shoeffel, L., Stern, M., et Vagneron, L. (2002). Dark matter search in the EDELWEISS experiment. In *Dark matter in astro- and particle physics. Proceedings of the International Conference DARK 2002, Cape Town, South Africa, 4 - 9 February 2002. H. V. Klapdor-Kleingrothaus, R. D. Viollier (eds.). Physics and astronomy online library. Berlin : Springer, ISBN 3-540-44257-X, 2002, p. 509 - 516*, pages 509–+.

Kalberla, P. M. W., Shchekinov, Y. A., et Dettmar, R.-J. (1999). H_2 dark matter in the galactic halo from EGRET. A&A, 350 :L9–L12.

Kawaler, S. D. (1996). Limits on the Halo White Dwarf Component of Baryonic Dark Matter from the Hubble Deep Field. ApJ, 467 :L61+.

Kerins, E., Binney, J., et Silk, J. (2002). Observable consequences of cold clouds as dark matter. MNRAS, 332 :L29–L33.

Knop, R. A., Aldering, G., Amanullah, R., Astier, P., Blanc, G., Burns, M. S., Conley, A., Deustua, S. E., Doi, M., Ellis, R., Fabbro, S., Folatelli, G., Fruchter, A. S., Garavini, G., Garmond, S., Garton, K., Gibbons, R., Goldhaber, G., Goobar, A., Groom, D. E., Hardin, D., Hook, I., Howell, D. A., Kim, A. G., Lee, B. C., Lidman, C., Mendez, J., Nobili, S., Nugent, P. E., Pain, R., Panagia, N., Pennypacker, C. R., Perlmutter, S., Quimby, R., Raux, J., Regnault, N., Ruiz-Lapuente, P., Sainton, G., Schaefer, B., Schahmaneche, K., Smith, E., Spadafora, A. L., Stanishev, V., Sullivan, M., Walton, N. A., Wang, L., Wood-Vasey, W. M., et Yasuda, N. (2003). New Constraints on Ω_m, Ω_Λ, and w from an Independent Set of Eleven High-Redshift Supernovae Observed with HST. *ArXiv Astrophysics e-prints*. astro-ph/0309368.

Lacey, C. G. et Ostriker, J. P. (1985). Massive black holes in galactic halos ? ApJ, 299 :633–652.

Lasserre, T. (2000). *Mesure de l'abondance des astres sombres de masses stellaires dans le halo galactique par recherche de phénomènes de microlentilles vers les Nuages de Magellan*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.

Lasserre, T., Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haıssinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (2000). Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo. A&A, 355 :L39–L42. (The EROS collaboration).

Lawrence, A. (2001). Blank-field submm sources, failed stars and the dark matter. MNRAS, 323 :147–158.

Mansoux, B. (1997). *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience* EROS2. Thèse de doctorat, Université Paris 7.

Mao, S. et Paczynski, B. (1991). Gravitational microlensing by double stars and planetary systems. ApJ, 374 :L37–L40.

Mathewson, D. S., Ford, V. L., et Visvanathan, N. (1986). The structure of the Small Magellanic Cloud. ApJ, 301 :664–674.

Montaruli, T. (2003). The ANTARES project. In *Particle Astrophysics Instrumentation. Edited by Peter W. Gorham. Proceedings of the SPIE, Volume 4858, pp. 92-102 (2003).*, pages 92–102.

Murali, C., Arras, P., et Wasserman, I. (1999). Constraints on the Mass of Dark Objects in the Galactic Halo. In *ASP Conf. Ser. 182 : Galaxy Dynamics - A Rutgers Symposium*, pages 411–+.

Murray, S. D. et Lin, D. N. C. (1990). On the fragmentation of protogalactic clouds. ApJ, 363 :50–56.

Paczyński, B. (1986). Gravitational microlensing by the galactic halo. ApJ, 304 :1–5.

Paczynski, B. (1996). Gravitational Microlensing in the Local Group. ARA&A, 34 :419–460.

Palanque, N. (1995). Documentation sur la génération d'images synthétiques.

Palanque-Delabrouille, N. (1997). *Research on Galactic Dark Matter Implied by Gravitational Microlensing*. Thèse de doctorat, Université Paris 7 and University of Chicago.

