

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS

UFR Sciences

Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

## THESE

pour l'obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de l'Univers

présentée et soutenue par

**Patrick TISSERAND**

Recherches d'astres sombres massifs du halo galactique  
par la technique des microlentilles gravitationnelles avec les  
caméras d'EROS2

soutenue le 20 octobre 2004 devant le jury composé de :

M.	J.BORGNINO	Président
Mme	F.COMBES	Rapporteur
M.	Y.GIRAUD-HERAUD	Rapporteur
M.	A.BIJAOUI	Directeur de thèse
M.	A.MILSZTAJN	



# Remerciements

Mes premiers remerciements viennent tout naturellement à ma famille et tout particulièrement à mes parents, qui m'ont permis de réaliser les études que je souhaitais, qui m'ont soutenu et encouragé. Je les remercie pour tout leur sacrifice, tout leur amour, leur gentillesse et leur compréhension. C'est à vous que je dédis cette thèse ; Merci !

Un grand merci à Alain Milsztajn, qui a été un directeur de thèse formidable durant ces trois dernières années. Je voudrais te remercier, Alain, pour m'avoir tout d'abord encadré durant mon stage de DEA et pour tout les efforts fournis pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans de très bonne condition. Je te remercie pour toutes nos discussions, pour ta patience et ta grande disponibilité au quotidien. J'ai beaucoup appris grâce à toi, à tes capacités d'analyse et ta grande connaissance scientifique. Tes qualités pédagogiques et relationnelles ont beaucoup facilité ma formation pour la recherche. Alors encore une fois, merci ; cette thèse a vraiment été très agréable pour moi.

Je tiens à remercier aussi tout les membres du groupe EROS2, sans qui ce travail de recherche n'aurait pu avoir lieu. Leur expérience acquise durant les quatorze années de vie d'EROS et leur travail, m'a été très bénéfique. Je remercie en particulier beaucoup Jim Rich, pour son enthousiasme, sa vivacité d'esprit et pour sa vision spécifique de la physique qui m'a été très enrichissante ; Eric Lesquoy pour m'avoir, avec une grande gentillesse et bonne humeur, appris les secrets de la base de données et de m'avoir mis ainsi en contact avec le langage TCL ; Christophe Magneville pour avoir toujours eut le temps et la patience pour répondre à mes questions sur la photométrie et PEIDA ; Jean-Baptiste Marquette pour m'avoir entraîné dans le monde merveilleux des étoiles variables.

Merci également à mes deux collègues de bureau successifs, Laurent Le Guillou et Vincent Lusset, pour toutes les discussions très agréables et votre soutien. Merci beaucoup Laurent, de m'avoir enrichi, avec patience et sans retenu, de tes compétences en informatique, qui m'ont été d'une grande utilité. Je remercie aussi Guillaume Blanc pour avoir répondu avec précision à toutes mes questions en matière de supernovae.

J'aimerais remercier aussi Albert Bijaoui qui m'a permis de suivre le DEA d'Astronomie de Nice-Sophia Antipolis, et pour avoir accepté d'être le co-directeur de cette thèse. Je suis très reconnaissant à Françoise Combes, Julien Borgnino et Yannick Giraud-Héraud pour avoir accepté d'être membre du jury et d'avoir pu ainsi juger mon travail.

Je remercie enfin et surtout Daunia, ma princesse mexicaine. Je te remercie pour beaucoup de choses, mais surtout pour tout ces petits détails qui font de notre quotidien un véritable paradis. *Muchas gracias, Daunia, por tu frescura de vida, tu apoyo y que tu me has soportado, día tras día, durante toda esta tesis. Te Quiero...*

## Résumé

Le problème de la masse manquante galactique prend sa source dans l'étude des courbes de rotation des galaxies spirales. Une des hypothèses privilégiées durant les vingt dernières années est la présence d'un halo entourant chaque galaxie composé d'objets compacts sombres (les machos) qui peuvent être détectés indirectement par le phénomène gravitationnel de microlentille. Le travail présenté dans cette thèse concerne l'analyse des courbes de lumière de plus de 55 millions d'étoiles des deux Nuages de Magellan, observées de juin 1996 à février 2003, avec les caméras de l'expérience EROS2. Deux études différentes ont été menées dans le but de détecter d'éventuels objets de  $10^{-4}$  à 1000 masses solaires, complétant ainsi les contraintes déjà posées par EROS entre  $10^{-7}$  et 10 masses solaires. Les candidats découverts sont en nombre insuffisant pour rendre compte de la masse manquante et ne permettent pas non plus de confirmer le signal présenté par le groupe MACHO.

## Abstract

The galactic dark matter problem stems from the study of the rotation curves of spiral galaxies. One hypothesis is that there is a halo surrounding each galaxy, comprised of massive compact objects (machos) which could be detected indirectly by the gravitational microlensing effect. The present work deals with the analysis of 55 million stellar light curves in both Magellanic Clouds, observed for 6.7 years (June 1996 until February 2003) with the EROS-2 cameras. Two different studies have been conducted to search for objects between  $10^{-4}$  and 1000 solar masses, complementary to the EROS former results that cover  $10^{-7}$  to 10 solar masses. We do not find enough microlensing candidates to explain the galactic dark matter and we do not confirm the signal presented by the MACHO experiment.

## Mots clefs

- COSMOLOGIE
- MATIERE NOIRE
- GALAXIES
- MICROLENTILLE
- MACHO
- HALO GALACTIQUE
- EROS

# Table des matières

<b>I Problématique &amp; microlentilles</b>	<b>11</b>
<b>1 La matière manquante à l'échelle galactique.</b>	<b>13</b>
1.1 Composition de l'Univers . . . . .	13
1.1.1 Cosmologie : cadre théorique . . . . .	13
1.1.2 Contraintes observationnelles actuelles sur les paramètres de densité . . . . .	14
1.2 La matière manquante au niveau galactique . . . . .	17
1.2.1 Problématique . . . . .	17
1.2.2 Solutions . . . . .	18
1.3 Nature de la matière noire . . . . .	19
1.3.1 Candidats non-baryoniques . . . . .	19
1.3.2 Candidats baryoniques . . . . .	20
1.4 Conclusion . . . . .	25
<b>2 L'effet de microlentille gravitationnelle</b>	<b>27</b>
2.1 Formalisme des microlentilles : source et lentille ponctuelles . . . . .	27
2.1.1 Déflexion gravitationnelle de la lumière . . . . .	27
2.1.2 Astrométrie et amplification . . . . .	30
2.1.3 Dynamique photométrique : la signature des microlentilles recherchées . . . . .	33
2.2 Probabilité de détection et taux d'évènements . . . . .	35
2.2.1 Modèle galactique avec un halo standard . . . . .	35
2.2.2 Profondeur optique . . . . .	36
2.2.3 Nombre d'évènements attendus . . . . .	39
2.3 Paramètres observables des microlentilles . . . . .	40
2.3.1 Caractéristiques et paramètres observables . . . . .	40
2.3.2 Effet de confusion, blending . . . . .	42
2.4 Cas exotiques de microlentille . . . . .	45
2.4.1 Sources étendues . . . . .	45
2.4.2 Effet du mouvement de révolution terrestre . . . . .	47
2.4.3 Lentilles binaires . . . . .	50
2.4.4 Sources binaires . . . . .	52
2.5 Conclusion . . . . .	52
<b>3 Etat de la recherche de la matière noire sous forme de Machos</b>	<b>53</b>
3.1 Les expériences en quête de microlentilles . . . . .	53
3.1.1 Les Nuages de Magellan . . . . .	53
3.1.2 La galaxie d'Andromède (M31) . . . . .	56

3.2	Les résultats . . . . .	57
3.2.1	Recherche d'évènements courts : ( $M \in [10^{-7}; 10^{-3}] M_{\odot}$ ) . . . . .	57
3.2.2	Recherche d'évènements longs : ( $M \in [10^{-3}; 30] M_{\odot}$ ) . . . . .	58
3.2.3	En direction de M31 : . . . . .	61
3.3	La fin de l'ère des Machos ? . . . . .	62
<b>II Les données observationnelles</b>		<b>73</b>
<b>4</b>	<b>EROS-2 et l'observation des Nuages de Magellan</b>	<b>75</b>
4.1	EROS-2 : l'instrumentation . . . . .	75
4.1.1	Instrument et optique . . . . .	75
4.1.2	Caméras CCD . . . . .	76
4.1.3	Filtres . . . . .	77
4.1.4	Acquisition . . . . .	78
4.1.5	Réduction des données . . . . .	78
4.2	Prise de données . . . . .	79
4.2.1	Observation des Nuages de Magellan . . . . .	79
4.2.2	Echantillonnage spatial et temporel . . . . .	80
<b>5</b>	<b>Production Photométrique</b>	<b>83</b>
5.1	Problématique et outils . . . . .	83
5.2	Compositage . . . . .	84
5.2.1	Sélection des images . . . . .	84
5.2.2	Fabrication de l'image de référence . . . . .	91
5.3	Fabrication des catalogues . . . . .	92
5.4	Calibration photométrique . . . . .	93
5.5	Astrométrie . . . . .	94
5.6	Photométrie des images courantes . . . . .	94
5.7	Bilan de la production . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Description et nettoyage des données</b>	<b>99</b>
6.1	Nettoyage . . . . .	99
6.1.1	Nettoyage des mauvaises images . . . . .	99
6.1.2	Nettoyage des mauvaises étoiles . . . . .	104
6.1.3	Nettoyage des mauvais points de mesures . . . . .	109
6.2	Résolution photométrique . . . . .	111
6.3	Correction des courbes de lumières . . . . .	113
6.4	Conclusion . . . . .	118
<b>III Analyses et résultats</b>		<b>119</b>
<b>7</b>	<b>En quête de microlentilles de longue durée...</b>	<b>121</b>
7.1	Raisons . . . . .	121
7.2	Le Monte-Carlo . . . . .	122
7.3	L'analyse . . . . .	122
7.3.1	Filtrage . . . . .	123

7.3.2	Coupures de sélection . . . . .	124
7.3.3	Résultats . . . . .	133
7.4	Conclusion et interprétation . . . . .	138
<b>8</b>	<b>La recherche des microlentilles de courte durée.</b>	<b>147</b>
8.1	Organisation de l'analyse . . . . .	147
8.2	Le Monte-Carlo . . . . .	148
8.3	L'analyse . . . . .	148
8.3.1	Filtrage . . . . .	148
8.3.2	Critères de sélection . . . . .	152
8.3.3	Résultat . . . . .	165
8.4	Efficacité de détection . . . . .	165
8.5	Les candidats microlentilles . . . . .	171
8.6	Conclusion . . . . .	177
<b>9</b>	<b>Suivi observationnel des candidats publiés</b>	<b>187</b>
9.1	Les candidats publiés par EROS1 . . . . .	187
9.2	Les candidats publiés par EROS2 . . . . .	189
9.2.1	En direction du LMC . . . . .	189
9.2.2	En direction du SMC . . . . .	192
9.3	Les candidats publiés par MACHO . . . . .	192
9.4	Conclusion . . . . .	195
<b>10</b>	<b>Interprétation des résultats de la seconde analyse</b>	<b>199</b>
10.1	Stabilité des coupures . . . . .	199
10.1.1	Elargissement des coupures et EROS2-LMC#13 . . . . .	199
10.1.2	Les candidats MACHO post-juin 1996 . . . . .	203
10.2	Comparaison des résultats d'EROS2 et de MACHO . . . . .	209
10.3	Profondeur Optique . . . . .	214
10.3.1	Profondeur optique des étoiles du disque galactique . . . . .	214
10.3.2	Profondeur optique de self-lensing . . . . .	214
10.3.3	Combinaison des limites des différentes analyses d'EROS obtenues en direction des Nuages de Magellan . . . . .	215
10.4	Conclusion . . . . .	219
<b>A</b>	<b>Etoiles R Coronae Borealis</b>	<b>223</b>
A.1	Caractéristiques . . . . .	223
A.2	Recherche dédiée réalisée . . . . .	228
A.3	Article publié . . . . .	228
A.4	Conclusion . . . . .	237
<b>B</b>	<b>Les échos lumineux de la supernova SN1987a</b>	<b>239</b>
B.1	Explication du phénomène d'échos lumineux . . . . .	240
B.2	Exemple de bruits de fond obtenus . . . . .	242
B.3	Vision dynamique du phénomène, film . . . . .	243
B.3.1	Exemple : globule de Bok . . . . .	243
B.4	Conclusion . . . . .	245





# Introduction

La question de la matière noire dans l'Univers demeure l'un des problèmes clefs de la cosmologie contemporaine. L'observation attentive de notre Univers sur différentes échelles, des galaxies aux super-amas de galaxies, nous amène à penser qu'une fraction importante de son contenu en matière nous échappe. Ce constat apparaît lors de la comparaison de la quantité de matière déduite des objets lumineux avec la quantité de matière déterminée de façon indirecte par l'étude de la dynamique de masses tests (gaz, étoiles, galaxies) dans un champ gravitationnel. A l'échelle galactique, un désaccord d'un ordre de grandeur en défaveur de la matière lumineuse est observé à partir de l'étude *des courbes de rotation* des galaxies et un halo de matière sombre entourant chaque galaxie semble être une solution appropriée pour résoudre le problème. La nature de ces objets invisibles qui le composent et qui nous environnent est encore une énigme !

Les candidats se répartissent naturellement en deux catégories : non-baryonique ou baryonique. Dans le premier cas, les candidats proposés seraient d'éventuelles particules massives n'interagissant que très faiblement et non encore découvertes, dans le second ils pourraient être diffus comme le gaz ou compacts comme des étoiles avortées ou des cadavres d'étoiles. Ce sont principalement ces derniers qui vont nous préoccuper tout au long de cette thèse ; ils sont regroupés sous l'appellation de "machos" (Massive Astronomical Compact Halo Objects, objets astronomiques massifs et compacts du halo) et peuvent être détectés de manière indirecte lors de leur passage à proximité de la ligne de visée d'une étoile se trouvant en arrière-plan. Un phénomène gravitationnel, appelé "microlentille gravitationnelle", apparaît alors, qui se traduit par une magnification temporaire du flux apparent de l'étoile observée.

Suite à la proposition de Bohdan Paczyński, en 1986, d'utiliser cet outil pour sonder le halo galactique en surveillant des millions d'étoiles appartenant au Grand Nuage de Magellan, différents groupes de recherches se sont lancés dans l'aventure (EROS, MACHO et OGLE). Les premiers effets mis en évidence en direction du centre galactique ont permis de valider la méthode, et la non observation du phénomène en direction des Nuages de Magellan de conclure dans un premier temps que le halo galactique n'est pas constitué à plus de 10% d'objets sombres compacts entre  $10^{-7}$  et  $10^{-3} M_{\odot}$ , soit entre la masse de la Lune et celle de Jupiter. Pour des masses plus importantes, la faible statistique ne permettait alors pas d'obtenir des résultats concrets sur le contenu du halo ; cependant, selon le groupe MACHO, ce dernier pouvait être constitué majoritairement d'objets compacts entre 0.1 et  $1 M_{\odot}$  (entre 20 et 120%). C'est dans ce contexte que la seconde phase de l'expérience EROS a débuté. Son principal objectif était alors d'augmenter la sensibilité aux événements typiques détectés par les expériences de première génération.

Disposant à plein temps d'un télescope de 1 mètre de diamètre, de nouvelles caméras CCD à grand champ et d'un nouveau système d'acquisition, EROS2 commença à prendre ses premières données en juin 1996. Trois ans plus tard, les analyses combinées de 5 et 25 millions d'étoiles du Petit et du Grand Nuage de Magellan ont permis d'obtenir des limites sur le contenu du halo pour des masses allant jusqu'à 10 masses solaires. Cependant la statistique restait encore trop faible pour confirmer

ou non le signal positif détecté par le groupe MACHO qui, avec l'analyse de 10.7 millions d'étoiles suivies régulièrement durant 5,7 années et la mise en évidence de 13 candidats de microlentilles, venait de préciser ce dernier : soit entre 5 et 50% du halo standard avec une valeur préférée de 20% pour une masse typique de  $\sim 0.4 M_{\odot}$ .

L'ensemble des données relatives aux Nuages de Magellan sur les 6,7 années d'observations de l'expérience EROS2 (1996-2003) représente la plus grande sensibilité atteinte à ce jour. C'est pourquoi l'analyse en est particulièrement importante. Elle constitue le sujet principal de ce manuscrit de thèse et se sépare en deux parties : la recherche d'effets de microlentille gravitationnelle de très longue durée (supérieure à 2 ans) par des critères de forme des courbes de lumière et une recherche plus "classique" de microlentilles de courte durée par la détection de fluctuations régulières présentant les caractéristiques attendues. A ma connaissance, il s'agit de la première recherche réalisée d'effets de microlentille qui correspondraient à des objets de plusieurs centaines de masse solaire. Ces 2 analyses seront décrites après avoir introduit la problématique de la matière noire à l'échelle galactique et le formalisme du phénomène de microlentille gravitationnelle, puis avoir détaillé la partie indispensable à toute étude : la production photométrique des courbes de lumière - 10 Téra-Octets de données pour plus de 50 milliards de mesures photométriques - ainsi que de leur nettoyage.

**Première partie**

**Problématique & microlentilles**



# Chapitre 1

## La matière manquante à l'échelle galactique.

« ...le silence assourdissant de mes pensées m'oblige à y réfléchir...»

Stephania Drensset, The quotidian life

Dans le cadre actuel du modèle standard cosmologique, le problème de la matière manquante, encore appelée matière *noire* ou *sombre*, résiste à des générations d'astrophysiciens. Le but est de déterminer sa nature : elle n'est pas observable de manière directe, mais sa présence est ressentie grâce à de nombreux indicateurs. Nous nous intéresserons, plus particulièrement, à la problématique de cette thèse : à savoir la matière sombre au niveau de notre Galaxie, et les différentes solutions apportées pour la dévoiler. Avant cela, je décris brièvement le cadre théorique qui va nous permettre de comprendre les derniers résultats observationnels sur la composition de notre Univers.

### 1.1 Composition de l'Univers

Dans le principe cosmologique, on considère que l'Univers possède une homogénéité à grande échelle, que ses propriétés physiques sont équivalentes dans toutes les directions et que les lois physiques sont identiques à toutes époques. Sa structure et sa dynamique, directement influencée par ce qui le compose, sont décrites par les lois découlant de la Relativité Générale. Le modèle standard, dit du BigBang, est le modèle explicatif le plus cohérent au vu des contraintes observationnelles (le décalage spectral des galaxies lointaines, le fond diffus cosmologique à une température de corps noir, l'abondance relative des éléments légers).

#### 1.1.1 Cosmologie : cadre théorique

La géométrie d'un Univers homogène et isotrope peut être décrite par la métrique de Robertson-Walker :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 \times \left( \frac{dr^2}{1 - k.r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta . d\varphi^2) \right),$$

où  $(t, r, \theta, \varphi)$  sont les coordonnées comobiles,  $R(t)$  est le facteur d'échelle cosmologique et  $k$  caractérise la courbure de l'Univers. En modélisant le contenu de l'Univers par un fluide parfait de densité  $\rho(t)$  et de pression  $P(t)$ , on obtient les équations de Friedmann suivantes :

$$H^2 \equiv \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.1)$$

$$\left( \frac{\ddot{R}}{R} \right) = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) , \quad (1.2)$$

avec  $H(t)$  qui se définit comme la “constante” d’Hubble et  $\Lambda$  comme la constante cosmologique. La partie à gauche de l’équation 1.2 correspond à la description dynamique de l’Univers, tandis que la partie de droite témoigne de son contenu.

On définit maintenant  $\rho_c$ , la densité critique comme étant égale à :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2.8 \times 10^{11} h^2 M_\odot \text{Mpc}^{-3} \quad (1.3)$$

avec  $H_0$  qui correspond à la constante d’Hubble dans l’état actuel de notre Univers ; notre incertitude sur la connaissance de sa valeur est paramétrisée ici par  $h$  ( $h = H_0/100 \text{ km.s}^{-1}$ ), avec une normalisation à  $100 \text{ km.s}^{-1}$ . La valeur actuellement admise pour  $h$  est d’environ 0.7.

En rapportant les termes de densité de chaque constituant à la densité critique, on obtient

$$\begin{aligned} \text{une densité de matière : } \quad \Omega_m &= \frac{8\pi G\rho}{3H^2} \\ \text{une densité d'énergie sombre : } \quad \Omega_\Lambda &= \frac{\Lambda}{3H^2} \\ \text{soit } \quad \Omega_{total} &= \Omega_m + \Omega_\Lambda \end{aligned}$$

et les équations de Friedmann peuvent alors s’écrire sous la forme :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 = \Omega_{total} - 1 = \frac{kc^2}{H^2 R^2} \quad (1.4)$$

Nous obtenons ainsi une relation entre la géométrie de l’Univers (paramétrisée par  $k$ ) et sa densité. Ce qui nous donne différents types d’univers pour différentes valeurs de  $k$  :

$k = -1$	Géométrie hyperbolique	$\Omega_0 < 1$	Univers ouvert
$k = 0$	Géométrie euclidienne	$\Omega_0 = 1$	Univers ouvert
$k = +1$	Géométrie sphérique	$\Omega_0 > 1$	Univers fermé .

De nombreuses expériences tentent de déterminer ces différents paramètres de densité. L’observation de supernovae de type Ia, du fond diffus cosmologique, l’étude des amas de galaxies et de la nucléosynthèse primordiale sont différentes méthodes pour y parvenir ; les contraintes qui en ont été déduites vont être discutées ci-après.

### 1.1.2 Contraintes observationnelles actuelles sur les paramètres de densité

Les indications données ci-dessous sont succinctes, elles ne servent qu’à montrer la hiérarchie du contenu de l’Univers telle que les mesures actuelles le permettent (voir [117, Schindler et al.,2002] pour une revue détaillée des mesures de  $\Omega_m$ ).

**Les supernovae lointaines de type Ia (SnIa) :**

L'explosion d'une Naine Blanche qui a atteint sa masse critique par accréation de matière en provenance de son compagnon est une supernova de type Ia. Elle est considérée comme une chandelle standard car sa magnitude absolue au maximum d'intensité est approximativement toujours la même. La mesure photométrique de sa distance comparée au décalage spectral de sa galaxie hôte permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Une étude récente sur un lot de SnIa très lointaines ( $z > 1$ ) suivies avec le HST [113, Riess et al., 2003] nous donne :

$$\Omega_m = 0.29^{+0.05}_{-0.03} \quad \Omega_\Lambda = 0.71^{+0.03}_{-0.05} \quad (1.5)$$

validant l'existence de la constante cosmologique  $\Lambda$  qui, en dominant le contenu actuel en énergie de l'Univers, cause l'accélération de son expansion (voir fig. 1.1).

**Les fluctuations du fond diffus cosmologique**

Le fond diffus cosmologique correspond à un rayonnement fossile de photons, émis lors du découplage matière-rayonnement ( $z \sim 1100$ ) laissant alors l'Univers transparent. Il fut mis en évidence en 1965 par A.Penzias et R.Wilson [103, Penzias et Wilson, 1965], soit une quinzaine d'années après la prédiction de G.Gamow : il représente le pilier principal du modèle du BigBang. Actuellement, on mesure ce rayonnement dans le domaine des micro-ondes et son spectre est celui d'un corps noir parfait à  $T \sim 2.73$  K.

En 1992, des fluctuations de l'ordre de  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ , qui ont été détectées sur des échelles de 7 degrés grâce aux données recueillies par le satellite COBE<sup>1</sup>, témoignent de la quasi-isotropie de ce rayonnement [120, Smoot et al., 1992]. Ces faibles fluctuations sont la signature des instabilités gravitationnelles présentes lors de l'émission du rayonnement, proposant ainsi une sorte de carte de l'Univers primordial. L'étude précise du spectre d'anisotropie, associée à un scénario de formation des galaxies, nous renseigne sur les valeurs permises pour les paramètres cosmologiques (voir fig. 1.2). Les résultats les plus récents, obtenus à partir des données enregistrées par le satellite WMAP [122, Spergel et al., 2003], favorisent les valeurs suivantes (pour  $h = 0.72$ ) :

$$\begin{aligned} \Omega_m h^2 &= 0.135 \pm 0.009 \quad , \text{ soit } \quad \Omega_m = 0.29 \pm 0.07 \\ \Omega_b h^2 &= 0.024 \pm 0.001 \quad , \text{ soit } \quad \Omega_b = 0.047 \pm 0.006 \\ \Omega &= 1.02 \pm 0.02 \end{aligned}$$

avec  $\Omega_b$  la densité de matière baryonique.

**Etude des amas de galaxies**

A l'échelle des amas de galaxies ( $\sim 10$  Mpc), il est possible d'obtenir une idée sur la quantité de matière contenue dans ces systèmes liés, par l'étude dynamique des mouvements des galaxies qu'ils possèdent, par la mesure de la température du rayonnement X qu'émet le gaz chaud inter-amas ou encore par l'étude des arcs dus aux effets de lentille gravitationnelle sur des objets situés en arrière-plan : les résultats obtenus nous donnent une valeur pour  $\Omega_{amas}$  de l'ordre de 0.2 à 0.3. Puis par comptage des galaxies et l'utilisation du rapport masse sur luminosité M/L supposé, on peut remonter à la densité de matière lumineuse contenue dans l'amas, soit  $\Omega_{visible} \simeq 0.003 - 0.005 \cdot h^{-1}$ .

---

<sup>1</sup>Cosmic Background Explorer

### La nucléosynthèse primordiale

La théorie de la nucléosynthèse primordiale décrit la formation des éléments légers ( $^2\text{D}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ...) et leur abondance relativement à l'hydrogène. La comparaison entre les abondances prédites et leur mesure, nous propose une contrainte forte sur la densité de baryons (voir fig. 1.2) :

$$0.007 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.025, \quad \text{soit} \quad 0.014 \leq \Omega_b \leq 0.048 \quad \text{pour} \quad h = 0.72$$

en bon accord avec les résultats de l'étude du fond diffus cosmologique.

### Bilan :

Cet état des lieux des différentes contraintes obtenues sur les paramètres de densité de l'Univers, témoigne du fait qu'actuellement environ un tiers de la densité d'énergie de l'Univers est composé de matière, le reste étant constitué par une énergie sombre restant, elle aussi, à déterminer. La densité totale rapportée à la densité critique semble prendre une valeur unitaire, donnant ainsi à notre Univers une géométrie plane.

Au niveau du contenu en matière, la nucléosynthèse primordiale et les résultats de WMAP nous montrent qu'environ 20% de celle-ci est d'origine baryonique, laissant ainsi la place à une composante dominante non-baryonique inconnue. L'étude des amas de galaxies confirme cette présence d'une matière sombre massive, car la quantité de matière visible détectée est bien inférieure à celle estimée pour l'amas :  $\Omega_{amas} \gg \Omega_{visible}$ . De plus, cette matière visible se trouve dans un rapport 1/10 avec la quantité de matière baryonique estimée à partir de la nucléosynthèse primordiale : la double nature de la matière sombre se trouve alors confirmée.

En regroupant ces informations, nous pouvons constater que nous vivons donc dans un Univers où 96% de ce qui le compose nous est caché.

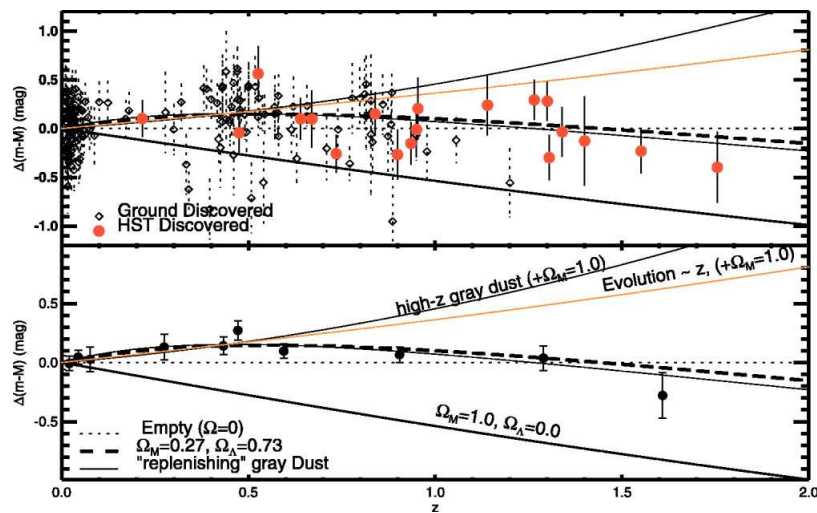


FIG. 1.1 – Diagramme de Hubble comportant 10 points de mesures de Supernovae-Ia avec un redshift supérieur à 1 [113, Riess et al., 2003]. En haut, l'ensemble des mesures des SN-Ia découvertes sont représentées (celles obtenues avec le télescope HST sont en rouge) et en bas, nous retrouvons le même diagramme avec une moyenne réalisée par tranche de redshift. La courbe en tirets représente le modèle de concordance ( $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73$ ). Ces données confirment une phase de décélération de notre Univers précédant la phase actuelle d'accélération.



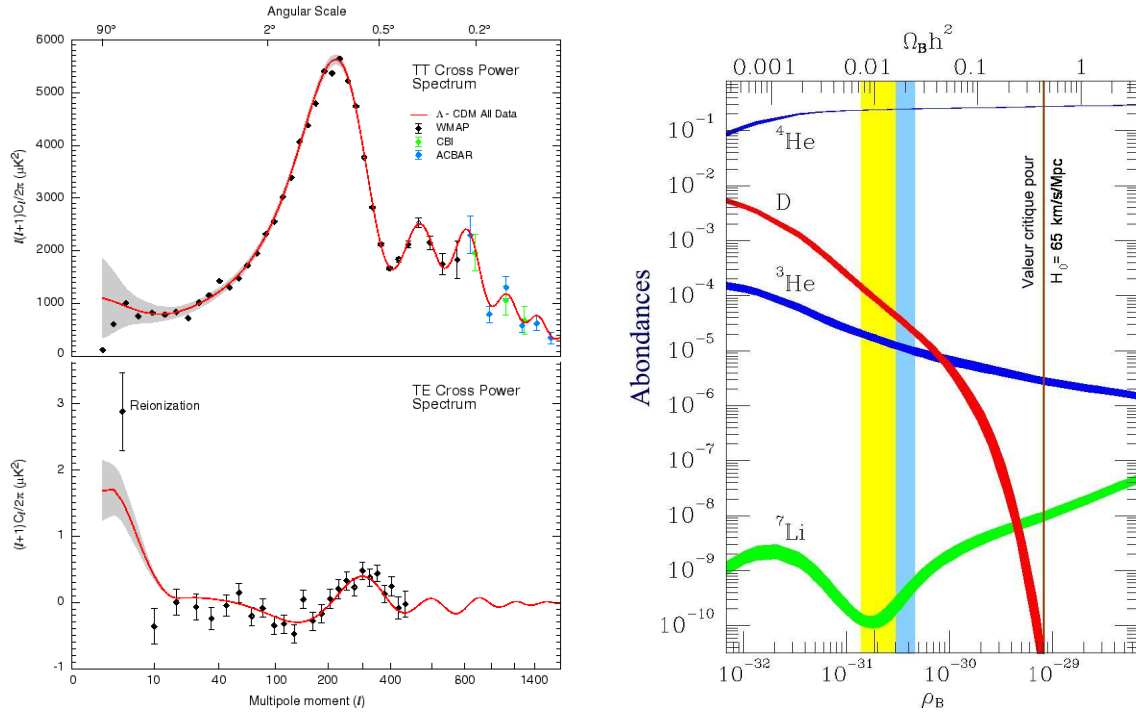


FIG. 1.2 – A gauche : Spectre des anisotropies du rayonnement fossile obtenu par l'expérience WMAP (d'après [29, Bennett et al., 2003]).

A droite : Abondances prédites et observées des éléments légers ( $^2\text{D}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  et  $^7\text{Li}$ ) en fonction du paramètre  $\Omega_m$ . La largeur des courbes indique l'intervalle théorique à  $2\sigma$ . La comparaison entre prédictions et mesures donne une contrainte forte sur la densité de baryons (d'après [125, Turner, 1999]).

## 1.2 La matière manquante au niveau galactique

Au niveau des systèmes liés tels que les galaxies spirales (échelle  $\sim 100$  kpc), la comparaison de la masse dite visible, c'est à dire celle obtenue en sommant les étoiles et le gaz interstellaire observés, et la masse dite dynamique, estimée à partir de la vitesse de rotation de ces différents constituants, indique clairement aussi la présence d'une matière invisible en quantité 10 fois plus importante. Comment est-on arrivé à identifier ce problème et quels sont les solutions apportées pour le résoudre, sont les deux questions qui nous donneront la ligne de conduite de cette sous-partie. Un halo massif entourant chaque galaxie avec différentes possibilités en ce qui concerne sa constitution, sera la solution la plus détaillée.

### 1.2.1 Problématique

La luminosité d'une galaxie spirale décroît extrêmement vite (exponentiellement) du centre vers la périphérie (voir fig 1.3 gauche-haut), et la densité d'étoiles chute d'un facteur 100 en quelques kiloparsecs. La partie lumineuse n'est donc pas très étendue (la quasi-totalité de la luminosité provient du bulbe). Si la brillance de surface était un bon traceur de la masse, celle-ci devrait alors être concentrée au centre des galaxies. La vitesse de rotation des constituants se situant loin du centre devrait alors décroître progressivement suivant une loi képlérienne ( $v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$ ) bien connue au niveau de notre

système solaire. Mais les mesures d'effet Doppler en spectroscopie optique pour les étoiles et avec la raie en émission à 21 cm (domaine radio) de l'hydrogène neutre provenant de nuages de gaz situés en périphérie des galaxies, donne une tout autre forme à cette courbe : les vitesses de rotation restent stables et ne semblent pas diminuer (fig 1.3 gauche-bas). Cela a déjà été remarqué avec des centaines de galaxies spirales (fig 1.3 droite) dont la Voie Lactée.

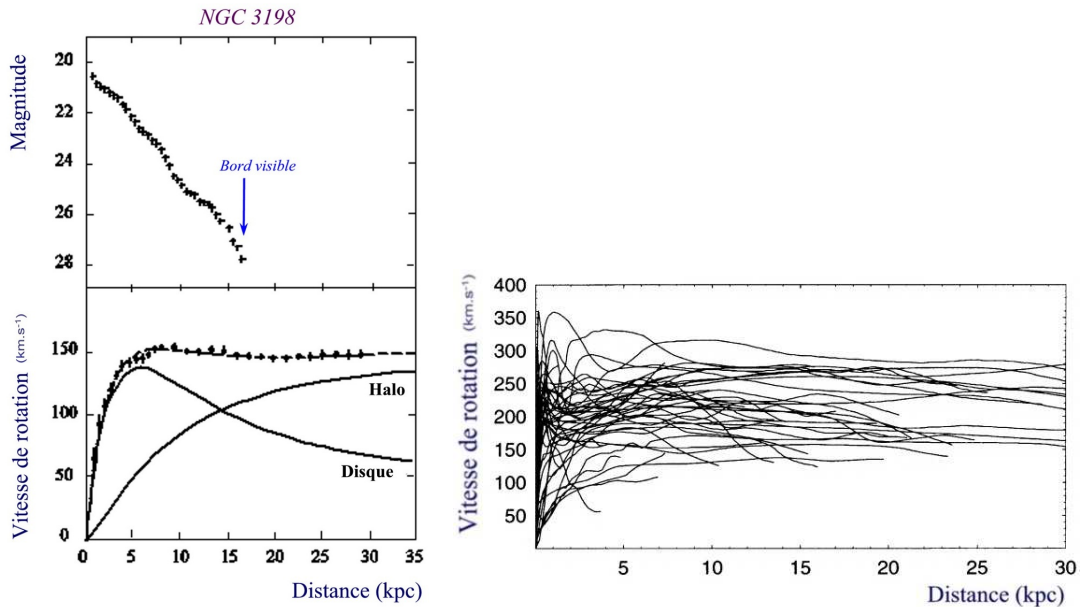


FIG. 1.3 – A gauche : Variation de la brillance de surface en fonction de la distance au centre galactique (en haut) et courbe de rotation de la galaxie spirale NGC 3198 (bas) avec un ajustement d'un modèle galactique comportant un halo en plus du disque et du bulbe (d'après [129, Van Albada et al., 1985]).

A droite : Courbes de rotation d'une trentaine de galaxies (de type Sb et Sc) obtenues à partir d'observations spectroscopiques des gaz CO, H et HI (d'après [121, Sofue et al., 1999]).

## 1.2.2 Solutions

Pour résoudre ce problème, deux types de solutions existent. La première consiste à modifier notre théorie de la gravitation qui pourrait être différente suivant l'échelle ou dans le cas de très faibles accélérations (MOND : Modified Newtonian Dynamics) [87, Milgrom, 1983]. La seconde est plus intuitive, car elle consiste à supposer l'existence d'un halo sphérique massif entourant chaque galaxie et contenant assez de matière pour expliquer les courbes de rotation mesurées (voir fig 1.4). C'est cette dernière solution qui est privilégiée dans le cadre de cette thèse.

### Un halo massif comme solution :

Pour expliquer la stabilité des vitesses de rotation, on suppose que la masse du halo augmente de façon linéaire avec le rayon ( $M(r) \propto r$ ), nous donnant ainsi une densité décroissante loin du centre en  $1/r^2$ . Ce halo s'étendrait sur une distance de 50 à 200 kpc selon les auteurs [24, Bahcall, 1995]

et contiendrait entre 5 à 10 fois plus de matière que ce qu'il nous est possible de détecter pour le moment, soit une masse d'environ  $10^{12} M_{\odot}$  pour notre galaxie.

L'utilité d'un tel halo est renforcée par les simulations numériques car il permettrait de stabiliser le disque : sans halo, des instabilités en barres auraient dû apparaître et disloquer le disque [95, Ostriker et Peebles, 1973]. De plus, la densité de ce disque est trop faible pour pouvoir contenir la totalité de la masse manquante : la densité dynamique locale estimée à partir des données d'Hipparcos valant  $0.076 \pm 0.015 M_{\odot} \cdot pc^{-3}$  [45, Crézé, 1998], une quantité 3 fois plus importante aurait été nécessaire.

Différents modèles de halo existent ; le plus simple est celui d'une sphère isotherme où la vitesse quadratique moyenne de ses constituants est identique en tout point. Le modèle de halo considéré comme standard est décrit dans le chapitre 3.

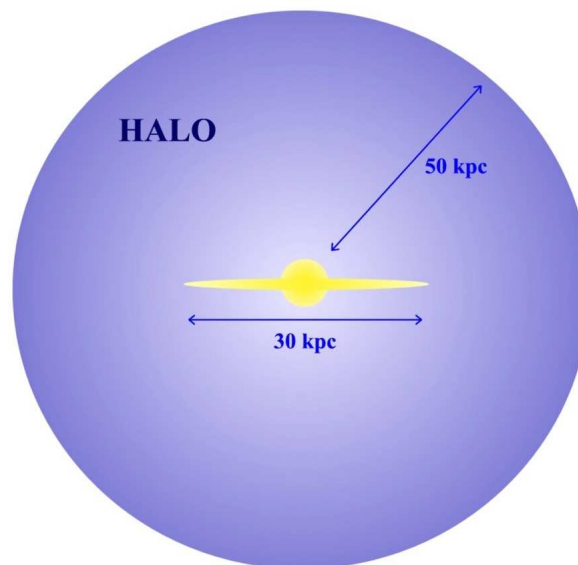


FIG. 1.4 – Représentation d'un halo sphérique entourant une galaxie vue par la tranche. Le rayon d'un halo peut s'étendre entre 50 et 200 kpc selon les auteurs.

## 1.3 Nature de la matière noire

Sous l'hypothèse d'un halo galactique sombre, la question la plus cruciale reste celle de la nature des objets qui le constituent. Que peut bien être cette matière abondante qui nous environne et que l'on ne détecte pas ? Pour y répondre, on sépare ici les candidats possibles en 2 classes : baryonique et non-baryonique.

### 1.3.1 Candidats non-baryoniques

Les résultats combinés de l'étude des amas de galaxies et de la nucléosynthèse montrent que la majorité de la matière est d'origine non-baryonique (80%). Il est donc tout à fait naturel d'envisager la possibilité d'une telle solution. Trois principaux candidats apparaissent alors : les Neutrinos, les WIMPS et les Axions.

**Les Neutrinos massifs :**

Les neutrinos sont abondamment produits dans l'Univers, ils n'interagissent que par interaction faible et sont très difficiles à capturer. Dans la version minimale du modèle standard de physique des particules, leur masse est considérée comme nulle, mais il est possible de leur en attribuer une au prix d'une simple extension de la théorie. Avec une masse d'une dizaine d'électrons-volts, ils seraient la source d'une matière noire chaude.

L'étude des neutrinos solaires a apporté des informations cruciales à ce sujet. Le déficit de neutrinos électroniques, mis en évidence par [47, Davis, 1994], a été identifié comme le résultat de transformation de ces neutrinos en faveur des deux autres saveurs ( $\nu_\mu, \nu_\tau$ ) durant leur trajet vers la Terre (principalement dans le Soleil) par l'expérience SNO [6, Ahmad et al., 2002]. Cette caractéristique, appelée oscillation entre les saveurs de neutrinos (effet MSW, [86, 130, Mikheyev and Smirnov, 1985, Wolfenstein, 1978]), permet d'indiquer que les neutrinos possèdent une masse non nulle. Les résultats de SNO indiquent un fort angle de mélange et une faible différence de masse au carré,

$$\Delta m^2 \sim 10^{-5} - 10^{-4} eV^2$$

Mais cette différence de masse est petite et suggère une masse des neutrinos trop faible.

**WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) :**

Ce sont des particules ( $\chi$ ) hypothétiques, peut-être les plus légères des modèles supersymétriques de la physique des particules. Elles sont stables, possèdent une masse élevée ( $m_\chi \gg GeV$ ) et leur nature non-relativiste au moment du découplage permet de les intégrer aisément dans les modèles de formation des structures. Une détection directe est possible, en recherchant l'énergie libérée lors d'une collision de ces dernières avec un noyau d'un cristal approprié. Pour le moment, les résultats se présentent sous la forme de limites supérieures dans un diagramme Masse-Section efficace. L'autre manière consiste à rechercher les produits d'annihilation des WIMPs qui ont été capturés au centre de la galaxie, du Soleil ou de la Terre : un flux de neutrinos d'énergie élevée (plusieurs dizaines de GeV) en serait une bonne signature.

**Axions :**

Ce sont des particules tout aussi hypothétiques introduites en chromodynamique quantique pour parer la présence dans le lagrangien d'un terme violant la symétrie CP. L'étude de la supernova 1987a a permis de contraindre leur masse :  $10^{-5} < m_a < 10^{-3} eV$ .

**1.3.2 Candidats baryoniques**

Les candidats baryoniques sont constitués d'une matière bien connue, celle qui nous environne, dont on détecte la présence par le rayonnement électromagnétique qu'elle émet. Il suffit alors de chercher parmi toute la zoologie les objets astrophysiques répertoriés, ceux qui pourraient être présents en grande quantité, qui sont stables et qui n'émettent pas assez de lumière pour être distingués avec nos moyens actuels de détection. On peut séparer, à ce niveau, ces objets en deux familles dont la nature particulière demandera des outils différents pour les repérer : les objets diffus et les objets compacts.

• **Objets Diffus :**

Les poussières sont exclues car elles obscurciraient tellement le ciel que nous ne serions déjà aperçus. Elles absorbent de manière non négligeable le rayonnement des objets astronomiques, mais elles ne constituent qu'une partie très restreinte de la matière noire.

En ce qui concerne le gaz, la solution pourrait venir de la molécule de di-hydrogène ( $H_2$ ), dont la majeure partie pourrait se trouver sous une forme froide, avec une température valant entre 10 et 20 K.  $H_2$  est une molécule homonucléaire qui ne possède pas de moment dipolaire permettant d'émettre simplement par des transitions en rotation et en vibration. Cette molécule, la plus abondante de l'Univers, a déjà été observée directement dans l'environnement proche de lieux de formation d'étoiles comme Orion, à des températures élevées par détection spectroscopique (proche Infra-Rouge) [119, Shull et Beckwith, 1982] et [74, Kristensen et al., 2003], puis dans d'autres lieux comme le milieu interstellaire, les nébuleuses planétaires, les régions riches en H-II et les résidus de supernovae [40, Cazaux et Tielens, 2004]. Cette détection est rendue possible par l'apparition d'un moment dipolaire temporaire dû à des collisions. Mais à très basse température, le premier niveau d'excitation accessible ne peut être peuplé qu'avec une transition quadripolaire qui se trouve à 500 K au dessus du niveau fondamental. Sans émission, sa détection devient alors très difficile.

Il est possible de suivre sa présence à partir d'un traceur moléculaire comme le monoxyde de carbone (CO), qui est la molécule la plus abondante après l' $H_2$  et qui, de plus, se trouve être facile à détecter grâce à son faible moment dipolaire. Cependant, la variabilité du rapport  $H_2/CO$ , suivant les conditions physiques des nuages moléculaires observés (densité, température et métallicité), rend difficile l'estimation de la quantité de di-hydrogène existante. De plus, le CO n'est observé que jusqu'aux abords du disque optique, n'autorisant pas, par ce fait, le suivi potentiel de  $H_2$  sur une grande distance. Un autre traceur, plus prometteur, est l'hydrogène ionisé HI qui s'étend sur un rayon beaucoup plus important (de 2 à 4 fois le rayon optique du disque). Le premier atout de HI est son comportement dynamique similaire à  $H_2$ , permettant de mieux suivre son évolution. Mais il a été surtout constaté que le rapport entre la densité de surface sous forme de matière noire ( $\Sigma_{MN}$ ) et la densité de surface de HI ( $\Sigma_{HI}$ ) est constant avec le rayon galactique pour une large gamme de type de galaxies (fig 1.5 droite) [44, Combes, 1999] :

$$\frac{\Sigma_{MN}}{\Sigma_{HI}} \sim 7 - 10$$

Cela montre ainsi l'étroite relation existante entre HI et la matière noire. La figure 1.5 de gauche représente la courbe de rotation de la galaxie NGC1560, où l'on voit qu'il est possible de reproduire les observations en invoquant une composante gazeuse, qui aurait le même profil que HI, mais en quantité environ 6 fois plus importante.

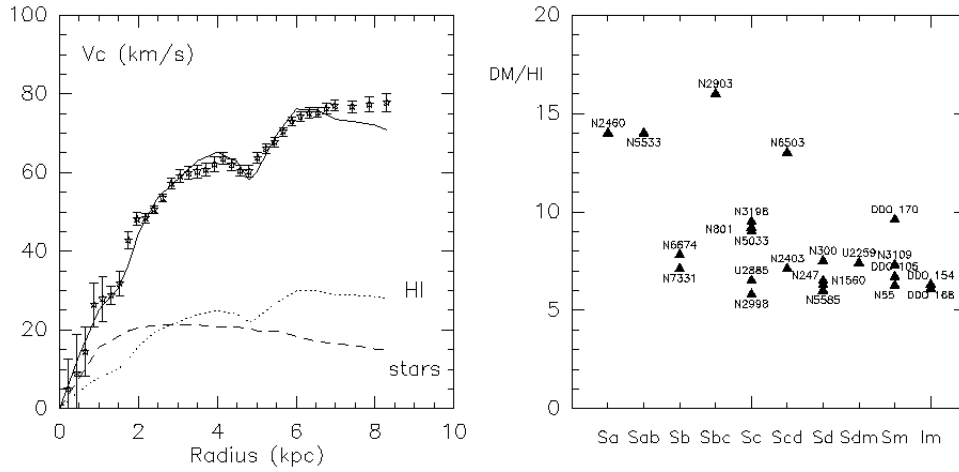


FIG. 1.5 – A gauche : Courbe de rotation de NGC1560 mesurée (indication par des étoiles) ; la composante due au gaz HI seul est représenté en pointillé et la composante due aux étoiles selon des tirets. La ligne en trait plein indique la courbe de rotation obtenue en multipliant la composante gazeuse HI par 6.2, elle se retrouve en bon accord avec les observations.

A droite : Comportement du rapport  $\Sigma_{MN}/\Sigma_{HI}$  en fonction de différents types de galaxies. Ce rapport reste constant (typiquement entre 5 et 10) pour une large gamme de galaxies (d'après [44, Combes, 1999]).

Différents modèles proposent de prolonger le gaz visible du disque galactique avec le gaz  $H_2$  afin d'expliquer les courbes de rotation des galaxies [105, 104, Pfenniger et Combes, 1994] : ce gaz serait stabilisé grâce à une structure fractale et en équilibre avec le rayonnement cosmologique. La détection de raies d'absorption dans l'UV typique de  $H_2$  est un bon test observationnel. Le satellite FUSE<sup>2</sup> (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*), lancé en juin 1999, devrait nous renseigner sur le sujet : une étude du milieu interstellaire dans l'environnement proche ( $< 200$  pc) à travers la ligne de visée de 30 naines blanches a déjà montré l'existence d'une faible quantité de  $H_2$  [79, Lehner et al., 2003].

Il est à noter que les observations de variations drastiques, dans le domaine radio, de quasars (ESE<sup>3</sup>) à l'échelle de quelques semaines ou de quelques mois, ainsi que l'excès d'émission  $\gamma$  observé par EGRET (*Energetic Gamma Ray Explorer Telescope*) [52, Dixon, 1998] provenant du halo galactique, peuvent s'expliquer par la présence de gaz fragmenté en nuages, répartis dans le disque ou dans le halo. La première pourrait être due au passage sur la ligne de visée d'objets réfractants de quelques UA de rayon avec une présence d'électrons libres, la seconde à des interactions de rayons cosmiques de très haute énergie avec des nuages denses de gaz  $H_2$ , de masse  $0.3 - 3.10^{-3}M_{\odot}$  et d'un rayon typique de 3 à 10 UA [70, Kalberla, 1999].

Une recherche de tels nuages a été réalisée au sein de l'expérience EROS2 [78, Le Guillou, 2003, Thèse], suivant l'hypothèse qu'ils contiennent assez de poussières (élément nécessaire à la formation

<sup>2</sup>FUSE <http://fuse.pha.jhu.edu/>

<sup>3</sup>Extreme Scattering Events

de  $H_2$ ) pour être opaques dans le visible. S'ils présentent le même rapport poussière/gaz que le milieu interstellaire, ces nuages sont alors complètement opaques et une extinction des étoiles situées en arrière plan, d'au moins une magnitude, est attendue avec une durée d'éclipse d'environ 60 jours [73, Kerins et al., 2002]. En supposant une efficacité de détection de 100% sur l'ensemble des étoiles suivies durant 5 ans du Petit Nuage de Magellan, 60000 événements auraient dû être retrouvés, mais seulement 15 candidats ont été retenus lors d'une analyse dédiée [78, Le Guillou, 2003, Thèse]. L'hypothèse d'un halo constitué de petits nuages de gaz opaques peut alors être considérée comme exclue.

Pendant, le sujet reste encore d'actualité. La détection d'un nuage d'une taille estimée à environ 40 UA circulant dans le halo de la Voie Lactée à une vitesse d'environ  $50 \text{ km.s}^{-1}$  et comportant des raies spectrales typiques de la molécule  $H_2$ , a été obtenue dernièrement à partir des données du satellite FUSE [112, Richter et al., 2003].

#### • Objets Compacts :

L'ensemble des objets compacts pouvant remplir le halo galactique sont regroupés sous l'appellation MACHOs ( pour Massive Astronomical Compact Halo Object). Ils peuvent être sous une forme déjà connue comme les planètes, les naines brunes et tous les résidus d'étoiles (Naines Blanches, trous noirs...) ou sous une forme plus théorique comme les trous noirs primordiaux<sup>4</sup> - ces différents candidats vont être brièvement passés en revue ci-dessous. Trois techniques sont utilisées pour retrouver leur trace ou pour poser des limites supérieures sur leur possible existence en grande quantité. Elles se différencient suivant la masse de l'objet étudié : la recherche de phénomènes de microlentille gravitationnelle pour une large gamme de masse, allant de  $10^{-7}$  à environ  $1000 M_\odot$ , la recherche de grand mouvement propre pour des objets peu brillants tels que des naines blanches  $M \sim 0.3 - 1.4 M_\odot$  et l'étude par simulations numériques des perturbations engendrées sur des systèmes liés, tels que les amas globulaires ou les étoiles binaires, par de gros perturbateurs de masse supérieure à  $1000 M_\odot$ . Les résultats apportés par chacune de ces techniques seront discutés dans le chapitre 3.

#### *Corps légers :*

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  $10^{-37}$  et  $10^{-17} M_\odot$  [69, Hills, 1986]. D'autre part, des objets entièrement constitués d'hydrogène et de masse inférieure à  $10^{-7} M_\odot$  se seraient complètement évaporés en moins de  $10^{10}$  ans [49, de Rujula et al., 1992].

#### *Planètes :*

Dans le cas d'une association avec les étoiles de notre galaxie, les planètes ne peuvent pas contribuer de façon significative à la masse contenue dans le halo, car pour cela, il faudrait que chaque étoile possède un cortège d'au moins un millier de planètes géantes du style de Jupiter ( $M_J \sim 10^{-3} M_\odot$ ). Si ces planètes sont *libres*, errantes dans le halo, elles ne peuvent excéder 10% de la fraction en masse du halo d'après les résultats combinés obtenus par les recherches d'effets microlentilles (EROS1 et MACHO, pour  $M < 10^{-3} M_\odot$ ) [109, 18, Renault et al., 1997 ; Alcock et al., 1998].

---

<sup>4</sup>A noter : les trous noirs primordiaux ne sont pas forcément baryoniques. Ce peut être des sortes de "Wimps".

***Naines brunes :***

Les naines brunes sont des étoiles trop peu massives ( $0.01$  à  $0.08 M_{\odot}$ ) pour que le cycle complet de fusion de l'hydrogène puisse se déclencher. Elles peuvent tout au plus produire de l'hélium  ${}^3\text{He}$  par fusion de l'hydrogène et du deutérium, mais restent inobservables dans le domaine optique. Des limites sur leur présence dans le halo ont été posées par les expériences de recherche d'effets microlentilles (voir chapitre 3).

***Naines rouges :***

D'une masse entre  $0.08$  et  $0.5 M_{\odot}$ , les naines rouges fusionnent leur hydrogène avec un très faible rendement. Peu lumineuses ( $8 < V < 18$ ), elles émettent dans l'infrarouge, ce qui les rend détectables avec des télescopes suffisamment sensibles. Par ce fait, les données du Hubble Deep Field ont permis de détecter des naines rouges dans le halo [62, Flynn, 1996] et de montrer qu'elles ne peuvent pas, avec  $I < 14$ , constituer plus de 1% du halo. D'autre part, un halo galactique entièrement constitué de naines rouges devrait émettre un rayonnement infrarouge qui n'est pas observé [102, Peacock, 1999].

***Naines blanches :***

Les étoiles de masse inférieure à  $\sim 8 M_{\odot}$  donnent naissance en fin de vie à des Naines Blanches possédant une masse entre  $0.3$  et  $1.4 M_{\odot}$ . Un modèle dans lequel les Naines Blanches forment l'intégralité de la masse du halo [61, Fields, 1998] a bien été proposé, mais la mesure de l'abondance de fer éjecté par les supernovae proches, de type Ia, permet de limiter leur contribution à 5-10% du halo [35, Canal et al., 1997]. De plus, [72, Kawaler, 1996] a recherché des Naines Blanches avec le HST jusqu'à la magnitude limite  $V = 29.8$ ; il observa 12 fois moins de Naines Blanches que prévu, dans l'hypothèse d'un halo constitué à 50% de tels objets. A cela se rajoute aussi la campagne de recherche d'objets à grand mouvement propre, menée par le groupe EROS [64, Goldman et al., 2002], où en surveillant  $300 \text{ deg}^2$  du ciel, aucun candidat n'a été trouvé : les Naines Blanches avec  $V < 17.5$  ne peuvent alors constituer plus de 10% du halo standard.

Finalement, la contribution au halo des Naines Blanches peut aussi être contrainte par l'étude de la lumière émise par leur progéniteur. La fonction de luminosité des galaxies se trouvant à grand redshift permet de restreindre cette contribution à moins de 20% [41, 65, Charlot et Silk, 1995; Graff et al., 1999].

***Trous noirs primordiaux :***

Des fluctuations relatives de densité, durant la période de transition entre un Univers constitué d'un plasma de quarks et de gluons et un Univers de nucléons ( $t \sim 10^{-4} \text{ seconde}$ ), pourraient former des trous noirs, dits *primordiaux*, de l'ordre de la masse solaire [37, Carr, 1998]. Leur propriétés sont relativement mal connues; en particulier, leur masse dépend de la taille de l'horizon au moment de la transition [116, Schaeffer, 1997].

***Cadavres d'étoiles massives : étoiles à neutrons et trous noirs :***

Ces deux objets sont de bons candidats ( $1.4 < M < 30 M_{\odot}$ ) pour la matière noire galactique, car ils ne peuvent pas être détectés directement. Cependant, tout comme la formation des Naines Blanches, leurs progéniteurs, des étoiles très massives, éjectent en fin de vie de grandes quantités



d'éléments lourds dans le milieu interstellaire qui n'ont pas été observés par spectroscopie [38, Carswell et al., 1994]. Cette analyse exclut une contribution significative du halo de leur part.

Les résidus d'étoiles de population III ne sont pas connus. Ces étoiles très massives ( $\sim 100 M_{\odot}$ ), n'ont pas été observées directement, mais on suppose qu'elles constituent les galaxies bleues de faible luminosité. Ce sont les premières étoiles formées ( $z \sim 5$ ) et sont donc peu riches en éléments lourds : elles peuvent alors avoir donné naissance à des trous noirs de masses intermédiaires,  $M \sim 100 - 500 M_{\odot}$  [83, Madau et Rees, 2001]. Cela correspond à une gamme de masse vide dans le bestiaire des trous noirs connus, se situant entre les trous noirs stellaires et les supermassifs de plusieurs millions de masse solaire se trouvant au centre de galaxies. S'ils n'ont pas tous été accrétés pour former ces trous noirs centraux, ils peuvent être la réponse à la masse manquante.

#### *Trous noirs supermassifs :*

Les trous noirs supermassifs ( $M > 10^3 M_{\odot}$ ) peuvent être formés sans dispersion d'éléments lourds dans le milieu interstellaire. Mais des limites supérieures contraignantes fondées sur les perturbations engendrées au niveau de la structure galactique par leur présence existent. Ces derniers auraient dû provoquer l'évaporation des amas globulaires et des galaxies naines si leur masse était supérieure à  $10^4 M_{\odot}$  [21, Arras et Wasserman, 1998]. Sinon, [75, Lacey et Ostriker, 1985] suggèrent un mécanisme de réchauffement du disque galactique et au final de sa destruction par la présence de trous noirs supermassifs de l'ordre de  $10^6 M_{\odot}$ . De plus, le résultat négatif retenu dans la recherche d'échos de sursauts gamma (GRB), dus à des effets de lentille gravitationnelle, contraint la matière noire du halo sous la forme d'objets compacts dans la gamme de masse entre  $10^{6.5} - 10^{8.5} M_{\odot}$  [92, Nemiroff et al., 1993].

## 1.4 Conclusion

A l'échelle galactique, le problème de la masse manquante, qui peut se traduire comme un problème d'ordre théorique ou comme la présence d'une matière dite sombre non encore observée, existe bel et bien au vu des courbes de rotation des galaxies spirales. Des objets aussi différents que les WIMPS, le gaz moléculaire  $H_2$  ou les MACHOs, sont les candidats actuellement privilégiés pour y répondre.

La recherche de phénomènes de microlentille est un outil intéressant car il permet de retrouver la trace de la matière manquante. C'est cette méthode indirecte de détection, sensible uniquement aux formes compactes de matière noire, qui a été utilisée dans le cadre de cette thèse pour sonder le halo. L'explication de l'effet et son utilisation seront décrites au chapitre 2 et l'état des lieux sur notre connaissance de la composition du halo sous forme de machos sera présenté dans le chapitre 3. J'identifierai alors la gamme en masse non encore explorée avec cette technique (typiquement pour  $M > 30 M_{\odot}$  : les trous noirs intermédiaires) et celles ciblées par mes analyses.



## Chapitre 2

# L'effet de microlentille gravitationnelle

Pour sonder un halo qui pourrait être composé d'objets compacts invisibles, la recherche d'effets de microlentille gravitationnelle est la méthode idéale pour y parvenir. Le formalisme dans le cas simple où l'étoile source et la lentille sont ponctuelles sera tout d'abord décrit pour introduire les notions nécessaires à toute discussion sur le sujet. Je discuterai alors de la probabilité de détection du phénomène, qui permettra de mieux cerner la sensibilité nécessaire à leur recherche, puis pour finir, je présenterai les caractéristiques observationnelles de l'effet microlentille et des exemples d'extensions du modèle simplifié.

### 2.1 Formalisme des microlentilles : source et lentille ponctuelles

En 1936, Einstein publia une petite note [57, Einstein, 1936] dans laquelle il calculait l'amplification induite par la présence d'une étoile sur le flux d'une autre étoile en arrière plan. Il conclut que les chances d'observer ce phénomène étaient minimales<sup>1</sup>. En 1964, l'essentiel des formules sur les lentilles gravitationnelles fut présenté par [108, Refsdal, 1964] et une application à cet effet en estimant sa fréquence d'observation en direction du centre galactique et d'amas globulaires fut proposée par [80, Liebes, 1964]. C'est en 1986 que l'idée d'utiliser cet effet pour observer indirectement la présence d'éventuels objets sombres dans le halo apparut : Paczyński proposa un suivi photométrique intensif des étoiles des Nuages de Magellan pour essayer de trouver des magnifications de leur flux, signatures d'une microlentille [96, Paczyński, 1986].

#### 2.1.1 Déflexion gravitationnelle de la lumière

En utilisant les concepts de la théorie de la Relativité Générale, on peut montrer que tout corps massif *courbe* l'espace-temps autour de lui et qu'un rayon lumineux passant à proximité sera alors considéré comme dévié d'un angle  $\alpha$  par un observateur en avant-plan. L'image de l'étoile source se trouvant en arrière plan ne correspondra plus à sa position *réelle* : c'est un mirage gravitationnel. Pour de petites déviations et dans l'approximation des champs faibles, nous retrouvons :

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \quad (2.1)$$

où  $M$  est la masse de l'objet déflecteur et  $r$  la distance de moindre approche du rayon lumineux avec le déflecteur (auss appelé le paramètre d'impact).

---

<sup>1</sup>Einstein avait déjà correctement calculé cet effet en 1912, avant même la relativité générale (1915), mais il ne l'avait jamais publié (Renn et al., Science 275,184, 1997)

Cette déflexion a été pour la première fois constatée par la célèbre observation de l'éclipse de 1919 par Eddington et ses collaborateurs, avec le Soleil dans le rôle de la lentille. Elle a ensuite été vérifiée à maintes reprises, avec une grande précision : 0.3% par Hipparcos [63, Froeschle, Mignard et Arenou, 1997] et 0.17% par l'étude de sources radios extra-galactiques par interférométrie .

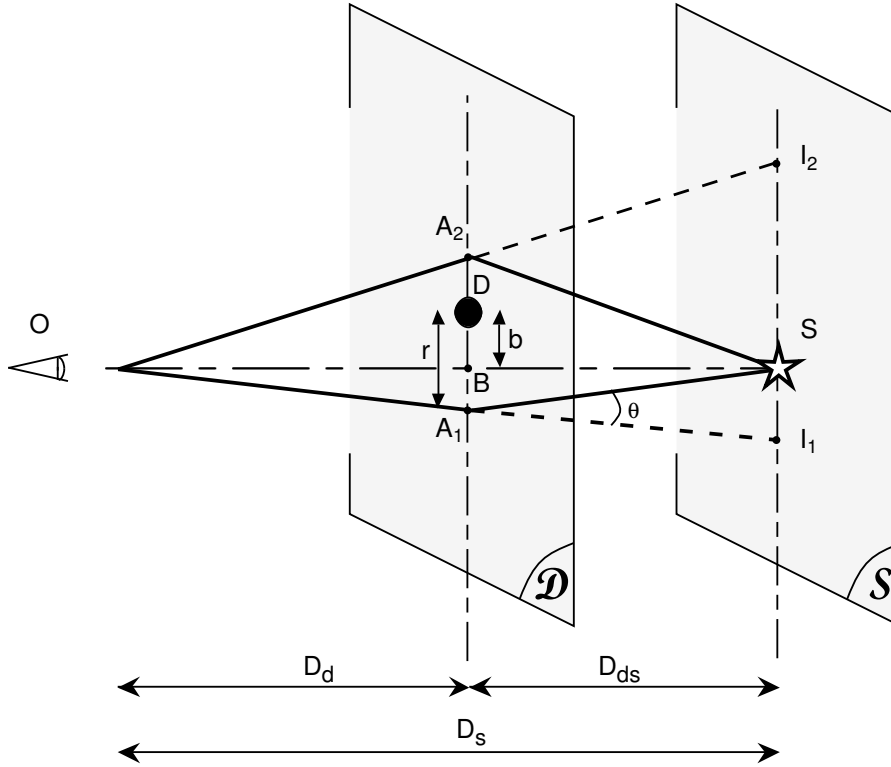


FIG. 2.1 – Géométrie associée à l'effet de lentille gravitationnelle.

### Géométrie du phénomène : source et lentille ponctuelles

Le principe de l'effet de lentille gravitationnelle se comprend en regardant la figure 2.1. Nous considérons ici le cas simple, où une source lumineuse ponctuelle (S) se trouve à une distance  $D_s$  de l'observateur (O) et un déflecteur (D) de masse  $M$  à une distance  $D_d$ . Cet objet massif se trouvant proche de la ligne de visée (OS), agit alors comme une lentille gravitationnelle en déviant de leur trajectoire originelle les rayons lumineux provenant de S. Pour l'observateur, deux images ( $I_1$  et  $I_2$ ) de cette source apparaissent de part et d'autre de la lentille.

Pour connaître la position de ces deux images dans le plan du déflecteur ( $r_1, r_2$ ), utilisons les égalités purement géométriques suivantes :

$$\frac{BA_1}{SI_1} = \frac{BA_2}{SI_2} = \frac{D_d}{D_s} \quad , \quad BA_1 = r_1 - b \quad , \quad BA_2 = r_2 + b \quad (2.2)$$

avec  $b$ , la distance entre la source et le déflecteur dans le plan de celui-ci. Dans l'approximation de faible déviation, nous avons :

$$\alpha_1 = \frac{SI_1}{D_s - D_d} \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{SI_2}{D_s - D_d} \quad (2.3)$$

qui nous amènent à ces équations quadratiques :

$$r_1 - b = \frac{4GM}{r_1 c^2} \frac{D_d (D_s - D_d)}{D_s} \quad r_2 + b = \frac{4GM}{r_2 c^2} \frac{D_d (D_s - D_d)}{D_s}. \quad (2.4)$$

En les résolvant, nous obtenons alors la solution attendue :

$$r_{1,2} = \frac{1}{2} \left( b \pm \sqrt{b^2 + 4R_E^2} \right), \quad (2.5)$$

où

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d (D_s - D_d)}{D_s}} \quad (2.6)$$

la quantité  $R_E$  étant appelée *rayon d'Einstein* de la lentille. Il correspond au rayon de l'anneau d'Einstein qui apparaît lors d'un alignement parfait ( $b=0$ ), dans le plan de la lentille. Sa valeur sera utilisée dans la suite comme échelle de distance dans ce plan.

Dans le cas d'un alignement imparfait, nous obtenons les deux images, l'une hors et l'autre à l'intérieur du cercle d'Einstein (voir fig 2.2), que l'on repère par leur écartement angulaire au déflecteur ( $\theta_1, \theta_2$ ) :

$$\theta_{1,2} = \left| \frac{r_{1,2}}{D_d} \right| \quad (2.7)$$

Notons ici que l'écartement entre ces deux images est égal à :

$$\beta = \theta_1 + \theta_2 = \frac{\sqrt{b^2 + 4R_E^2}}{D_d} = \sqrt{\theta_S^2 + 4\theta_E^2}, \quad (2.8)$$

soit environ, pour une étoile à l'intérieur du cercle d'Einstein :  $\beta \simeq 2\theta_E$  (avec  $\theta_E = \frac{R_E}{D_d}$  et  $\theta_S = \frac{b}{D_d}$ ).

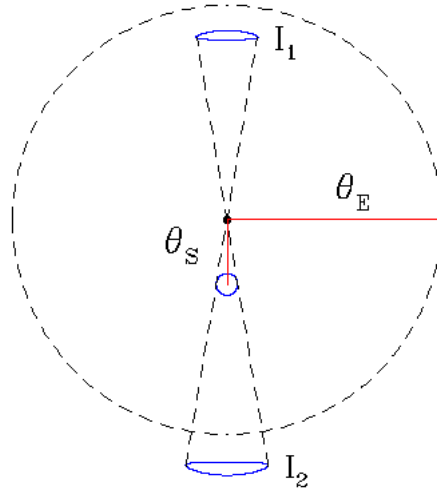


FIG. 2.2 – Position des images ( $I_1$  et  $I_2$ ) par rapport à l'anneau d'Einstein et définition des angles  $\theta_S$  et  $\theta_E$ .

### 2.1.2 Astrométrie et amplification

#### Séparation des images

Dans notre cas, où la lentille est un corps compact se situant dans le halo, l'écartement entre les deux images ( $\beta$ ) est trop faible pour qu'elles puissent être distinguées. Avec un déflecteur d'une masse typique d'une masse solaire à 10 kpc et une étoile source se situant dans le Grand Nuage de Magellan ( $D_s \approx 50 \text{ kpc}$ ), le rayon d'Einstein est alors de l'ordre de 8 UA et la séparation angulaire vaut approximativement  $\beta \sim 2$  milli-arc seconde. La résolution spatiale des instruments actuels n'est pas suffisante (la résolution du télescope spatial Hubble étant d'environ 0.05 arcsec) et on n'observe donc, pour le moment, que la somme des deux images sous la forme d'une tache dont le rayon correspond au seeing d'observation (voir fig 2.3). On parle alors de *microlentille*. La visualisation des deux composantes ne pourra se faire qu'avec la prochaine génération de télescopes spatiaux (SIM, GAIA), qui auront une précision pouvant aller jusqu'à la micro-arc seconde.

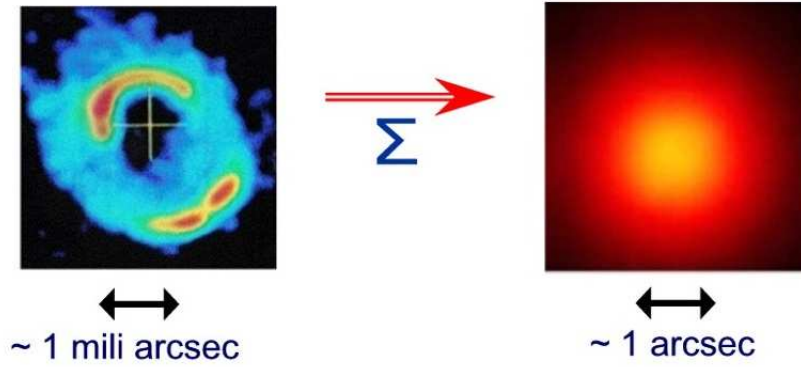


FIG. 2.3 – Observation de la somme des deux images dans le régime microlentille.

#### Amplification

Une lentille gravitationnelle modifie aussi le flux observé : la luminosité apparente de l'étoile source se trouve alors "amplifiée". L'observateur regarde la source sous un angle solide différent et comme la brillance de surface des deux images est identique à celle de la source, le flux apparent évolue dans les mêmes proportions. L'amplification, rapport entre la luminosité observée et la luminosité intrinsèque de la source, s'écrit alors :

$$A_{1,2} = \frac{\Omega_{1,2}}{\Omega_0}, \quad (2.9)$$

où  $\Omega_0$  est l'angle solide sous lequel l'étoile source serait vue sans déflecteur, et  $\Omega_{1,2}$  les angles solides d'observation des deux images  $I_{1,2}$ .

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 :

$$A_{1,2} = \left| \frac{\partial \vec{r}_{1,2}}{\partial \vec{b}} \right| = \left| \frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial \theta_s} \right| = \frac{u_{1,2}^2}{u_1^2 - u_2^2} \quad (2.10)$$

avec  $u_{1,2} = \frac{r_{1,2}}{R_E} = \frac{\theta_{1,2}}{\theta_E}$ , utilisé pour se normaliser au rayon d'Einstein. Cette dernière relation associée à l'équation 2.5 nous donne pour chaque image :

$$A_1 = \frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} + \frac{1}{2} \quad (> 1) \quad (2.11)$$

$$A_2 = \frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} - \frac{1}{2} \quad (< 1) \quad (2.12)$$

avec  $u = \frac{b}{R_E} = \frac{\theta_S}{\theta_E}$  le paramètre d'impact réduit.

Dans le régime microlentille, l'amplification apparente  $A$  correspond à la somme des amplifications de chaque image :

$$A = A_1 + A_2 = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (> 1) \quad (2.13)$$

Pour un alignement parfait ( $u=0$ ), on obtient une amplification infinie qui est liée aux limitations de notre modèle qui considère la source comme ponctuelle. Pour obtenir une formule réaliste et faire ainsi disparaître la divergence, il est nécessaire de tenir compte de la taille finie de l'étoile source (voir la section 1.4.1). Il faut noter ici la décroissance très rapide de l'amplification  $\left(A \simeq 1 + \frac{2}{(u^2+2)^2}\right)$  pour de grandes valeurs du paramètre d'impact et l'évolution en  $\frac{1}{u}$  lors d'une très faible approche ( $u \rightarrow 0$ ). Lorsque l'étoile source croise le rayon d'Einstein du défecteur ( $u=1$ ), l'amplification totale  $A$  vaut alors 1,34.

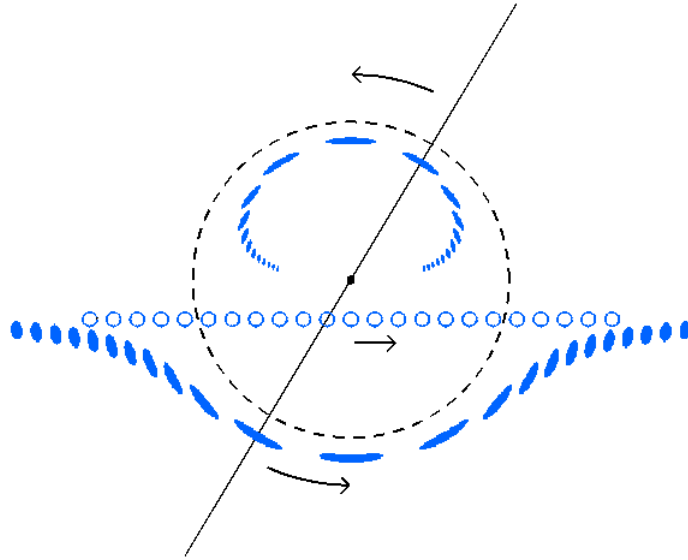


FIG. 2.4 – Position des deux images en fonction de la position relative source-défecteur. Les différentes positions de la source sont représentées par des disques ouverts, le défecteur est fixe au centre et les 2 images sont positionnées de part et d'autre du défecteur de façon à être toujours alignées avec la source. [97, Paczyński, 1996]

### Astrométrie du phénomène

Comme nous n'avons pas une vision statique du phénomène, mais que les positions relatives de la source, du déflecteur et de l'observateur évoluent dans le temps, le paramètre d'impact  $u$ , caractérisant la position de l'étoile source, varie ( $u \equiv u(t)$ ), tout comme l'amplification ( $A \equiv A(t)$ ). En traversant le cercle d'Einstein de la lentille, les images de l'étoile source évoluent suivant la figure 2.4, de façon à être alignées avec les deux protagonistes.

Dans le cas d'une microlentille, nous observons que le centroïde de la combinaison des deux images (voir fig 2.5 de gauche), qui se déplace d'un angle  $\delta\vec{\theta}$  par rapport à la source, égal à :

$$\delta\vec{\theta} = \frac{A_1\vec{\theta}_1 + A_2\vec{\theta}_2}{A_1 + A_2} - \vec{\theta}_s = \frac{\vec{u}}{u^2 + 2}\theta_E \quad (2.14)$$

[33, Boden et al., 1998] nous montre que le photocentre décrit alors une ellipse d'excentricité  $e$  dépendant du paramètre d'impact minimal  $u_0$  :

$$e = \sqrt{1 - \frac{u_0^2}{u_0^2 + 2}} \quad (2.15)$$

Son déplacement est représenté sur la figure 2.5 de droite. il est maximal pour  $u = \sqrt{2}$  avec la valeur suivante  $\delta\theta = \frac{\theta_E}{\sqrt{8}}$ . En se plaçant dans la même configuration que celle utilisée au début de cette section, avec  $\theta_E \sim 500 \mu\text{as}$ , le déplacement maximum du centroïde est alors égal à  $\delta\theta \sim 200 \mu\text{as}$ . D'après [28, Belokurov et Evans, 2002], environ 25000 étoiles parmi le milliard suivies par GAIA présenteront un déplacement significatif de leur centroïde par effet de microlentille : pour 10%, la masse de la lentille-étoile pourra être déterminée à mieux que 50%.

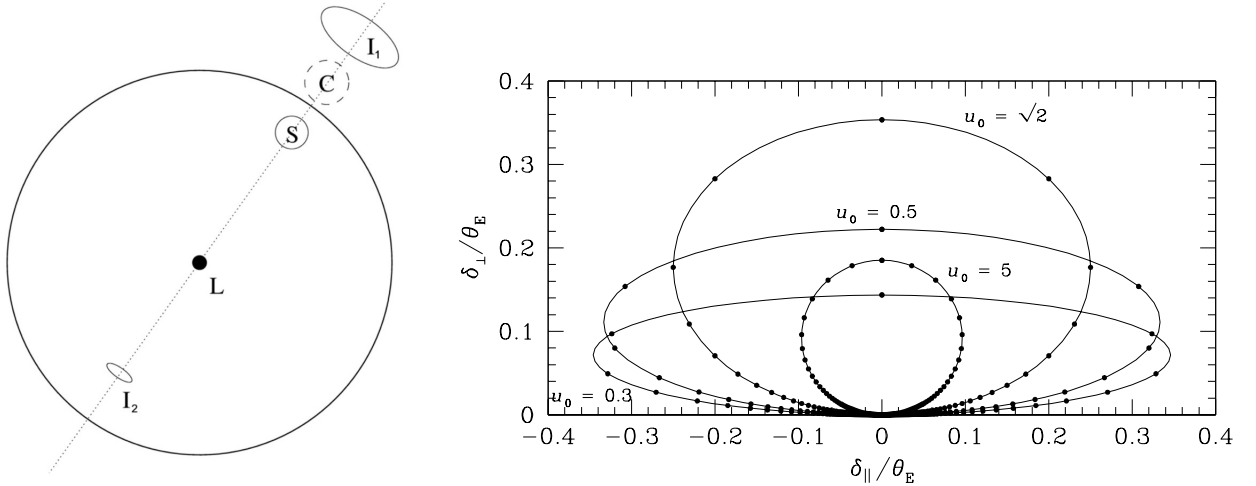


FIG. 2.5 – A gauche : Définition du photocentre (C).

A droite : Mouvement du photocentre selon une ellipse, lors du passage d'un déflecteur à proximité de la ligne de visée d'une étoile. Différentes trajectoires sont représentées selon différents paramètres d'impact réduits  $u_0$ . Les points noirs correspondent à des positions du photocentre séparées par des intervalles d'un seul temps d'Einstein ( $t_E$ ). [54, Dominik et Sahu, 2000]



De l'équation 2.14, que l'on vient de voir, on ressort que l'amplitude de l'effet astrométrique diminue lentement en  $\frac{1}{u}$  pour des grandes valeurs de  $u$ , à la différence de l'amplification photométrique qui décroît très rapidement (en  $\frac{1}{u^4}$ ). Une détection astrométrique du phénomène permet alors une réaction plus prompte à sa mise en évidence et donc à sa surveillance. La mesure du demi-grand axe et de l'orientation de l'ellipse donne accès à  $\theta_E$  et à l'orientation  $\Psi$  du mouvement relatif source-défecteur [54, Dominik et Sahu, 2000].

### 2.1.3 Dynamique photométrique : la signature des microlentilles recherchées

On vient de voir qu'avec les moyens techniques actuellement utilisés, il n'est pas possible d'identifier le mouvement du centroïde et encore moins de résoudre individuellement les images qui apparaissent lors d'un effet de lentille gravitationnelle. Le seul moyen de retrouver un tel phénomène est son suivi photométrique ( $A \equiv A(t)$ ) ; en observant un accroissement apparent, puis une décroissance de la luminosité de l'étoile source, à mesure que le macho se rapproche, puis s'éloigne de cette ligne de visée (voir fig 2.6). La courbe inférieure de la figure 2.6, obtenue à partir de l'équation 2.13, représente l'évolution temporelle de cette amplification, c'est la signature recherchée d'une microlentille gravitationnelle, appelée *courbe de Paczyński*.

Appliquée au flux  $F_*$  d'une étoile source, on observe :

$$Flux(t) = F_* \times A(t) = F_* \times \frac{u(t)^2 + 2}{u(t)\sqrt{u(t)^2 + 4}}. \quad (2.16)$$

En première approximation, le mouvement relatif source-défecteur peut être décrit comme un mouvement en translation uniforme. L'évolution du paramètre d'impact réduit  $u \equiv u(t)$  dans le plan du défauteur peut alors s'écrire comme :

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \frac{(t - t_0)^2}{t_E^2}} \quad (2.17)$$

avec  $t_0$  et  $u_0$  correspondant au moment et à la distance de moindre approche de la lentille avec la ligne de visée de la source. Le paramètre  $t_E$ , appelé temps d'Einstein, correspond littéralement à la durée de traversée d'une distance égale à un rayon d'Einstein de la part de la source, sachant que le mouvement propre relatif vaut  $\mu_{rel}$  :

$$t_E = \frac{\theta_E}{\mu_{rel}} \quad \text{avec} \quad \vec{\mu}_{rel} = \vec{\mu}_d - \vec{\mu}_s \quad (2.18)$$

Il permet de caractériser l'échelle de temps du phénomène de microlentille.

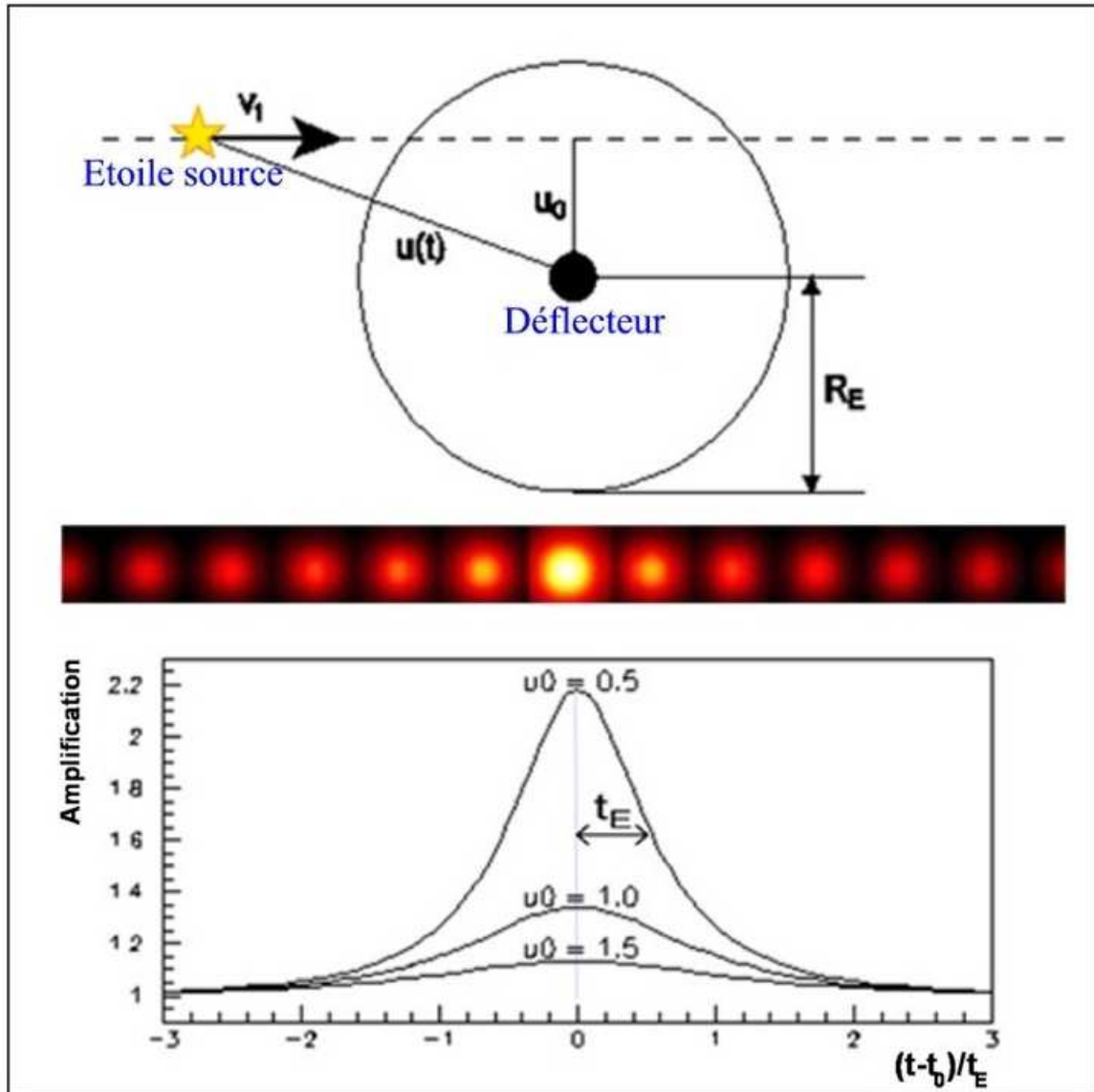


FIG. 2.6 – Dynamique photométrique de l'effet de microlentille gravitationnelle.

On se place ici dans le plan du déflecteur. Lors du mouvement relatif source-déflecteur, le paramètre d'impact réduit  $u(t)$  décroît pour atteindre un minimum ( $u_0$ ), et augmente ensuite. En parallèle, l'amplification du flux de l'étoile source augmente puis diminue selon une courbe de Paczynski. Celle-ci est représentée pour différentes valeurs du paramètre d'impact réduit minimum  $u_0$ . La figure centrale représente l'évolution de la tache de seeing pendant le processus.

## 2.2 Probabilité de détection et taux d'évènements

Le signal typique et probant de l'effet de microlentille doit donc être recherché dans les courbes de lumière d'étoiles, nécessitant ainsi un suivi temporel de leur luminosité. A ce niveau, il est intéressant de connaître la probabilité d'apparition d'un phénomène de microlentille, pour avoir une idée sur le nombre d'étoiles qui doivent être surveillées afin d'avoir une chance d'en détecter.

Cette quantité étant directement liée au nombre de défecteurs présents dans l'espace situé entre les étoiles suivies et l'observateur, il est nécessaire de modéliser la densité de défecteurs présents sur la ligne de visée ainsi que leur distribution de vitesses. Je décris dans cette section un modèle simple de structure de la Voie Lactée avec une contribution forte sous la forme d'un halo sphérique, puis le calcul de la probabilité de détection et du taux d'évènements attendus, qui sont utiles à connaître avant toute analyse.

### 2.2.1 Modèle galactique avec un halo standard

Il existe un éventail de modèles galactiques contenant un halo. Le premier signe distinctif permettant de les classer est s'ils sont ou non considérés comme sphériques. Dans le cas des analyses dédiées à la recherche de microlentilles dues à la présence de machos, les résultats sont tous rapportés à un halo sphérique standard. Je vais donc m'attarder à présenter ce dernier et les autres seront mentionnés par la suite pour comparaison.

Bien entendu, il n'existe aucune preuve pour que le halo soit sphérique et des classes de modèles de halos non-sphériques (oblates ou prolates) ont été proposés par Evans [58, 59, 60, Evans, 1993 ; Evans, 1994 ; Evans et Jijina, 1994] ; une revue de ces différents modèles est présentée dans [100, Palanque, 1997 p245-258].

#### Bulbe galactique :

Cette composante n'affecte pas directement le nombre d'évènements attendus car les lignes de visée des deux Nuages de Magellan n'interceptent pas le bulbe. Il ne sera donc pas pris en compte dans la suite.

#### Disque galactique :

Le profil de densité proposé par [31, Binney et Tremaine, 1987] est modélisé par une double exponentielle en coordonnées cylindriques  $(R, z)$  dans le système de coordonnées galactiques :

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma_{\odot}}{2h} \exp\left[-\frac{R - R_{\odot}}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right], \quad (2.19)$$

où  $R_d \sim 3.5$  kpc est l'échelle radiale et  $h \sim 0.3$  pc l'échelle de hauteur [50, de Vaucouleurs et Pence, 1978].  $\Sigma_{\odot}$  se trouve être la densité de colonne au voisinage solaire, sa valeur est estimée entre  $50 M_{\odot} \cdot pc^{-2}$  dans le cas d'un disque fin, et  $100 M_{\odot} \cdot pc^{-2}$  dans le cas d'un disque épais contenant une éventuelle composante de matière noire.

Dans le plan galactique, [31, Binney et Tremaine, 1987] conçoivent une contribution du disque à la vitesse totale de révolution des étoiles comme ceci :

$$V_c^2(R) = 4\pi G \Sigma_{\odot} \exp\left[\frac{R_{\odot}}{R_d}\right] y^2 \times [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] \quad (2.20)$$

où  $y = \frac{R}{2R_d}$ , et  $I_n$  et  $K_n$  sont des fonctions de Bessel modifiées.

**Halo standard :**

On appelle *halo standard*, un halo à symétrie sphérique, dont la distribution de vitesse de ses composants est isotrope. Le profil de densité nous est donné par [34, Caldwell et Ostriker, 1981], en se plaçant dans un système de coordonnées cylindriques, dont l'origine est centrée sur le Soleil et l'axe Oz est orienté suivant la ligne de visée :

$$\rho(R) = \rho_{\odot} \frac{R_{\odot}^2 + R_c^2}{R^2 + R_c^2} \quad (2.21)$$

$R_{\odot} \simeq 8.5$  kpc est la distance au Centre Galactique,  $R_c = 2 - 10$  kpc le rayon de coeur et  $\rho_{\odot} = 0.008 M_{\odot}.pc^{-3}$  la densité du halo dans le voisinage solaire (cette dernière est à comparer à la valeur, estimée à partir des données du satellite Hipparcos, de la densité en masse dans l'environnement solaire :  $0.08 M_{\odot}.pc^{-3}$ ). Avec un rayon de coeur de 5 kpc, la masse du halo contenue dans un rayon de 50 kpc est alors de  $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ .

La distribution de vitesse des objets se comporte selon une loi maxwellienne, ne dépendant que du module de la vitesse :

$$f(v) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.22)$$

avec  $\sigma$  la dispersion de vitesse identique dans toutes les directions par isotropie. Pour un halo sphérique standard,  $\sigma$  est relié à la vitesse circulaire  $V_c$  par  $\sigma = V_c/\sqrt{2}$  [31, Binney et Tremaine, 1987].

La contribution du halo à la vitesse circulaire des étoiles, vaut :

$$V_c^2 = 4\pi G\rho_{\odot} (R_c^2 + R_{\odot}^2) \left(1 - \frac{R_c}{R} \arctan \frac{R}{R_c}\right) \quad (2.23)$$

**2.2.2 Profondeur optique**

La probabilité de détection d'une microlentille est quantifiée à travers la notion de *profondeur optique*  $\tau$ . Ce terme se définit par la fraction du ciel recouverte, à un instant donné, par les disques d'Einstein associés à chaque corps compact se trouvant sur la ligne de visée inspectée. Comme ces surfaces efficaces correspondent à un paramètre d'impact  $u_0$  inférieur à 1 :

$$u_0 \leq 1 \quad \Leftrightarrow \quad A - 1 \geq 34\% \quad (2.24)$$

nous pouvons définir, de façon équivalente, la profondeur optique comme étant la probabilité pour une étoile de voir sa luminosité, à un instant donné, amplifiée de plus de 34% en croisant un de ces disques.