Palanque-Delabrouille, N., Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, E., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Lesquoy, E., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, E., Milsztajn, A., Moniez, M., Perdereau, O., Prevot, L., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S. (1998). Microlensing towards the Small Magellanic Cloud EROS 2 first year survey. A&A, 332 :1–9. (The EROS Collaboration).

Paulin-Henriksson, S., Baillon, P., Bouquet, A., Carr, B. J., Crézé, M., Evans, N. W., Giraud-Héraud, Y., Gould, A., Hewett, P., Kaplan, J., Kerins, E., Le Du, Y., Melchior, A.-L., Smartt, S. J., et Valls-Gabaud, D. (2003). The POINT-AGAPE survey : 4 high signal-to-noise microlensing candidates detected towards M 31. A&A, 405 :15–21. (The POINT-AGAPE Collaboration).

Peacock, J. (1999). *Cosmological Physics*. Cambrige University Press.

Peccei, R. D. et Quinn, H. R. (1977). CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38 :1440–1443.

Penzias, A. A. et Wilson, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. ApJ, 142 :419–421.

Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Lee, J. C., Nunes, N. J., Pain, R., Pennypacker, C. R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R. S., Irwin, M., McMahon, R. G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B. J., Filippenko, A. V., Matheson, T., Fruchter, A. S., Panagia, N., Newberg, H. J. M., Couch, W. J., et The Supernova Cosmology Project (1999). Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. ApJ, 517 :565–586.

Pfenniger, D. et Combes, F. (1994). Is dark matter in spiral galaxies cold gas ? II. Fractal models and star non-formation. A&A, 285 :94–118.

Pfenniger, D., Combes, F., et Martinet, L. (1994). Is dark matter in spiral galaxies cold gas ? I. Observational constraints and dynamical clues about galaxy evolution. A&A, 285 :79–93.

Popowski, P., Cook, K. H., Drake, A. J., Marshall, S. L., Nelson, C. A., Alcock, C., Allsman, R. A., Axelrod, T. S., Freeman, K. C., Peterson, B. A., Alves, D. R., Becker, A. C., Stubbs, C. W., Tomaney, A. B., Bennett, D. P., Geha, M., Griest, K., Vandehei, T., Lehner, M. J., Minniti, D., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Sutherland, W., et Welch, D. (2000). MACHO Project Analysis of the Galactic Bulge Microlensing Events with Clump Giants as Sources. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 197 :417–+. (The MACHO Collaboration).

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., et Flannery, B. P. (1992). *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*. Cambridge : University Press, |c1992, 2nd ed.

Regnault, N. (2000). *Recherche de supernovae avec* EROS*2. Etude photométrique de supernovæ de type Ia*. Thèse de doctorat, Université Paris 11.

Renault, C. (1996). *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle sous forme d'objets compacts de faible masse*. Thèse de doctorat, Université Paris 7.

Renault, C., Afonso, C., Aubourg, E., Bareyre, P., Bauer, F., Brehin, S., Coutures, C., Gaucherel, C., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gros, M., Hardin, D., de Kat, J., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Palanque-Delabrouille, N., Queinnec, F., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Couchot, F., Mansoux, B., Moniez, M., Perdereau, O., Beaulieu, J.-P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Guibert, J., Moreau, O., Maurice, E., Prevot, L., Gry, C., Char, S., et Fernandez, J. (1997). Observational limits on MACHOS in the Galactic Halo. A&A, 324 :L69–L72. (The EROS collaboration).

Rich, J. (2003). The EROS photometric calibration.

Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., et Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. AJ, 116 :1009–1038.

Sahu, K. C. (1994). Stars Within the Large Magellanic Cloud as Potential Lenses for Observed Microlensing Events. Nature, 370 :275–+.

Salati, P., Taillet, R., Aubourg, É., Palanque-Delabrouille, N., et Spiro, M. (1999). Kinematics of LMC stellar populations and self-lensing optical depth. A&A, 350 :L57–L61.

Schaeffer, R., Mera, D., et Chabrier, G. (1997). *Acta Phys. Polinica B*, 29 :1905.

Schindler, S. (2002). Ω_m - Different Ways to Determine the Matter Density of the Universe. *Space Science Reviews*, 100 :299–309.