Une coquille sphérique située à une distance  $D_d$ , d'épaisseur  $dD_d$ , et centrée sur l'observateur, va donc contribuer, en négligeant de possibles recouvrements, à la profondeur optique de la manière suivante :

$$d\tau(D_d) = d\rho(D_d) \pi R_E^2(D_d) dD_d, \quad (2.25)$$

où  $d\rho(D_d)$  est la densité volumique de microlentilles en  $D_d$ . En incorporant une distribution de masse des microlentilles  $\rho'(D_d, M)$ , on obtient

$$d\rho(D_d) = \int_0^{\infty} \frac{\rho'(D_d, M)}{M} dM \quad (2.26)$$

qui permet de remonter à la profondeur optique totale :

$$\tau = \int_0^{D_s} d\tau(D_d) = \int_0^{D_s} dD_d \int_0^\infty \frac{4\pi GM}{c^2} \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} \frac{\rho'(D_d, M)}{M} dM \quad (2.27)$$

En intégrant sur la masse (en supposant une distribution de masse des machos indépendante de  $D_d$ ) et en posant la variable  $x = \frac{D_d}{D_s}$ , on arrive à :

$$\tau = \frac{4\pi GD_s^2}{c^2} \int_0^1 x(1-x)\rho(x) dx \quad (2.28)$$

On se rend compte alors que la profondeur optique est indépendante de la masse individuelle des défecteurs et qu'elle n'est fonction que de leur densité dans la région sondée, bornée par la distance  $D_s$  des étoiles sources surveillées. Cela rend  $\tau$  très utile pour toute discussion sur le contenu du halo en corps compacts : la probabilité d'apparition d'effet de microlentille est la même quelle que soit la masse du macho considérée.

### Estimation ; cas statique :

Un ordre de grandeur de la valeur de la profondeur optique peut être obtenu en considérant le halo comme un système auto-gravitant virialisé contenant des lentilles de même masse  $M$  et à la même distance  $D_d$  [89, Mollerach et Roulet, 1997]. Dans ce cas, en écrivant la profondeur optique comme la fraction du ciel couverte par les disques d'Einstein, on obtient :

$$\tau \simeq N_{lentilles} \frac{\pi R_E^2}{4\pi D_d^2} \quad (2.29)$$

avec  $N_{lentilles}$  le nombre de défecteurs, obtenu à partir de la masse du halo :  $M_{Halo} = N_{lentilles} \times M$ . Le système étant virialisé, on retrouve les égalités suivantes, avec  $V$  la vitesse de rotation des lentilles :

$$N_{lentilles} \times \frac{MV^2}{2} = N_{lentilles} \times \frac{GM_{Halo}}{D_s} \Rightarrow V^2 = \frac{GM_{Halo}}{D_s} \quad (2.30)$$

ce qui nous amène au nombre de lentilles existantes :

$$N_{lentilles} = V^2 \frac{D_s}{GM} \quad (2.31)$$

En substituant alors les égalités des équations 2.6 et 2.31 dans 2.29, on arrive à :

$$\tau \simeq \left(\frac{V}{c}\right)^2 \left(\frac{1-x}{x}\right) \sim \left(\frac{V}{c}\right)^2 \sim 5.10^{-7} \quad (2.32)$$

pour des vitesses typiques dans le halo de  $V \sim 200 \text{ km.s}^{-1}$ .

L'estimation obtenue sur la valeur de la profondeur optique est tout à fait cohérente avec les valeurs obtenues par modélisation. Elle montre que la probabilité qu'une étoile subisse un effet de microlentille significatif ( $A > 1.34$ ), à un instant donné, est très faible : soit un évènement pour 2 millions d'étoiles surveillées dans le cas de notre exemple. Il faut donc en pratique surveiller des millions d'étoiles pour avoir la chance d'observer le phénomène.

Pour comparaison, voici les profondeurs optiques attendues, en direction des Nuages de Magellan, au cas où l'ensemble de la matière manquante, constituante du halo, se trouverait sous la forme de

machos :

$$\begin{aligned}\tau_{LMC} &\simeq 4.5 \cdot 10^{-7} \\ \tau_{SMC} &\simeq 6.5 \cdot 10^{-7}\end{aligned}\quad (2.33)$$

### Mesure de la profondeur optique :

Les expériences de recherche de microlentilles cherchent à mesurer la profondeur optique d'un espace donné, car cette dernière est proportionnelle à la densité d'objets présent dans cet espace. Comment, après analyse, si des évènements ont été retrouvés, celle-ci est-elle estimée ?

La profondeur optique correspond au rapport entre le nombre d'évènements apparus  $N_{\mu,inst}$  à un instant donné et le nombre d'étoiles observées  $N_{\star}$  :

$$\tau = \frac{N_{\mu,inst}}{N_{\star}} \quad (2.34)$$

Sur une longue durée d'observation  $T_{obs}$ , ce nombre d'évènement  $N_{\mu,inst}$  peut être estimé de cette manière

$$N_{\mu,inst} = N_{\mu,app} \times \frac{\langle T \rangle}{T_{obs}} \quad (2.35)$$

où  $N_{\mu,inst}$  correspond au nombre total d'évènements apparus durant cette période d'observation  $T_{obs}$  et  $\langle T \rangle$  est la durée correspondant à la moyenne des temps moyens  $\langle \Delta t \rangle$  durant lequel une source se trouve à l'intérieur du disque d'Einstein de sa lentille, dans les configurations d'un temps d'Einstein  $t_E$  donné et quel que soit le paramètre d'impact réduit  $u_0$  (qui est distribué uniformément entre 0 et 1) :

$$\Delta t = 2t_E \sqrt{1 - u_0^2} \quad \rightarrow \quad \langle \Delta t \rangle = 2t_E \int_0^1 du_0 \sqrt{1 - u_0^2} = \frac{\pi}{2} t_E \quad (2.36)$$

Soit en pratique, pour l'ensemble des  $N_{evts}$  évènements observés :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{N_{evts}} \sum_i \langle \Delta t \rangle_i = \frac{\pi}{2 N_{evts}} \sum_i t_{E,i} \quad (2.37)$$

En utilisant maintenant les équations 2.34, 2.35 et 2.37, on obtient la valeur de la profondeur optique mesurée par l'expérience :

$$\tau = \frac{\langle T \rangle}{T_{obs}} \frac{N_{\mu,app}}{N_{\star}} \quad (2.38)$$

$$\tau = \frac{\pi}{2} \frac{1}{N_{\star} T_{obs}} \frac{N_{\mu,app}}{N_{evts}} \sum_i t_{E,i} \quad (2.39)$$

L'efficacité de détection d'une expérience de recherche de microlentille n'étant pas parfaite, un coefficient de pondération  $\epsilon(t_{E,i})$ , se trouvant être l'efficacité de détection de l'analyse réalisée pour un évènement de durée  $t_E$ , est utilisé pour corriger la valeur de la profondeur optique. Celui-ci correspond en quelque sorte au rapport  $\left( \frac{N_{evts}}{N_{\mu,app}} \right)_{t_E}$  pour une durée  $t_E$  donnée, nous obtenons donc :

$$\tau = \frac{\pi}{2} \frac{1}{N_{\star} T_{obs}} \sum_i \frac{t_{E,i}}{\epsilon(t_{E,i})} \quad (2.40)$$

### 2.2.3 Nombre d'évènements attendus

Les expériences de recherche de microlentilles surveillent plusieurs millions d'étoiles pour obtenir la sensibilité suffisante pour détecter un effet, et leurs observations se déroulent sur plusieurs années pour encore améliorer cette sensibilité. Le nombre d'évènements attendus dépend de la densité numérique  $\eta = \frac{\rho}{M}$  des défecteurs et de la surface couverte par leur disques d'Einstein. Sur une durée  $T_{obs}$ , cette surface *efficace* "s'allonge" pour recouvrir une aire rectangulaire (voir fig. 2.7) égale à :

$$A = 2R_E \times v_t T_{obs}, \quad (2.41)$$

avec  $v_t$  la vitesse transverse relative par rapport à la ligne de visée.

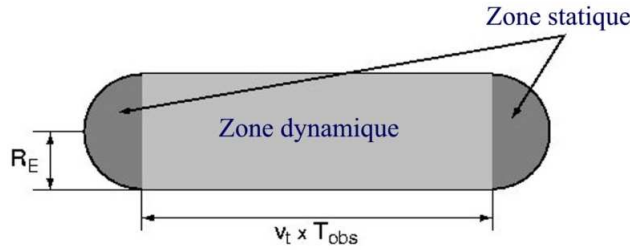


FIG. 2.7 – Surface efficace couverte par le disque d'Einstein d'un défecteur sur une durée  $T_{obs}$  avec une vitesse transverse  $v_t$ . Si une étoile se trouve à l'intérieur de cette zone, elle subira un effet microlentille dont l'amplification est supérieure à 34%.

Le nombre total d'évènements attendus est égal à :

$$\begin{aligned} N &= \int_0^{D_s} N_* \cdot \eta \cdot (2R_E v_t T_{obs}) \cdot dD_d \\ &= N_* T_{obs} \int_0^{D_s} \frac{\rho}{M} \cdot 2R_E \cdot \frac{R_E}{t_E} \cdot dD_d \\ &= \frac{N_* T_{obs}}{t_E} \frac{2}{\pi} \int_0^{D_s} \frac{\rho}{M} \cdot \pi \cdot R_E^2 dD_d \\ &= \frac{2 N_* T_{obs}}{\pi t_E} \times \tau \end{aligned} \quad (2.42)$$

avec  $\tau$  la valeur de la profondeur optique (eq. 2.28). Celle-ci étant indépendante de la masse des défecteurs, nous obtenons l'unique dépendance à travers le terme  $t_E$  ( $t_E \propto \sqrt{M}$ ). Le nombre d'évènements attendus diminue donc avec la masse des défecteurs : dans l'hypothèse d'un halo constitué de machos de masse unique, il y a soit beaucoup d'objets de faible masse (courte durée) soit peu d'objets de grande masse (grande durée). Dans la pratique, pour connaître le nombre d'évènements attendus pour une profondeur optique donnée, il faut tenir compte de l'efficacité de détection qui dépend de la durée de l'évènement  $\epsilon \equiv \epsilon(t_E)$ .

#### Taux d'évènements

Ce taux  $\Gamma$  se calcule simplement en rapportant le nombre d'évènements attendus au nombre d'étoiles surveillées multiplié par la durée d'observation :

$$\Gamma = \frac{N}{N_* T_{obs}} = \frac{2\tau}{\pi t_E} \quad (an^{-1} \cdot \text{etoile}^{-1})$$

soit environ :  $\Gamma \sim 1.5 \cdot 10^{-6} \times \left(\sqrt{\frac{M}{M_\odot}}\right)^{-1}$  microlentilles par étoile et par an. Il est estimé en pratique par (voir eq. 2.40) :

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

Pour se rendre compte visuellement de la rareté d'apparition d'évènements microlentilles, les surfaces efficaces balayées par les disques d'Einstein d'une centaine de machos, de  $10 M_\odot$  pendant une durée d'environ 100 ans, sont représentées sur l'image 2.8-inférieure d'un zoom d'un champ stellaire dense se situant au centre du Grand Nuage de Magellan (les traits blancs correspondent aux surfaces balayées). Pour obtenir un phénomène de microlentille, un recouvrement parfait entre un trait et le centre d'une croix, matérialisant chaque étoile ponctuelle cataloguée, doit se produire.

## 2.3 Paramètres observables des microlentilles

Pour identifier une fluctuation due à un effet de microlentille dans des millions de courbes de lumière, je présente ici quelques caractéristiques observationnelles nécessaires à connaître pour une analyse par critères de sélection.

### 2.3.1 Caractéristiques et paramètres observables

Le premier signe distinctif de la fluctuation de luminosité, engendrée par un effet de microlentille standard, est sa forme symétrique et régulière autour de l'intant du maximum  $t_0$ , autrement dit, le temps de montée est identique au temps de descente. Le second nous est donné par sa nature gravitationnelle : l'amplification obtenue est indépendante de la longueur d'onde, on parle alors d'*achromaticité* du phénomène. Ces critères seront utilisés pour discerner les vraies microlentilles des bruits de fonds comme par exemple des étoiles intrinsèquement variables. De plus, par la rareté du phénomène (voir sect. 1.2.2), il est improbable qu'une étoile puisse subir l'effet de microlentille plus d'une fois, les courbes de lumières présentant des fluctuations multiples seront donc écartées.

Un évènement suivi photométriquement est caractérisé par quatre variables :  $t_0$ ,  $u_0$ ,  $F_*$  et  $t_E$  (voir eq.2.16 et la figure 2.9). Les deux premières, liées au moment et à l'amplification du phénomène, sont purement aléatoires et distribuées uniformément. Le flux  $F_*$  de l'étoile source, appelé le flux de base, est tout aussi aléatoire et doit donc être représentatif du champ stellaire observé. Par contre,  $t_E$  dépend des caractéristiques physiques du défecteur recherché. C'est le seul paramètre observable pouvant nous renseigner sur la masse, la vitesse et la distance de la lentille, mais nous sommes face à une dégénérescence triple :

$$t_E = \frac{\theta_E}{\mu_{rel}} = \frac{R_E}{V_t} = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d (D_s - D_d)}{D_s}} \times \frac{1}{V_t}. \quad (2.43)$$

Suivant l'analyse, il est possible d'obtenir une idée sur la masse de la lentille en modélisant des distributions de vitesse et de distance. Dans notre cas, avec un macho se situant à environ 12 kpc et



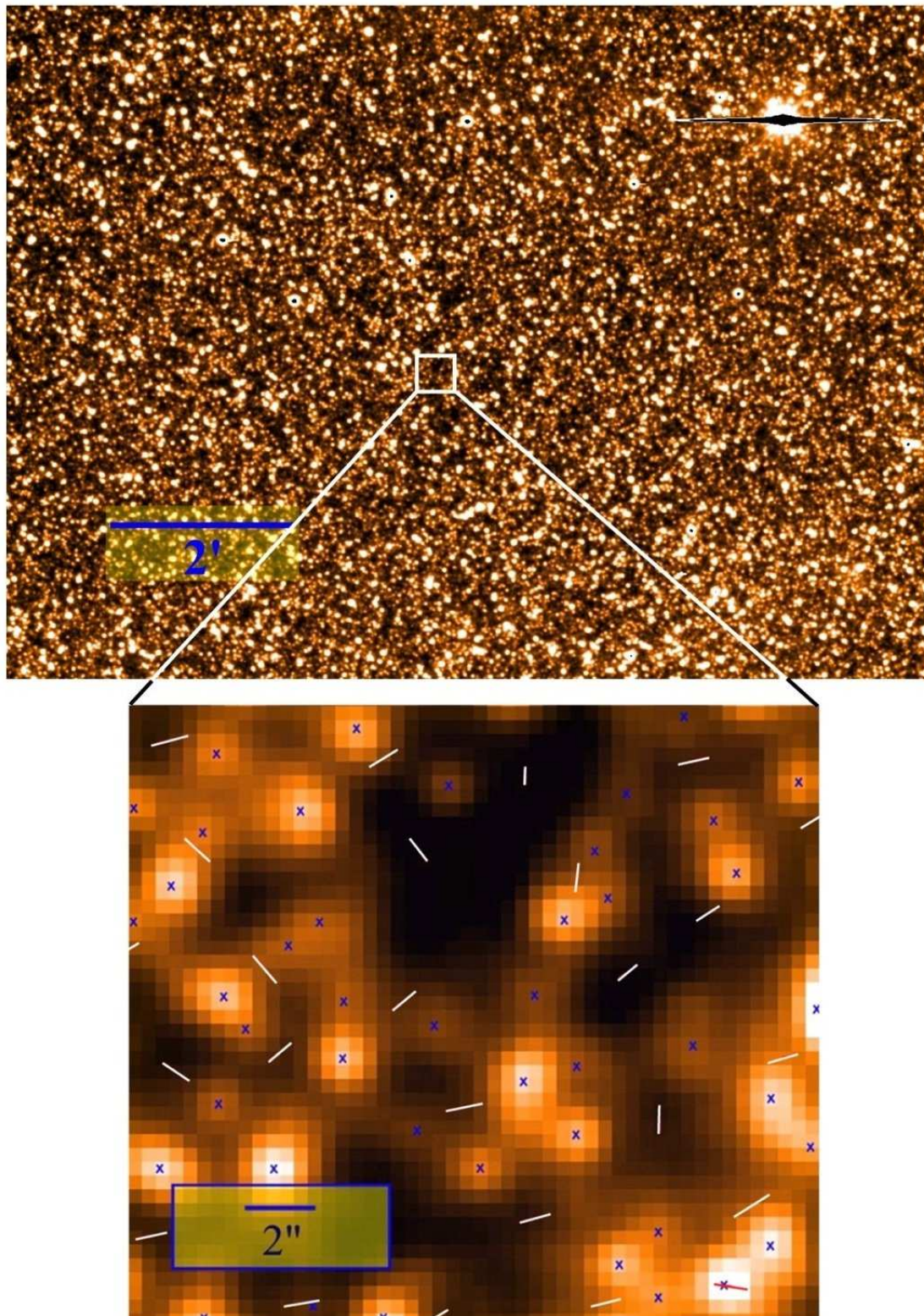


FIG. 2.8 – Au dessus : Champ stellaire dense au centre du Grand Nuage de Magellan, où sur une zone de 10' d'arc environ 20 000 étoiles sont représentées.

En dessous : Zoom d'une petite partie du champ (20'' × 20''); chaque trait représente la surface efficace balayée par les disques d'Einstein de machos de  $10 M_{\odot}$  pendant une durée d'environ 100 ans. Il est nécessaire qu'un alignement quasi-parfait se produise entre un trait et le centre d'une croix, représentant chaque étoile cataloguée ponctuelle.

possédant une vitesse typique de  $200 \text{ km.s}^{-1}$ , nous obtenons pour une étoile située dans le Grand Nuage de Magellan ( $D_s \sim 55 \text{ kpc}$ ) :

$$t_E \approx 75 \sqrt{\frac{M}{M_\odot}} \quad (\text{jours}) \quad (2.44)$$

On remarque alors la dépendance en  $\sqrt{M}$  de la durée du phénomène de microlentille : plus la masse du déflecteur est importante, plus celui-ci durera longtemps. Cela correspond à une durée d'environ 100 jours ( $2t_E$ ) pour des lentilles d'une demi masse solaire, jusqu'à 4 ans pour cent masses solaires.

Cette dégénérescence peut tout de même être levée partiellement ou totalement lorsque l'on sort du modèle standard source-déflecteur ponctuels ; les circonstances favorables pour ce faire sont décrites dans la section 2.4.

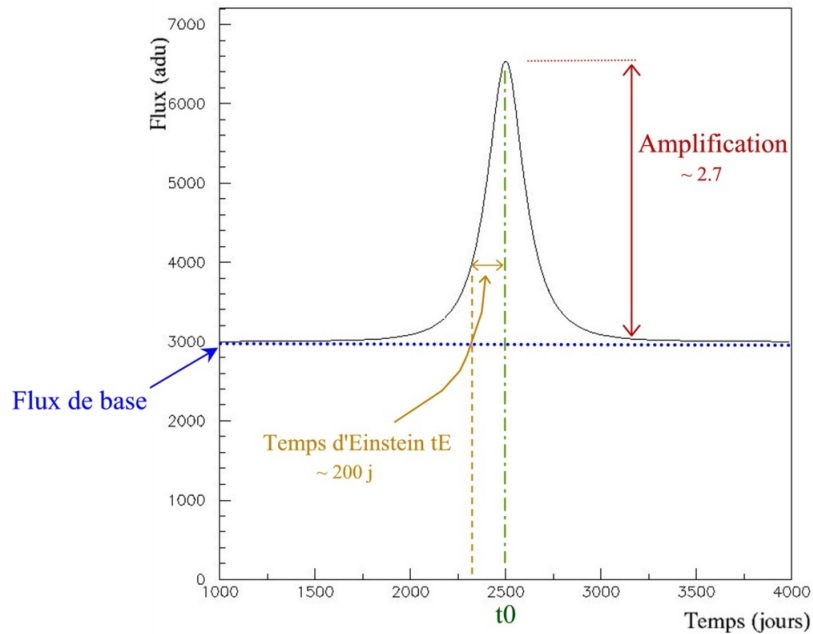


FIG. 2.9 – Indication des 4 paramètres caractérisant un événement microlentille : le flux de base, le temps du maximum  $t_0$ , l'amplification maximale et le temps d'Einstein  $t_E$ .

### 2.3.2 Effet de confusion, blending

Le *blending* (anglicisme pour effet de confusion) apparaît lorsque l'on observe des champs stellaires très denses, comme les Nuages de Magellan ou le Centre Galactique. Dans de tels cas, le disque de seeing de chaque étoile résolue contient de nombreuses étoiles non-résolues. On se retrouve donc à mesurer une composante du flux provenant de l'étoile surveillée ( $F_*$ ) et une seconde, indépendante, due à la somme de toutes les autres ( $F_{autres}$ ) :

$$F_{base} = F_* + F_{autres} \quad (2.45)$$

Si cette étoile vient à subir un effet de microlentille, seule une partie du flux reconstruit sera amplifiée :

$$F_{amp}(t) = A(t) \times F_* + F_{autres} \quad (2.46)$$

Ce comportement se visualise très bien avec la figure 2.10 ; j'explique ci-dessous son influence sur les paramètres de détection des microlentilles.

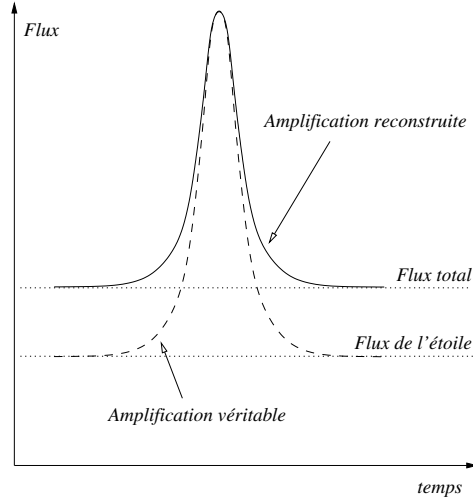


FIG. 2.10 – Influence du blending sur la reconstruction d'un évènement de microlentille. Le flux reconstruit attribué à l'étoile suivie comprend une part de blending, contribution des étoiles non-résolues situées dans son disque de seeing. L'amplification reconstruite est systématiquement sous-estimée.

### Effet sur l'amplification mesurée

L'amplification résultante mesurée nous est alors simplement donnée par :

$$A_{mes} - 1 = \frac{F_{amp}}{F_{base}} - 1 = \frac{AF_* + F_{autres}}{F_* + F_{autres}} - 1 = (A - 1) \frac{F_*}{F_{base}} \quad (2.47)$$

soit,

$$\frac{A_{mes} - 1}{A - 1} = \frac{F_*}{F_{base}} \quad (< 1) \quad (2.48)$$

On mesure donc, en champ très encombré, systématiquement une amplification inférieure à l'amplification réelle  $A$  : cette sous-estimation décroît avec la fraction du flux provenant de l'étoile primaire surveillée  $f$  ( $f = \frac{F_*}{F_{base}}$ ).

### Effet sur la durée mesurée

Pour y parvenir, définissons  $u_{mes}$  le paramètre d'impact minimal réduit obtenu à partir de l'amplification mesurée. Nous obtenons pour le rapport des temps d'Einstein évalué sur réel, l'égalité suivante :

$$\frac{t_{E_{mes}}}{t_E} = \frac{R_{E_{mes}}}{R_E} = \frac{b/u_{mes}}{b/u_0} = \frac{u_0}{u_{mes}} \quad (2.49)$$

En considérant les équations 2.13 et 2.48, nous arrivons à :

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1-1/A^2}} - 2} \\ u_{mes} &= \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1-1/[f(A-1)+1]^2}} - 2} \end{aligned} \right\} \frac{t_{E_{mes}}}{t_E} = \frac{u_0}{u_{mes}} \quad (2.50)$$

On s'aperçoit que le rapport  $\frac{t_{E_{mes}}}{t_E}$  est inférieur à 1 ( $A - 1 > f(A - 1)$ ); la durée du phénomène de microlentille est alors systématiquement sous-estimée en présence de blending.

La figure 2.11 permet de se représenter l'équation 1.26 pour une amplification témoin égale à 1.34. Elle se simplifie clairement dans le régime des très grandes amplifications ( $A \propto \frac{1}{u}$ ), en retrouvant une évolution linéaire entre le rapport des temps d'Einstein et la fraction de flux provenant de l'étoile surveillée  $f$ .

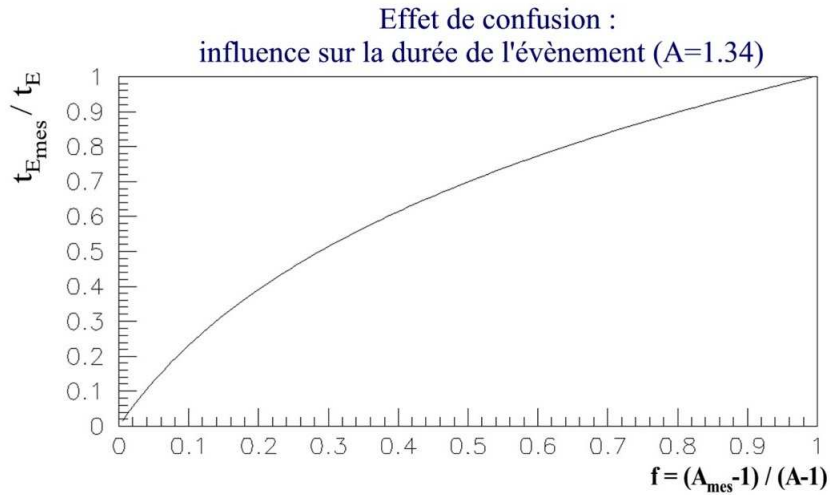


FIG. 2.11 – Influence du blending sur la mesure du temps d'Einstein. La mesure du temps d'Einstein  $t_{E_{mes}}$  est alors systématiquement sous-estimée,  $t_{E_{mes}}/t_E < 1$ .

### Chromaticité induite

Prenons deux filtres distincts (que l'on désigne par rouge et bleu), à partir de l'équation 2.48, on obtient le rapport des amplifications mesurées entre les deux couleurs :

$$\frac{A_{rouge} - 1}{A_{bleu} - 1} = \frac{f_{rouge}}{f_{bleu}} \quad (2.51)$$

qui est égal à 1 (synonyme d'achromaticité) si il n'existe pas de composante de confusion ou si celle-ci est de la même couleur que notre étoile amplifiée ( $f_{rouge} = f_{bleu}$ ). Mais, comme les types spectraux n'ont aucune raison d'être identiques, le blending rend un évènement microlentille chromatique si la composante non-amplifiée présente une couleur différente de celle de notre étoile. Dans ce cas on mesurera des paramètres de durée et d'amplification différents dans les deux couleurs.

### **Conclusion sur l'influence du blinding :**

L'effet de blinding prend toute son importance lors de mesures photométriques avec des champs stellaires très denses. Lors de la détermination des paramètres caractérisant une microlentille (durée et amplification), on se retrouve systématiquement à sous-estimer leur valeur. La durée des événements retrouvés étant diminuée, ceci nous amène alors à sous-estimer la profondeur optique recherchée. De plus, cette dernière est aussi affectée par la caractéristique première du blinding, à savoir que de nombreuses étoiles sont contenues sous le disque de seeing de chaque étoile. Le nombre d'étoiles effectivement suivies est alors supérieur au nombre initialement cataloguées, augmentant ainsi la probabilité de détection du phénomène.

Ces deux conséquences agissent de façon opposée sur la valeur de la profondeur optique mesurée : elle est réduite dans le premier cas et accrue dans le second. Cette compensation doit être étudiée au cas par cas, c'est à dire par chaque expérience, car elle dépend du dispositif expérimental et de la stratégie d'observation (zones observées, temps de pose). Il faut tout de même relativiser l'influence du blinding sur la profondeur optique. En effet, un événement contribue à celle-ci comme  $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$  et l'efficacité  $\epsilon(t_E)$  est une fonction croissante de  $t_E$  (voir sect 8.4), ce qui nous donne une variation de  $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$  moins rapide avec  $t_E$  d'où une influence du blinding significativement réduite.

Pour limiter l'influence de ce biais, certaines analyses, plus particulièrement vers le Centre Galactique, se concentrent sur les étoiles brillantes de type Géantes Rouges qui sont alors peu affectées par le blinding [5, Afonso, 2001] et [66, Hamadache, 2004]. Dans le cas des données EROS-2 vers les Nuage de Magellan, où toutes les étoiles suffisamment brillantes pour être analysées sont prises en compte ( $\frac{Dispersion}{Flux_{moyen}} < 1$ ), l'étude décrite dans [4, Afonso, 2003] a permis de montrer que l'influence du blinding ne peut dépasser 10% sur l'estimation de la profondeur optique.

Enfin, la chromaticité induite par le blinding ne permet pas d'appliquer une coupure de sélection stricte sur l'achromaticité du phénomène ; cela augmente la difficulté des recherches.

Un exemple d'évènement microlentille fortement influencé par du blinding est montré lors de la présentation des résultats de la seconde analyse réalisée dans le cadre cette thèse (EROS2-LMC#8 section 8.5).

## **2.4 Cas exotiques de microlentille**

Le modèle simplifié des microlentilles gravitationnelles, source et déflecteur ponctuels, permet de décrire très bien la plupart des observations du phénomène. Mais, dans environ 10% des cas, celui-ci doit être étendu pour tenir compte de la géométrie particulière mise en jeu : effet d'une taille de la source non négligeable, influence de la révolution terrestre et source ou déflecteur en système binaire. Ces nouveaux paramètres peuvent permettre de lever la dégénérescence du modèle simple, pour obtenir des informations physiques sur le ou les objets jouant le rôle de déflecteur.

### **2.4.1 Sources étendues**

Si le rayon de l'étoile source projeté dans le plan de la lentille (U, voir fig. 2.12) se trouve être du même ordre de grandeur que le paramètre d'impact réduit  $u_0$ , il est nécessaire de tenir compte de l'effet de source étendue, l'amplification subie étant différente pour chaque point de la source.

Le signal attendu dépend si l'on considère ou non les variations d'intensité lumineuse à la surface de l'étoile source. Dans le cas d'un modèle non uniforme, le lecteur pourra se référer à [53, Dominik, 1996, phd], mais si l'on se restreint à une brillance de surface uniforme, l'amplification s'écrit alors

(le calcul est détaillé dans [110, Renault, 1996, thèse]) :

$$A(u_0, U) = \frac{2}{\pi U^2} \int_{|U-u_0|}^{U+u_0} \frac{u^2 + 2}{\sqrt{u^2 + 4}} \arccos \left( \frac{u^2 + u_0^2 - U^2}{2uu_0} \right) du + H(U - u_0) \left( 1 - \frac{u_0}{U} \right)^2 \sqrt{1 + \frac{4}{(U - u_0)^2}} \quad (2.52)$$

où H est la fonction de Heaviside et U ( $U = \frac{r_* D_d}{r_E D_s}$ ) le rayon de l'étoile source projeté en unité de rayon d'Einstein. Il en résulte une courbe de lumière toujours symétrique par rapport au maximum d'amplification, mais possédant un aplatissement caractéristique (fig. 2.13).

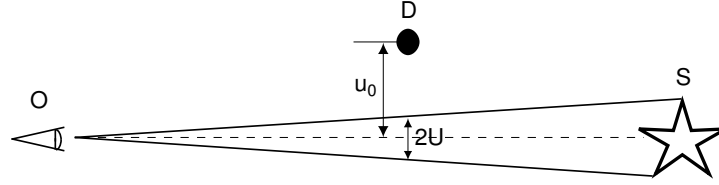


FIG. 2.12 – Paramètres associés à l'effet de taille finie de la source.

Il est à noter ici que l'amplification infinie rencontrée dans le cas standard (éq.2.13) lors d'un alignement parfait a disparu (voir fig. 2.13-bas). Nous nous retrouvons alors avec une amplification maximale (qui diverge si U tend vers 0) égale à :

$$A(u_0 = 0, U) = \sqrt{1 + \frac{4}{U^2}} \quad (2.53)$$

S'il nous est possible d'estimer le rayon  $R_*$  et la distance  $D_s$  de l'étoile source, il est alors aisé de remonter à la valeur angulaire du rayon d'Einstein  $\theta_E$  à partir de la mesure du rayon projeté de la source U, qui nous donne une sorte d'échelle de distance dans le plan du déflecteur :

$$U = \frac{R_* D_d}{R_E D_s} \Rightarrow \theta_E = \frac{R_E}{D_d} = U \times \frac{R_*}{D_s} \quad (2.54)$$

Ceci, conjugué avec la valeur du temps d'Einstein mesuré  $t_E$ , nous amène à une estimation du mouvement propre relatif de la source par rapport au déflecteur  $\mu_{rel}$  :

$$\mu_{rel} = \frac{v_t}{D_d} = \frac{\theta_E}{t_E} \quad (2.55)$$

qui, étant caractéristique de la population à laquelle le déflecteur peut appartenir, nous permet de localiser ce dernier. Dans le cadre de cette thèse, où les valeurs observées de  $R_E$  sont de quelques UA, l'effet de taille de la source peut être négligé.

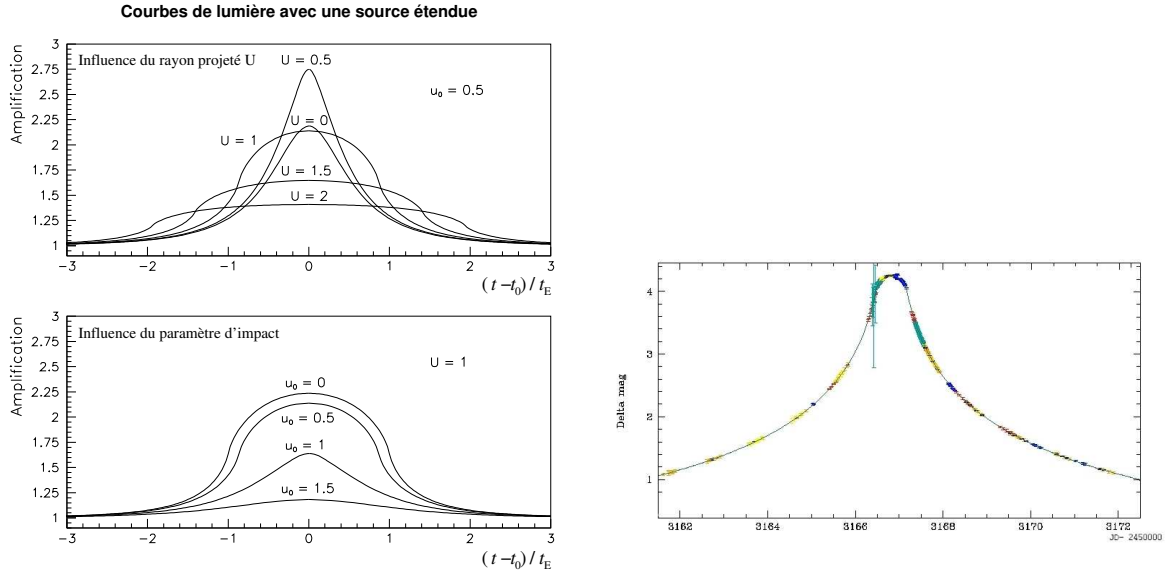


FIG. 2.13 – Courbes de lumière avec effet de source étendue, pour différents paramètres  $u_0$  et  $U$ . La figure supérieure, à gauche, illustre l'influence du rayon projeté de la source  $U$  sur la forme de la courbe de lumière. En particulier, l'amplification maximale est obtenue pour  $U \neq 0$  : l'effet de source étendue peut contribuer à rendre un évènement 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  $u_0 = 0$ . La courbe de droite est un exemple d'évènement microlentille (PLANET-2004-BLG-254) présentant un effet de taille finie manifeste [39, Cassan et al., 2004].

### 2.4.2 Effet du mouvement de révolution terrestre

Dans le modèle simplifié, le mouvement de la lentille par rapport à la ligne de visée est considéré comme rectiligne uniforme (eq. 2.17). L'effet de parallaxe terrestre, appliqué au phénomène de microlentille gravitationnelle, consiste à prendre en compte la modulation de la ligne de visée due à la rotation de la Terre autour du Soleil et de modifier en conséquence l'évolution temporelle du paramètre d'impact réduit  $u(t)$ . Cet effet prend de l'importance et devient détectable, sur la courbe de lumière, si la projection de l'orbite terrestre dans le plan de la lentille est comparable au rayon d'Einstein  $R_E$ , et lorsque le phénomène dure suffisamment longtemps pour que la Terre se soit déplacé de façon significative ( $t_E > 50$  jours).

Pour retrouver l'évolution du paramètre d'impact, plaçons nous dans le plan  $(x,y)$  de la lentille (voir fig. 2.14). La projection de l'orbite terrestre dans ce plan est une ellipse de demi-grand axe  $a_{\oplus}(1-x)$  et de demi-petit axe  $a_{\oplus}(1-x)\cos\beta$ , avec  $\beta$  l'angle entre la ligne de visée et le plan de l'écliptique,  $a_{\oplus}$  le rayon de l'orbite terrestre (supposée circulaire) et  $x = \frac{D_d}{D_s}$ . La position de l'intersection de la ligne de visée avec le plan du déflecteur durant une période de révolution terrestre  $\Omega_{\oplus} = \frac{2\pi}{T_{\oplus}}$  (avec  $T_{\oplus} = 1$  an) s'écrit alors comme ceci, en unité de rayon d'Einstein :

$$\vec{x}(t) = \begin{cases} \frac{a_{\oplus}(1-x)}{R_E} \cos(\Omega_{\oplus}(t-t_0) + \alpha) \\ \frac{a_{\oplus}(1-x)}{R_E} \cos\beta \sin(\Omega_{\oplus}(t-t_0) + \alpha) \end{cases} \quad (2.56)$$

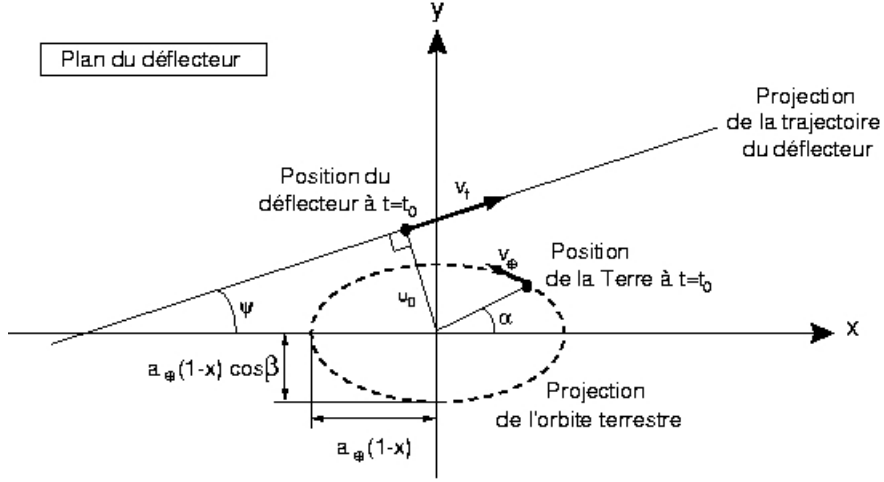


FIG. 2.14 – Géométrie de l'effet de microlentille avec parallaxe terrestre dans le plan du défecteur. Le centre des coordonnées correspond à l'intersection de la ligne de visée Soleil-Etoile source (d'après [100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse]).

De plus, la position du défecteur s'exprime de la façon suivante, toujours en unité de rayon d'Einstein :

$$\vec{x}_l(t) = \begin{cases} \frac{v_l(t-t_0)}{R_E} \cos \psi - b \sin \psi \\ \frac{v_l(t-t_0)}{R_E} \sin \psi + b \cos \psi \end{cases} \quad (2.57)$$

où  $\psi$  est l'angle que fait la trajectoire du défecteur avec le demi-grand-axe de l'orbite terrestre projetée. L'évolution du paramètre d'impact réduit peut alors s'écrire comme

$$\vec{u}(t)^2 = [\vec{x}(t) - \vec{x}_l(t)]^2 \quad (2.58)$$

soit

$$\begin{aligned} u^2(t) = \|\vec{u}\|^2 &= u_0^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right)^2 + \delta u^2 (\cos^2 \varphi(t) + \cos^2 \beta \sin^2 \varphi(t)) \\ &+ 2 \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right) \delta u (\cos \beta \sin \psi \sin \varphi(t) + \cos \psi \cos \varphi(t)) \\ &+ 2u_0 \delta u (\cos \beta \cos \psi \sin \varphi(t) - \sin \psi \cos \varphi(t)) \end{aligned} \quad (2.59)$$

où on a posé,

$$\varphi(t) = \Omega_{\oplus} \times (t - t_0) + \alpha \quad \delta u = \frac{a_{\oplus}}{R_E} \times \frac{D_s - D_l}{D_s} = \frac{a_{\oplus}}{R_E} \times (1 - x) \quad (2.60)$$

$\delta u$  représente la projection du rayon  $a_{\oplus}$  de l'orbite terrestre dans le plan du défecteur exprimé en rayon d'Einstein.

À partir de l'expression de  $u(t)$  on peut calculer l'évolution temporelle de l'amplification  $A(t)$  (eq. 2.13) ; la courbe de lumière résultante ressemble à une courbe de Paczyński mais présente des distorsions qui la rendent légèrement asymétrique dans le temps, comme le montre la figure 2.15.



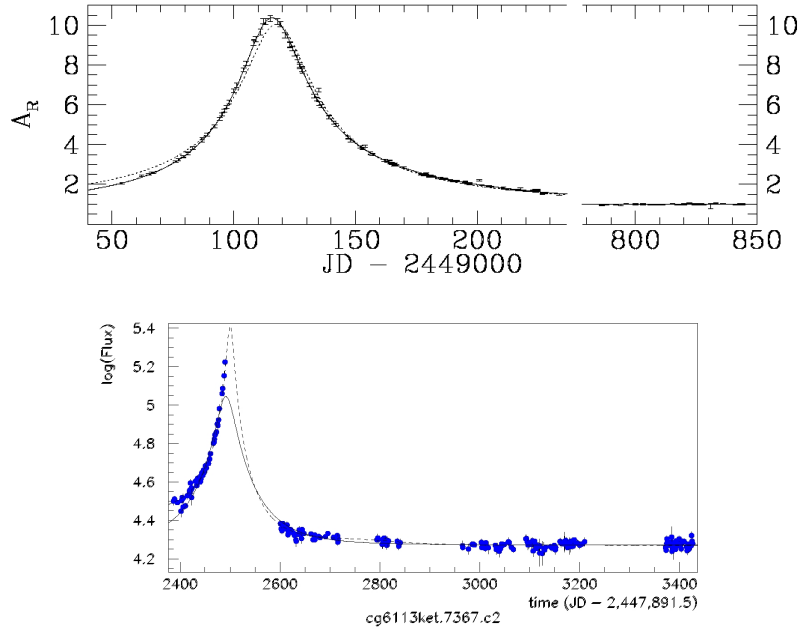


FIG. 2.15 – Courbes de lumière d'évènements microlentilles présentant un effet de parallaxe terrestre important (Haut : Premier évènement mis en évidence par MACHO en direction du centre galactique [11, Alcock et al., 1995]; Bas : EROS2-BLG#12 [5, Afonso, 2001, thèse]). Le mouvement de la Terre induit une déformation visible (trait pointillé) par rapport au modèle de microlentille simple (trait plein).

La mise en évidence de l'effet de parallaxe permet une levée partielle de la dégénérescence. En effet, la mesure des paramètres  $\delta u$  et  $t_E$  par un ajustement des données nous permet de déterminer la vitesse transverse projetée dans le plan du déflecteur :

$$\tilde{v}_t = v_t \frac{D_s}{D_s - D_d} = \frac{v_t}{1 - x} = \frac{a_\oplus v_t}{\delta u R_E} = \frac{a_\oplus}{\delta u t_E} \quad (2.61)$$

donnant ainsi la possibilité de contraindre fortement la position de la lentille. Le tableau 2.1 suivant, montre les différentes valeurs de vitesse projetée attendue pour trois types de population lors d'un effet de microlentille avec une étoile source située dans le LMC.

Position du déflecteur	$x = \frac{D_d}{D_s}$	$v_t$ (km/s)	$\tilde{v}_t$ (km/s)
Halo	$\sim 0.25$	$\sim 160$	$\sim 210$
LMC	$\sim 0.98$	$\sim 30$	$\sim 1500$
Disque galactique	$\sim 0$	$\sim 50$	$\sim 50$

TAB. 2.1 – Tableau donnant la vitesse projetée attendue pour différentes positions de la lentille dans le cas d'un phénomène de microlentille gravitationnelle avec une étoile source située dans le LMC.

L'absence d'effet de parallaxe détectable constitue aussi une information intéressante, car elle permet de placer une limite supérieure sur  $\delta u$  et donc une limite inférieure sur  $\tilde{v}_t$  et contraindre ainsi la population à laquelle appartient le déflecteur.

### 2.4.3 Lentilles binaires

Plus de 80% des étoiles appartiennent à un système multiple ; il semble donc logique de considérer le cas d'un déflecteur composé de deux objets (ou plus). Cependant, des déviations de la courbe de Paczyński classique apparaissent seulement lorsque l'écartement entre les deux sujets se trouve être du même ordre de grandeur que le rayon d'Einstein "moyen", c'est à dire dans environ 5 à 10% des cas. Cela peut s'expliquer par le fait que si l'écartement est trop faible, les deux déflecteurs seront ressentis comme une lentille simple de masse  $M_1 + M_2$  et si les deux composantes sont trop éloignées, les rayons lumineux seront principalement déviés par un seul déflecteur.

Dans le régime de microlentille binaire, la déviation d'un rayon lumineux peut se calculer, comme pour le cas d'une seule lentille, en ajoutant la contribution de chacune des lentilles. L'équation 2.4 devient alors,

$$\vec{r} - \vec{b} = \frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s} \sum_i \frac{4GM_i}{c^2} \frac{\vec{r}_i}{r_i^2} \quad (2.62)$$

où  $i$  correspond à l'indice du  $i$ ème déflecteur. Mais il est impossible d'inverser cette équation analytiquement pour des configurations arbitraires, même dans le cas d'une lentille binaire, car l'espace des paramètres pour décrire le phénomène est trop vaste. Trois paramètres supplémentaires sont alors nécessaires : le rapport des masses, la distance entre les lentilles et l'orientation de la trajectoire de la source par rapport à l'axe des deux composantes déflectrices.

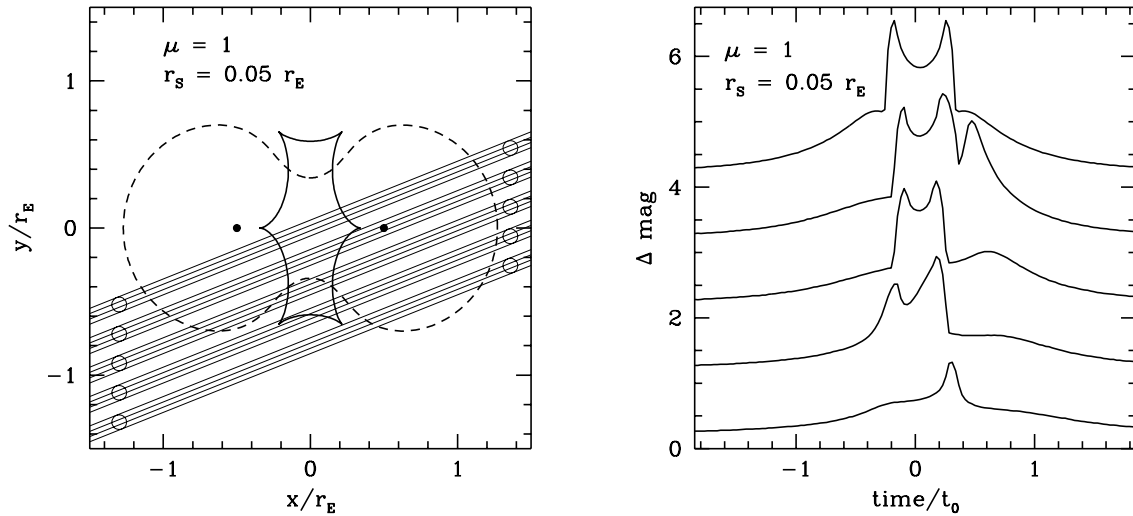


FIG. 2.16 – Exemple de microlentille avec déflecteur binaire. À gauche sont indiquées les positions des deux composantes de la lentille binaire (cercles noirs), avec la courbe critique (pointillés) et la caustique (trait plein) associées. Pour 5 trajectoires possibles de la source les courbes de lumière 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 [97, Paczyński, 1996]).

[118, Schneider et Weiss, 1986] ont présenté en détail les différentes topologies possibles d'une microlentille binaire. La particularité principale est l'existence d'une ligne appelée *courbe caustique* dans le plan des déflecteurs (voir fig.2.16 de gauche) : à l'intérieur de cette dernière, deux images de

la source se rajoutent aux trois déjà existantes dans cette configuration et l'amplification totale devient infinie lors de sa traversée (cas d'une source ponctuelle). La variété de courbes de lumière atypiques est très grande ; la figure 2.16 de droite représente 5 d'entre elles pour 5 trajectoires différentes de l'étoile source par rapport à une configuration du système binaire fixe. Le cas d'une lentille binaire en rotation est traité par [53, Dominik, 1996].

La figure 2.17 ci-dessous, représente la courbe de lumière de l'évènement EROS2-2000-BLG#5 détecté en mai 2000 par le système d'alerte d'EROS en direction du centre galactique. Le suivi de cet évènement par les 4 télescopes du groupe PLANET, répartis en longitude sur le globe, ont permis de suivre en quasi-continuité l'évènement [19, An et al., 2002]. L'ajustement a nécessité l'ajout d'un paramètre de parallaxe terrestre et d'une rotation du couple binaire pour remonter aux caractéristiques physiques des défecteurs : la masse du système a pu être mesurée à  $M = M_1 + M_2 = 0.612 \pm 0.057 M_\odot$  avec  $M_1 \sim 0.350 M_\odot$  et  $M_2 \sim 0.262 M_\odot$ . Ces deux lentilles sont deux étoiles naines M du disque galactique situées à environ 2.6 kpc du Soleil.

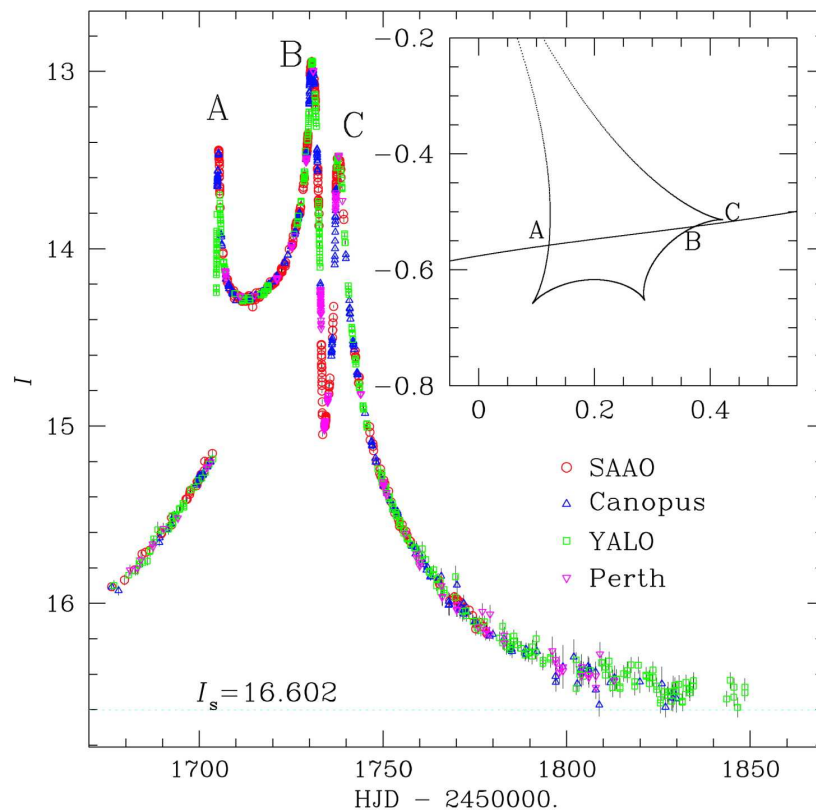


FIG. 2.17 – Courbe de lumière de l'évènement binaire EROS-2000-BLG#5 présentant des traversées de caustique. Les points de mesures ont été obtenus à partir des quatre télescopes du groupe PLANET, permettant de suivre l'évènement en quasi-continuité (d'après [19, An et al., 2002]).

Le phénomène de caustique (moment théorique d'amplification infinie) apporte aussi une aide inespérée dans l'étude des atmosphères stellaires. En effet, durant le franchissement par l'étoile microlentillée de la caustique, on possède une sorte de zoom qui balaie toute la surface de l'étoile. Ce moment est très bref, mais une étude spectroscopique a pu être réalisée au bon moment avec l'évènement EROS2-2000-BLG#5 par [3, Afonso et al., 2001].

### 2.4.4 Sources binaires

Dans cette configuration, chacune des deux étoiles composant le système binaire subit l'effet de microlentille, mais avec des paramètres d'impacts réduits différents  $u_1(t)$  et  $u_2(t)$ . L'amplification totale observée est la simple superposition des amplitudes individuelles, pondérées par la luminosité  $L_{1,2}$  des deux sources :

$$A(t) = \frac{1}{L_1 + L_2} (L_1 \times A(u_1(t)) + L_2 \times A(u_2(t))) . \quad (2.63)$$

La courbe de lumière peut alors présenter plusieurs pics (voir fig. 2.18) ou des épaulements rendant la courbe asymétrique. De plus, les deux sources n'étant pas forcément du même type spectral, l'amplification résultante a toutes les chances d'être chromatique. Une description complète du phénomène doit tenir compte de l'éventuel mouvement de rotation du système binaire pendant l'effet (appelé effet de xallarap [30, Bennett, 1998]).

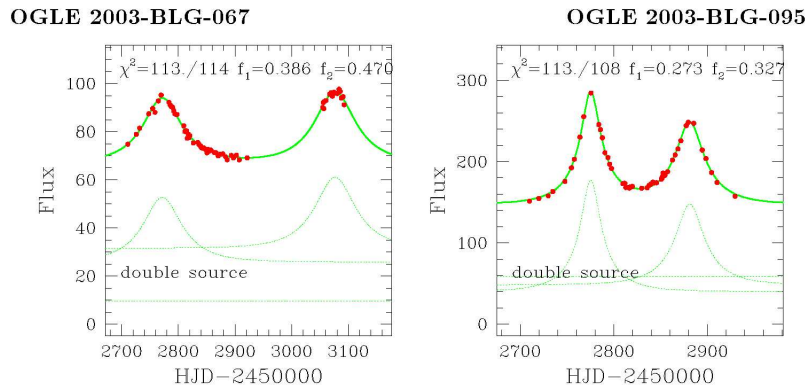


FIG. 2.18 – Courbes de lumière d'événements microlentilles avec des sources binaires trouvés par le groupe OGLE-3 en direction du centre galactique (d'après [82, Jaroszynski et al., 2004]).

## 2.5 Conclusion

Pour retrouver la trace d'un macho par effet de microlentille gravitationnelle, il est indispensable d'être patient. En effet, le phénomène recherché est très rare et nécessite l'observation de champs stellaires denses en millions d'étoiles pendant plusieurs années pour obtenir la sensibilité requise à l'étude de la composition du halo.

A cause d'une précision astrométrique insuffisante pour le moment, la recherche de microlentille doit se concentrer sur l'évolution dynamique de la luminosité de chaque étoile surveillée. La fluctuation régulière recherchée, d'une microlentille simple (lentille et source ponctuelles), est caractérisée par sa forme symétrique et par son achromaticité. Ces deux principes de base vont nous permettre d'imaginer des critères de sélection par la suite pour les retrouver parmi les bruits de fond que peuvent représenter les étoiles intrinsèquement variables. La rareté du phénomène nous conduit aussi à être en quête d'une seule et unique fluctuation présente sur une courbe de lumière donnée.

## Chapitre 3

# Etat de la recherche de la matière noire sous forme de Machos

Depuis 1986 et la mise en lumière de l'idée de sonder le halo en recherchant des phénomènes de microlentille gravitationnelle par Bohdan Paczyński [96, Paczyński, 1986], une poignée d'expériences se sont lancées dans l'aventure. La première partie de ce chapitre est consacrée à leur description. Leurs résultats seront discutés ensuite, pour conclure sur un état des lieux de la recherche de machos dans le halo galactique qui précède les analyses décrites dans la dernière partie de cette thèse.

### 3.1 Les expériences en quête de microlentilles

L'engouement suscité par ce nouvel outil de détection indirecte d'objets compacts et sombres a encouragé plusieurs équipes de travail à mettre en place un programme d'observation. Le principal but alors était le suivi régulier de millions d'étoiles, élément nécessaire à la détection du phénomène de microlentille, et ce pendant plusieurs années pour assurer une sensibilité suffisante pour permettre le décryptage du contenu du halo en objets compacts. Je présente ici les expériences en fonction des cibles observationnelles utilisées : les Nuages de Magellan et la galaxie d'Andromède (M31).

D'autres expériences (PLANET, MOA) surveillent uniquement les étoiles en direction du Centre Galactique dans l'attente d'une soudaine et brève perturbation d'un évènement microlentille impliquant la présence d'une planète en orbite autour de l'étoile défectrice : je ne vais pas les détailler davantage.

#### 3.1.1 Les Nuages de Magellan

Les premières cibles observationnelles qui ont été privilégiées sont le Grand (LMC) et le Petit Nuage de Magellan (SMC), deux galaxies naines satellites de la Voie Lactée. Elles sont situées respectivement à environ 55 et 65 kpc du Soleil, à une position angulaire au dessous du plan galactique de 32 et 45 degrés (voir figure 3.1) : leur localisation est idéale pour sonder une portion du halo. La structure du LMC se rapproche de celle d'une galaxie spirale inclinée d'environ 20 degrés par rapport à la ligne de visée, tandis que celle du SMC semble plus irrégulière avec un diamètre 3 fois moins important, sa principale particularité étant sa grande extension le long de la ligne de visée (estimée entre 10 et 30 kpc).

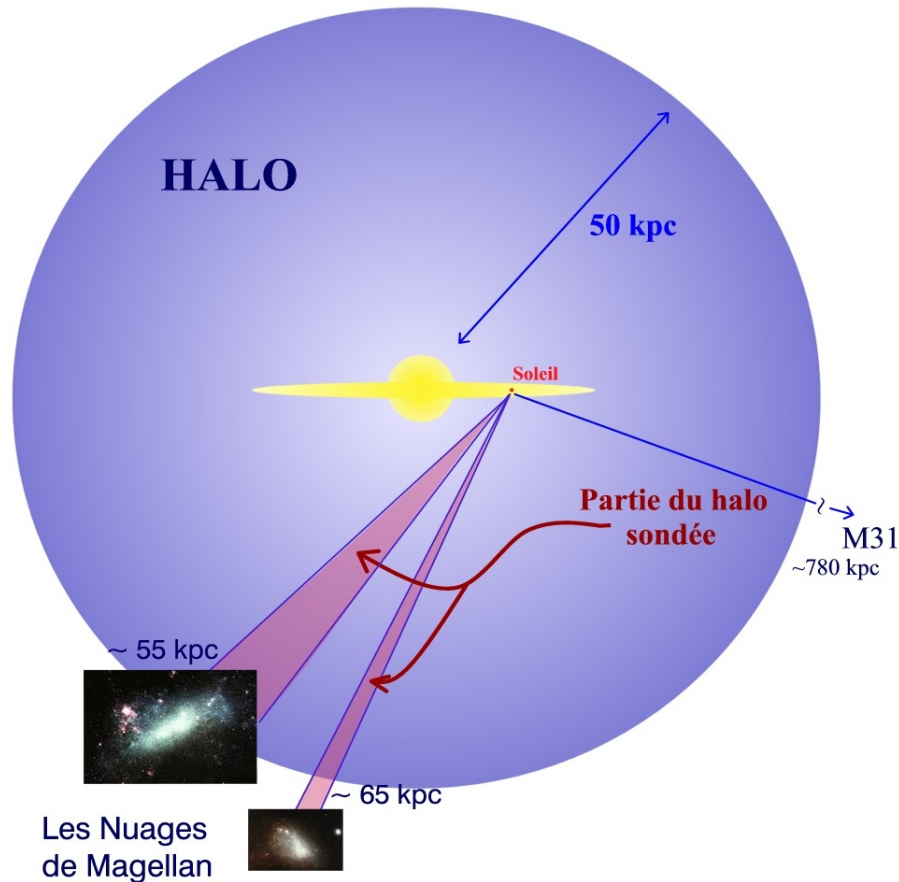


FIG. 3.1 – Représentation des sources d’observations (Nuages de Magellan et M31) permettant de sonder une partie du halo. Ce dernier peut s’étendre entre 50 et 200 kpc selon les auteurs.

Elles sont observables principalement depuis l’hémisphère austral et leur proximité rend possible le suivi individuel des étoiles les plus brillantes qui les constituent avec un télescope de taille raisonnable. Elles sont séparées angulairement dans le ciel d’environ 20 degrés et trois expériences les ont observées pratiquement en continu durant la dernière décennie : EROS, MACHO et OGLE.

#### • EROS

EROS (*Expérience de Recherche d’Objets Sombres*) est une collaboration française réunissant principalement les laboratoires suivants : le CEA-DAPNIA, le LAL-IN2P3, l’IAP-INSU, l’Observatoire de Paris, le Collège de France et l’Observatoire de Marseille. L’expérience s’est déroulée en deux phases : la première de 1990 à 1995 (EROS-I) et la seconde de 1996 à 2003 (EROS-II). Les observations se sont déroulées à chaque fois sur le même site de l’ESO (European Southern Observatory), à La Silla au Chili, situé à une latitude de 29° 15’ Sud.

**EROS-I :** Deux types d’appareillages, correspondant à deux stratégies, furent utilisés pour obtenir une bonne sensibilité sur une large gamme de masse de machos : une caméra CCD dédiée à la

recherche d'évènements courts et des plaques photographiques pour celle des évènements longs.

**EVÈNEMENTS COURTS :** Les durées typiques des microlentilles recherchées étaient comprises entre quelques heures et quelques jours, correspondant à des masses de déflecteur entre  $10^{-7}$  et  $10^{-3}M_{\odot}$ . Un télescope dédié de 40 cm (le T40) monté dans la coupole du GPO<sup>1</sup> était alors utilisé. La caméra était constituée de 16 CCDs de  $579 \times 400$  pixels de  $23\mu m$  et pouvait observer une zone de  $0.4^{\circ} \times 1.1^{\circ} \sim 0.44 \text{ deg}^2$ . Les observations ont été conduites en direction du LMC seul de 1991 à 1993, des deux nuages de 1993 à 1994, puis exclusivement vers le SMC de 1994 à 1995. Environ 300000 étoiles ont été suivies alternativement dans deux bandes spectrales.

**EVÈNEMENTS LONGS :** Cette fois-ci la durée de l'effet ciblé pouvait s'étendre entre quelques jours et plusieurs mois, correspondant à une gamme de masse entre  $10^{-4}$  et  $1M_{\odot}$ . Des plaques photographiques ont été prises entre 1990 et 1994 à l'aide du télescope Schmidt de 1m de l'ESO de la même région centrale du LMC ( $27 \text{ deg}^2$ ) à raison d'un cliché par nuit dans 2 filtres. La numérisation des plaques a été réalisée avec la MAMA (Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie) de l'Observatoire de Paris : 8 millions de courbes de lumière d'étoiles ont ainsi été reconstruites.

**EROS-II** Cette seconde phase de l'expérience d'EROS débuta en 1996 et fut optimisée pour la recherche d'évènements longs (entre 5 jours et plusieurs mois). Les deux Nuages de Magellan ont alors été surveillés sur une très large partie (LMC :  $88 \text{ deg}^2$  ; SMC :  $10 \text{ deg}^2$ ) et le nombre d'étoiles suivies a été considérablement augmenté. Le télescope dédié utilisé, de 1m de diamètre, est équipé de deux caméras, composées chacune de 8 CCDs de  $2048 \times 2048$  pixels de  $15\mu m$ . La zone du ciel couverte, facteur important pour ce type de recherche, était de  $1.39^{\circ} \times 0.69^{\circ} \sim 0.96 \text{ deg}^2$ . L'acquisition s'est effectuée simultanément dans deux bandes spectrales larges grâce à un système ingénieux de séparation du faisceau lumineux par un prisme dichroïque. Pour des renseignements plus précis, on pourra se reporter à [25, Bauer, 1997] pour l'optique, la cryogénie et les caméras CCD, à [85, Mansoux, 1997] pour les systèmes de pointage et de guidage et à [100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse] pour le système d'acquisition et l'analyse en ligne de la qualité des données : une description succincte est donnée dans la section 4.1.

## • MACHO

Cette expérience, du même nom que l'objet recherché, est le fruit d'une collaboration américano-australienne qui débuta ses recherches d'évènements de microlentille en 1992 avec un télescope dédié de 1.27m de diamètre situé au Mont Stromlo en Australie [68, Hart, 1996]. Le test d'achromaticité est rendu possible par l'utilisation de deux caméras de  $4096 \times 4096$  pixels de  $15\mu m$  permettant une prise de vue simultanée dans deux couleurs différentes d'une zone de  $0.7^{\circ} \times 0.7^{\circ} \sim 0.5 \text{ deg}^2$ . Leur observation s'est concentrée sur 30 champs ( $\sim 15 \text{ deg}^2$ ) dans la région centrale du LMC et sur 6 ( $\sim 3 \text{ deg}^2$ ) dans le SMC. Depuis 1994, MACHO a disposé d'un dispositif de détection en ligne [123, Stubbs et al., 1994], qui a permis de lancer plus de 200 alertes en direction du Centre Galactique, dont des candidats qui se sont avérés comporter des effets de parallaxe terrestre, de source étendue, mais aussi des déflecteurs binaires présentant des phénomènes de caustique. La prise de données s'est achevée en décembre 1999 et les courbes de lumière des  $\sim 15$  millions d'étoiles surveillées en direction des deux Nuages ont été livrées à la communauté scientifique à travers un portail internet<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Grand Prisme Objectif

<sup>2</sup>MACHO lightcurves <http://store.anu.edu.au:3001/cgi-bin/lc.pl>

Une seconde phase, appelée Super-MACHO, a débuté à la fin de l'année 2001 et est en cours de prise de données. Elle utilise un télescope de 4 mètres de diamètre, le CTIO Blanco situé au Cerro Tololo (Chili), avec une caméra mosaïque de  $8000 \times 8000$  pixels couvrant une zone de  $0.36 \text{ deg}^2$ . Les 52 champs observés dans le LMC recouvrent ceux déjà observé par MACHO et représentent une couverture de  $18.7 \text{ deg}^2$ . Malgré le grand diamètre du télescope utilisé, cette expérience possède un handicap important pour la recherche de microlentille et la discrimination par rapport aux étoiles variables : elle ne peut prendre des clichés que durant les trois derniers mois d'une année, une demi-nuit hors des moments de forte Lune. Sa prise de données segmentée est prévue jusqu'en 2006.

#### • OGLE

OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) est une expérience polono-américaine, basée à Las Campanas (Chili) qui a connu trois phases. Initialement, l'observation s'est portée sur le Centre Galactique (OGLE-I), de 1992 à 1995, avec un télescope de 1 mètre. A partir de 1996, OGLE-II a rajouté à ses observations les Nuages de Magellan et une direction vers les bras spiraux galactiques, en utilisant un nouveau télescope de 1.3 mètre (Le Warsaw) équipé d'une caméra couvrant  $0.21^\circ \times 0.42^\circ \sim 0.09 \text{ deg}^2$ . Depuis 2002, une troisième phase a vu le jour (OGLE-III) avec l'arrivée d'une nouvelle caméra qui a permis de multiplier le champ d'observation par un facteur 4 :  $0.58^\circ \times 0.58^\circ \sim 0.33 \text{ deg}^2$ .

Avec l'utilisation d'un système de détection en ligne [126, Udalski et al., 1994], OGLE a réussi à mettre en évidence, en 1994, le tout premier évènement microlentille dû à une lentille binaire (voir section 1.4.1) [128, Udalski et al., 1994]. L'utilisation de filtres standards (V et I) et une précision photométrique au niveau du pourcent leur a permis d'obtenir de nombreuses retombées dans le domaine de l'astrophysique stellaire.

### 3.1.2 La galaxie d'Andromède (M31)

Andromède est la plus grande galaxie du Groupe local et se situe à environ 780 kpc de la Voie lactée. D'un diamètre de 50 kpc, elle est l'objet le plus éloigné qui peut encore être aperçu à l'oeil nu : à environ 6 degrés au nord de l'étoile bêta de la constellation d'Andromède (magnitude apparente  $\sim 3.5$ ).

Le principal attrait de l'observation de M31 est la possibilité de sonder 2 halos différents, dont une grande partie de celui de M31. Mais la principale difficulté de son utilisation pour la recherche de microlentille est l'impossibilité de résoudre individuellement ses étoiles avec un télescope de la classe des 1 m. Chaque pixel d'une image de cette galaxie se voit ainsi contenir la somme des luminosités de plusieurs milliers d'étoiles. Les expériences qui se sont attachées à surveiller M31 sont : AGAPE, Columbia-Vatt et WeCapp.

#### • AGAPE

La méthode utilisée par l'expérience AGAPE (Andromeda Galaxy and Amplified Pixel Experiment), appelé *Pixel-Lensing*, consiste à suivre l'évolution du flux de super-pixels (regroupement de pixels) au cours du temps pour détecter des évènements de grande amplification (l'effet de confusion étant très important).

Après des études théoriques de faisabilité de 1990 à 1993, l'expérience a commencé à prendre régulièrement des images de M31 à l'automne 1994, au Pic du Midi. Après 3 années d'observations, le Pixel-Lensing a été reconnu comme une méthode viable, et a ainsi commencé à être employé sur



d'autres télescopes, le MDM à Kitt Peak (Etat-Unis) depuis 1998, l'Isaac Newton Telescope (2.2m) aux Canaries (Espagne) (collaboration POINT-AGAPE), le télescope indien de Nainital et le télescope italien de Toppo di Castelgrande (collaboration SLOTT-AGAPE) depuis 1999. La collaboration POINT-AGAPE<sup>3</sup> est toujours en cours de prise de données avec une caméra grand champ composée de 4 CCDs de 2048×4096 pixels couvrant deux champs d'observation de  $\sim 0.3 \text{ deg}^2$ .

#### • Columbia-Vatt

Columbia-Vatt (1997-1999), expérience américaine, correspond à une phase d'étude de faisabilité de la méthode de soustraction d'images développée par [46, Crofts et Tomaney, 1996]. La phase suivante MEGA (Microlensing Exploration of the Galaxy and Andromeda) a commencé en 1999 en utilisant plusieurs télescopes, dont le même que la collaboration POINT-AGAPE. Ce groupe est le premier à avoir mis en oeuvre un algorithme de soustraction d'images.

#### • WeCAPP

L'expérience allemande WeCAPP (Wendelstein Calar Alto Pixellensing Project) (suite de WePP) a démarré en 1999 avec 2 télescopes : le Wendelstein de 0.8 m et le Calar Alto de 1.23m. La méthode utilisée est celle du Pixel-Lensing.

## 3.2 Les résultats

La recherche de Machos par détection de phénomènes de microlentille gravitationnelle couvre une très large gamme de masse, allant de  $10^{-7}$  à environ  $1000 M_{\odot}$ . Aucun résultat n'a pour l'instant été obtenu par cette méthode au delà de  $30 M_{\odot}$ . J'expose ici les derniers résultats présentés par les expériences EROS et MACHO, l'expérience OGLE n'ayant pour l'instant pas encore publié de valeur de profondeur optique sur le sujet. Puis je discute les résultats obtenus par les expériences observant la galaxie d'Andromède.

### 3.2.1 Recherche d'évènements courts : ( $M \in [10^{-7}; 10^{-3}] M_{\odot}$ )

Les objets compacts ainsi ciblés sont typiquement des "planètes" dont la masse est comprise entre celle de la Lune et celle de Jupiter. Par un échantillonnage temporel important, il est possible d'obtenir une sensibilité de détection suffisante pour des évènements d'une durée comprise entre 1 heure et quelques jours. Sur les dizaines d'évènements espérés sous l'hypothèse d'un halo plein, EROS-I [22, Aubourg et al., 1995] et MACHO [16, Alcock et al., 1996] n'ont obtenu aucun candidat. Les conclusions résultantes sont les moins controversées et une combinaison de ces résultats a permis de limiter à 10% la contribution au halo d'objets de masse comprise entre  $10^{-7}$  et  $10^{-3} M_{\odot}$ . Cette limite est représentée par le diagramme d'exclusion de la figure 3.2 pour différents modèles de halo [7, Alcock et al., 1998].

<sup>3</sup>AGAPE <http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/Agape/agapeint.html>

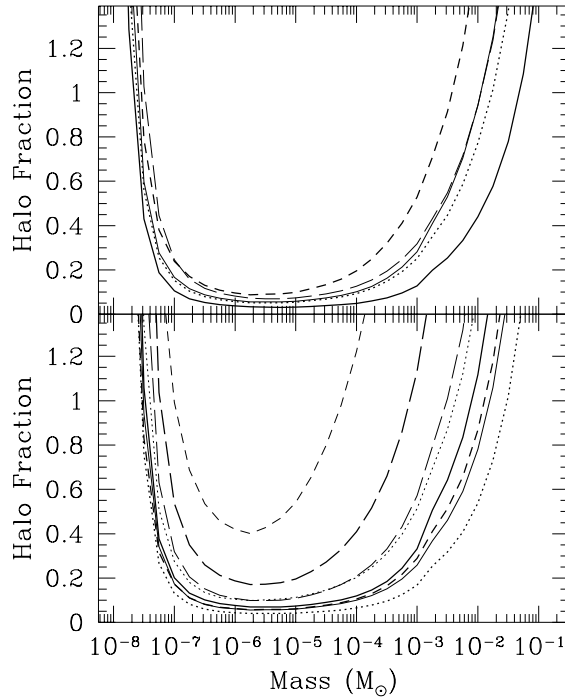


FIG. 3.2 – Diagramme d'exclusion combiné EROS-I & MACHO pour la recherche d'événements courts. Les courbes représentent les limites supérieures à 95% de confiance sur la fraction de masse du halo en fonction de la masse des déflecteurs, pour cinq modèles de halo de EROS (en haut), et pour 8 modèles de halo de MACHO (en bas). 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 [7, Alcock et al., 1998].

### 3.2.2 Recherche d'événements longs : ( $M \in [10^{-3}; 30] M_{\odot}$ )

Comme la durée d'une microlentille ( $t_E$ ) est proportionnelle à la racine carrée de la masse du déflecteur (eq. 2.44), la sensibilité des analyses recherchant des objets massifs pouvant aller jusqu'aux trous noirs dépend fortement de la durée des observations. La durée typique d'une microlentille appartenant à cette gamme de masse se situe entre 5 jours et 2 années.

#### • Résultats d'EROS

Le résultat de l'expérience EROS dans cette gamme de masse est le fruit de trois analyses différentes. La première s'est concentrée sur les données obtenues lors de la première phase (EROS-I, combinaison Plaques+CCD) [109, Renault, 1996], les deux autres sur les données prises par EROS-II vers le LMC [76, Lasserre et al., 2000] et le SMC [4, Alfonso et al., 2003]. En tout, 9 candidats compatibles avec un signal microlentille de macho ont été détectés (leur courbes de lumières et leur caractéristiques sont présentées sur les figures 3.6 et 3.7) :

**EROS-I :** 1 candidat a été trouvé en direction du Grand Nuage (EROS1-LMC#1 avec  $t_E \sim 23$  jours), un autre candidat publié a été éliminé suite à une nouvelle variation [77, Lasserre, 2000, thèse]. L'analyse a porté sur 3.3 millions d'étoiles.

**EROS-II SMC :** L'analyse des données de juin 1996 à mai 2001, a mis en évidence un très beau candidat dès le début des observations, en janvier 1997 (EROS2-SMC#1). Une étude fine de ce dernier a permis de placer la lentille à l'intérieur même du Petit Nuage, car son étoile source brillante et sa durée avoisinant les 200 jours aurait dû permettre d'observer un effet de parallaxe terrestre ; une variabilité intrinsèque a aussi été détectée par [100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse], puis confirmée par [127, Udalski et al., 1997]. Dans le cas d'une lentille du halo, trois autres candidats de longue durée ont passé tous les critères de sélection et ont été ainsi gardés pour calculer les limites d'exclusion même s'ils sont considérés très probablement comme des étoiles variables à longue période. Un ensemble de 5.2 millions d'étoiles réparties sur  $10 \text{ deg}^2$  a été étudié.

Une étude sur le même lot d'images a été réalisée en photométrie différentielle [78, Le Guillou, 2003], augmentant ainsi les chances de détection de microlentilles qui peuvent intervenir sur des étoiles non cataloguées lors d'une analyse par photométrie classique. Aucun candidat sérieux supplémentaire n'est apparu et l'interprétation des trois candidats de longue durée comme étoiles variables a été renforcée.

**EROS-II LMC :** La première analyse des données d'EROS-II en direction du Grand Nuage a porté sur les trois premières années d'observation (de 1996 à 1999) avec l'étude de 25.5 millions d'étoiles réparties sur  $39 \text{ deg}^2$  [77, Lasserre, 2000] et [88, Milsztajn et Lasserre, 2001]. Seulement 4 candidats ont alors été identifiés (EROS2-LMC#3, #5, #6 et #7), un autre candidat (EROS2-LMC#4) s'étant révélé être une étoile variable.

### • Résultats de MACHO

Le groupe MACHO a présenté en janvier 2000 [13, Alcock et al., 2000], le résultat de leur analyse du suivi de 10.7 millions d'étoiles durant 5.7 ans se situant au centre du LMC dans une zone de  $13.7 \text{ deg}^2$ . Le nombre d'évènements présenté dépend du jeu de coupures utilisées : le premier (catégorie A) a permis de sélectionner 13 candidats, tandis que le second (catégorie B), moins sévère, en fait apparaître 4 supplémentaires (leurs courbes de lumières sont présentées sur les figures 3.8, 3.9 et 3.10, leur caractéristiques dans le tableau 3.1).

Sur les 17, la lentille a été localisée dans 3 cas : pour MACHO-A\_LMC#5 le déflecteur est une étoile rouge naine se situant dans le disque galactique ( $d \sim 570 \text{ pc}$ ) [55, Drake et al., 2004], pour MACHO-A\_LMC#14, une modulation du flux de base de l'étoile source (une binaire) a permis de situer la lentille dans le disque du Grand Nuage [15, Alcock et al., 2001] et pour MACHO-B\_LMC#9, la seule lentille binaire trouvée jusqu'à présent en direction du LMC, l'ajustement des données par un modèle de traversée de caustique indique une vitesse de la lentille perpendiculaire à la ligne de visée trop faible pour que celle-ci appartienne au halo mais idéale pour une étoile dans le LMC [8, Alcock et al., 2000]. De plus, MACHO-B\_LMC#22 est une source étendue qui possède un spectre en émission ne semblant pas correspondre à un objet stellaire [15, Alcock et al., 2001]. Au final, il reste donc 13 (A :11, B :2) candidats microlentilles pouvant être attribués au halo, en l'absence d'informations supplémentaires sur la lentille outre sa présence sur une ligne de visée suivie à une date donnée.

Une recherche d'évènements longs infructueuse [14, Alcock et al., 2001] avec les mêmes données a été menée ( $t_E > 75 \text{ jours}$ ) : sa sensibilité correspond à des masses de macho entre 0.3 et  $30 M_{\odot}$ .

En direction du SMC, aucun résultat de profondeur optique n'a pour l'instant été présenté sur les  $3 \text{ deg}^2$  suivis par l'expérience. Une microlentille binaire (MACHO98-SMC#1), pour laquelle une alerte a été lancée, s'est révélée être localisée à 99% de confiance dans le Petit Nuage [2, Afonso et al., 2000], tout comme l'évènement MACHO97-SMC#1, identique à EROS2-SMC#1 [10, Alcock et al., 1997].

### • Bilan

L'interprétation des résultats n'est pas la même entre les deux groupes. EROS a présenté une limite d'exclusion : la combinaison de ses analyses permet d'exclure que le halo soit constitué à plus de 20% d'objets de masse comprise  $10^{-7}$  et  $0.3 M_{\odot}$ . Tandis que le groupe MACHO annonce un signal de microlentille dont la source serait due à des machos d'environ  $0.4 M_{\odot}$  constituant le halo à hauteur de  $\sim 20\%$ . Ces deux résultats sont représentés sur la figure 3.3.

Ces deux points de vue ne sont pas incompatibles, mais dénotent un problème fondamental dans la recherche de microlentille : la méconnaissance du bruit de fond. En effet on ne peut s'assurer à coup sûr qu'un candidat simple sélectionné soit effectivement une étoile subissant un effet de microlentille. Le bon ajustement d'une courbe de Paczyński est insuffisant pour trancher par rapport à une variation de luminosité intrinsèque à l'étoile source. Cette connaissance ne peut venir qu'après une expérience observationnelle certaine, conduite sur une longue durée pour répertorier ces étoiles variables en émission à longue période. Certaines d'entre elles, appelées "Blue Bumper", se sont déjà révélées ; elles subissent une réjection ciblée par les analyses microlentilles (voir sect 8.3.2-3). De plus, en pratique, certains événements considérés comme de véritables microlentilles, et publiés comme tels, sont apparus plus tard être des étoiles variables (exemple : EROS1-LMC#2 et EROS2-LMC#4). J'invite ici le lecteur à regarder au chapitre 9, le comportement des candidats publiés avec 3 années d'observations supplémentaires.

La dernière analyse de MACHO a permis de poser des limites sur des objets de masse comprise  $0.3$  et  $30 M_{\odot}$ . (voir figure 3.3). Au plus fort de sa sensibilité (entre  $\sim 1$  et  $10 M_{\odot}$ ), il est exclu que des objets composent le halo à plus de 40%.

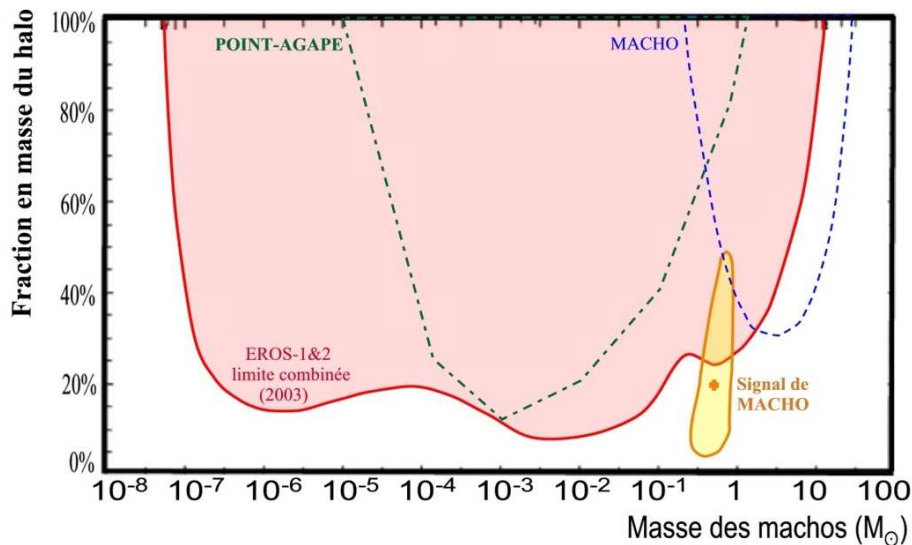


FIG. 3.3 – Diagramme d'exclusion  $[10^{-7}; 30] M_{\odot}$  en fraction de masse d'un halo standard ( $4.10^{11} M_{\odot}$  à moins de 50 kpc), regroupant l'ensemble des résultats sur la recherche de microlentilles en 2003. Les limites sont à 95% de niveau de confiance. En rouge, nous avons la limite d'exclusion publiée par le groupe EROS (limite combinée EROS-1 & II LMC/SMC), en bleu, celle publiée par le groupe MACHO, allant jusqu'à  $30 M_{\odot}$  et en vert la limite dernièrement obtenue par le groupe POINT-AGAPE [56, Paulin-Henriksson, 2004]. Le contour du signal de l'expérience MACHO (valeur centrale à 20% pour  $0.4 M_{\odot}$ ) est représenté en jaune.

### 3.2.3 En direction de M31 :

Des candidats microlentilles ont été détectés par les 3 groupes (voir fig. 3.11 et 3.12 pour leur présentation et le tableau 3.2 pour leurs caractéristiques).

**POINT-AGAPE :** [101, Paulin-Henriksson et al., 2003] ont présenté 4 évènements courts ( $1 < t_{1/2} < 25$  jours) à fort signal sur bruit, obtenus à partir de 143 nuits d'observations entre août 1999 et janvier 2001 (voir fig. 3.11). Un d'entre eux (PA-00-S4) peut être dû à une lentille se trouvant dans M32, une galaxie naine en avant de M31.

**MEGA :** [48, de Jong et al., 2004] ont quant à eux présenté 14 candidats obtenus à partir des mêmes données que celles de la collaboration POINT-AGAPE (Isaac Newton Telescope (2.2m) aux Canaries), mais réduites avec une autre technique de photométrie (voir fig. 3.12). Ils estiment que la distribution spatiale des évènements retrouvés correspond à celle attendue pour un halo autour de M31 : une asymétrie nord-sud dans le sens de l'orientation de la galaxie est observée (voir fig 3.4).

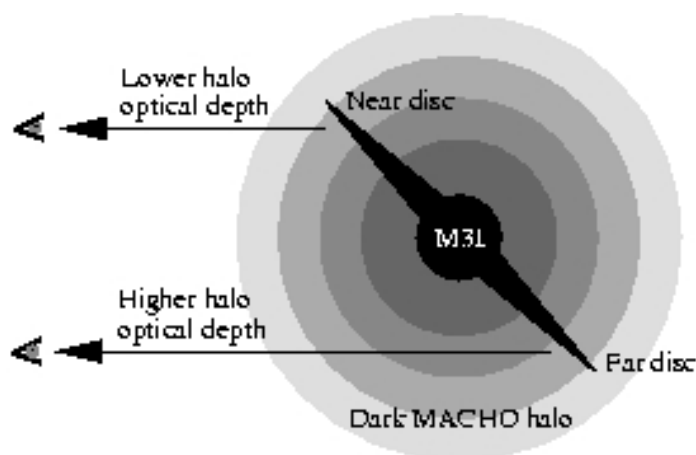


FIG. 3.4 – Asymétrie du taux d'évènements vers M31. Si le halo de M31 est rempli de machos, la profondeur optique mesurée en direction de la partie la plus éloignée du disque doit être supérieure à celle mesurée vers la partie la plus proche. Si les évènements observés sont dus à des bruits de fond d'étoiles variables, on ne doit pas observer une telle asymétrie (si celles-ci sont distribuées de manière uniforme).

**WeCaPP :** [114, Riffeser et al., 2003] ont publiés 2 évènements courts ( $1 < t_{1/2} < 6$  jours) à fort signal sur bruit à partir des courbes de lumière de 4.5 millions de pixels analysés (voir fig. 3.11). 1 évènement est identique à un évènement déjà trouvé par POINT-AGAPE (WeCaPP-GL1  $\equiv$  PA-00-S3).

Les recherches de microlentilles en direction de M31 sont difficiles, et elles amènent aux mêmes controverses que celles réalisées en direction des Nuages. MEGA observe un signal alors que POINT-AGAPE et WeCapp n'observent pas assez d'évènements pour ne poser autre chose que des limites. La collaboration POINT-AGAPE a présenté dernièrement [56, Paulin-Henriksson, 2004] sa première limite d'exclusion sur le contenu du halo (voir fig 3.3).

### 3.3 La fin de l'ère des Machos ?

D'autres méthodes pour étudier les Machos existent. Si ceux-ci sont "un peu visibles", il est possible de les discriminer du reste des étoiles galactiques par leur grand mouvement propre. Sinon, par l'étude des systèmes liés, des contraintes peuvent être posées sur la présence de machos de très grande masse. Je présente ici les résultats obtenus avec ces deux autres techniques, puis je les combine avec ceux des microlentilles pour conclure sur un état des lieux de la recherche de machos en 2003.

#### Recherche de Naines Blanches froides :

Suite à l'annonce par l'équipe MACHO d'un signal centré sur  $0.4 M_{\odot}$ , masse typique des Naines Blanches  $M_{nb} \sim 0.3 - 1.4 M_{\odot}$ , différents groupes se sont lancés dans la détection directe de tels objets dans le voisinage solaire, traversant le disque galactique avec un très grand mouvement propre (voir [67, Hansen et Liebert, 2003] pour un résumé complet). Ces Naines Blanches recherchées ont aussi la particularité d'être vieilles, donc *froides* (faible température effective,  $T_{eff} \sim 4500 K$ ) suite à leur lente agonie depuis leur formation.

Les différents résultats obtenus, en nombre d'objets trouvés, c'est à dire possédant toutes les caractéristiques demandées, sont relatifs aux caractéristiques observationnelles : le volume d'espace observé (magnitude limite et surface couverte) et la vitesse limite inférieure de détection. Après avoir pris en compte les contributions de Naine Blanche appartenant au disque (fin et large) et au bulbe dans le lot d'objets retrouvés, [94, 91, Oppenheimer et al., 2001 ; Nelson et al., 2002] soutiennent avoir mis en évidence chacun une dizaine de Naines Blanches imputables au halo : cela leur permet de poser une limite inférieure en masse sur leur apport au halo à 2%. [64, Goldman et al., 2002] n'ont quant à eux observé aucun candidat, une limite supérieure a donc pu être posée à 10%.

Ces recherches permettent d'écarter le fait que les Naines Blanches correspondent au signal annoncé par MACHO à hauteur de 20% d'un halo standard. La dernière étude sur le sujet [71, Kalirai et al., 2004] confirme ce fait : ils n'ont trouvé aucune candidate Naine Blanche autre que celles imputées aux populations déjà connues, à partir d'une base de temps de 6 ans d'observation obtenue avec le HST de l'amas globulaire M4, où environ 2.5 objets auraient dû être détectés.

#### Etude des systèmes liés :

La comparaison des résultats obtenus par simulations numériques des perturbations engendrées sur des systèmes liés, tels que les amas globulaires ou les étoiles binaires, par de gros perturbateurs massifs et les observations effectuées, permet de poser des contraintes importantes sur la présence de machos de très grande masse dans le halo galactique.

Outre la destruction du disque galactique, montrée par [75, Lacey et Ostriker, 1985], pour des objets de masse supérieure à  $10^6 M_{\odot}$ , [21, Arras et Wasserman, 1998] suggèrent que des objets d'une masse supérieure à  $10^4 M_{\odot}$  auraient dû provoquer l'évaporation des amas globulaires. Dernièrement un résultat plus subtil a été obtenu en étudiant la distribution de l'écartement d'étoiles binaires se trouvant dans l'environnement solaire et répertoriées dans le catalogue New Luyten Two Tenths (NLTT). A partir de l'observation des couples à fortes séparations (faiblement liés gravitationnellement), [132, Yoo et al., 2004] ont publié une limite sur la fraction en masse du halo (voir fig 3.5), qui peut se résumer comme ceci : à partir de  $1000 M_{\odot}$ , les machos ne peuvent constituer plus de 10% du halo standard et cette limite est à 50% au niveau d'une masse de  $100 M_{\odot}$ .

### Bilan

La figure 3.5, ci-dessous, représente à elle seule l'état des lieux de la recherche de machos en 2003 sur 16 ordres de grandeur en masse ( $M \in [10^{-8}; 10^8] M_{\odot}$ ). A basse masse, nous retrouvons les résultats obtenus par les expériences de microlentille et à très grande masse, les limites sont posées par les études de stabilité des objets liés.

Entre les deux, il existe encore un gap de sensibilité (entre 1 et 400  $M_{\odot}$ ), qu'il est possible de combler avec la recherche de microlentilles à partir d'une plus longue base de temps observationnelle. Tout le reste semble être éliminé à hauteur de 10-20%, sauf le signal annoncé par l'équipe MACHO (valeur centrale à 20% pour 0.5  $M_{\odot}$ ) suite à la détection de 13 événements microlentilles attribuables au halo. Les recherches de Naines Blanches froides à grand mouvement propre, possibles candidates à ce signal, n'ont pas permis de le confirmer.

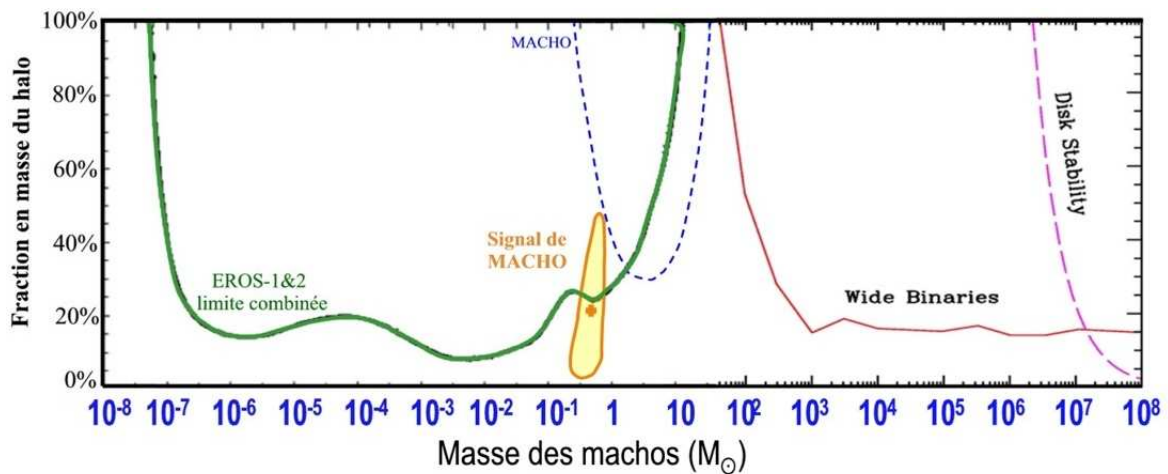


FIG. 3.5 – Diagramme représentant l'état des lieux de la recherche de machos. Outre les limites provenant de la recherche de microlentilles, déjà représentées sur la figure 3.3, il existe aussi celles posées par l'étude des perturbations de machos très massifs sur les systèmes liés (disque galactique et étoiles binaires).