Schneider, P. et Weiss, A. (1986). The two-point-mass lens - Detailed investigation of a special asymmetric gravitational lens. A&A, 164 :237–259.

Schweizer, F., van Gorkom, J. H., et Seitzer, P. (1989). The neutral hydrogen ring, mass-to-light ratio, and dark halo of the elliptical galaxy IC 2006. ApJ, 338 :770–788.

Sciama, D. W. (2000). On the interaction between cosmic rays and dark matter molecular clouds in the Milky Way - I. Basic considerations. MNRAS, 312 :33–38.

Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., Wright, E. L., Aymon, J., Boggess, N. W., Cheng, E. S., de Amici, G., Gulkis, S., Hauser, M. G., Hinshaw, G., Jackson, P. D., Janssen, M., Kaita, E., Kelsall, T., Keegstra, P., Lineweaver, C., Loewenstein, K., Lubin, P., Mather, J., Meyer, S. S., Moseley, S. H., Murdock, T., Rokke, L., Silverberg, R. F., Tenorio, L., Weiss, R., et Wilkinson, D. T. (1992). Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. ApJ, 396 :L1–L5.

Soszyński, I., Żebruń, K., Woźniak, P. R., Mao, S., Udalski, A., Szymański, M., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Szewczyk, O., et Wyrzykowski, Ł. (2001). Optical Gravitational Lensing Experiment : Difference Image Analysis of OGLE-2000-BUL-43, a Spectacular Ongoing Parallax Microlensing Event. ApJ, 552 :731–737.

Soubiran, C. (1992). Milliarcsecond proper motion measurements with MAMA. A&A, 259 :394–403.

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., Komatsu, E., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., et Wright, E. L. (2003). First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ArXiv Astrophysics e-prints*. astro-ph/0302209.

Stubbs, C., Alcock, C., Cook, K., Allsman, R., Axelrod, T., Freeman, K., Peterson, B., Quinn, P., Rodgers, A., Bennett, D., Perlmutter, S., Griest, K., Marshall, S., Pratt, M., et Sutherland, W. (1994). The MACHO Project : Real Time Detection of Microlensing. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 26 :1337–+.

Suzuki, Y. (1995). *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 38 :54.

Tomaney, A. B. et Crotts, A. P. S. (1996). Expanding the Realm of Microlensing Surveys with Difference Image Photometry. AJ, 112 :2872–+.

Turner, M. S. (1988). Axions from 1987A. *Physical Review Letters*, 60 :1797–1800.

Turner, M. S. (1999). Cosmology Solved ? Quite Possibly ! PASP, 111 :264–273.

Udalski, A. et al. (1994). *Acta Astronomica*, 44 :165.

Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., Krzeminski, W., et Paczynski, B. (1994a). The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Early Warning System : Real Time Microlensing. *Acta Astronomica*, 44 :227–234.

Udalski, A., Szymanski, M., Mao, S., Di Stefano, R., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., et Krzeminski, W. (1994b). The optical gravitational lensing experiment : OGLE no. 7 : Binary microlens or a new unusual variable ? ApJ, 436 :L103–L106.

Walker, M. et Wardle, M. (1998). Extreme Scattering Events and Galactic Dark Matter. ApJ, 498 :L125+.

Weinberg, S. (1989). The cosmological constant problem. *Reviews of Modern Physics*, 61 :1–23.

Wozniak, P. R. (2000). The Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE-II). Difference Image Analysis of the Bulge Data. *American Astronomical Society Meeting*, 197 :0–+.

Wozniak, P. R., Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., Pietrzynski, G., Soszynski, I., et Zebrun, K. (2002). Difference Image Analysis of the OGLE-II Bulge Data. III. Catalog of 200000 Candidate Variable Stars. *Acta Astronomica*, 52 :129–142.

Wu, X. (1994). Gravitational microlensing by the MACHOs of the Large Magellanic Cloud. ApJ, 435 :66–70.

Yoo, J., Chaname, J., et Gould, A. (2003). The End of the MACHO Era : Limits on Halo Dark Matter from Stellar Halo Wide Binaries. *ArXiv Astrophysics e-prints*. astro-ph/0307437.