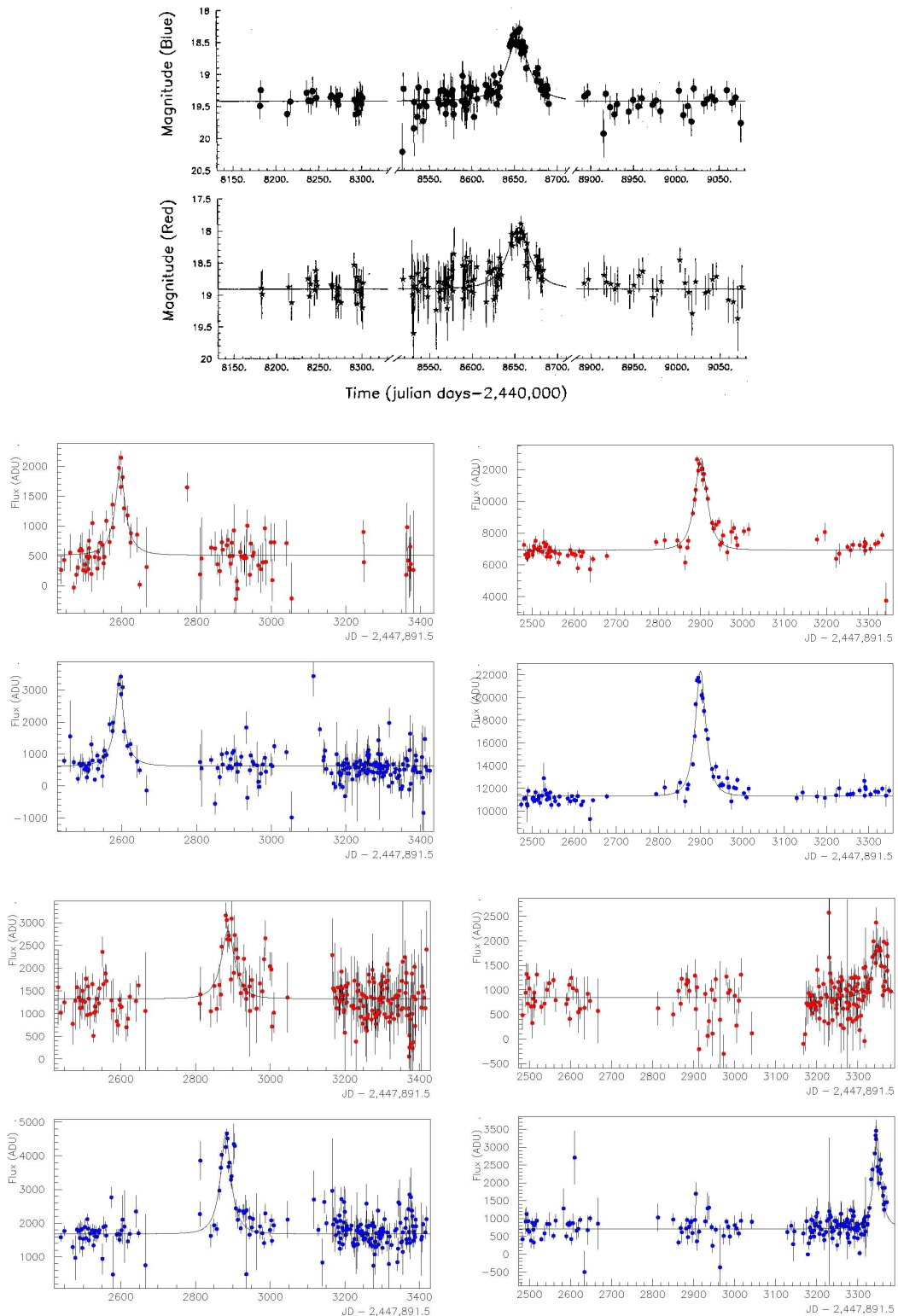


FIG. 3.6 – Présentation des candidats microlentilles publiés par le groupe EROS, en direction du Grand Nuage de Magellan. De gauche à droite et de haut en bas, nous avons les candidats numéro EROS1-LMC#1, EROS2-LMC#3, #5, #6 et #7 (d'après [20, Ansari et al., 1996] et [77, Lasserre, 2000, thèse]).



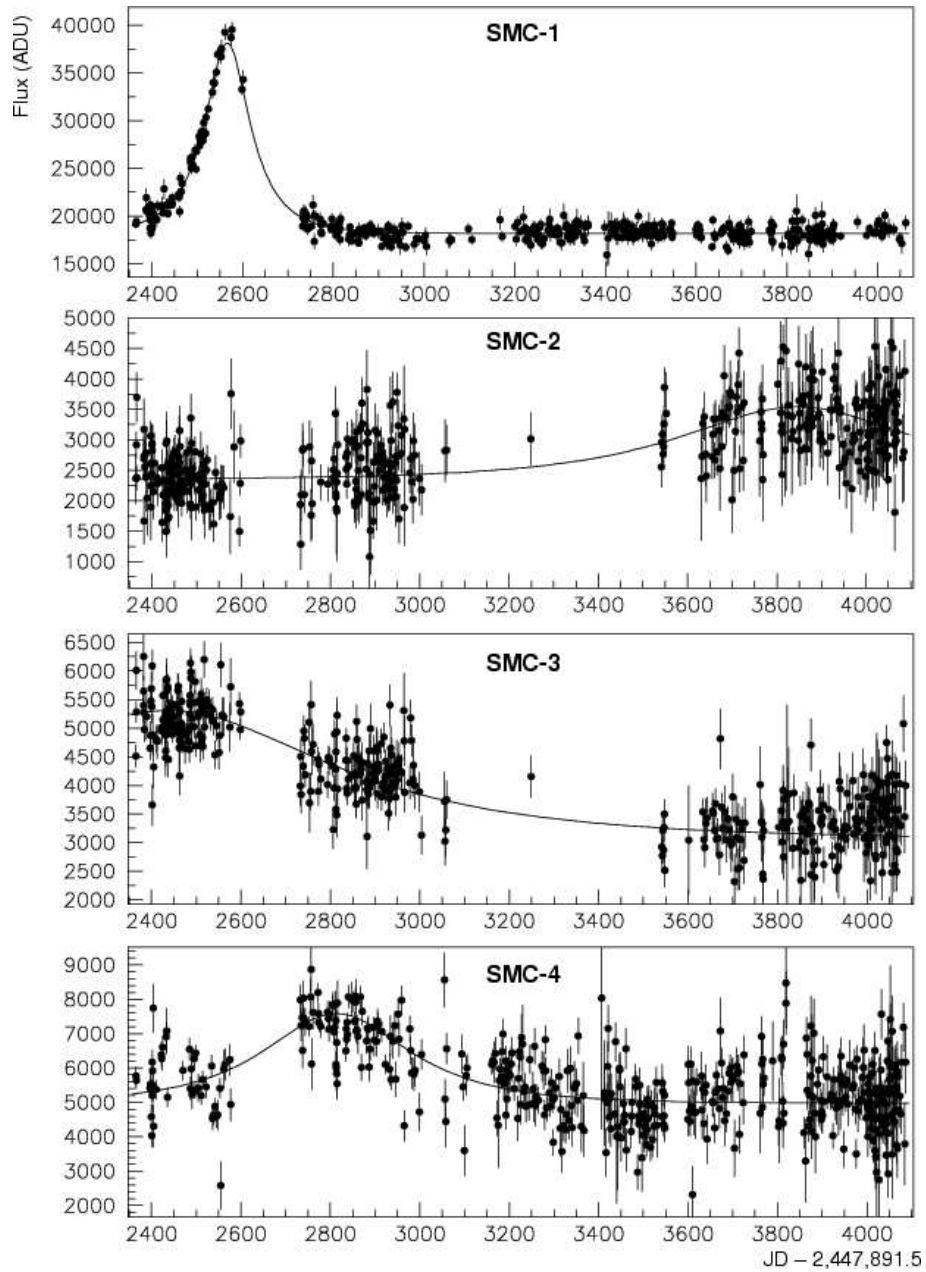


FIG. 3.7 – Présentation des candidats microlentilles publiés par le groupe EROS, en direction du Petit Nuage de Magellan. Courbes de lumière rouge des 4 candidats trouvés (d'après [4, Afonso et al., 2003]).

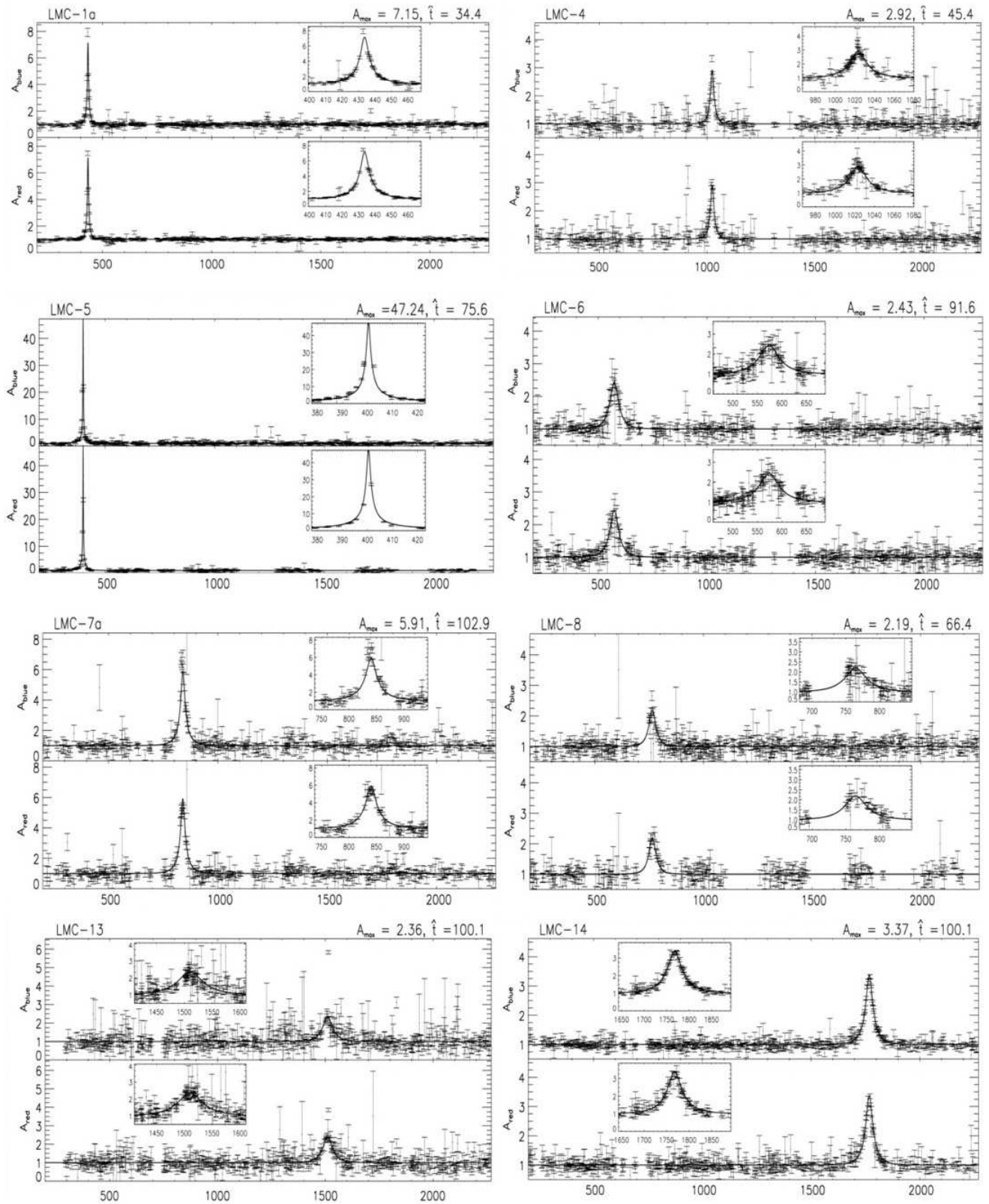


FIG. 3.8 – Présentation des candidats microlentilles publiés par le groupe MACHO, en direction du Grand Nuage de Magellan. Courbes de lumière de 8 candidats (1, 4-8, 13, et 14) sélectionnés par le premier jeu de coupures “A” (échelle temporelle : JD-2448623.5) (d’après [13, Alcock et al., 2000]).

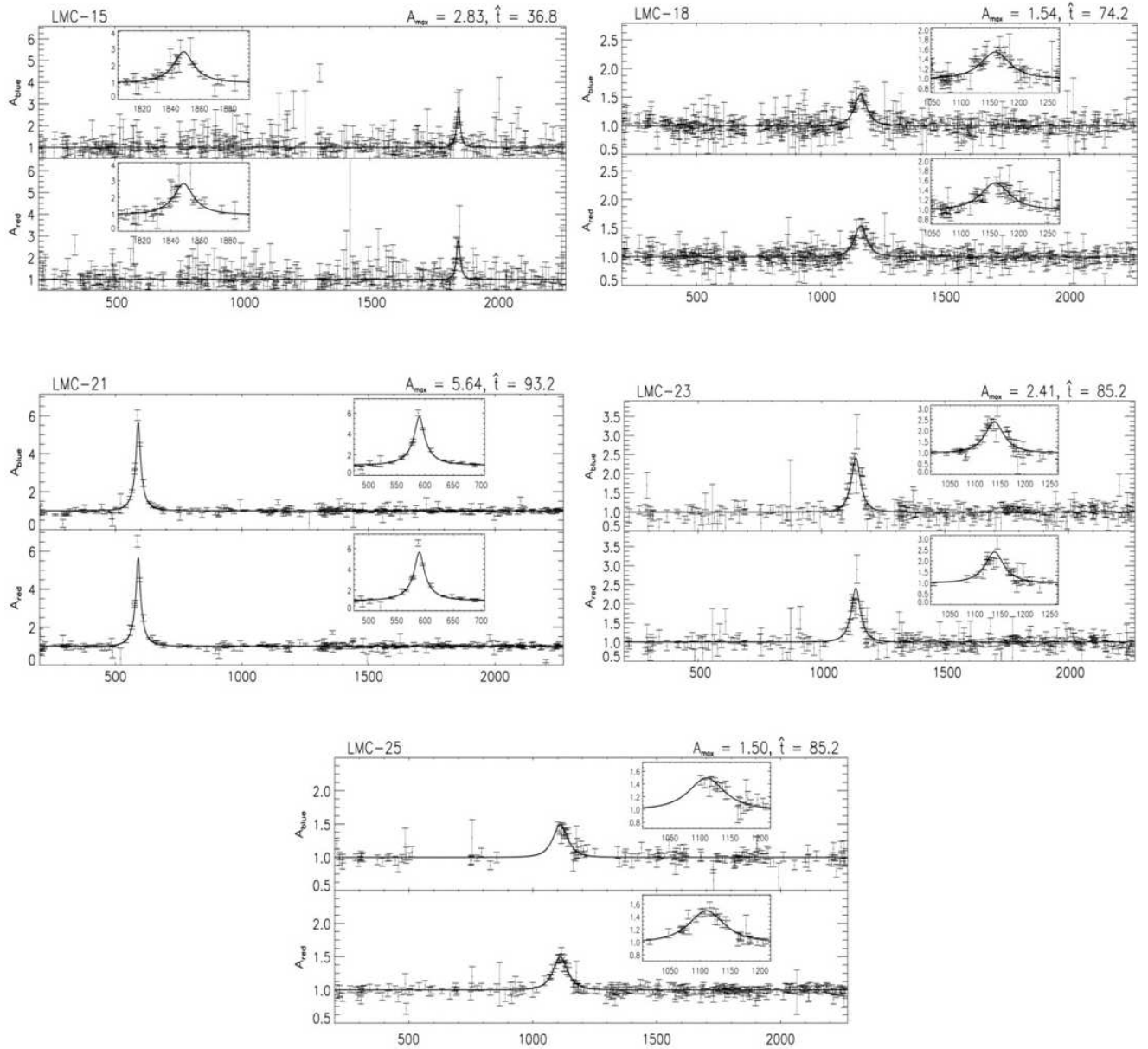


FIG. 3.9 – Présentation des candidats microlentilles publiés par le groupe MACHO, en direction du Grand Nuage de Magellan. Courbes de lumière de 5 candidats (15, 18, 21, 23 et 25) sélectionnés par le premier jeu de coupures "A" (échelle temporelle :  $JD-2448623.5$ ) (d'après [2000ApJ...542..281A, Alcock et al., 2000]).

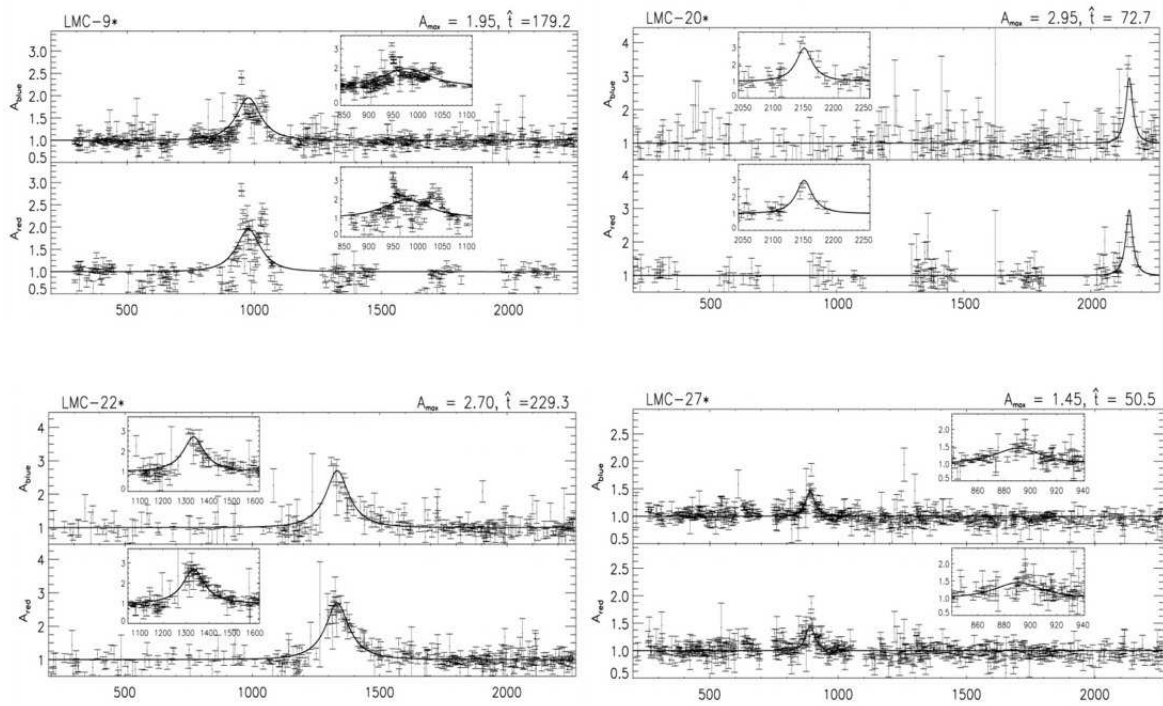


FIG. 3.10 – Présentation des candidats microlentilles publiés par le groupe MACHO, en direction du Grand Nuage de Magellan. Courbes de lumière de 4 candidats (9, 20, 22, et 27) sélectionnés par le second jeu de coupures "B" (échelle temporelle : JD-2448623.5) (d'après [13, Alcock et al., 2000]). Le meilleur ajustement trouvé pour le candidat numéro 9 est celui d'un défecteur en système binaire.

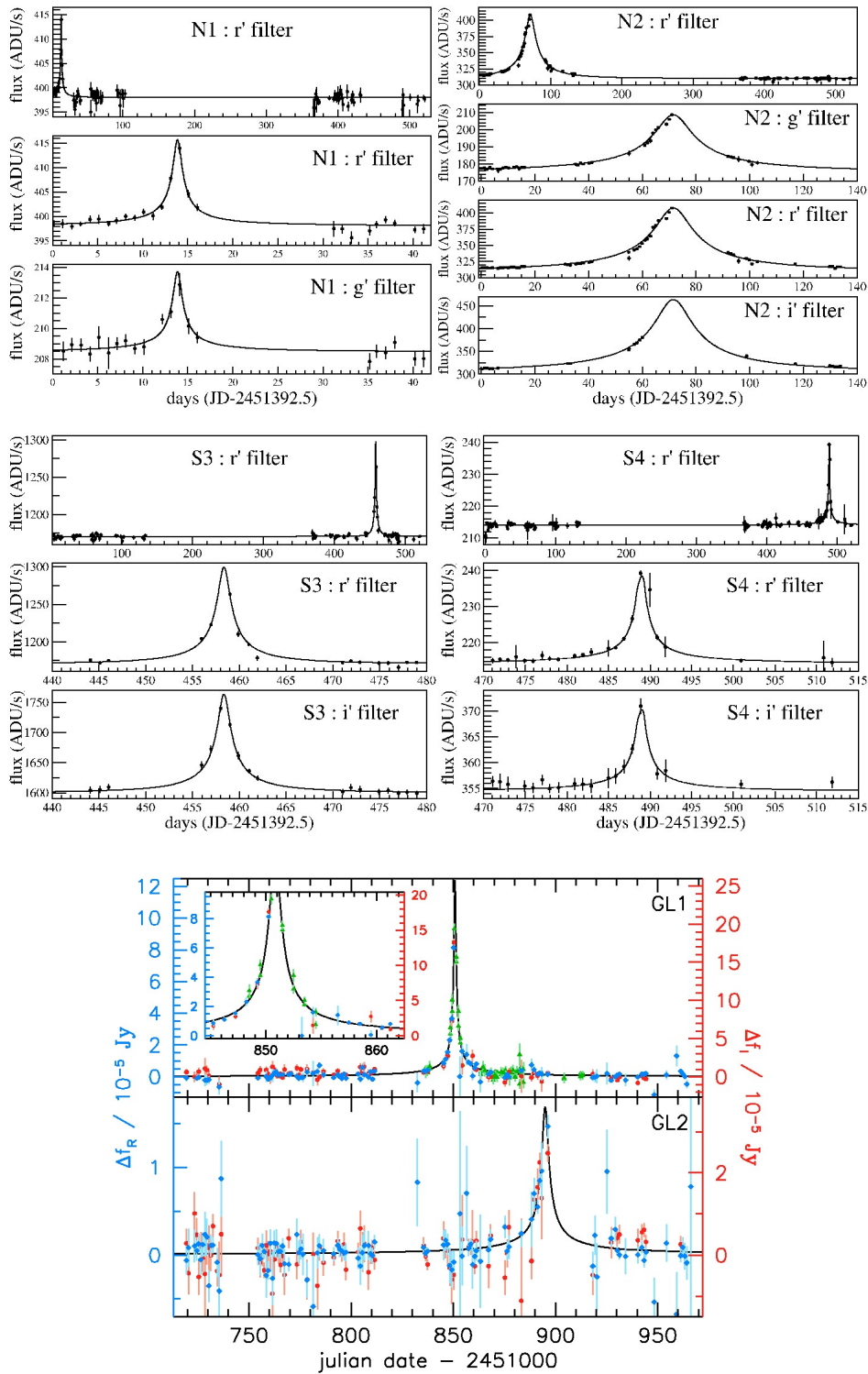


FIG. 3.11 – Présentation des candidats microlentilles publiés par les expériences POINT-AGAPE (en haut) et WeCapp (en bas) qui surveillent M31. Les candidats WeCapp-GL1 et POINT-AGAPE-00-S3 sont identiques. (d'après [101, Paulin-Henriksson et al., 2003] et [114, Riffeser et al., 2003] ).

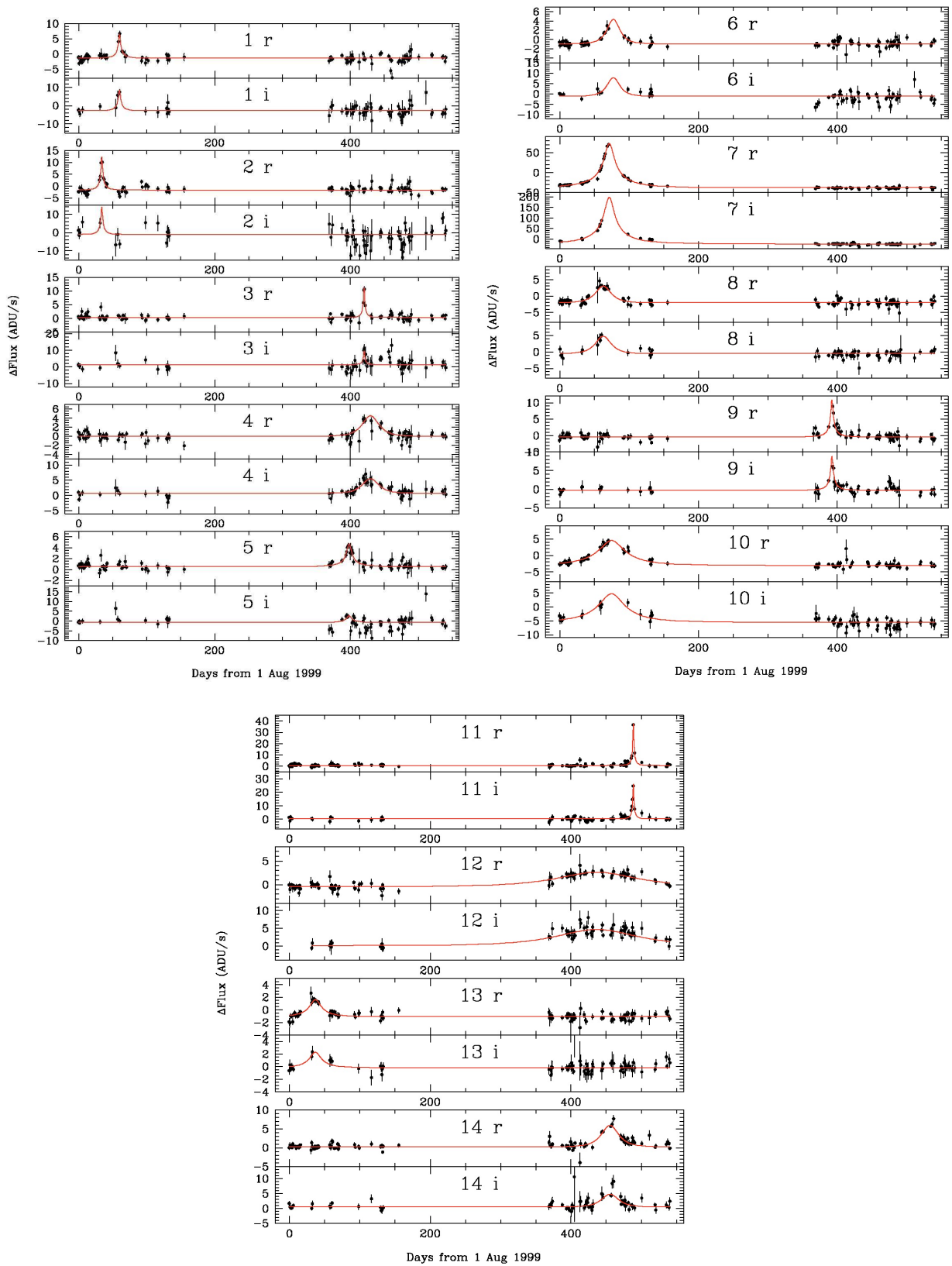


FIG. 3.12 – Présentation des candidats microlentilles publiés par le groupe MEGA qui surveille M31. Les courbes de lumière des 14 candidats sont présentées (filtre r puis filtre i) (d'après [48, de Jong et al., 2004]).

Candidats	$t_0$ (JD-2450000)	$t_E = \frac{R_E}{v_t}$ (jours)	$u_0 / A_{max}$	RA (2000)	DEC (2000)
EROS1-LMC#1	-1345.1	23.0	0.44 / 2.43	05 :26 :34.1	-70 :57 :45
EROS2-LMC#3	486.4	44.0	0.21 / 4.84	05 :30 :50.1	-67 :36 :10.4
EROS2-LMC#5	792.5	23.6	0.59 / 1.91	04 :51 :11.4	-68 :16 :41.8
EROS2-LMC#6	774.2	35.2	0.41 / 2.59	05 :00 :11.5	-72 :36 :22.9
EROS2-LMC#7	1239.5	30.3	0.30 / 3.44	05 :27 :49.6	-72 :29 :26.5
EROS2-SMC#1	460.0	101.0	0.52 / 2.11	01 :00 :05.7	-72 :15 :02.3
EROS2-SMC#2	1754.5	390.0	0.82 / 1.51	00 :48 :20.2	-74 :12 :35.3
EROS2-SMC#3	334.5	612.0	0.66 / 1.75	00 :49 :38.7	-74 :14 :06.8
EROS2-SMC#4	707.5	243.0	0.80 / 1.53	01 :05 :36.6	-74 :00 :04.5
MACHO-A-LMC#1	-942.9	17.2	0.14 / 7.15	05 :14 :44	-68 :48 :01
MACHO-A-LMC#4	-353.1	22.7	0.36 / 2.92	05 :17 :14	-70 :46 :58
MACHO-A-LMC#5	-976.1	37.8	0.02 / 47.28	05 :16 :41	-70 :29 :18
MACHO-A-LMC#6	-802.9	45.8	0.44 / 2.43	05 :26 :13	-70 :21 :14
MACHO-A-LMC#7	-536.5	51.5	0.17 / 5.91	05 :04 :03	-69 :33 :18
MACHO-A-LMC#8	-612.2	22.0	0.50 / 2.19	05 :25 :09	-69 :47 :53
MACHO-A-LMC#13	134	50.1	0.46 / 2.36	05 :24 :03	-68 :49 :12
MACHO-A-LMC#14	391.3	50.1	0.31 / 3.36	05 :34 :44	-70 :25 :07
MACHO-A-LMC#15	472.4	18.4	0.37 / 2.83	05 :05 :46	-69 :43 :51
MACHO-A-LMC#18	-217.2	37.1	0.79 / 1.54	05 :45 :21	-71 :09 :11
MACHO-A-LMC#21	-786.8	46.6	0.18 / 5.64	04 :57 :14	-69 :27 :48
MACHO-A-LMC#23	-237.7	42.6	0.45 / 2.41	05 :06 :17	-70 :58 :47
MACHO-A-LMC#25	-265.7	42.6	0.83 / 1.50	05 :02 :16	-68 :00 :52
MACHO-B-LMC#9	-400.1	89.6	0.57 / 1.95	05 :20 :20	-69 :15 :11
MACHO-B-LMC#20	774.7	36.4	0.35 / 2.95	04 :54 :19	-70 :02 :15
MACHO-B-LMC#22	-43.3	114.7	0.39 / 2.70	05 :14 :32	-71 :09 :12
MACHO-B-LMC#27	-485.9	25.3	0.87 / 1.45	05 :06 :35	-69 :20 :48
MACHO-97-SMC-1	459.5	108.3	0.53 / 2.07	01 :00 :05.7	-72 :15 :01
MACHO-98-SMC-1	968.6	49.5	0.05 / 20.02	00 :45 :35.2	-72 :52 :34.1

TAB. 3.1 – Propriétés des candidats microlentilles publiés en direction des Nuages de Magellan (date de repère pour  $t_0$  : 9 octobre 1995 à 12h UTC). La durée d'un évènement (en jours) est caractérisée par le temps d'Einstein  $t_E = \frac{R_E}{v_t}$ .

Candidats	$t_0$ (JD-2450000)	$t_{\frac{1}{2}}$ (jours)	$\Delta R_{mag}$	RA (2000)	DEC (2000)
POINT-AGAPE-99-N1	1406.4	1.8	20.8	00 :42 :51.4	41 :23 :53.7
POINT-AGAPE-99-N2	1464.1	21.7	19.0	00 :44 :20.8	41 :28 :45.2
POINT-AGAPE-00-S3	1850.9	2.2	18.8	00 :42 :30.5	41 :13 :04.9
POINT-AGAPE-00-S4	1881.4	2.1	20.7	00 :42 :30.0	40 :53 :47.1
WeCapp-GL1	1850.8	1.4	18.7	00 :42 :30.3	41 :13 :00.8
WeCapp-GL2	1894.8	5.4	21.0	00 :42 :32.8	41 :19 :56.5
MEGA-ML-1	1453.0	4.2	22.2	00 :43 :10.5	41 :17 :47.8
MEGA-ML-2	1427.0	4.6	21.6	00 :43 :12.0	41 :17 :43.6
MEGA-ML-3	1813.0	2.6	21.8	00 :43 :15.8	41 :20 :52.2
MEGA-ML-4	1822.6	29.1	22.8	00 :43 :04.1	41 :26 :15.6
MEGA-ML-5	1791.0	9.4	22.9	00 :44 :49.0	41 :22 :59.3
MEGA-ML-6	1470.2	22.9	22.6	00 :44 :51.0	41 :24 :42.4
MEGA-ML-7	1464.1	21.6	19.3	00 :44 :20.9	41 :28 :44.6
MEGA-ML-8	1456.0	27.4	22.7	00 :43 :24.5	41 :37 :50.4
MEGA-ML-9	1785.2	3.8	21.8	00 :44 :46.8	41 :41 :06.7
MEGA-ML-10	1467.6	46.8	22.2	00 :43 :54.9	41 :10 :33.3
MEGA-ML-11	1881.5	2.0	20.5	00 :42 :29.9	40 :53 :45.6
MEGA-ML-12	1829.5	131.0	23.2	00 :41 :26.9	40 :49 :42.1
MEGA-ML-13	1430.2	22.8	23.3	00 :43 :02 :5	40 :45 :09.2
MEGA-ML-14	1848.0	28.1	22.5	00 :43 :42.5	40 :42 :33.9

TAB. 3.2 – Propriétés des candidats microlentilles publiés en direction de la galaxie d'Andromède (date de repère pour  $t_0$  : 9 octobre 1995 à 12h UTC). La durée d'un évènement (en jours) est caractérisée par la durée à la moitié de l'amplification  $t_{\frac{1}{2}}$  et  $\Delta R$  correspond à la magnitude au maximum de la variation de luminosité trouvée. Remarque : POINT-AGAPE-99-N2 = MEGA-ML-7 ; POINT-AGAPE-00-S4 = MEGA-ML-11 et POINT-AGAPE-00-S3 = WeCapp-GL1.



## **Deuxième partie**

# **Les données observationnelles**



## Chapitre 4

# EROS-2 et l'observation des Nuages de Magellan

Je présente dans ce premier chapitre dédié aux données, la stratégie utilisée par le groupe d'EROS-2 pour observer, sur une large zone et durant un peu plus de six ans, les Nuages de Magellan. Mais, avant cela, je décris l'instrumentation qui a permis l'acquisition de ces données.

### 4.1 EROS-2 : l'instrumentation

#### 4.1.1 Instrument et optique

Le télescope utilisé par l'expérience EROS-2 a été positionné sur la montagne de La Silla<sup>1</sup> au Chili (site à 2400m d'altitude de l'ESO), en utilisant la coupole du GPO<sup>2</sup>. Il est de type Ritchey-Chrétien avec un miroir primaire de 1m de diamètre. Sa focale de  $F = 5.14\text{m}$  et son ouverture de  $F/5$  permet d'obtenir un grand champ d'observation autorisant le suivi d'un grand nombre d'étoiles à chaque prise de vue ( $\sim 1 \text{ deg}^2$ ). Le schéma de principe de l'optique est illustré par la figure suivante.

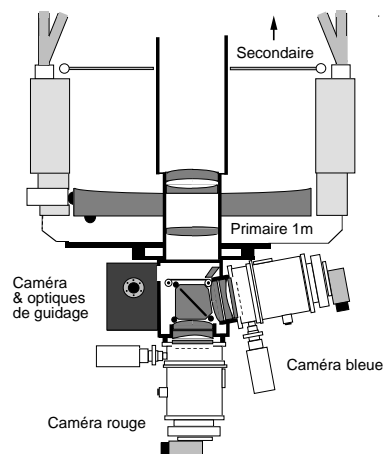


FIG. 4.1 – Schéma de l'optique du télescope (le Marly).

<sup>1</sup>La Silla <http://www.la.silla.eso.org/site/AboutLSO.htm>

<sup>2</sup>spectrographe Grand Prisme Objectif

### 4.1.2 Caméras CCD

Dans le but de réaliser un test d'achromaticité sur les candidats microlentilles trouvés, deux caméras CCDs ont été installées à la base du télescope pour obtenir une observation simultanée dans deux bandes spectrales différentes. Cela a été rendu possible par l'installation d'un prisme dichroïque placé derrière le miroir primaire qui sépare la lumière incidente en deux faisceaux perpendiculaires. Chaque caméra a été équipée d'un système de cryogénie où un bloc d'aluminium refroidi a permis de thermaliser ces dernières à 180 K durant les observations, en minimisant les fluctuations.

Elles sont toutes deux constituées d'une mosaïque de 8 CCDs de  $2048 \times 2048$  pixels de  $15\mu m$  : leur disposition est indiquée sur la figure 4.2. Le champ couvert est de  $1.39 \times 0.69 \sim 0.96 \text{ deg}^2$ , soit  $0.602 \times 0.602 \sim 0.36 \text{ arcsec}^2$  pour chaque pixel.

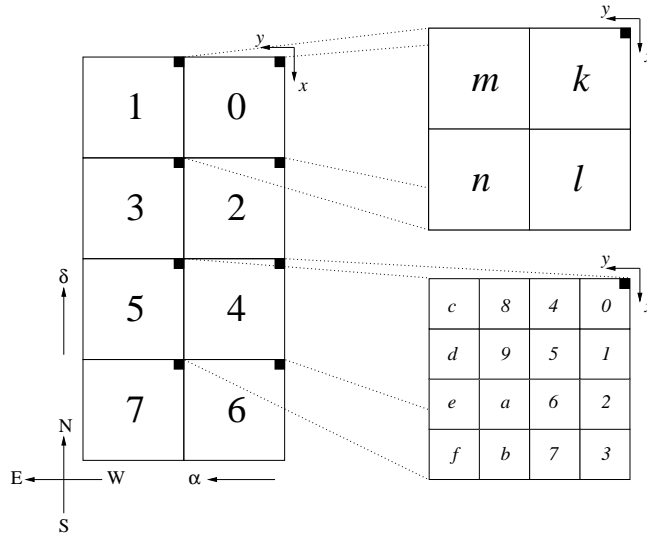


FIG. 4.2 – Orientation de la mosaïque de CCDs d'une caméra et convention de découpage des images des CCDs (numérotés de 0 à 7). En haut à droite, est indiquée la sub-division (les "quarts",  $k$ ,  $l$ ,  $m$  et  $n$ ) d'un CCD utilisé pour simplifier la réduction photométrique classique. En bas à droite, est indiquée une autre sub-division utilisée par la photométrie différentielle.

Le signal de sortie obtenu  $S$ , en ADU (Analogic Digital Unit), est relié au nombre de photo-électrons  $N$  collectés de la façon suivante :

$$S = \frac{1}{g} \times N + O \quad (4.1)$$

où  $O$  se trouve être le piédestal électronique (ou "offset") et  $g$  le gain (en électron/ADU). Le bruit associé à ce signal correspond principalement à la somme de deux contributions, le bruit de lecture ( $\sigma_{R0}^2$ ) et le bruit poissonien de photon ( $\sigma_N^2$ ), soit :

$$\sigma_S^2 = \frac{1}{g} \times \sigma_N^2 + \sigma_{R0}^2 = \frac{1}{g} \times \langle S - O \rangle + \sigma_{R0}^2. \quad (4.2)$$

Les caractéristiques électroniques de chaque CCD (gain, niveau de saturation et offset) sont regroupées dans la table 1.1. Mis à part le CCD1-Rouge qui a présenté un offset et un gain variable au cours du temps, ces différents paramètres, qui ont été mesurés en début d'expérience [25, Bauer,

1997], sont restés relativement stables. Le CCD2-Rouge a été défaillant pendant la première partie de l'expérience, puis est réapparu pour fonctionner correctement en décembre 1999. Le CCD6-Rouge a également présenté des faiblesses passagères.

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

TAB. 4.1 – Caractéristiques électroniques des CCDs. Les valeurs sont données pour les deux caméras (“R” pour rouge et “B” pour bleu). Le bruit de lecture, le gain et l’offset sont brièvement décrits dans le texte. La quatrième colonne donne la valeur de saturation des pixels. Pour plus de détails sur les paramètres, on pourra se référer à [25, 100].

La caméra rouge a connu une fin d’expérience assez difficile. En effet, en janvier 2002, un problème technique a occasionné le décollement de quatre de ses CCDs (1, 4, 5 et 6), qui sont alors devenus inutilisables à cause de la défocalisation résultante. Le CCD 0 a connu, quant à lui, une panne électronique au mois d’avril de cette même année. Avec 3 CCDs utilisables sur 8 initialement, il a été décidé d’éteindre la caméra rouge en septembre 2002, soit cinq mois avant sa congénère bleue.

### 4.1.3 Filtres

Les deux caméras sont appelées, par convention, caméra “Rouge” et “Bleue” pour désigner la différence spectrale des filtres associés ( $R_{eros}$  et  $B_{eros}$ ). Ceux-ci ne sont pas standards, ils ont été choisis de façon à maximiser la réception lumineuse sur toute la plage optique du spectre (voir fig. 4.3), tout en gardant un écart spectral significatif entre les deux. Au niveau couleur, le filtre rouge  $R_{eros}$  ([620; 920] nm) se rapproche du *I Cousins* ( $I_c$ ) et le filtre bleu  $B_{eros}$  ([420; 720] nm) se situe entre le *V Johnson* ( $V_J$ ) et le *R Cousins* ( $R_c$ ).

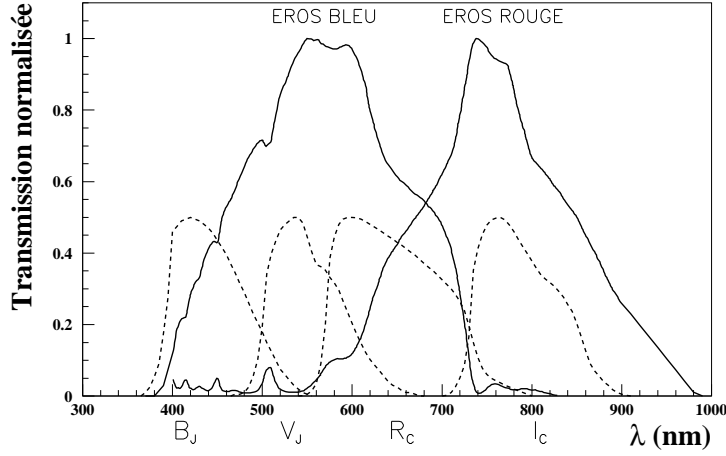


FIG. 4.3 – Facteur global de transmission des filtres Rouge et Bleu ( $R_{eros}$  et  $B_{eros}$ ) utilisés par l'expérience EROS-II.

#### 4.1.4 Acquisition

Afin d'augmenter l'efficacité de détection d'évènements microlentille, l'échantillonnage temporel des observations pour un champ donné est très important. Il a donc été nécessaire de minimiser les temps morts : un planning d'observation optimisé était ainsi programmé à chaque début de nuit et la lecture du signal des CCDs était réalisée en simultanément avec le changement de pointage du télescope. Ce rendement conséquent a été rendu possible par un système d'acquisition adapté, permettant de gérer un haut flux de données (environ 20 Go par nuit) [100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse].

#### 4.1.5 Réduction des données

Cette étape permet de calibrer la réponse des CCDs au signal lumineux reçu en tenant compte de leur variation temporelle et de leur disposition spatiale dans le plan focal. Les images dites *brutes*, provenant directement de la lecture des CCDs, subissaient ainsi un traitement qui consistait à soustraire le piédestal électronique et à normaliser chaque pixel pour tenir compte de l'éclairage non uniforme tout au long de la mosaïque (le vignettage). Le piédestal était mesuré toute les nuits en réalisant des lectures de chaque CCD avec l'obturateur fermé (les obscurités) et en prenant connaissance de la réponse relative de chaque pixels à partir de clichés d'éclairage uniforme (flat field) réalisés deux fois par semaine environ. L'image ainsi obtenue est appelée *réduite*.

Si l'on considère  $N_U$  le signal d'éclairage uniforme et  $F_{ij}$  le signal alors obtenu pour un pixel  $(i,j)$ , tel que :

$$F_{ij} = \frac{1}{g} \times N_U + O_{ij} \quad (4.3)$$

on obtient avec l'équation 4.1, une valeur réduite  $R_{ij}$  égal à :

$$R_{ij} = N_U \times \frac{S_{ij} - O_{ij}}{N_{ij} - O_{ij}} \quad (4.4)$$

Les deux types d'images ont été stockées tous les matins sur des bandes magnétiques différentes (DLTs) pour être transférées ensuite au Centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon (CCPN) et y être analysées.

## 4.2 Prise de données

### 4.2.1 Observation des Nuages de Magellan

Les deux Nuages de Magellan sont séparés angulairement d'environ 20 degrés et ne sont visibles, dans de bonnes conditions, que depuis l'hémisphère sud. Le site de La Silla (Latitude  $29^{\circ} 15' S$  ; Longitude  $70^{\circ} 44' W$ ) rend possible leur observation pendant toute l'année, mais pour des raisons de qualité d'image et de limite technique (télescope ne pouvant pointer en dessous d'une hauteur de  $25^{\circ}$  et limité à  $[-6h30m; +6h30m]$  en angle horaire), ils ne sont observés que durant près de 10 mois consécutifs (d'août à mai pour le Grand et de mai à février pour le Petit).

Le début et la fin de chaque nuit d'observation dédiée aux microlentilles ont été limités par le crépuscule nautique (soit  $h_{\odot} < -12$  degrés).

	Ascension droite	déclinaison équatoriale	longitude galactique	latitude galactique
LMC	$5^h 23' 35''$	$-69^{\circ} 45' 22''$	280.47 deg	-32.89 deg
SMC	$0^h 52' 45''$	$-72^{\circ} 49' 44''$	302.80 deg	-44.31 deg

TAB. 4.2 – Coordonnées équatoriales (2000) et galactiques des centres optiques du Grand et Petit Nuage de Magellan

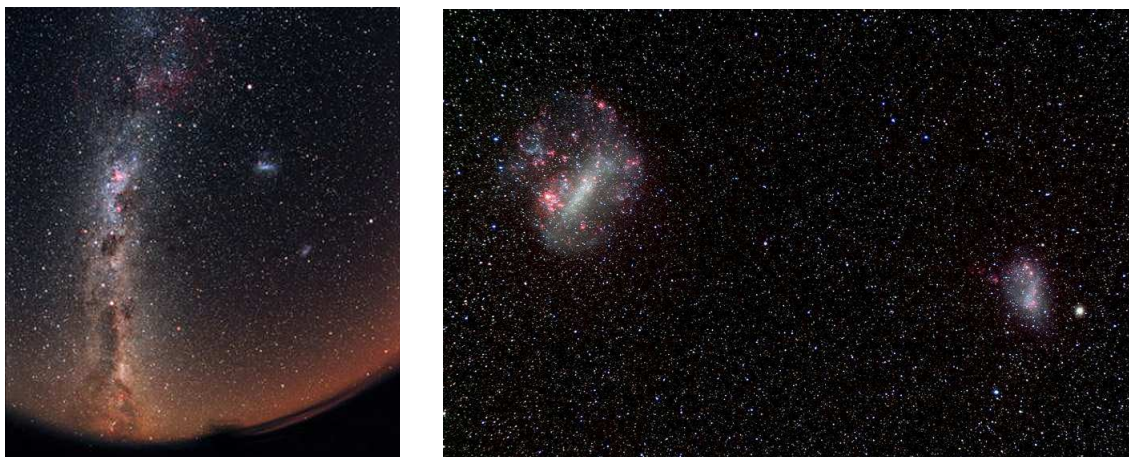


FIG. 4.4 – Images grand champ des Nuages de Magellan (à droite) avec la Voie Lactée (à gauche).

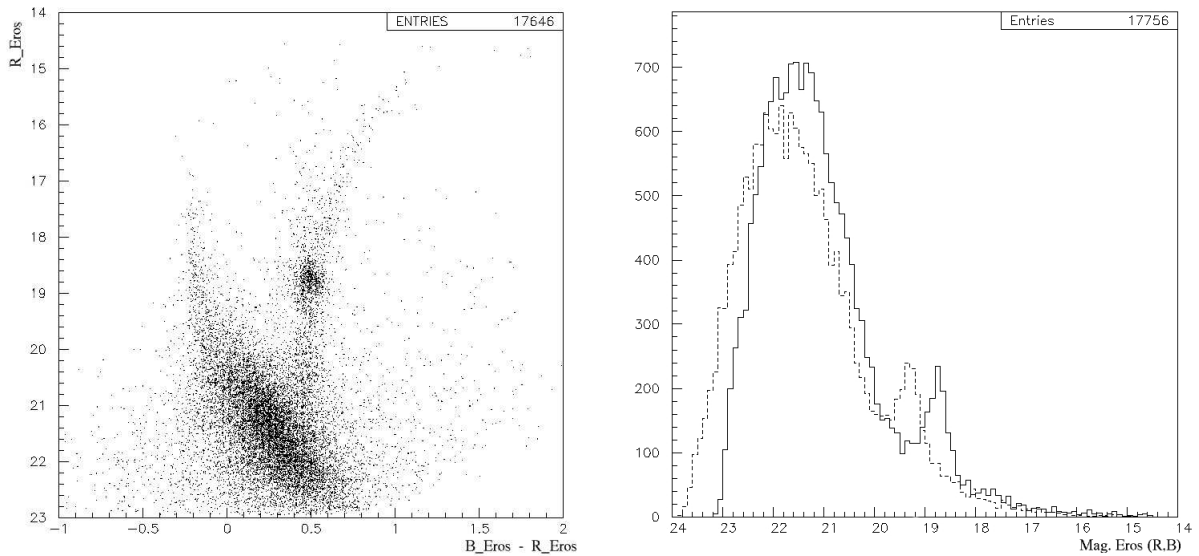


FIG. 4.5 – A gauche : Diagramme HR (obtenu avec les étoiles du champ *lm0313k*) présentant une zone supérieure de la séquence principale développée : signe d’une phase de formation d’étoiles récente. A droite : Distribution en magnitude des étoiles cataloguées par EROS dans le même champ ( $R_{EROS}$ , trait plein ;  $B_{EROS}$ , les traits pointillés) (voir la définition des magnitudes utilisées à la section 5.4).

Les Nuages ont connu dernièrement une phase de formation d’étoiles très importante : on peut s’en rendre compte à partir du diagramme HR présenté ci-dessus (obtenu avec le champ peu dense *lm0313k*, dont la photométrie, aidée par un temps de pose élevé - 450 s - est de bonne qualité) où la partie supérieure (haut-gauche) de la séquence principale est développée, signe d’une forte concentration d’étoiles Géantes Bleues.

#### 4.2.2 Echantillonnage spatial et temporel

Les champs d’observations d’EROS2 dans les deux Nuages du Magellan ont été définis [100, Palanque-Delabrouille, 1997] en suivant les lignes isophotes : soit au total 88 et 10 champs d’observation pour le Grand et le Petit Nuage. Leur répartition et leur numérotation sont représentées sur la figure 4.6. Il a été choisi de suivre une large zone et de ne pas concentrer les observations dans les parties centrales des deux Nuages, pour étudier, dans le cas d’un signal conséquent, la répartition angulaire des événements de microlentilles.

Les temps de pose ont été aussi attribués en fonction de ces isophotes, ils sont plus longs pour les zones externes. Des zones ont été nommées pour caractériser un groupement de champs possédant le même temps de pose et donc la même stratégie observationnelle. Les temps de pose sont reportés dans le tableau 4.3, il est à noter que ces derniers ont été modifiés à la fin 1999 pour accroître le nombre de champs observés et ainsi obtenir un échantillonnage temporel plus important (la fréquence d’observation des champs externes était jusqu’alors faible).



Champs	< fin 1999	> fin 1999
<i>LMC</i> : 1-4, 9-11, 17-20 et 56-60	180 s	180 s
<i>LMC</i> : 21-22, 33-34 et 55	300 s	300 s
<i>LMC</i> : 5, 12, 16, 23, 29-32, 35, 54, 61, 71-72	450 s	450 s
<i>LMC</i> : 24-25, 36, 44-47, 67, 70 et 73	600 s	300 s
<i>LMC</i> : 6, 15, 26-28, 37-40, 42-43, 48-49, 53, 62-63, 66, 68-69, 74 et 82-83	700 s	300 s
<i>LMC</i> : 7-8, 13-14, 41, 50-52, 64-65, 75-81 et 84-88	900 s	300 s
<i>SMC</i> : 1, 6 et 10	300 s	300 s
<i>SMC</i> : 2, 5, 7	400 s / 300 s	300 s
<i>SMC</i> : 3, 4 et 8	600 s	600 s
<i>SMC</i> : 9	900 s	600 s

TAB. 4.3 – Temps de pose suivant les différents champs du Grand et Petit Nuage, avant et après le changement de stratégie à la fin 1999.

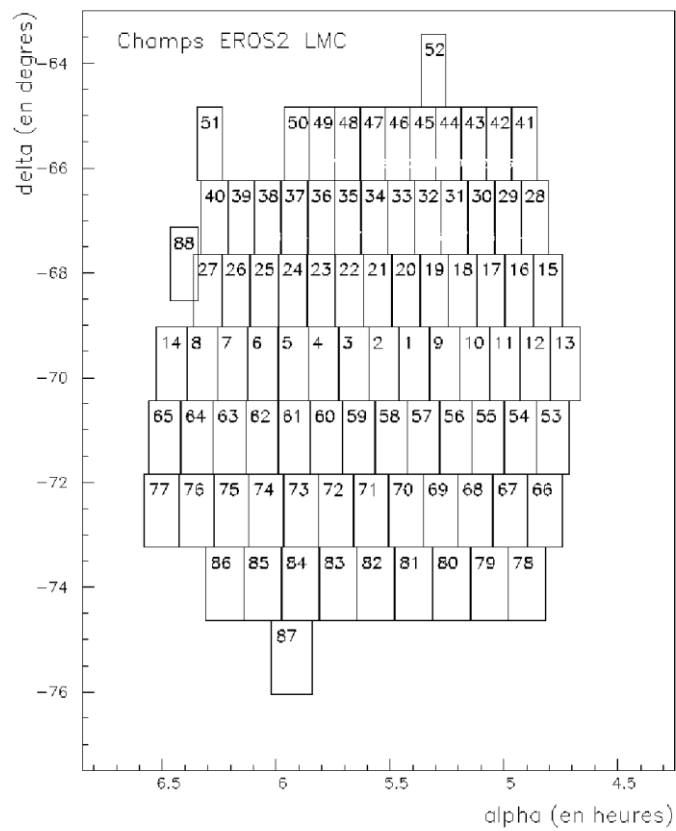
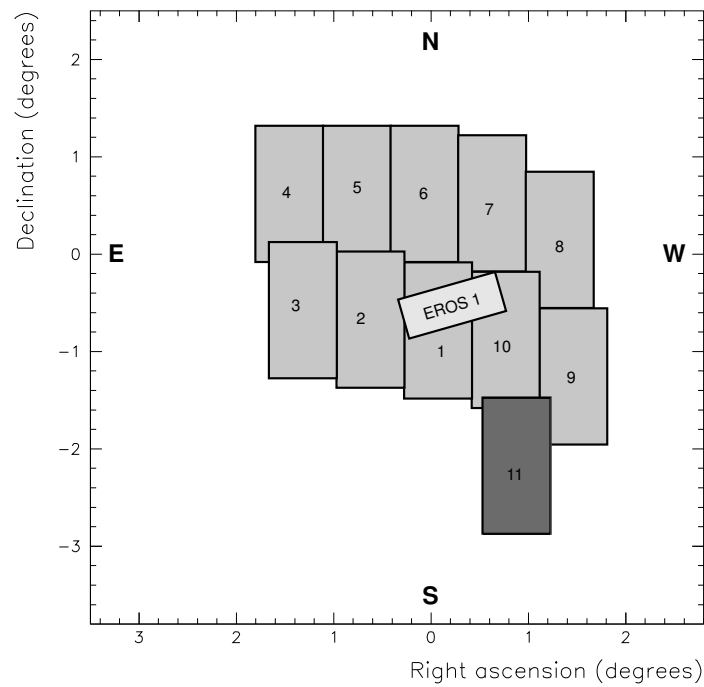


FIG. 4.6 – Distribution et numérotation des champs du Petit et du Grand Nuage de Magellan. Pour le SMC : seuls les champs 1 à 10 ont été suivis avec un bon échantillonnage.

## Chapitre 5

# Production Photométrique

La production photométrique regroupe l'ensemble des étapes nécessaires pour obtenir, à partir d'images numériques, des fichiers permettant l'analyse des courbes de lumière de chaque étoile, préalable indispensable pour la recherche d'effets de microlentille. Dans ce chapitre, j'explique les caractéristiques générales de cette phase longue et répétitive en m'attardant un peu plus sur les spécificités introduites dans le cadre de cette thèse.

### 5.1 Problématique et outils

Deux difficultés majeures apparaissent à ce niveau : la gestion des données, qui s'avère impressionnante au vu de la quantité de fichiers à manipuler, et la minimisation du temps de calcul, où un compromis entre la quantité et la qualité doit être trouvé pour arriver au terme de cette phase en un temps raisonnable.

Les transferts de fichiers ont été coordonnés par une série de programmes en relation avec une base de données Oracle (ErosDb). L'information ainsi stockée et constamment remise à jour, après vérification, conforte l'utilisateur et diminue les risques de confusion. Cette stratégie fut appliquée dès le début de l'expérience EROS2, permettant une "traçabilité" de l'ensemble des travaux. De plus, un accès rapide aux données a été facilité par le système de stockage HPSS<sup>1</sup> installé au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon depuis 2001.

Ce même centre nous a permis d'avoir à notre disposition un réseau de processeurs - jusqu'à 50 en parallèle - permettant d'accomplir la lourde tâche du calcul : que ce soit pour la reconstruction photométrique de chaque étoile, le recalage géométrique de catalogues, ou toute autre manipulation d'images, le traitement des données d'EROS2 a été orchestré par l'ensemble des programmes **PEIDA** (*Photométrie et Etude d'Images Destinées à l'Astrophysique*)<sup>2</sup> spécialement conçus pour l'expérience.

Les étapes permettant d'obtenir les courbes de lumière des étoiles observées, sont au nombre de trois :

- Le compositage : fabrication d'une image de très bonne qualité, appelée image de *référence*.
- La fabrication des catalogues : détection géométrique et photométrique sur l'image compositée de chaque étoile.
- La photométrie "rapide" des images dites *courantes* : alignement de ces images avec l'image de référence puis mesure du flux de chaque étoile cataloguée.

---

<sup>1</sup>High Performance Storage System : système de stockage pour gérer de très gros volumes de données (péta-octets), avec de hautes performances (débits cumulés de plusieurs giga-octets par seconde). HPSS <http://doc.in2p3.fr/hpss>

<sup>2</sup>PEIDA <http://www.lal.in2p3.fr/recherche/eros/Peida/Doc/>

Elles vont être détaillées dans cet ordre dans les sections qui suivent. Il faut savoir que ces 3 étapes sont effectuées séparément pour chaque quart de CCD, ce qui, pour les Nuages de Magellan, représente 6272 chaînes parallèles (88+10 champs, 2 caméras, 8 CCDs et 4 quarts).

## 5.2 Compositage

Le compositage consiste en la fabrication d'une image de très bonne qualité, servant de référence pour obtenir une liste fixe d'étoiles lors de la fabrication du catalogue. Ce "patron" (en anglais : "template") a été construit à partir de 15 images au maximum du même champ, sélectionnées suivant des critères de qualité. Le but est d'accroître le rapport signal sur bruit pour obtenir une bonne signature de chaque étoile source (position + flux). C'est une étape cruciale, car tout objet détecté sur le "patron" sera considéré comme stellaire et donc suivi photométriquement sur l'ensemble des clichés pris durant les 7 ans d'observation : il convient d'éliminer le maximum d'artefacts.

### 5.2.1 Sélection des images

Les quinze images servant à construire l'image de référence doivent être de très bonne qualité. Cela dépend principalement des conditions atmosphériques sous lesquelles ont lieu les observations, de la phase de la lune et de l'état de l'instrument (téléscope et caméra) utilisé. En effet, la mesure du flux d'une étoile va être affectée par une atmosphère agitée (vent violent, humidité, présence de nuages), qui influence beaucoup la résolution angulaire, par la présence de la Lune qui augmente la quantité de lumière détectée dans n'importe quel endroit du ciel, mais aussi par la propreté du miroir du télescope, qui a subi une dégradation continue lors des 2 dernières années d'observation, et la qualité des CCDs à un instant donné.

La sélection de ces images est réalisée grâce aux informations inscrites dans leur en-tête par le programme photométrique *Qualité*, qui a servi à contrôler l'acquisition des données en temps réel et à observer ainsi, jour après jour, l'évolution de l'expérience. Ce programme a été complètement décrit dans [98, Palanque N. (1995)]. Les paramètres ainsi obtenus sont le fond de ciel, la dispersion du fond de ciel, le seeing et le nombre d'étoiles estimé sur l'image entière, à partir de l'étude d'un sous-ensemble.

Les coupures ont été appliquées en deux étapes. Dans un premier temps, environ cinquante images ont été choisies grâce aux informations inscrites dans la banque de données, à partir des données du CCD numéro 4 qui a été considéré comme représentatif pour l'ensemble d'un cliché. Puis, pour une question d'homogénéité, le programme *Qualité* a été repassé avec les mêmes options sur tous les CCDs composant ces images, avant le filtre final spécifique à chaque CCD. Chacune des coupures va être détaillée ci-dessous, en utilisant le CCD 4 comme exemple pour une question de clarté.

Les images choisies ont été sélectionnées simultanément en rouge et en bleu, pour obtenir une cohérence au niveau photométrique. Elles ont été prises entre janvier 1997 et novembre 2001, sauf pour le CCD numéro 2 qui, du côté de la caméra rouge, n'a recommencé à fonctionner correctement qu'à partir de décembre 1999.

### Coupure sur le fond de ciel

La plus grande source de pollution lumineuse connue par les astronomes dans des endroits aussi isolés que La Silla est périodique : la Lune qui tient le rôle de réflecteur céleste de la lumière venue directement du Soleil, et diffusée ensuite dans toute les directions à l'entrée de l'atmosphère terrestre. Entre les nuits de Nouvelle Lune et celles de Pleine Lune, la quantité moyenne de lumière détectée

sur l'ensemble d'un CCD varie considérablement. Les étoiles les plus affectées sont les plus faibles - elles sont comme "noyées" -, et il est alors difficile de les résoudre et donc de mesurer un flux. Cette quantité, appelée fond de ciel, est aussi affectée par une pollution moins naturelle, induite par les éclairages publics des villes environnantes, qui commence à se faire ressentir sur le site d'observation de La Silla. Si l'on élimine ces deux principales sources, l'origine du fond de ciel n'est plus dû qu'à la somme des étoiles non-résolues lors d'une observation donnée.

Il est nécessaire de sélectionner des images avec un rapport signal sur bruit important est donc un faible fond de ciel. Ce dernier étant directement proportionnel au temps utilisé pour une observation donnée, sa valeur a été normalisée pour garder une coupure unique pour tous les champs.

$$FondCiel_{norm} = \frac{FondCiel}{TempsPose} \quad (5.1)$$

$$\text{jeu de coupures} : \begin{cases} \text{Rouge} : & 2 < FondCiel_{norm}^R < 12 \text{ (ADU.s}^{-1}\text{)} \\ \text{Bleu} : & 1 < FondCiel_{norm}^B < 5 \text{ (ADU.s}^{-1}\text{)} \end{cases} \quad (5.2)$$

Ces intervalles sont représentés sur la figure 5.1 suivante.

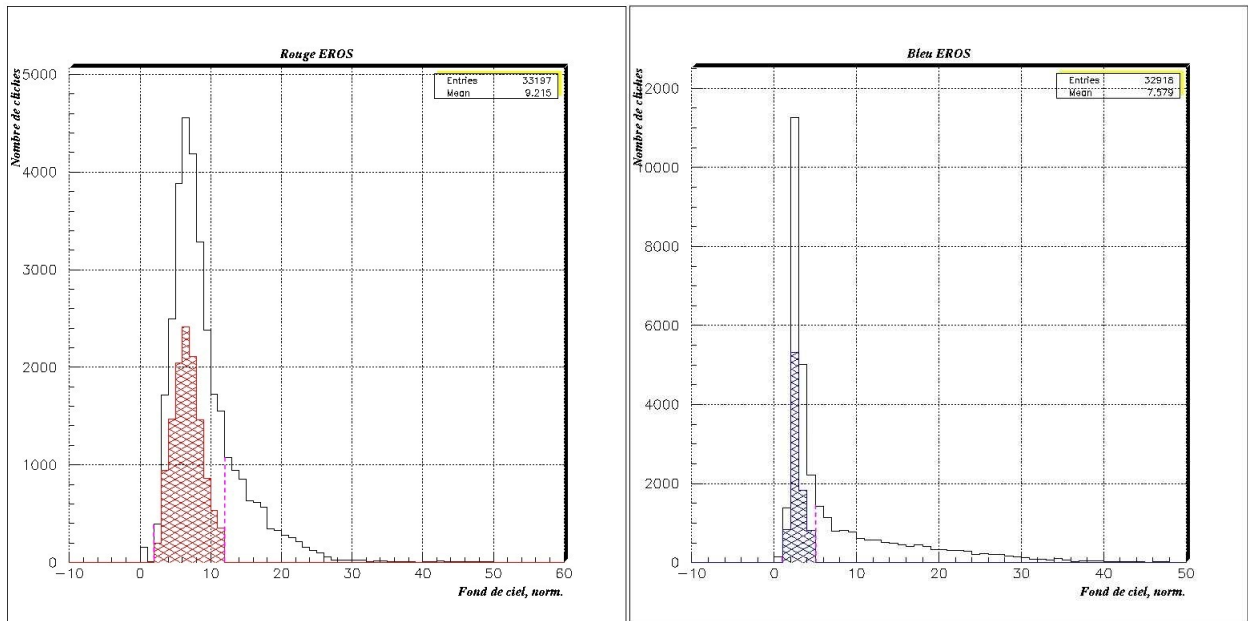


FIG. 5.1 – Distribution du fond de ciel normalisé pour l'ensemble des images du CCD4 (rouge puis bleu). Les zones hachurées correspondent aux images sélectionnées par l'ensemble des coupures.

### Coupage sur la dispersion du fond de ciel

Cette coupure a été utilisée pour deux raisons. Au début de l'expérience, le rideau de l'obturateur permettant l'entrée ou non de la lumière en direction des caméras se refermait de temps en temps quelque secondes après son ouverture et le temps de pose nominal était tout de même inscrit dans l'en-tête des images. La fluctuation du fond de ciel obtenue pour ces clichés était donc anormalement faible. De plus, les images possédant une dispersion de fond de ciel importante sont gênantes car

elles peuvent induire en erreur un détecteur d'étoiles en simulant ces dernières par simple fluctuation statistique : une coupure haute est alors appliquée. Tout comme la valeur du fond de ciel, celle de sa dispersion a été normalisée pour garder une coupure unique pour tous les champs.

$$SigFondCiel_{norm} = \frac{SigFondCiel}{\sqrt{TempsPose}} \quad (5.3)$$

$$\text{jeu de coupures} : \begin{cases} \text{Rouge} : & 1.4 < SigFondCiel_{norm}^R < 3.1 \text{ (ADU.s}^{-1/2}\text{)} \\ \text{Bleu} : & 0.9 < SigFondCiel_{norm}^B < 2.5 \text{ (ADU.s}^{-1/2}\text{)} \end{cases} \quad (5.4)$$

Ces intervalles sont représentés sur la figure 5.2 suivante.

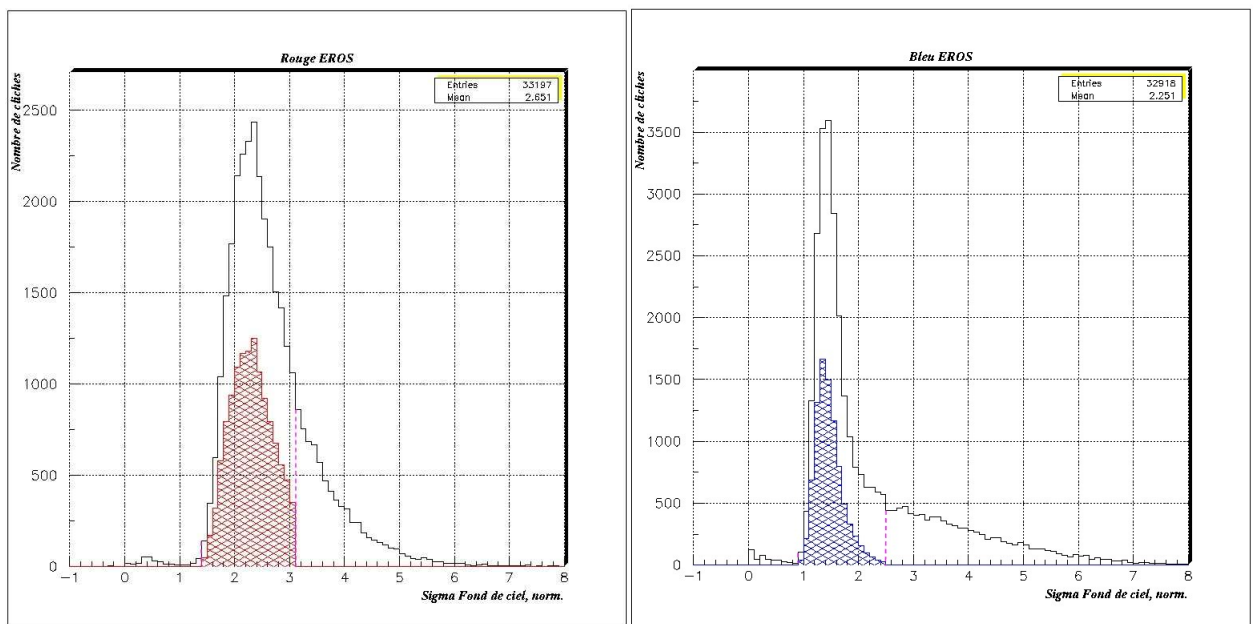


FIG. 5.2 – Distribution de la dispersion du fond de ciel normalisé pour l'ensemble des images du CCD4 (rouge puis bleu). Les zones hachurées correspondent aux images sélectionnées par l'ensemble des coupures.

### Coupure sur le seeing

Le seeing est une notion importante en astronomie : il détermine le pouvoir de résolution d'une observation donnée. Il est caractérisé par la largeur à mi-hauteur de la distribution du flux obtenue sur un détecteur (CCD ou plaque photo) à partir des photons issus d'une étoile (source ponctuelle) après le passage à travers l'atmosphère et le télescope où ils peuvent être diffusés. Les photons sont donc collectés dans un angle solide sous-tendu par cette largeur. Les rayons provenant d'une étoile subissent toute une série d'effets de réfraction en traversant les différentes couches de notre atmosphère. Si cette dernière est très turbulente, les gradients de température le long du parcours des rayons seront importants et chaotiques, augmentant ainsi les variations d'indice de réfraction ( $n=n(T)$ ) et donc la dispersion du signal reçu. Un télescope seul possède un seuil théorique à la valeur du seeing qui est proportionnel à la longueur d'onde d'observation ( $\lambda_{obs}$ ) et inversement proportionnel au diamètre du

miroir (D), il est caractérisé par la largeur de la fonction d’Airy ( $L_{Airy}$ ), qui correspond à la réponse impulsionnelle du télescope :

$$L_{Airy} = 1.22 \times \frac{\lambda_{obs}}{D_{miroir}}, \quad (5.5)$$

soit une valeur d’environ 0.15 sec. d’arc pour un télescope comme le Marly et une observation dans le domaine optique. A cause des effets de l’atmosphère, cette limite ne peut être atteinte et, en moyenne, une résolution de 2 secondes d’arc a été obtenue lors des observations d’EROS2, limitées par la turbulence à l’intérieur de la coupole.

Dans notre cas, l’estimateur de la valeur du seeing utilisé est la moyenne géométrique des dispersions de profils gaussiens, ajustés sur les 500 étoiles isolées les plus brillantes, selon les axes x et y de l’image ( $sig_x$  et  $sig_y$ ).

$$Estimateur_{seeing}(pixels) = \sqrt{sig_x \times sig_y} \quad (5.6)$$

Il est facile d’obtenir une valeur en secondes d’arc de l’estimateur du seeing en prenant simplement en compte sa définition (largeur à mi-hauteur de la distribution du flux obtenue) et en utilisant le fait qu’un pixel de la caméra ( $15\mu m$ ) correspond à  $0.602''$  sur le ciel (la distance focale valant  $F=5,14$  m).

$$Estimateur_{seeing}(arc\ sec) \simeq 1.42 \times Estimateur_{seeing}(pixels) \quad (5.7)$$

$$\text{jeu de coupures} : \begin{cases} \text{Rouge} : & Estimateur_{seeing} < 2.15 \text{ (arcsec)} \\ \text{Bleu} : & Estimateur_{seeing} < 2.2 \text{ (arcsec)} \end{cases} \quad (5.8)$$

Ces intervalles sont représentés sur la figure 5.3 suivante.

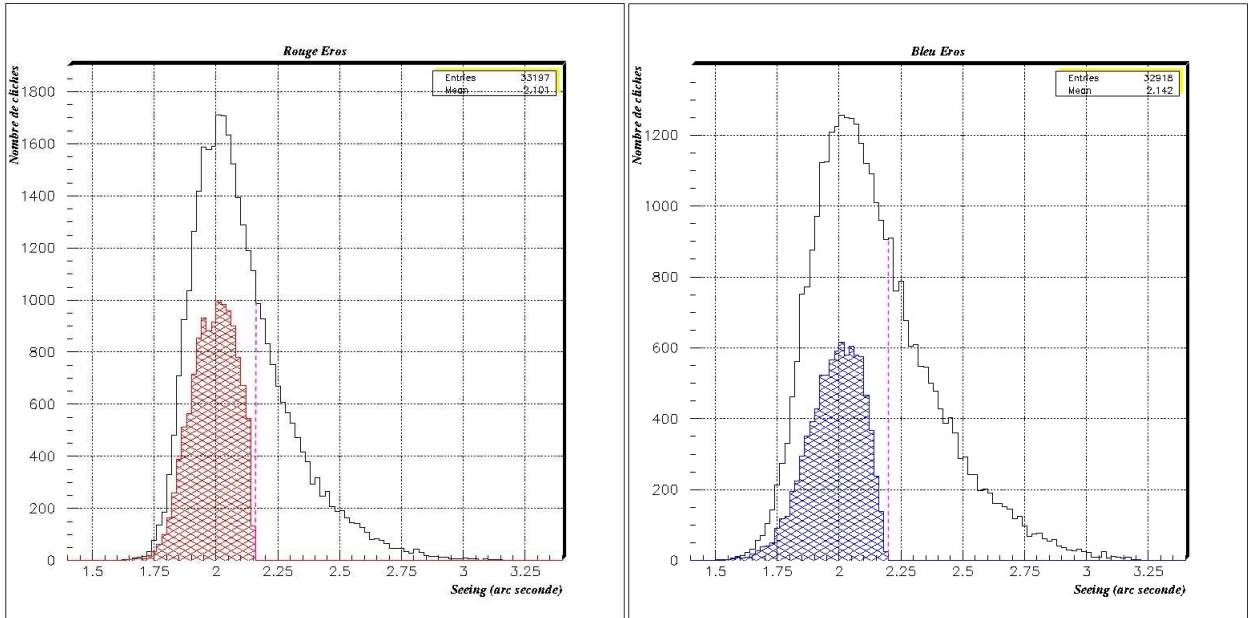


FIG. 5.3 – Distribution du seeing pour l’ensemble des images du CCD4 (rouge puis bleu). Les zones hachurées correspondent aux images sélectionnées par l’ensemble des coupures.

### Coupure sur le rapport des axes de la PSF<sup>3</sup>

Une sélection sur le rapport  $sig_x/sig_y$  permet d'éliminer les éventuelles images dont la PSF n'est pas symétrique. Certaines d'entre elles ont pu subir un décrochage du télescope (passage de nuages) lors du suivi de l'étoile guide permettant la stabilisation du champ d'observation, occasionnant ainsi une forme en ellipse allongée des étoiles détectées. La valeur permise à ce rapport a été moins contrainte sur les bords extérieurs de la mosaïque, car la projection de l'image focale sphérique sur le plan du détecteur détériore, à cet endroit, la rotondité de la PSF obtenue.

$$\text{jeu de coupures} : \begin{cases} \text{Rouge} : & 0.92 < sig_x/sig_y < 1.08 \\ \text{Bleu} : & 0.92 < sig_x/sig_y < 1.08 \end{cases} \quad (5.9)$$

Ces intervalles sont représentés sur la figure 5.4 suivante.

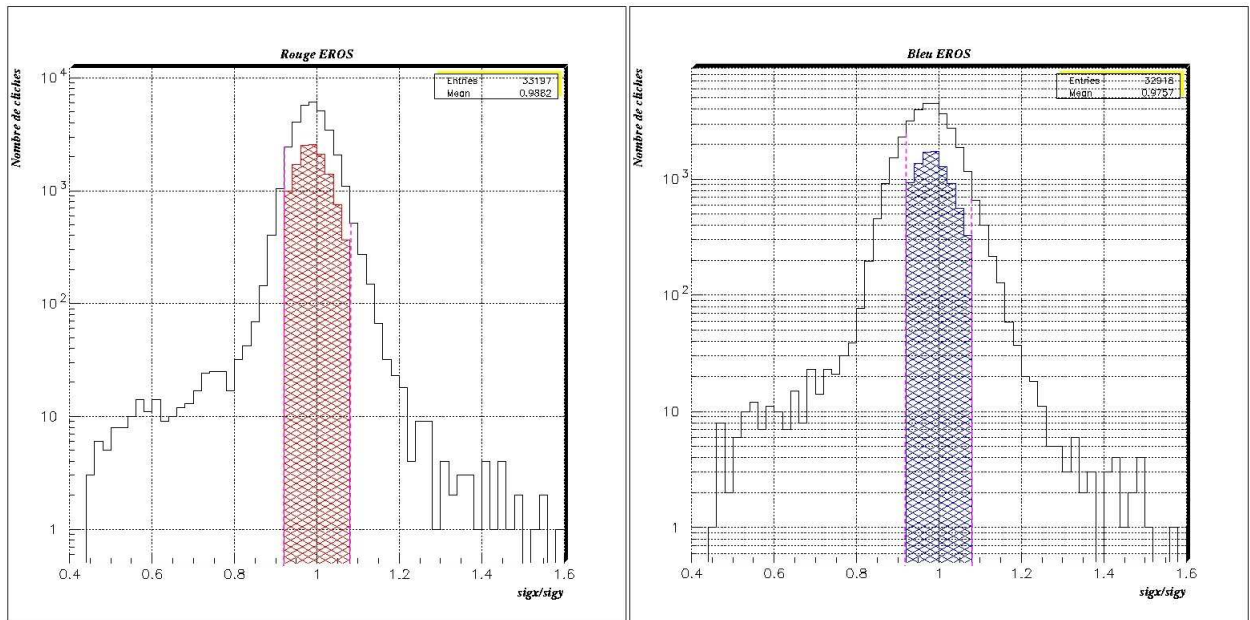


FIG. 5.4 – Distribution du rapport  $sig_x/sig_y$  pour l'ensemble des images du CCD4 (rouge puis bleu). Les zones hachurées correspondent aux images sélectionnées par l'ensemble des coupures. Noter que l'échelle des ordonnées est logarithmique.

### Coupure sur le nombre d'étoiles estimées

A ce niveau, les images filtrées sont de bonne qualité et cette nouvelle coupure permet de s'en assurer. Sachant que le but des premières étapes de la production photométrique est la détection du maximum d'étoiles possibles, le nombre de ces dernières sur les images sélectionnées doit être aussi élevé que possible. Une limite inférieure va donc être requise sur le nombre d'étoiles obtenues pour chaque champ d'observation ; nous l'avons fixée à 9000 pour les champs peu encombrés (externes), et à 11000 pour les champs encombrés (centre du LMC et du SMC).

<sup>3</sup>Point Spread Function



Ces intervalles sont représentés sur la figure 5.5 suivante.

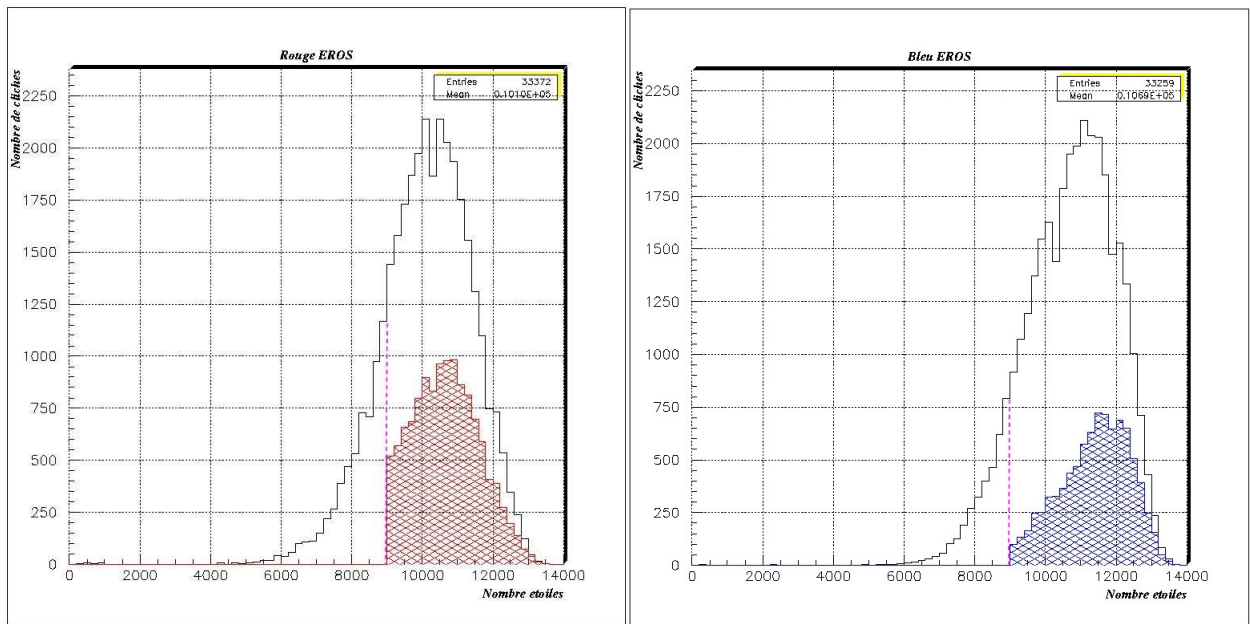


FIG. 5.5 – Distribution du nombre d'étoiles (avec un quart du CCD) par le programme Qualité pour l'ensemble des images du CCD4 (rouge puis bleu). La coupure représentée est celle d'un champ peu encombré. Les zones hachurées correspondent aux images sélectionnées par l'ensemble des coupures.

### Élimination de traces

Une sélection sur des critères de qualité ne permet pas d'éviter la sélection d'images possédant une trace très brillante, synonyme du passage d'un satellite en orbite basse, d'un avion ou bien encore d'un météore se consumant lors de son entrée dans l'atmosphère (voir fig. 5.6). Ces images doivent absolument être écartées de la chaîne de production de l'image de référence car de nombreuses étoiles brillantes factices risquent d'être cataloguées. Pour éliminer ce genre d'artefacts, le programme *Kill-Satellite* [78, Le Guillou, 2003, thèse] fut d'un grand secours ; il est basé sur un algorithme de regroupement de pixels connexes vérifiant :

$$Flux > FondCiel + n * SigmaFondCiel \quad (5.10)$$

avec  $n$  valant le plus souvent 2.5. Les amas de pixels ainsi obtenus sont sélectionnés suivant leur élongation, leur orientation et leur longueur pour pouvoir identifier une trace.

### Sélection finale

Si les étapes précédentes ont sélectionné plus de 15 images, on ne garde que les 15 couples Rouge-Bleu de meilleur seeing, pour augmenter ainsi notre pouvoir de résolution.

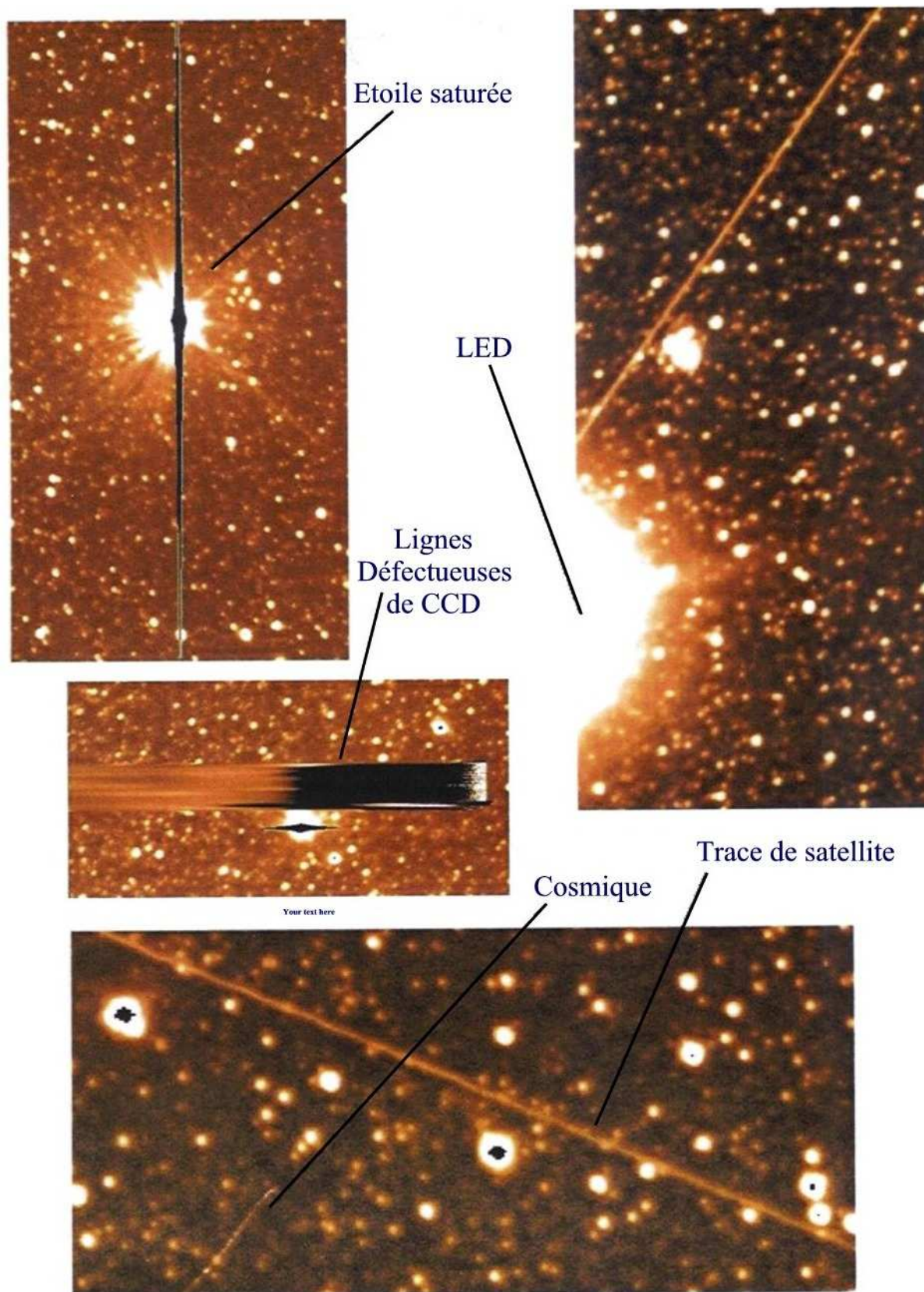


FIG. 5.6 – Quelques artefacts.

### 5.2.2 Fabrication de l'image de référence

Les images de référence, appelées aussi images composées, ont été fabriquées en utilisant l'outil PEIDA *Rebin*. La procédure consiste à obtenir, à partir de quinze images de très bonne qualité, une seule image avec une meilleure précision astrométrique, afin de simplifier la tâche du détecteur d'étoiles. Cela est obtenu en trois étapes, bien détaillées dans [100, Palanque, N. (1997)] et que j'explique brièvement ici : le rééchantillonnage, l'alignement géométrique et l'addition des images sélectionnées.

La grille de pixels originelle est projetée sur une nouvelle grille de même taille mais possédant environ 1.43 fois ( $\simeq \frac{1}{0.7}$ ) plus de pixels. L'information contenue dans un pixel de cette dernière est évaluée en prenant l'interpolation bilinéaire de la valeur du flux contenu dans les quatre plus proches pixels sources sur l'image d'origine. L'image d'un quart de CCD obtenue possède alors une dimension d'environ 1463 pixels de 0.421 seconde d'arc. Après application de cette étape sur une première image qui va servir de référence astrométrique, les quatorze suivantes y sont additionnées. Pour cela, il est nécessaire de les corriger du décalage géométrique dû au défaut de pointage du télescope, qui peut aller dans certains cas extrêmes jusqu'à 300 pixels, mais dont la valeur la plus typique est de l'ordre de 50 pixels (voir fig. 5.7). Ce ré-alignement géométrique consiste à déterminer la similitude géométrique regroupant une translation  $(\Delta x, \Delta y)$ , une rotation d'un angle  $\theta$  et de deux facteurs  $(h_x, h_y)$ , qui peuvent être différents à cause de la réfraction atmosphérique par exemple, traduisant essentiellement le changement de grille lors du passage d'une image courante à l'image de référence ( $\simeq 0.7$ ), mais aussi les effets de réfraction atmosphérique :

$$X_{Courante} = \Delta x + h_x \times (X_{Rfrence} \cdot \cos \theta + Y_{Rfrence} \cdot \sin \theta) \quad (5.11)$$

$$Y_{Courante} = \Delta y + h_y \times (-X_{Rfrence} \cdot \sin \theta + Y_{Rfrence} \cdot \cos \theta) \quad (5.12)$$

En pratique, on forme toutes les paires possibles contenant une étoile brillante sur l'image de référence et sur l'image courante, puis on histogramme les écarts  $\Delta x_{ij} = x_{i,rfrence} - x_{j,courante}$  et  $\Delta y_{ij} = y_{i,rfrence} - y_{j,courante}$ . On ajuste ensuite les distributions obtenues par des gaussiennes à une dimension avec fond. Ceci fournit une estimation de départ de  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , très utile à la détermination précise des paramètres de recalage géométrique par une méthode de moindres carrés.

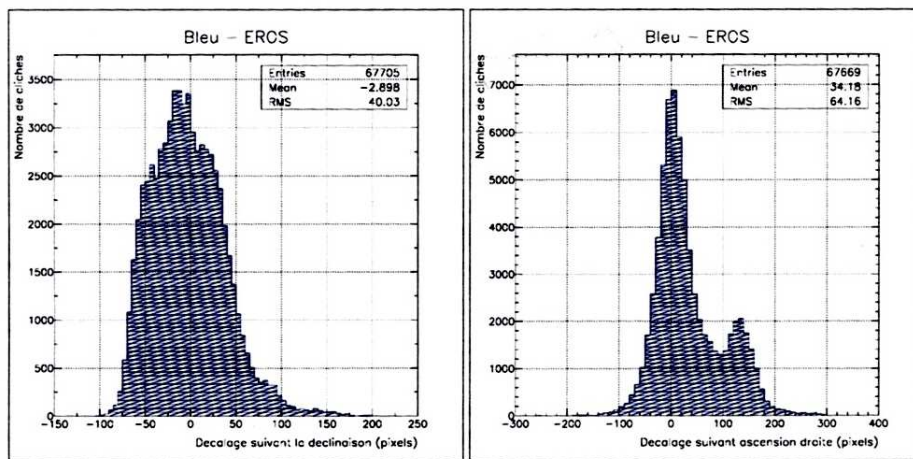


FIG. 5.7 – Décalage des images EROS2 de tous les champs (SMC+LMC) par rapport à la première image dite "astrométrique" ( $D_x = D_y = 0$ ), utilisée pour fabriquer l'image de référence.

Pour faciliter le calage des images sélectionnées sur l'image de référence, une marge a été ajoutée lui donnant une taille fixe de 1800\*1800 pixels (au lieu de 1463\*1463) et le fond de ciel a été ajusté à la valeur de 1000 adu.

Les premières images (dites références astrométriques) utilisées pour le rééchantillonnage (quel que soit le champ) ont toutes été prises entre le 23 et le 26 novembre 2000 : c'est une période de Nouvelle Lune pendant laquelle l'ensemble des champs des Nuages de Magellan ont été photographiés ; la météo était bonne et aucun problème technique majeur n'y a été identifié. Ce choix d'une première image "fixe" en temps a été réalisé pour éviter des recouvrements de zones cataloguées entre champs voisins, en estimant un pointage du télescope stable durant 3 nuits de suite (voir fig. 5.7). Dans le cas contraire, de nombreux doublons d'étoiles, difficiles à répertorier, seraient apparus et auraient ainsi conduit à surestimer notre nombre réel d'étoiles observées. De plus, le choix de la date de cette image astrométrique a été motivé par sa position au coeur de la distribution de décalage entre toutes les images courantes (voir fig. 5.7, position à 0). Cela permet de diminuer la perte de points sur les courbes de lumière des étoiles en bord de CCD qui n'apparaissent pas sur les images où le pointage est marginal.

Lors de l'addition des images, un masquage des zones défectueuses de CCD, appelées *zones fiduciales* (LED lumineuse apparaissant en bord de CCD, lignes de pixels morts) fut appliqué en tenant compte des zones nouvellement apparues (voir fig. 5.6). De plus un cache circulaire a été posé "manuellement" directement sur les images de référence, à l'endroit où des étoiles galactiques d'avant-plan connues étaient positionnées (les catalogues disponibles dans Simbad ont été utilisés pour les répertorier). Ces étoiles de magnitude  $m_V \sim [9 - 6]$ , occupaient un disque de rayon pouvant atteindre 600 pixels<sup>4</sup> : les étoiles avoisinantes auraient été trop difficiles à suivre photométriquement. Une centaine d'étoiles ont ainsi été masquées.

### 5.3 Fabrication des catalogues

A partir de ces images compositées nouvellement fabriquées, il nous est maintenant possible de détecter l'ensemble des étoiles que l'on va suivre photométriquement. Cette étape doit être précise car les champs d'observation sont denses et ils ne permettent pas l'utilisation d'une méthode classique de recherche de niveau haut en flux supérieur à un seuil proche du fond de ciel. C'est pour cela que le détecteur CORRFIND a été conçu pour l'expérience EROS2 [100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse] : il consiste à calculer de proche en proche une image de corrélation entre les flux de chaque pixel de l'image de référence et une PSF centrée en  $(x_0, y_0)$  avec un seeing moyen  $(\sigma_x, \sigma_y, \rho_{xy})$  estimé au préalable sur l'ensemble de l'image :

$$PSF(x, y) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} + 2\rho_{xy} \frac{(x - x_0)(y - y_0)}{\sigma_x \sigma_y} \right) \right] \quad (5.13)$$

Une étoile est alors déclarée valable à partir d'un certain seuil en corrélation prenant en compte la valeur maximale locale (~centre de l'étoile) et celle des pixels avoisinants. Dans les précédentes analyses, ce seuil était le même pour tous les champs, ce qui conduisait dans plus de 20% des cas à des échecs. Nous avons adopté ici un seuil variable, qui a permis de réduire ce taux d'échecs à moins de 1%, au prix d'une diminution du nombre total d'étoiles cataloguées pour les champs les plus "difficiles".

<sup>4</sup>Exemple : l'étoile  $\delta Dor$  de magnitude  $m_v \simeq 5.5$  est située sur le champ lm049-4k du LMC (ra= 5h44m46.4s ; dec=-65°44'08")

Pour limiter les fausses détections stellaires, la liste d'étoiles n'est fixée qu'après l'étape d'association des deux catalogues réalisés indépendamment dans les 2 couleurs (filtre rouge et bleu) : si un objet détecté dans une couleur ne possède pas sa contrepartie à la même position dans l'autre couleur, il ne sera pas retenu.

Un flux, appelé flux de référence ( $F_{\star,ref}$ ), est calculé à ce niveau pour chacune des étoiles et dans les deux couleurs à l'aide des 15 images utilisées pour réaliser l'image compositée. Il est calibré par rapport aux flux mesurés sur la première image, tel que :

$$F_{\star,ref} = \frac{1}{15} \sum_{i=1}^{i=15} \frac{\langle F_i \rangle}{\langle F_1 \rangle} \times F_{\star,i} \quad (5.14)$$

où  $\langle F_i \rangle$  représente la moyenne des flux mesurés sur l'image numéro  $i$  et  $F_{\star,i}$ , le flux de l'étoile considérée sur cette même image.

Ces différentes étapes ont été réalisées en utilisant le programme *stars++* de PEIDA, les catalogues obtenus sont sous le format PPF<sup>5</sup> (exemple de nom de catalogue : lm03404krp5.ref ; ce qui signifie champ lm034, camera 0, filtre rouge, CCD 4, quart k et version 5).

## 5.4 Calibration photométrique

La photométrie EROS est estimée au niveau de 10% (pour des étoiles de type Géantes Rouges,  $R_{EROS} \simeq 19$ ) et dépend de la densité stellaire de la zone étudiée (voir fig 6.11 à 6.13). Une calibration des catalogues d'EROS2 du SMC a été réalisée par comparaison avec deux autres catalogues disponibles, d'OGLE et de Denis [111, Rich, 2003]. Pour notre analyse, nous utilisons une transformation approchée, les magnitudes EROS ( $R_{EROS}$  et  $B_{EROS}$ ), proches de I Cousins et V Johnson, sont définies comme :

$$R_{EROS} = 22.1 - 2.5 \times \log \left( \frac{Flux_R}{T_{pose_{Final}}} \right) + \alpha_R \quad (5.15)$$

$$B_{EROS} = 22.7 - 2.5 \times \log \left( \frac{Flux_B}{T_{pose_{Final}}} \right) + \alpha_B \quad (5.16)$$

où  $T_{pose_{Final}}$  correspond au temps de pose, après 1999 (voir tab. 4.3), de la première image (dite astrométrique) utilisée pour créer l'image de référence et  $\alpha_{R,B}$  aux constantes de calibration inter-CCDs estimées par comparaison avec le CCD 5 [111, Rich, 2003]. Voici la valeur de ces constantes :

CCDs	Rouge	Bleu	CCDs	Rouge	Bleu
0	+0.007	+0.061	4	-0.077	+0.031
1	+0.046	-0.143	5	0.0	0.0
2	-0.015	+0.086	6	-0.137	-0.033
3	-0.035	+0.032	7	-0.056	-0.012

TAB. 5.1 – Constantes de calibration photométrique inter-CCDs ( $\alpha_{R,B}$ ) obtenues en comparaison avec le CCD 5.

<sup>5</sup>Peida Persistent-object File

## 5.5 Astrométrie

A ce stade, possédant la liste des étoiles du Nuage de Magellan jusqu'à environ la 22ème magnitude, il nous a été possible de calibrer astrométriquement l'ensemble de nos images de référence. Pour cela, il a été nécessaire de raccorder nos catalogues à un catalogue disponible déjà calibré, le GSC2<sup>6</sup> (Guide Star Catalogue 2) et d'utiliser le système de coordonnées WCS (World Coordinate System<sup>7</sup>) qui permet par de simples mots-clefs dans les en-têtes de nos images au format FITS<sup>8</sup> de relier chaque pixel à une coordonnée dans le ciel : la série de programmes WCSTOOLS a permis d'entreprendre ce travail. La précision astrométrique obtenue est de l'ordre de la seconde d'arc.

## 5.6 Photométrie des images courantes

Pour obtenir les courbes de lumière de chaque étoile cataloguée, il est nécessaire d'évaluer leur flux sur l'ensemble des images prises durant les sept années d'observation. Le problème apparaît immédiatement, si l'on considère que l'on va suivre environ 50 millions d'étoiles dans 2 filtres et qu'en moyenne 500 images vont être processées par champ : cela revient à réaliser 50 milliards de mesures photométriques. La stratégie utilisée pour réduire l'ensemble des images découle donc du fait qu'il faut minimiser le temps de calcul. Pour cela, on simplifie le problème en fixant la position des étoiles après l'alignement (eqs. 5.11 et 5.12) de l'image courante par rapport à l'image de référence et en y ajustant linéairement une PSF dont les paramètres ( $\text{Sigma}X$ ,  $\text{Sigma}Y$ ) de seeing sont déterminés statistiquement au préalable sur chaque image courante. De plus, pour affiner le résultat, il est nécessaire de prendre en compte l'influence des étoiles voisines et du fond de ciel local ; ceci est réalisé en ajustant, par la méthode des moindres carrés, la fonction suivante permettant d'obtenir le flux brut  $F_{\star,b}$  d'une étoile :

$$F_{\star,b}(i, j) = \text{FondCiel} + A_0 \times \text{PSF}_0(i, j) + \sum_{k=1}^N A_k \times \text{PSF}_k(i, j) \quad (5.17)$$

$F_{\star,b}(i, j)$  représente le flux brut de l'étoile mesurée au niveau du pixel  $(i, j)$ ,  $A_0$  l'amplitude de la PSF de l'étoile ciblée et  $A_k$ , les amplitudes pour les étoiles voisines présentes dans un pavé de  $N_P$  pixels de coté, avec  $N_P = 4.5 \times (\text{Sigma}X + \text{Sigma}Y) + 1$  (en pratique,  $N_P \simeq 20$ ). Le problème étant linéaire dans les paramètres ajustés ( $\text{FondCiel}$ ,  $A_0$ ,  $A_k$ ), il existe une solution unique, calculable rapidement.

### • Calibration

A ce stade, le flux brut obtenu est intrinsèquement affecté par les effets dus aux conditions atmosphériques et instrumentales d'une observation donnée. Pour pouvoir comparer les mesures de flux d'une étoile sur une courbe de lumière, il est nécessaire de calibrer ces mesures dans le but de se retrouver dans des conditions homogènes. Cette normalisation est réalisée grâce aux flux de référence précédemment estimés à partir des quinze images utilisées dans le compositage (eq. 5.14). Pour chaque image, une droite a été ajustée entre les flux bruts  $F_b$  et les flux de référence  $F_{ref}$  de toutes les étoiles, profitant du fait que seul un demi pourcent d'entre elles sont variables :

$$F_b = A \times F_{ref} + B, \quad (5.18)$$

<sup>6</sup>GSC2 <http://www-gsss.stsci.edu/gsc/GSChome.htm>

<sup>7</sup>WCS Coordinates <http://tdc-www.harvard.edu/software/wcstools/wcstools.wcs.html>

<sup>8</sup>Flexible Image Transport System

nous permettant d'obtenir le flux calibré  $F_{*,c}$  qui va nous servir pour l'analyse :

$$F_{*,c} = \frac{1}{A}(F_{*,b} - B) \quad (5.19)$$

A, qui est appelé le coefficient d'absorption, nous renseigne sur la qualité d'une observation : il est fonction du temps de pose, de la masse d'air traversée, du seeing et de l'évolution instrumentale. Dans le cas d'une trop grande valeur de A, les images ne vont pas être retenues pour l'analyse (voir sect. 6.1.1), car le signal reçu est considéré comme trop faible.

### • Erreur sur la mesure du flux

L'erreur sur une mesure de flux est reliée directement à la qualité de l'image, mais plus particulièrement dans notre cas à la méthode utilisée. L'ajustement d'une PSF gaussienne sur une distribution spatiale de flux d'une étoile, nous fournit une erreur  $Err_{*,PSF,i}$  sous-estimée traduisant la différence entre notre modèle et la réalité. Il est donc nécessaire d'appliquer un facteur correctif à cette erreur par gamme de flux  $\Delta f$ , dépendant de la qualité de l'image  $i$  tel que :

$$Err_{*,i} = \frac{Err_{*,PSF,i}}{\langle Err_{PSF} [\Delta f] \rangle_i} \times \langle Err_{Qualite} [\Delta f] \rangle_i \quad (5.20)$$

$\langle Err_{PSF} [\Delta f] \rangle_i$ , représente l'erreur moyenne de l'ajustement de PSF. Sa valeur est définie pour chaque image  $i$ , pour chaque tranche de flux  $\Delta f$ , de façon à obtenir une gaussienne de largeur 1 dans la distribution de la fonction  $\left(\frac{F_c - F_{ref}}{Err_{PSF}}\right)_{i,\Delta f}$ . La paramétrisation de cette dernière selon la fonction

$$g = a \times e^{-b \times \log(F_{ref})} \quad (5.21)$$

permet de retenir par image seulement deux coefficients  $a$  et  $b$ , facilitant ainsi son utilisation.

$\langle Err_{Qualite} [\Delta f] \rangle_i$  est le terme permettant de prendre en compte la qualité de l'image  $i$ , pour une tranche de flux de référence  $\Delta f$  : il correspond à la dispersion de la distribution de la fonction  $\left(\frac{F_c - F_{ref}}{F_{ref}}\right)_{i,\Delta f}$  de valeur moyenne nulle. Un ajustement avec la fonction  $g$ , à laquelle on ajoute une constante  $C$  permettant de prendre en compte la limite instrumentale de la résolution photométrique, est réalisé pour ne garder que trois coefficients par image.

L'erreur finale obtenue  $Err_{*,i}$  ne prend pas en compte l'encombrement stellaire autour de l'étoile observée : sa valeur n'est donc qu'une estimation d'une qualité limitée à cause de l'important encombrement des champs.

### • Fichiers de données

Les courbes de lumière ainsi obtenues peuvent être maintenant analysées pour la recherche et l'étude des évènements de type microlentille ou des étoiles variables. Les différentes informations les concernant ont été stockées sous la forme de fichiers de suivi (exemple de nom : lm03404krp503.sv, ce qui signifie champ lm034, camera 0, CCD 4, quart k, filtre r, version de production numéro 5 et bloc numéro 3) dont la structure interne a été divisée en cinq groupes d'informations :

- *Comment* : zone de type texte (ASCII) pour des commentaires de la part de l'utilisateur.
- *GlobInfo* : contient des informations globales concernant le fichier, comme le numéro de CCD, de champ et de caméra.

- *StarInfo* : le fichier contiendra autant de structures de type *StarInfo* qu’il y a d’étoiles surveillées ( $N_*$ ), chacune possédant les informations générales comme leur position, leur flux de référence, leur numéro (NumEt).
- *TimeInfo* : le fichier contiendra autant de structures de type *TimeInfo* qu’il y a d’images acquises du champ ( $N_I$ ), chacune possédant les informations comme le moment et la durée de l’exposition, le seeing, le calage et l’absorption.
- *Mesure* : le fichier contiendra au total  $N_* \times N_I$  enregistrements de type *Mesure* avec entre autres les informations sur le flux, l’erreur sur le flux et la qualité de l’ajustement de PSF.

Ces fichiers peuvent se comparer à une grande matrice où chaque ligne représente une étoile, chaque colonne une image et chaque case une mesure photométrique individuelle. Chaque bloc de fichier de suivi regroupe les informations de 100 images au maximum.

## 5.7 Bilan de la production

L’ensemble de la production photométrique réalisée dans le cadre de cette thèse a duré 22 mois (de novembre 2001 à août 2003), avec la réduction de la totalité des images prises par le groupe EROS2 en direction des Nuages de Magellan (soit 98 champs d’observation), ce qui correspond à environ 7.5 Téra-Octets de données originelles. Pour des raisons d’homogénéité, nous avons choisi de conduire cette production sur la *totalité des images*, malgré l’existence d’une production antérieure couvrant, dans le cas du LMC, 3 ans de données et la moitié de l’angle solide surveillé.

La fabrication d’une image compositée pour chaque quart de CCD a pleinement réussi, mais lors de la création des catalogues, 24 sur les 3136 possibles à réaliser ont terminé en échec (22 LMC + 2 SMC), en voici la liste :

- **LMC** : lm014-2n, lm019-2m, lm022-7k, lm022-7l, lm022-7n, lm023-3k, lm035-2n, lm035-7l, lm035-7m, lm035-7n, lm049-2n, lm049-4k, lm063-7l, lm063-7m, lm063-7n, lm070-7m, lm070-7n, lm071-7m, lm073-7l, lm073-7n, lm082-3k, lm087-2n.
- **SMC** : sm001-7n, sm010-7n.

On peut remarquer que, dans la plupart des cas (22 sur 25), ces échecs concernent le CCD 7 qui est en bord de plan focal où les effets de distorsion de la PSF sont maximaux, et le CCD 2 qui a connu de nombreuses pannes sur la caméra rouge ; de plus ces deux CCDs possèdent de larges zones défectueuses. Dans un autre cas comme lm049-4k, l’échec s’explique par la présence de l’étoile galactique  $\delta Dor$  de magnitude  $m_V \sim 5.5$  polluant la quasi totalité du quart de CCD. Le bon taux d’efficacité de cette étape (99,2%) a permis de limiter la perte d’étoiles dans les catalogues de référence, augmentant ainsi les chances d’observation d’un signal microlentille.

La fraction de mauvais clichés dus à des problèmes techniques ou météorologiques, qui n’ont donc pu être réduits par la chaîne de traitement photométrique, est d’environ 5%. Au maximum de sa vitesse, l’ensemble des images d’un champ pouvaient être photométrées en une journée ( $\sim 70$  Giga-Octets / jour).



Nombre de clichés pris par champ :

Numéro du champ	Nombre de clichés disponible
lm001	629
lm002	578
lm003	522
lm004	502
lm005	480
lm006	377
lm007	324
lm008	292
lm009	650
lm010	528
lm011	541
lm012	523
lm013	368
lm014	264
lm015	429
lm016	526
lm017	537
lm018	533
lm019	527
lm020	513
lm021	533
lm022	518
lm023	504
lm024	487
lm025	496
lm026	386
lm027	355
lm028	438
lm029	540
lm030	547
lm031	531
lm032	537
lm033	543

Numéro du champ	Nombre de clichés disponible
lm034	542
lm035	522
lm036	530
lm037	419
lm038	402
lm039	388
lm040	382
lm041	389
lm042	466
lm043	460
lm044	556
lm045	552
lm046	553
lm047	555
lm048	422
lm049	425
lm050	351
lm051	323
lm052	369
lm053	471
lm054	578
lm055	599
lm056	608
lm057	604
lm058	607
lm059	592
lm060	588
lm061	556
lm062	423
lm063	424
lm064	338
lm065	288
lm066	490

Numéro du champ	Nombre de clichés disponible
lm067	614
lm068	506
lm069	494
lm070	619
lm071	623
lm072	619
lm073	621
lm074	451
lm075	378
lm076	334
lm077	269
lm078	405
lm079	443
lm080	446
lm081	432
lm082	496
lm083	501
lm084	430
lm085	421
lm086	390
lm087	437
lm088	327
sm001	1124
sm002	955
sm003	676
sm004	670
sm005	991
sm006	1000
sm007	968
sm008	661
sm009	639
sm010	981
total	50751



## Chapitre 6

# Description et nettoyage des données

Suite à l'étape de production photométrique, on possède maintenant les courbes de lumière de tous les objets catalogués, c'est à dire un point de mesure de flux obtenu sur chaque cliché où se trouve chaque objet. Avant d'entreprendre directement une analyse de ces courbes de lumière, un effort tout particulier doit être effectué pour comprendre comment se comportent nos données dans le but d'éliminer les artefacts indésirables et de corriger (ou du moins en tenir compte) les effets systématiques liés à la photométrie et aux conditions d'observations. Ce chapitre a pour but de présenter les étapes de nettoyage des mauvaises étoiles, des mauvaises images et des mauvais points de mesure photométrique, puis de décrire l'évolution de différents paramètres importants en fonction du temps et suivant l'emplacement de l'objet sur la mosaïque. La dernière section sera consacrée à l'explication de la méthode de correction des courbes de lumières particulièrement affectées par des effets saisonniers induits par l'étape de photométrie et simulant ainsi une variabilité intrinsèque de l'étoile surveillée.

### 6.1 Nettoyage

#### 6.1.1 Nettoyage des mauvaises images

La qualité d'un cliché est fortement influencée par les conditions atmosphériques et techniques d'une observation donnée. On a déjà vu, au chapitre précédent, lors de la sélection des images pour la fabrication des images de références, les différents critères permettant d'éliminer les mauvaises images. Notre but, à ce niveau, est de ne garder que des images homogènes en écartant celles qui n'inspirent qu'une faible confiance et qui peuvent affecter le bon déroulement des analyses ultérieures. L'ensemble des images en marge des distributions de paramètres de qualité (comme le seeing, le fond de ciel et la dispersion du fond de ciel) ne permettant pas d'obtenir des mesures photométriques stellaires avec un bon rapport signal sur bruit sont donc écartées, tout comme les images comportant un nombre important de mesures photométriques mauvaises ou trop éloignées de leur valeur centrale. Ces deux approches de sélection seront expliquées ci-après.

Une bonne connaissance des différents problèmes techniques ayant eu cours dans une expérience aussi longue que l'a été EROS2 permet aussi de s'affranchir d'images douteuses. Ainsi, celles provenant des quatre CCDs de la caméra rouge (les numéros 1, 4, 5 et 6) qui ont subi, en janvier 2002, un décollement partiel provoquant un défaut de focalisation, ne sont donc pas retenues à partir de cette date, ainsi que celles provenant du CCD 0 de cette même caméra qui connu une panne électronique à partir du 22 mars 2002. Quelques images, à temps de pose modeste, dues à des essais observationnels, sont aussi rejetées en ne gardant que les temps d'exposition supérieurs à 120 secondes. Enfin,

une coupure sur la hauteur calculée du champ d'observation, à partir des données horaires de prise de cliché, est opéré, car la limite technique de pointage du télescope est de 25 degrés. Il faut savoir que de nombreuses images avaient auparavant été éliminées à ce niveau, car les données temporelles retenues étaient erronées ; mais la quasi-totalité d'entre elles furent rattrapées en entreprenant une correction des dates, rendue possible grâce à la redondance de l'information sur le sujet : le temps local, le temps universel, le temps sidéral, la date codée dans le nom des images et les informations recueillies dans les suivis de l'expérience.

### SÉLECTION SUR CRITÈRES DE QUALITÉ :

La prise de données quasi-automatique s'est parfois déroulée sous des conditions météorologiques difficiles pour des observations astronomiques et les images ainsi obtenues ne donnent pas la satisfaction nécessaire pour une analyse. Cependant, pour la recherche de microlentilles, l'échantillonnage des données est important et il est alors nécessaire de conserver le maximum de clichés, même s'ils sont de qualité moyenne. Les coupures de sélection appliquées ne sont donc pas sévères, mais néanmoins suffisantes pour éliminer les images marginales. Les causes de dégradation de cette qualité ont déjà été discutées dans la partie 5.2.1 ; je ne discute ici que des coupures de sélection réalisées ainsi que des nouveaux paramètres utilisés comme l'absorption et le gain de CCD. Les jeux de coupures ont été définis par couleur ; des coupures ont été définies tout particulièrement pour le CCD 2 de la caméra rouge, instable durant les trois premières années de l'expérience.

**Fond de Ciel et dispersion du fond de ciel :** Ces deux quantités ont été décrites dans le chapitre précédent, voici les sélections appliquées :

$$\text{Fond de ciel} : \begin{cases} 2.5 < \text{FondCiel}_{norm}^R < 40 \text{ (ADU.s}^{-1}\text{)} \\ 1 < \text{FondCiel}_{norm}^B < 40 \text{ (ADU.s}^{-1}\text{)} \end{cases} \quad (6.1)$$

$$\text{Dispersion du fond de ciel} : \begin{cases} 1.35 < \text{SigFondCiel}_{norm}^R < 10 \text{ (ADU.s}^{-1/2}\text{)} \\ 0.95 < \text{SigFondCiel}_{norm}^B < 12 \text{ (ADU.s}^{-1/2}\text{)} \end{cases} \quad (6.2)$$

**PSF :** La PSF est une fonction estimée sur l'image entière avec les étoiles les plus brillantes ; elle est ensuite ajustée sur chaque étoile cataloguée, dont la position est fixée, pour recueillir l'information photométrique. Une sélection sur l'allongement de celle-ci permet de s'affranchir d'images obtenues lors de problèmes d'entraînement du télescope ou lors de problèmes de focalisation : la PSF est ainsi déformée, possédant une forme ovale. Le rapport  $Ra_{PSF}$  entre le petit axe et le grand axe de la PSF est alors utilisé pour les écarter. Une limite supérieure sur la longueur du grand axe  $Ga_{PSF}$  est aussi utilisée pour éliminer que les images de très mauvais seeing.

$$\text{Rapport des axes de la PSF} : \begin{cases} 0.6 < Ra_{PSF}^R < 1 \\ 0.6 < Ra_{PSF}^B < 1 \end{cases} \quad (6.3)$$

$$\text{Grand axe de la PSF} : \begin{cases} Ga_{PSF}^R < 5.2 \text{ (arc sec.)} \\ Ga_{PSF}^B < 5.2 \text{ (arc sec.)} \end{cases} \quad (6.4)$$

Les distributions de ces deux paramètres sont représentées sur les deux figures 6.1 suivantes.

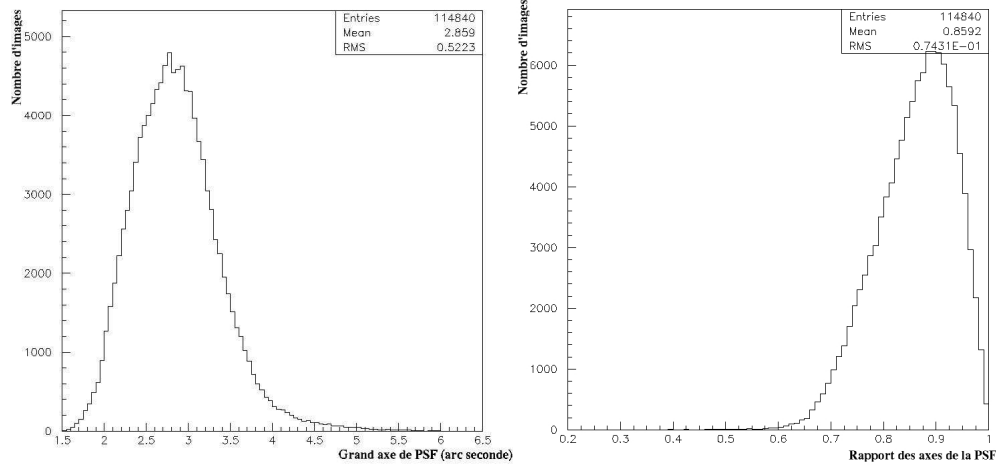


FIG. 6.1 – Distribution de la valeur du grand axe de la PSF et du rapport de ses axes (images de la caméra bleue).

**Absorption :** L'absorption correspond à la valeur du coefficient A de l'équation 5.17, caractérisant la correction apportée aux flux mesurés d'une image (appelés flux bruts) pour obtenir des flux calibrés par rapport à l'image de référence. Cette valeur est proportionnelle à la quantité de lumière reçue lors d'une observation, elle est donc reliée au temps de pose, à la masse d'air traversée et à l'évolution instrumentale. Les images possédant un coefficient d'absorption trop élevé ne sont pas retenues pour l'analyse car le signal obtenu est considéré comme trop faible. Une faible absorption traduit aussi des problèmes d'ordre instrumental.

$$\text{Absorption} : \begin{cases} 0.6 < \text{Absorption}^R < 5 \\ 0.6 < \text{Absorption}^B < 5 \end{cases} \quad (6.5)$$

La distribution de ce paramètre est représentée sur la figure 6.2 ; il a été normalisé par rapport au temps de pose qui est différent suivant la zone d'observation.

L'évolution temporelle de ce coefficient d'absorption est visible sur la figure 6.3 (où une coupure à 10 a été appliquée pour plus de lisibilité). Lors de la première saison, de nombreuses images possèdent une grande valeur d'absorption à cause d'un problème lié au rideau de l'obturateur : celui se refermait de temps en temps quelques secondes après son ouverture et le temps de pose nominal était tout de même inscrit dans l'en tête de l'image. On peut remarquer ensuite qu'une réaluminisation du miroir, aux alentours du jour 1000 (~ mai 1998), a permis d'éviter la perte de lumière due au salissement progressif du miroir primaire. Ce dernier n'ayant subi aucun nettoyage à partir du jour 1500 (~ janvier 2000), une augmentation lente du coefficient d'absorption jusqu'à la fin de l'expérience est visible (la luminosité perdue correspond à presque 1 magnitude).

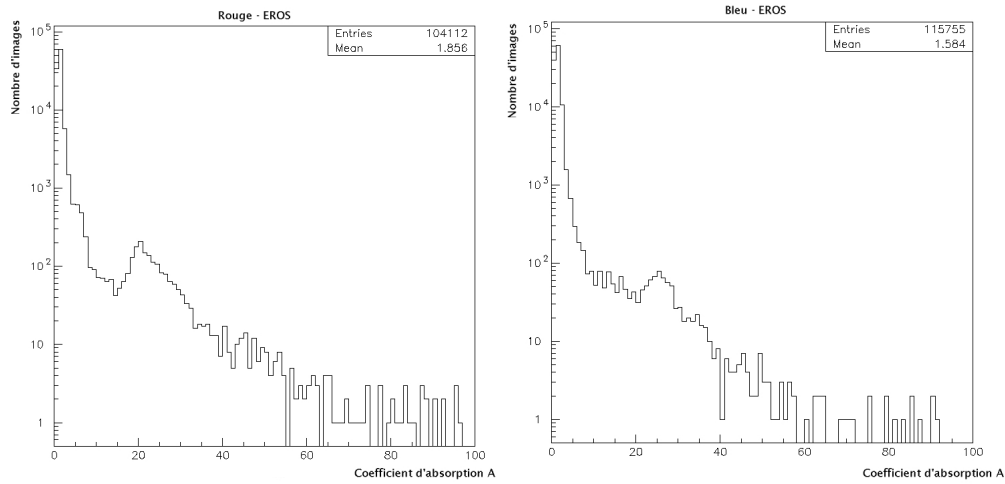


FIG. 6.2 – Distribution des coefficients d'absorption de plus de cent mille images, tous CCDs confondus (Rouge puis Bleu). Le second pic à un coefficient d'absorption d'environ 20, correspond aux images acquises avec un problème d'obturateur, qui se refermait seulement quelques secondes après le début de l'observation. Noter que l'échelle est logarithmique en ordonnée.

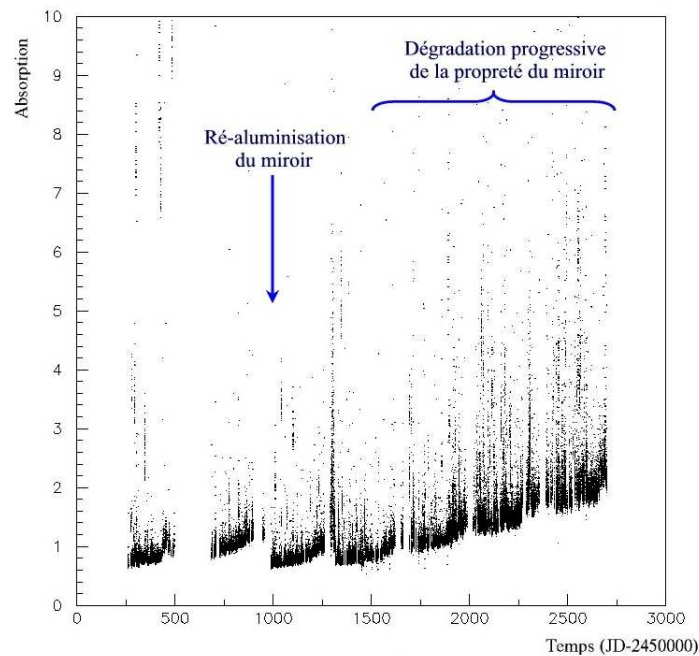


FIG. 6.3 – Evolution temporelle du coefficient d'absorption tout au long de l'expérience (juin 1996 - février 2003) (une coupure à 10 a été appliquée).

**Gain :** Le Gain électronique dépend de chaque CCD et les coupures sont donc appliquées individuellement. Sa valeur est estimée comme ceci :

$$Gain = \frac{FondCiel}{SigFondCiel * SigFondCiel} (ADU^{-1}) \quad (6.6)$$

Ce facteur permet de caractériser le fonctionnement d'un CCD, dont la réponse électronique et le bruit intrinsèque évolue dans le temps. Les bornes inférieures et supérieures de sélection appliquées, valent en moyenne 0.5 et 1.7  $ADU^{-1}$ . Elles ont été élargies pour le CCD 1 de la caméra rouge, qui a présenté un gain variable au court du temps.

### APPROCHE GLOBALE :

Il s'agit d'une approche plus pragmatique ; elle consiste à prendre en compte l'ensemble des mesures photométriques de chaque image, réalisées sur l'ensemble des étoiles cataloguées qu'elles contiennent, pour décider de les garder ou non.

Cette sélection est appliquée sur deux quantités : le pourcentage de mesures considérées comme mauvaises (où le fit d'une PSF à 2 dimensions a échoué) et sur le pourcentage de mesures photométriques extrêmes, c'est à dire dont la valeur pour le cliché considéré est à plus de 3 écarts standard du flux moyen obtenu avec tous les points de la courbe de lumière de l'étoile considérée. Cette méthode permet d'éliminer en priorité des images mal photométrées (mauvais alignement, mauvaise calibration) ou des images obtenues lors de problèmes techniques (nombreuses lignes de CCD défectueuses, défaut pendant la lecture du signal).

Les distributions de ces deux paramètres sont montrées sur les figures 6.4. Voici les coupures utilisées :

$$\begin{aligned} \text{Pourcentage de mauvaises mesures par image} & : < 40\% \\ \text{Pourcentage de mesures extrêmes par image} & : < 12\% \end{aligned} \quad (6.7)$$

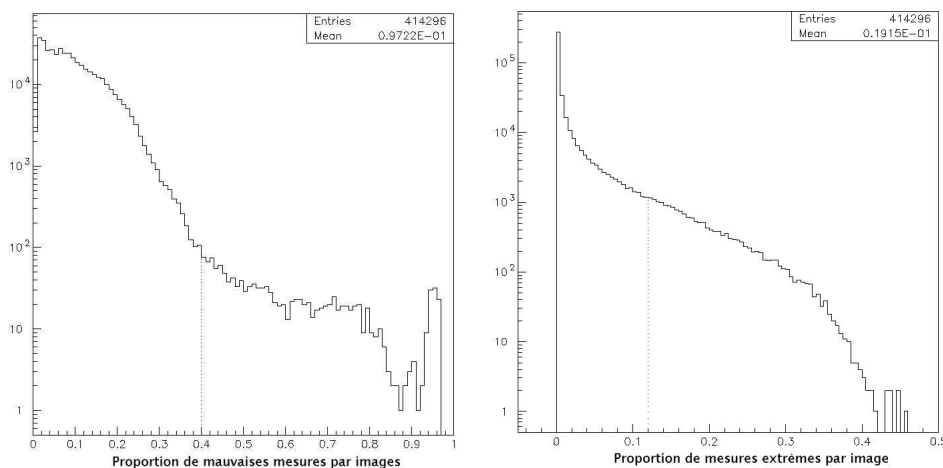


FIG. 6.4 – Distribution de la proportion de mauvaises mesures photométriques par image (à gauche) et distribution du pourcentage de mesures extrêmes (à droite).

**\_BILAN DU NETTOYAGE :**

D'après le tableau 6.1 ci-dessous, les coupures de nettoyage ont éliminé de l'analyse environ 10% des images prises tout au cours de l'expérience en direction des Nuages de Magellan.

CCD	Rouge	Bleu
0	7.6 %	9.3 %
1	18.3 %	11.8%
2	16.4 %	8.5 %
3	6.4 %	8.9 %
4	15.7 %	8.6 %
5	15.5 %	8.7 %
6	19.4 %	10.0 %
7	7.3 %	9.1 %
total	13.3 %	9.4 %

TAB. 6.1 – *Pourcentage d'images éliminées par CCD lors de l'étape de nettoyage. Le pourcentage élevé des CCDs rouges (1,4,5,6) est dû aux images rouges après janvier 2002, éliminées pour cause de défocalisation.*

**6.1.2 Nettoyage des mauvaises étoiles**

Environ 60 millions d'objets ont été détectés dans les 98 champs d'observation des Nuages de Magellan. Nombre d'entre eux sont soit des artefacts, soit des étoiles de trop faible magnitude pour qu'elles soient utilisables dans une analyse. Je présente ici les différents critères permettant de conserver les étoiles analysables :

**\_SÉLECTION :**

**Elimination des doublons :** Un effort a déjà été entrepris, lors de la fabrication des images de référence, pour limiter le chevauchement des champs d'observation. Mais, au niveau des quarts de CCD, des marges ont été ajoutées pour faciliter l'alignement des images. Ce recouvrement est éliminé en utilisant des zones d'acceptances pour chacun des quarts de façon à ne pas prendre en compte les doublons. Les valeurs limites sont données dans le tableau 6.3.

Quart de CCD	Limite selon l'axe X	Limite selon l'axe Y
Quart K	$100 < X < 1563$	$100 < Y < 1563$
Quart L	$237 < X < 1700$	$100 < Y < 1563$
Quart M	$100 < X < 1563$	$237 < Y < 1700$
Quart N	$237 < X < 1700$	$237 < Y < 1700$

TAB. 6.3 – Limites (en pixels) des quarts de CCD sur une image de référence.



**Mauvaises associations :** Il est nécessaire de ne garder que des objets qui ont bien été associés dans les deux catalogues rouge et bleu. Pour cela, on requiert que l'objet retrouvé le plus proche dans l'autre catalogue soit à une distance de moins de 0.1 pixel et on vérifie aussi que le deuxième objet le plus proche de l'autre catalogue soit assez éloigné, à plus de 2 pixels, pour éviter toute confusion.

**Flux moyen faible :** Chaque point de mesure de flux est obtenu par l'ajustement d'une PSF, tout en tenant compte des étoiles voisines situées dans un rayon d'une dizaine de pixels. Donc si les ailes de la distribution de flux des étoiles voisines sont surestimées, le flux de l'étoile considérée sera sous-estimé, par simple conservation du flux dans le pavé local. Par fluctuation statistique, certaines mesures de flux peuvent alors être négatives. Une fluctuation négative du bruit de photons, sur des étoiles très faibles, peut aussi donner le même résultat. Les étoiles dont le flux *moyen* est négatif sont alors rejetées.

Il a été décidé aussi de ne pas prendre en compte toute étoile dont le flux moyen est inférieur à 250 ADUs; ce sont des étoiles très faibles (de magnitude  $R_{eros}$  21.7 pour des champs centraux, et  $R_{eros}$  22.3 pour les champs externes) dont la dispersion des points des mesures sur la courbe de lumière ne permet pas de réaliser une analyse simplifiée ( $\frac{Dispersion}{Flux_{moyen}} > 1$ ) (voir fig.6.11 à 6.13).

**Environnement des étoiles galactiques :** Dans les analyses précédant cette thèse, des signaux compatibles avec l'effet d'une microlentille ont été trouvés sur des objets proches d'étoiles très lumineuses (du disque galactique). Le mouvement des aigrettes lumineuses apparaissant autour de ces étoiles saturées était la cause de tels effets. Pour éviter de se retrouver avec les mêmes problèmes et de comptabiliser des étoiles positionnées dans un environnement douteux, la décision de masquer ces zones a été prise.

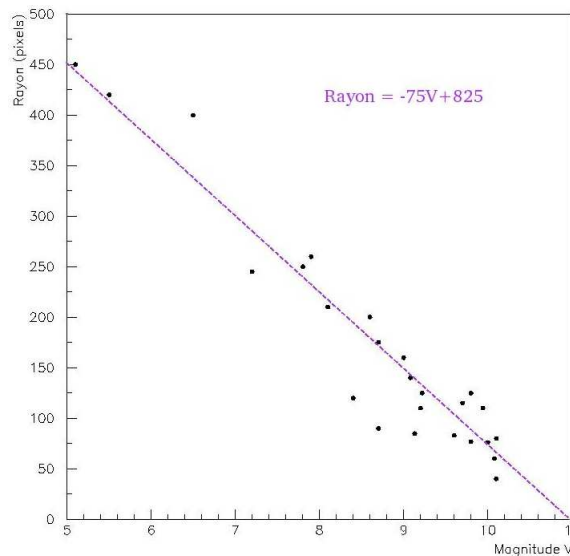


FIG. 6.5 – Rayon du masque appliqué en fonction de la magnitude de l'étoile galactique répertoriée.

La liste de la plupart des objets de magnitude  $M_V$  inférieure à 10,1, se trouvant dans nos champs d'observation, a été récupérée grâce aux différents catalogues proposés par le CDS (Centre de données

astronomiques de Strasbourg)<sup>1</sup>. A partir de cela, chaque objet se trouvant à l'intérieur d'un cercle centré sur une étoile brillante de magnitude  $M_V$  et de rayon  $R$  égal à :

$$R = -75 \times M_V + 825 \quad (\text{en pixels}) \quad (6.8)$$

n'a plus été pris en compte dans la suite de l'analyse. Le rayon du cercle dépend de la magnitude de l'étoile galactique ; la relation 6.8 fut obtenue en estimant visuellement la dimension des zones problématiques sur les images de références, à partir d'un échantillon d'une trentaine d'étoiles (voir fig. 6.5). 1177 et 94 étoiles brillantes ont ainsi été masquées pour le Grand et le Petit Nuage de Magellan, recouvrant environ un pourcent de la totalité des champs d'observation (soit  $\sim 1 \text{ deg}^2$ ).

**Nombre de points :** Tout objet ne possédant qu'un faible nombre de mesures photométriques valables peut être considéré comme suspect. Une coupure a donc été appliquée sur le nombre de points valides dans la courbe de lumière rapporté au nombre d'images photométrées. Pour éviter de supprimer des étoiles en bord de CCD (situées à moins de 100 pixels du bord) qui, par les variations du pointage du télescope (fig. 5.7), disparaissent de certains clichés, une coupure spéciale est employée. Voici les coupures d'exclusion utilisées :

$$\text{Pourcentage de mauvaises mesures par objet} : \begin{cases} \text{au centre} < 60\% \\ \text{au bord} < 40\% \end{cases} \quad (6.9)$$

**Marche d'escalier :** Les marches d'escaliers sont le fruit d'un biais systématique photométrique qui doit son nom à la forme de la courbe de lumière résultante (voir fig 6.6-gauche). Le moment de ces marches, montantes ou descendantes, est au mois de mai 1998 pour les plus couramment rencontrées. Cela correspond à une réparation technique opérée sur les caméras ainsi qu'à un déplacement du miroir primaire qui vraisemblablement occasionnèrent un léger changement dans la forme de la PSF. Après étude, il s'est avéré que ce problème se divisait en deux parties : les étoiles atteintes par ce mal étaient soit fictives, soit bien réelles.

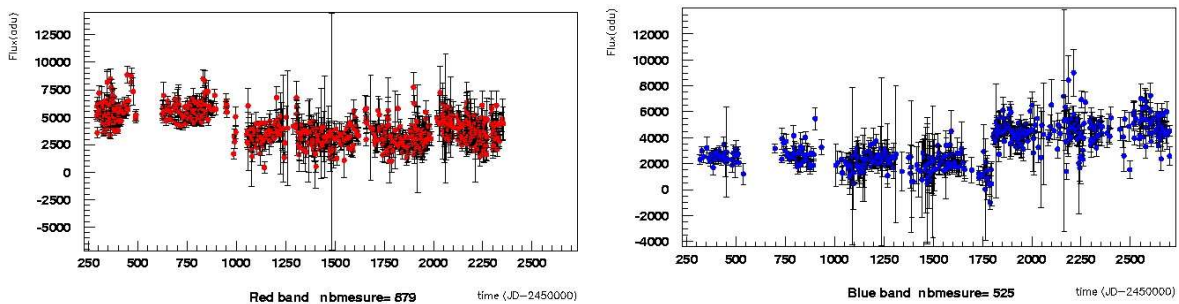


FIG. 6.6 – Deux exemples d'effets systématiques appelés "marches d'escaliers". A gauche : exemple de marches les plus couramment rencontrées ( $\sim$ mai 1998). A droite : marches dues à des aigrettes lumineuses d'étoiles galactiques ( $\sim$ septembre 2000).

<sup>1</sup>SIMBAD <http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

Dans le premier cas, il est apparu que des étoiles, préalablement sélectionnées sur des critères de variabilité, étaient positionnées à proximité d’une étoile brillante (d’environ trente mille ADUs, soit de seizième magnitude), dans un même rapport de flux et suivant une orientation comparable. Les deux figures 6.7 sont le résultat de l’étude réalisée à ce niveau, avec les étoiles premières voisines de chaque étoile trouvée variable. On peut se rendre compte facilement du regroupement anormal obtenu sur la figure 6.7-gauche représentant l’orientation  $\theta$  de ces paires d’étoiles par rapport aux axes (x,y) de la caméra en fonction de leur rapport de flux ( $\log\left(\frac{Flux_{\star,voisine}}{Flux_{\star,variable}}\right)$ ). Nous sommes donc en présence d’étoiles très brillantes (les premières voisines) qui jouent le rôle d’étoiles polluantes pour les secondes, dix fois moins brillantes. La figure 6.7-droite, nous donne la distribution de distance séparant alors les couples ( $D_{\star,voisine} \sim 6$  pixels en moyenne). Les étoiles polluées ne sont probablement que des artefacts, elles ont été cataloguées à cause d’un second maximum local dans la forme de la PSF sur les images de référence. Une coupure sur le rapport de flux, la distance et l’orientation à la première voisine permet de s’en affranchir. Il a été remarqué que l’angle  $\theta$  n’était pas corrélé à l’angle par rapport au centre optique et donc que la sélection devait être différente pour chaque CCD. Voici les coupures d’exclusion dans le cas du CCD 0 :

$$\text{Coupures des objets fictifs (CCD 0)} : \begin{cases} D_{\star,voisine} < 8 \text{ pixels} \\ \& \log\left(\frac{Flux_{\star,voisine}}{Flux_{\star,variable}}\right) < 0.8 \\ \& 40^\circ < \theta < 150^\circ \end{cases} \quad (6.10)$$

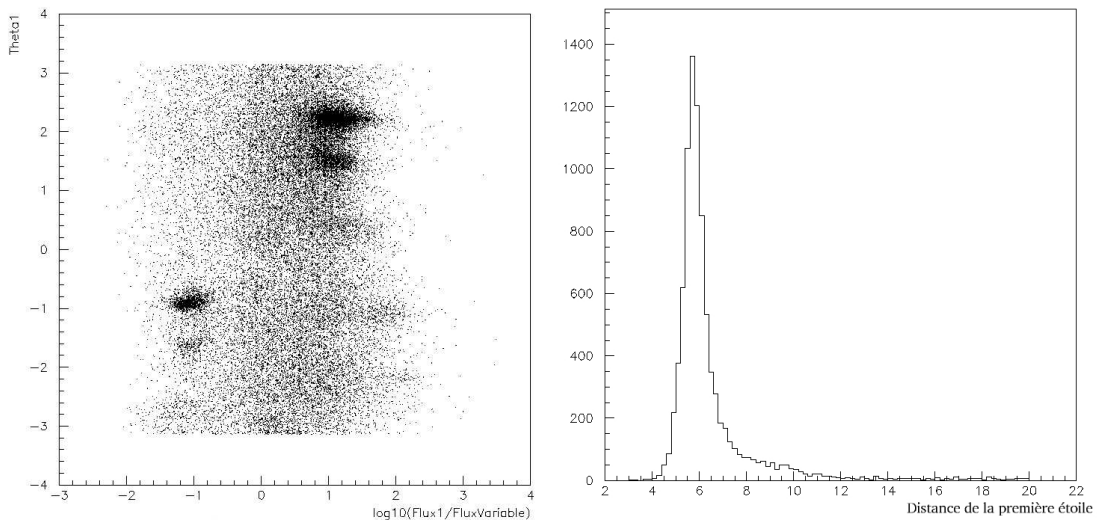


FIG. 6.7 – A gauche : Graphe de la direction (en radian) de l’étoile la plus proche de chaque étoile “variable” étudiée en fonction du log du rapport de flux entre les deux. Une surdensité anormale apparaît pour une différence de 2.5 magnitudes et un angle d’environ 2 radians. La variabilité de ces étoiles n’est pas naturelle mais due à un biais systématique.

A droite : Distribution de la distance séparant l’étoile la plus proche de chaque étoile “variable” étudiée en ne sélectionnant que la surdensité apparue dans le graphique de gauche. Les étoiles-polluantes sont situées en moyenne à 6 pixels des étoiles polluées.

Dans le second cas, le problème apparaît en champ encombré, lorsque naturellement une étoile est positionnée à proximité d'une étoile brillante. Les étoiles les plus influencées vont alors être éliminées de toute analyse. Elles sont repérées grâce à la variable dite de pollution :

$$Pollution = \frac{\log\left(\frac{Flux_{*,polluante}}{Flux_*}\right)}{D} \quad (6.11)$$

où  $Flux_*$  est le flux de l'étoile étudiée et  $Flux_{*,polluante}$  représente le flux de l'étoile située dans un pavé de 20 pixels de côté, centré sur l'étoile étudiée, donnant la plus importante valeur de  $Pollution$ .  $D$  est la distance entre les deux étoiles (en pixels). Toutes les étoiles avec une valeur de  $Pollution$  supérieure à 0.2 ne sont pas retenues (voir fig 6.8). Attention, à ce niveau, il reste encore des étoiles comportant ce biais systématique (< 1%), elles vont être considérées comme des bruits de fonds dans les analyses postérieures : des critères de variabilité ciblés vont permettre de les éliminer.

Une deuxième série de marches d'escaliers existent : elles apparaissent aux alentours du mois de septembre 2000 (voir fig. 6.6-droite), date d'une violente tempête sur La Silla (vent violent et chute de neige). Seules des étoiles proches d'étoiles très brillantes sont affectées par ce biais : la cause étant un mouvement des aigrettes lumineuses de ces étoiles saturées. Ce problème a disparu grâce aux masques appliqués sur les étoiles galactiques.

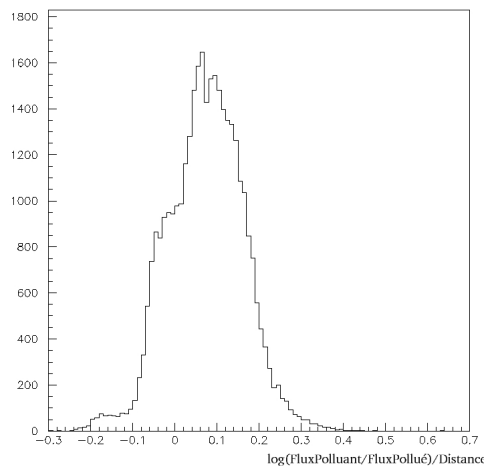


FIG. 6.8 – Distribution de la variable dite de pollution (voir eq. 6.11).

**\_BILAN DU NETTOYAGE :**

Nombre d'étoiles	LMC	SMC	LMC+SMC
Au départ	69 865 584	8 857 188	78 722 772
Doublons, hors quart	18 022 625	2 254 072	20 276 697
Mauvaise association	7 551 913	944 329	8 496 242
Etoiles faibles (<250 ADU)	13 641 809	1 258 096	14 899 905
Avec peu de points	826 389	168 508	994 897
Proches d'étoiles brillantes	361 572	16 178	377 750
Marches d'escaliers	226 205	41 722	267 927
Objets éliminés	40 630 513	4 682 905	45 313 418
Nombre d'étoiles analysables	29 235 071	4 174 283	33 409 354

TAB. 6.4 – Tableau récapitulant le nombre d'étoiles éliminées par chaque coupure. Le nombre final d'étoiles analysables en direction des Nuages de Magellan est supérieur à 33 millions.

**6.1.3 Nettoyage des mauvais points de mesures**

Cette étape de nettoyage des courbes de lumière est très importante pour les analyses ultérieures de recherche de microlentilles, car ces dernières utilisent des critères de sélection basés sur l'évolution point après point, dont l'efficacité peut être affectée par des mesures photométriques aberrantes. Celles-ci proviennent de défauts techniques sur l'image courante (LED lumineuse, lignes de CCD défectueuses), de problèmes optiques, de traces de passages d'avion ou de satellites ou d'une source plus naturelle comme les cosmiques.

Elles peuvent être éliminées grâce à certains paramètres photométriques comme le  $\chi^2$  de l'ajustement d'une PSF, le flux brut obtenu et l'erreur sur ce dernier ; les mesures avec des valeurs anormales de ces paramètres ne sont pas retenues. Cependant, il résiste encore des points pour lesquels l'ajustement photométrique a bien fonctionné, mais dont la valeur de flux est incompatible avec le reste de la courbe de lumière (ex : trace d'interaction de cosmique). Deux critères ont été définis pour les retrouver : l'un ou l'autre est utilisé, suivant qu'il existe ou non, pour le point étudié, son associé dans la couleur opposée (même date, même étoile).

**Points Non associés :** Le seul moyen de rejeter un point aberrant à ce niveau, est de le comparer à ses deux plus proches voisins en temps. Soit  $\sigma_{c dl}$  la dispersion en flux des points de la courbe de lumière et soit un triplet de mesures consécutives  $i-1, i, i+1$  et leurs écarts à la moyenne tel que :

$$e_i = \frac{Flux_i - Flux_{moy}}{\sigma_{c dl}}$$

où  $Flux_i$  est le flux du point considéré, et  $Flux_{moy}$  est le flux moyen de la courbe de lumière, calculé en 3 passages (un passage correspond à ne plus prendre en compte les points externes au seuil de 3 sigmas). Un point est alors rejeté quand il est à plus de 5 écarts standard ( $e_i > 5$ ), si la différence en temps des 2 points voisins est inférieure à 15 jours et si :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_i - e_{i-1} < -3 \ \& \ e_i - e_{i+1} < -3 \ \& \ e_{i-1} > -3 \ \& \ e_{i+1} > -3 \\ \text{ou} \\ e_i - e_{i-1} > 3 \ \& \ e_i - e_{i+1} > 3 \ \& \ e_{i-1} < 3 \ \& \ e_{i+1} < 3 \end{array} \right. \quad (6.12)$$

**Points associés Rouge-Bleu :** Dans ce cas, un point aberrant est considéré comme tel si son flux est éloigné du flux moyen de l'étoile considérée ( $e_i > 3$ ) et si son point associé dans l'autre couleur ne confirme pas la variation. Pour tous les points extrêmes  $i$ , une sélection est réalisée sur le rapport  $R_{amp}$  des amplifications des couples de points. Les amplifications sont calculées par rapport au flux moyen, nous avons alors :

$$R_{amp} = \frac{Flux_{i,associe}/Flux_{moyen,associe}}{Flux_i/Flux_{moyen}}$$

Un point est éliminé s'il y a une différence de plus de trois écarts-types entre lui et son point associé et si  $R_{amp}$  est inférieur à 0.5. La distribution de  $R_{amp}$  et la coupure associée sont illustrées sur la figure 6.9. L'influence de cette coupure dans la recherche de microlentille est discutée dans la section 8.5, à propos de l'évènement EROS2-LMC#11. L'influence de cette coupure de nettoyage a été spécialement étudiée à partir d'une simulation de microlentilles sur les données et aucun rejet de points supplémentaires n'a été remarqué.

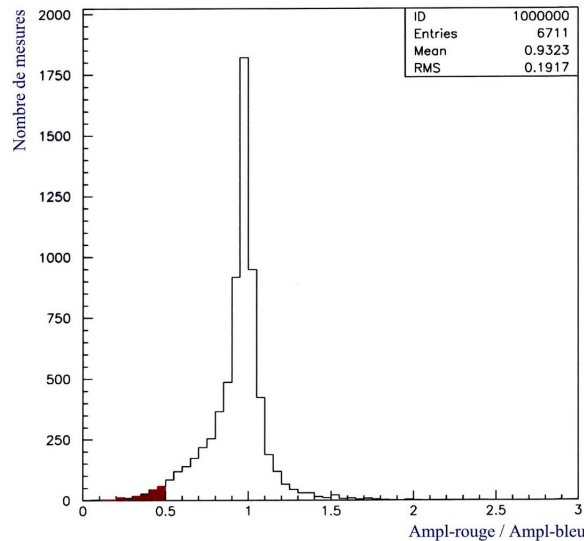


FIG. 6.9 – Distribution du rapport  $R_{amp}$  (ici, étude des points bleus par rapport aux rouges) et coupure associée. Une sélection des points supérieurs à 3 sigmas du flux moyen a été réalisé à ce niveau.

### BILAN DU NETTOYAGE :

Comme on peut le voir sur la figure 6.10-gauche, la fraction de points éliminés pour une courbe de lumière donnée (normalisation prise par rapport au nombre d'images obtenues après le nettoyage), ne dépasse que très rarement les 10%. Ce taux déjà important s'explique par le défaut de pointage du télescope (fig. 6.10-droite), qui affecte les étoiles positionnées en bord de CCD, mais aussi par l'évolution de ce pourcentage en fonction de la luminosité de l'étoile : les étoiles les plus faibles sont les plus touchées (comme attendu).

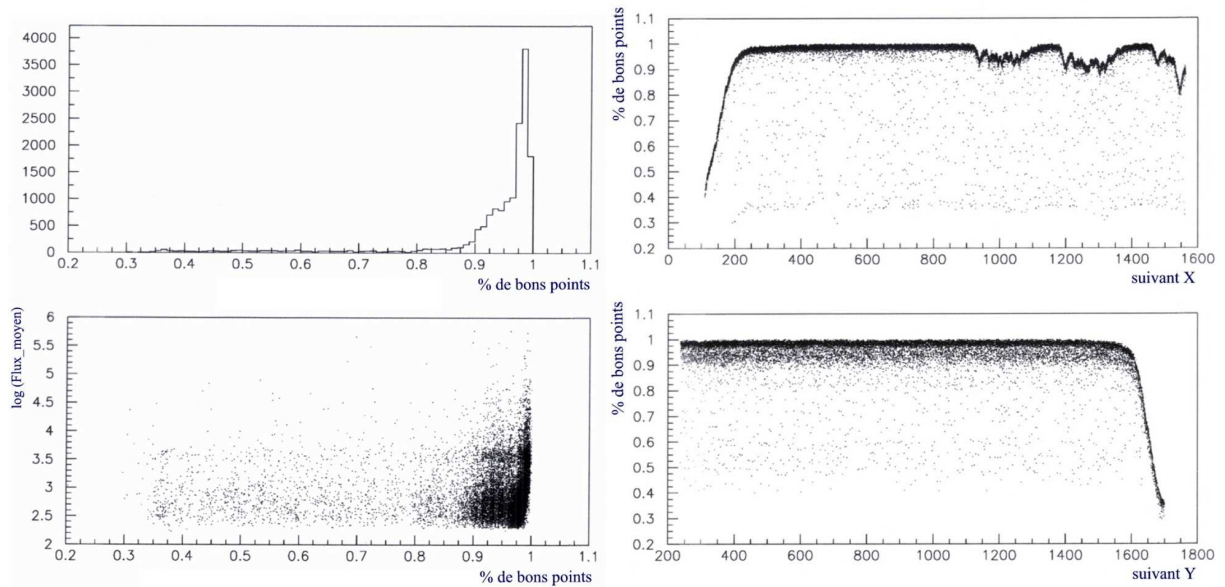


FIG. 6.10 – A gauche : (en haut) Distribution du pourcentage de points de mesures considérés comme bons dans une courbe de lumière (normalisation par rapport au nombre d'images obtenu après le nettoyage). (en bas) Evolution de ce pourcentage en fonction de la magnitude de l'étoile considérée ( $\log(\text{flux\_moyen})$ ).

A droite : Evolution du pourcentage de points de mesures considérés comme bons dans une courbe de lumière suivant l'emplacement de l'étoile sur un CCD. La chute (suivant  $x$  ou  $y$ ) de la valeur du pourcentage est due au défaut de pointage du télescope. Les variations rencontrées selon  $x$  s'expliquent ici par la présence de lignes de CCD défectueuses.

## 6.2 Résolution photométrique

Il a été montré dans la section 4.2.2 qu'il existe plusieurs zones d'observation définies suivant les courbes d'isophotes des Nuages de Magellan et qui possèdent des temps de pose différents. Les champs centraux, qui sont des champs très denses en étoiles ont des temps de pose inférieurs (180 s) aux champs extérieurs moins denses (300 s). Cette différence réapparaît bien sûr dans notre limite de résolution photométrique : il est plus difficile d'observer des étoiles faibles dans les champs centraux encombrés que dans un champ externe.

Si l'on prend comme exemple le CCD4 du champ Im001, très dense (donc atypique), on s'aperçoit que notre limite de résolution ( $\frac{\text{Dispersion}}{\text{Flux}_{\text{moyen}}} = 1$ ) est environ à la magnitude 21.5 en rouge et à la magnitude 22 en bleu (voir fig. 6.11). Mais celle-ci varie non seulement selon la zone d'observation, mais aussi selon la position de l'étoile sur la mosaïque de CCDs. En effet, la figure 6.12, où les précisions photométriques moyennes de différentes zones sont représentées, montre qu'il existe une différence de limite de résolution d'environ 0.6 magnitude entre des champs extérieurs et des champs centraux, s'expliquant par une photométrie plus facile à réaliser d'un côté que de l'autre (champs très denses) et par la différence de temps de pose. Et si l'on compare un CCD positionné à l'extérieur de la mosaïque (le n°0) et un CCD situé au centre (le n°4) de celle-ci (voir fig. 6.13), on remarquera qu'une différence identique de 0.6 magnitude apparaît à cause de la variation de seeing résultant de la projection dans le plan focal de l'image.

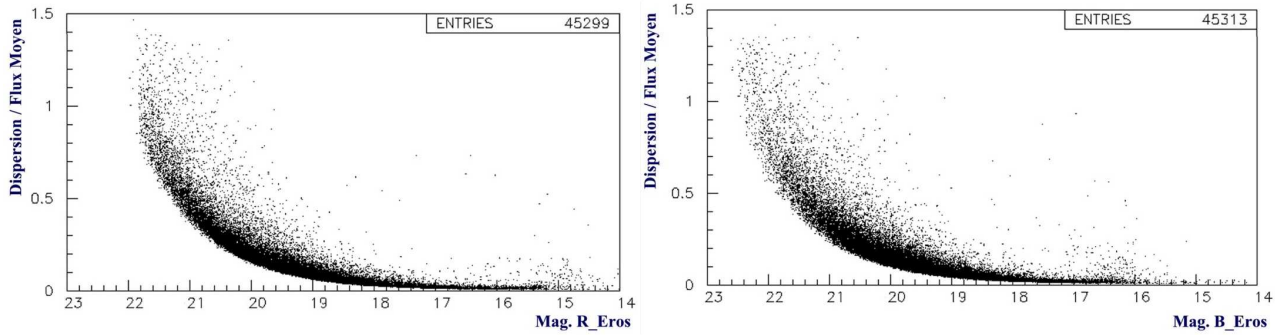


FIG. 6.11 – Précision photométrique pour les quarts *k* et *m* du CCD4 du champ *lm001* (caméra rouge puis bleue).

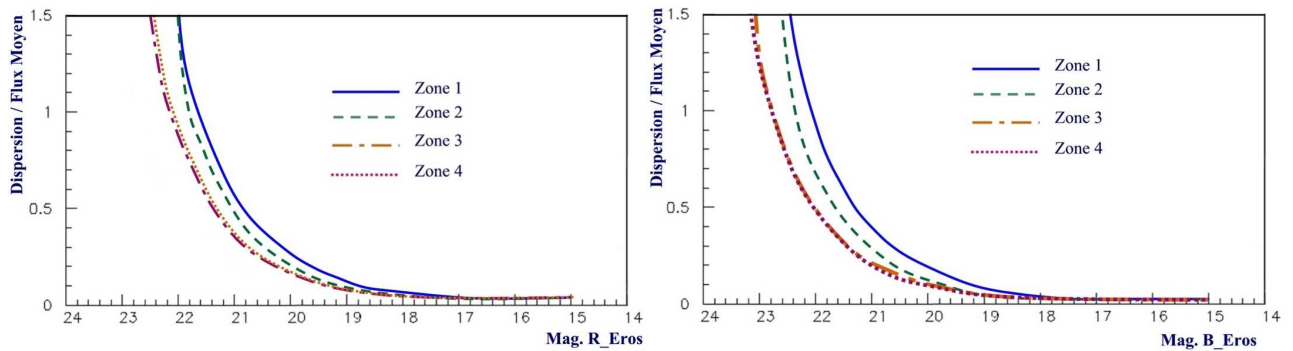


FIG. 6.12 – Comparaison des précisions photométriques moyennes de quatre zones du LMC (1 : *lm001+09*; 2 : *lm019+20*; 3 : *lm033+34*; 4 : *lm048+49*). Le calcul du rapport *Dispersion/FluxMoyen* a été réalisé à partir des quarts *k* et *m* des CCDs 0, 2 et 4 représentatifs de la mosaïque. La différence entre les zones 3 et 4 (extérieures) est faible. Caméra rouge puis bleue.

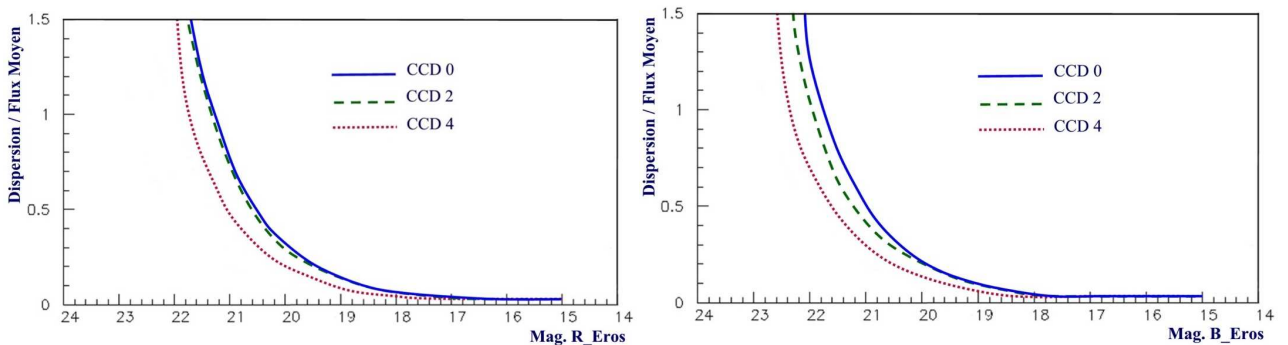


FIG. 6.13 – Comparaison des précisions photométriques moyennes de 3 CCDs représentatifs de la mosaïque : 0, 2 et 4. Le calcul du rapport *Dispersion/FluxMoyen* a été réalisé à partir des quarts *k* et *m* des CCDs étudiés, des champs *lm001* et *lm009*. Caméra rouge puis bleue.



En règle générale, la précision photométrique atteint 10% pour une magnitude de 19 en rouge et 19.4 en bleu (magnitude correspondant typiquement aux étoiles Géantes Rouges). Pour une même magnitude, une différence supérieure à un facteur 2 peut exister selon le champ et le CCD étudiés. Cette précision subit une légère augmentation à grand flux (voir fig. 6.11) à cause de la saturation des étoiles et de leur variabilité fréquente à cette magnitude.

Attention, il est à noter que la précision photométrique évolue aussi temporellement. La figure 6.3 nous a montré qu'une perte linéaire de luminosité existe durant les trois dernières années d'observation, à cause des poussières accumulées sur le miroir primaire. Au final, en 2003, on peut estimer qu'environ 1 magnitude a été gaspillée de ce fait.

### 6.3 Correction des courbes de lumières

Les courbes de lumières d'un certain nombre d'étoiles sont affectées par des effets systématiques qui leur donnent un aspect variable. Cette variabilité est de périodicité annuelle, et se présente sous des formes en "∪" ou "∩" ou encore "/" ou "\" à chaque saison. Ces déformations, visibles dans les deux couleurs, traduisent des problèmes dans la reconstruction photométrique du flux. Elles sont reliées au fait que les champs d'observations ne sont jamais observés à la même position dans le ciel et à la même heure de la nuit : le LMC et le SMC sont observés bas sur l'horizon en début ou en fin de nuit suivant que l'on observe au mois de juillet (début de saison) ou au mois d'avril (fin de saison). Ces effets systématiques induits sont fortement corrélés à des variables telles que le seeing (S), la masse d'air (M) traversée et l'angle horaire (AH) (voir les fig. 6.14), qui possèdent aussi cette variabilité saisonnière. Seules les étoiles les plus faibles sont affectées par de telles déformations (fig. 6.15).

#### Méthode de correction :

Afin de pallier ce problème, qui perturbe la recherche de microlentilles, une méthode de correction des flux a été mise en place. Elle est expliquée en détail dans [77, Lasserre, 2000, thèse] ; la correction en fonction de l'angle horaire lui a été ajoutée dans le cadre de cette thèse. Elle consiste à corriger pour chaque courbe de lumière, de chaque étoile, les flux de façon à rendre négligeables les corrélations  $\rho_{Flux-Seeing}$ ,  $\rho_{Flux-Masse\ d'air}$  et  $\rho_{Flux-Angle\ horaire}$ . Pour cela, on effectue une correction linéaire des flux, indépendamment de la couleur, de la manière suivante :

$$F_i^c = F_i - \alpha \times (S_i - S_0) - \beta \times (M_i - M_0) - \gamma \times (AH_i - AH_0), \quad (6.13)$$

où  $F_i$  et  $F_i^c$  représentent les flux avant et après correction et  $(\alpha, \beta, \gamma)$  les coefficients correcteurs à déterminer ;  $(S_i, M_i, AH_i)$  étant les valeurs de seeing, de masse d'air et d'angle horaire pour l'image  $i$  considérée et  $(S_0, M_0, AH_0)$  étant leurs valeurs moyennes auxquelles on choisit de se normaliser. Les termes de second ordre ne sont pas pris en compte pour simplifier le problème. Pour déterminer les coefficients correcteurs, on annule les corrélations des trois paramètres  $P_j$  ( $j \in [1, 3]$ ) avec le flux :

$$\rho_{F^c-P_j} = \frac{\langle (F^c - \langle F^c \rangle) (P_j - \langle P_j \rangle) \rangle}{\sigma_{F^c} \sigma_{P_j}} = 0, \quad (6.14)$$

avec  $\sigma_{F^c}$  et  $\sigma_{P_j}$  qui représente les écarts-types des distributions des flux corrigés et du paramètre  $P_j$ .

En utilisant l'équation 6.13 et 6.14 pour les trois variables, on obtient l'équation matricielle suivante :

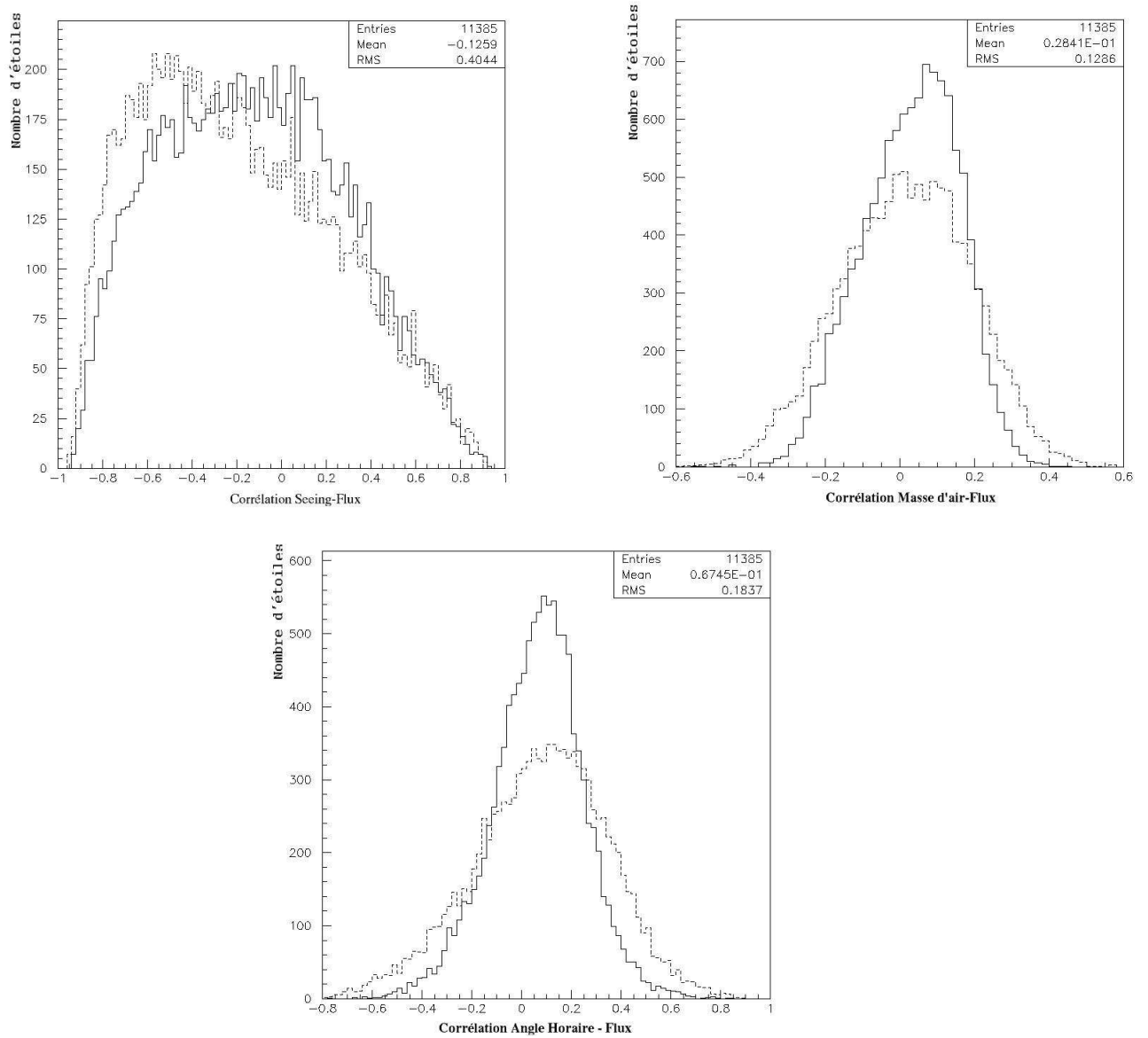


FIG. 6.14 – Distribution des coefficients de corrélation entre le flux sur une courbe de lumière et les variables saisonnières comme le seeing, la masse d'air et l'angle horaire (flux rouge en trait plein et flux bleu en tirets). Une corrélation très importante est visible avec le seeing. Etude réalisée sur 2% des étoiles du champ lm001.

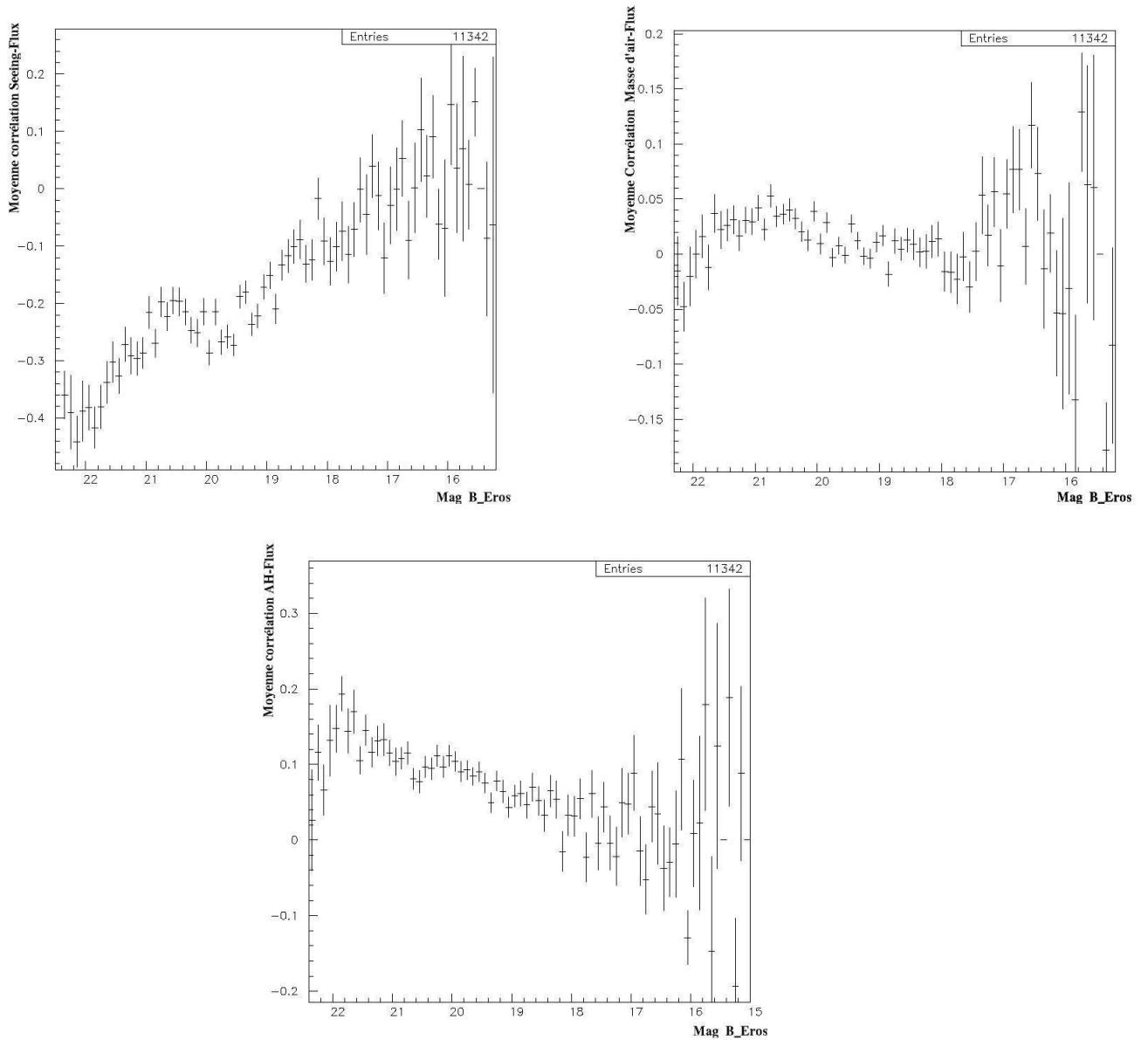


FIG. 6.15 – Evolution moyenne des coefficients de corrélation entre le flux (caméra bleue) d'une courbe de lumière et les variables saisonnières comme le seeing, la masse d'air et l'angle horaire, en fonction de la magnitude de l'étoile étudiée. Les étoiles les plus faibles sont les plus affectées par les déformations ( $B_{Eros} > 19$ ). Etude réalisée sur 2% des étoiles du champ *lm001*.

$$\begin{pmatrix} \sigma_{P_1} & \rho_{12}\sigma_{P_2} & \rho_{13}\sigma_{P_3} \\ \rho_{12}\sigma_{P_1} & \sigma_{P_2} & \rho_{23}\sigma_{P_3} \\ \rho_{13}\sigma_{P_1} & \rho_{23}\sigma_{P_2} & \sigma_{P_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \sigma_F \begin{pmatrix} \rho_{F-P_1} \\ \rho_{F-P_2} \\ \rho_{F-P_3} \end{pmatrix}, \quad (6.15)$$

où  $(\rho_{12}, \rho_{13}, \rho_{23})$  sont les coefficients de corrélation croisés entre les trois variables. Ce qui nous donne, après l'inversion matricielle :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = D \times \begin{pmatrix} (1 - \rho_{23}^2) & (\rho_{13}\rho_{23} - \rho_{12}) & (\rho_{12}\rho_{23} - \rho_{13}) \\ (\rho_{13}\rho_{23} - \rho_{12}) & (1 - \rho_{13}^2) & (\rho_{12}\rho_{13} - \rho_{23}) \\ (\rho_{12}\rho_{23} - \rho_{13}) & (\rho_{12}\rho_{13} - \rho_{23}) & (1 - \rho_{12}^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\rho_{F-P_1}}{\sigma_{P_1}} \\ \frac{\rho_{F-P_2}}{\sigma_{P_2}} \\ \frac{\rho_{F-P_3}}{\sigma_{P_3}} \end{pmatrix}, \quad (6.16)$$

$$\text{avec } D = \frac{\sigma_F}{1 + 2\rho_{12}\rho_{13}\rho_{23} - \rho_{12}^2\rho_{13}^2\rho_{23}^2}.$$

### Résultat de la correction

Cette correction est appliquée sur toutes les étoiles, mais elle est aussitôt retirée si la dispersion intrinsèque de la courbe de lumière est dégradée de plus de 5% par cette correction. Cela peut se produire si une microlentille possède son pic de plus grande amplification pendant un inter-saison ; dans ce cas, une corrélation artificielle est créée avec une variable telle que le seeing. Par la correction, la forme de l'évènement microlentille en serait alors modifiée. La dispersion intrinsèque des mesures (c.à.d point à point le long de la courbe de lumière), qui est un bon estimateur de la qualité de la régularité d'une courbe de lumière, permet de l'éviter. La coupure appliquée est illustrée avec la figure 6.16-gauche, qui représente le rapport des dispersions le long de la courbe de lumière après et avant correction ; celui-ci est presque toujours inférieur à 1.

L'amélioration des courbes de lumières est montrée sur les quelques exemples des figures 6.17 et 6.18. La dernière montre la modification apportée à la courbe de lumière de l'évènement microlentille EROS2-SMC#1 trouvé en 1997, qui en bleu se trouve être très corrélée à la variable d'angle horaire. Plus généralement, les effets de la correction sont visibles sur la figure 6.16-droite, représentant la modification apportée au coefficient de corrélation  $\rho_{RB}$  obtenu avec les courbes de lumière Rouge et Bleu d'une même étoile. A cause des variabilités saisonnières, la corrélation moyenne était positive ; maintenant cette dernière a été ramenée à une valeur moyenne plus basse (mais toujours positive), permettant bien de distinguer les étoiles intrinsèquement variables, qui possèdent une forte valeur du coefficient de corrélation.

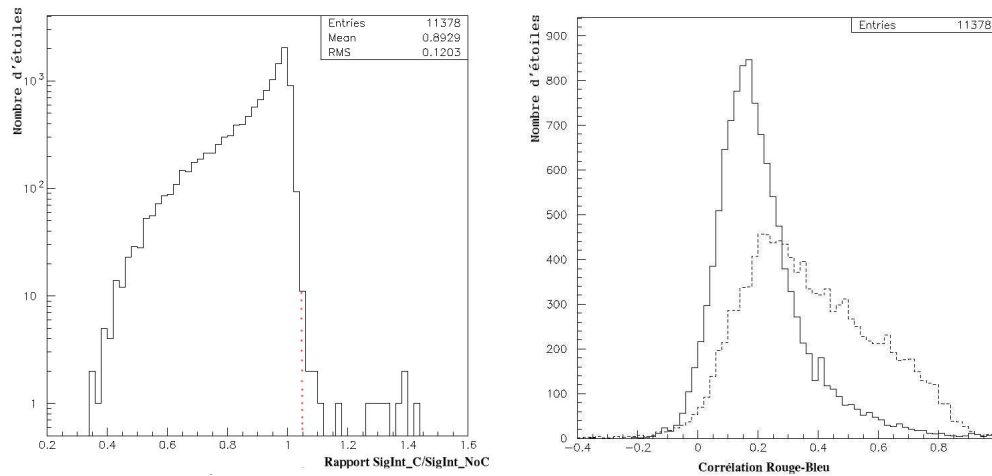


FIG. 6.16 – A gauche : distribution du rapport des dispersions le long de la courbe de lumière (Après correction / Avant correction). Celui ci est en général inférieur à 1, mais pour des étoiles variables ou des effets de microlentilles entre deux saisons, il peut être supérieur à 1, signifiant du même coup une dégradation de la courbe de lumière. La coupure appliquée, autorisant une augmentation de la dispersion de 5% suite à la correction, est illustrée.

A droite : Distribution du coefficient de corrélation entre les courbes de lumière des deux couleurs d'une même étoile : en tirets, avant correction et en trait plein après correction. Noter l'importante amélioration ! Etude réalisée sur 2% des étoiles du champ *lm001*.

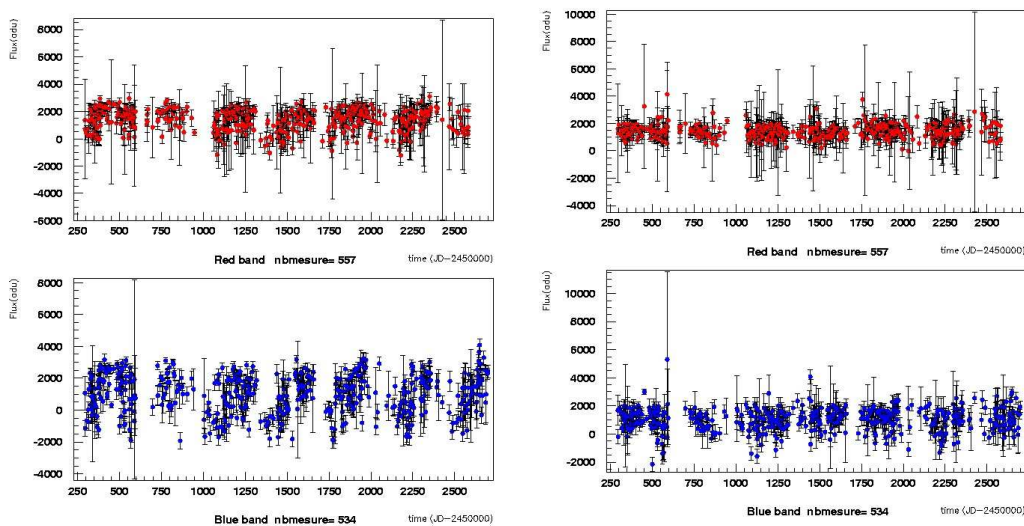


FIG. 6.17 – A gauche : exemple de courbes de lumière affectée par des effets saisonniers (étoile *lm0013n-4745*). A droite : ces mêmes courbes de lumière, après correction.

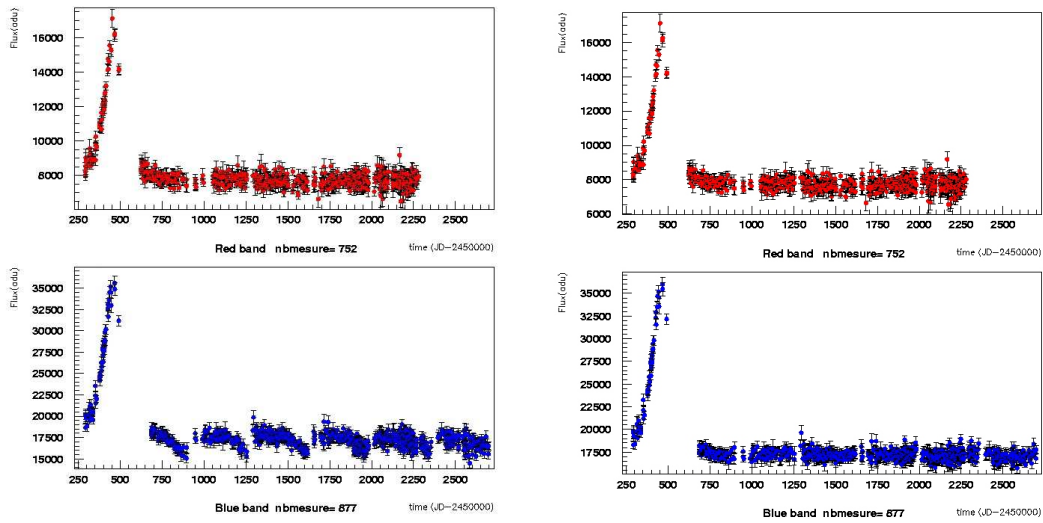


FIG. 6.18 – A gauche : Courbe de lumière affectée par des effets saisonniers en bleu (surtout lié à l'angle horaire) du premier évènement microlentille trouvé en direction du SMC (étoile *sm0054m-5761*). A droite : ces mêmes courbes de lumière, après correction.

## 6.4 Conclusion

Cette étape de nettoyage et de compréhension des données est l'étape la plus importante pour mener à bien une analyse. L'idée est de procéder à un rejet rigoureux de tout objet, image ou encore point de mesure, qui ne donnent pas assez confiance et pourraient nous induire en erreur par la suite. De plus, il est nécessaire de garder un lot de données le plus homogène possible pour simplifier son étude.

A ce niveau, il apparaît que plus de 33 millions d'étoiles ( $\sim 29$  pour le LMC et  $\sim 4$  pour le SMC) vont pouvoir être utilisées pour la recherche d'effet de microlentille. Les courbes de lumière associées contiennent en moyenne 430 points de mesure photométrique pour le LMC et 780 pour le SMC entre juin 1996 et février 2003 (la caméra rouge a été éteinte en septembre 2002). La limite de résolution photométrique est environ à la magnitude 21.5 (22.1) en rouge et à la magnitude 22 (22.6) en bleu pour un champ central (externe).

**Troisième partie**

**Analyses et résultats**





## Chapitre 7

# En quête de microlentilles de longue durée...

La première analyse réalisée a été orientée dans le but de sélectionner des effets de microlentille de très longue durée parmi l'ensemble des étoiles répertoriées. Après avoir commenté les raisons d'une telle analyse, je décrirai ensuite son organisation qui se résume à une recherche par des critères de forme des courbes de lumière. Les résultats obtenus sont discutés dans les dernières sections.

### 7.1 Raisons

Des résultats sur le contenu du halo ont déjà été obtenu sur environ 16 ordres de grandeur en masse. Mais la figure 3.6, qui résume ces recherches, nous montre qu'il existe encore un "gap", entre 1 et  $400 M_{\odot}$ , pas ou mal couvert. A ce niveau, l'étude des perturbations des systèmes liés par de tels objets est difficile à cause de leur faible pouvoir gravitationnel et celle par la recherche d'effets de microlentille atteint une limite car leur durée avoisine la durée totale des observations réalisées (pour  $100 M_{\odot}$ ,  $t_E \sim 2 \text{ ans}$ , eq. 2.42). Pour obtenir la sensibilité nécessaire, il est alors important d'étendre au maximum les observations en temps, mais aussi d'analyser plusieurs dizaines de millions d'étoiles car le nombre d'évènements attendus pour un halo standard plein de machos de  $100 M_{\odot}$  est faible ; il s'élève dans notre cas à 32 (avec une valeur irréaliste de 100% d'efficacité de détection) (eq. 2.40).

La réalisation d'une analyse entièrement dédiée à la recherche d'évènements longs de microlentille est nécessaire car, par leur principe - la recherche d'une fluctuation significative au dessus d'une ligne de base - les analyses classiques ne peuvent mettre en évidence une fluctuation couvrant en totalité ou presque la durée des observations ( $T_{obs}$ ). En effet, la définition d'une ligne de base devient généralement délicate lorsque la durée d'Einstein du phénomène avoisine environ un cinquième de  $T_{obs}$  (soit  $\sim 600$  jours dans notre cas). Sans l'information du flux moyen de l'étoile microlentillée, seule la recherche par des critères de forme nous permet de nous en sortir. Cela n'a jamais été réalisé auparavant à cause de la faible sensibilité des analyses pour ces durées : avec 10,7 millions d'étoiles suivies sur 5,7 ans, seulement 10 évènements microlentilles significatifs ( $A > 1,34$ ) occasionnés par des machos de  $100 M_{\odot}$  pouvaient être attendus dans les données de l'expérience MACHO si l'on considère une efficacité de détection optimale. Avec 32 évènements attendus dans les données d'EROS-2, la tâche reste difficile mais tout à fait réalisable s'il existe un signal clair positif dans cette gamme de masse.

La nature de ces objets pourrait être des trous noirs de masses intermédiaires, résidus d'étoiles de population III [83, Madau et Rees, 2001].

## 7.2 Le Monte-Carlo

Nous réalisons une simulation Monte-Carlo d'évènements de microlentilles gravitationnelles pour contrôler l'effet des coupures de sélection sur les courbes de lumière. Une simulation théorique complète du télescope, de l'appareillage, des étoiles observées et des effets systématiques associés (météorologiques, instrumentales...) étant illusoire, la méthode utilisée consiste à engendrer ces évènements directement sur les courbes de lumière réelles, obtenues après l'étape de réduction photométrique. Cette méthode possède l'avantage de simuler des microlentilles sur la même population d'étoiles suivies et dans les mêmes conditions d'observation.

Nous modifions alors les courbes de lumière initiales de 2% des étoiles cataloguées, choisies aléatoirement, suivant les trois paramètres (le temps du maximum  $t_0$ , le paramètre d'impact  $u_0$  et la durée de l'effet  $t_E$ ), tirés au hasard, d'un phénomène de microlentille simple. La moyenne en flux de l'étoile va nous servir de niveau de base auquel on va appliquer l'amplification : nous multiplions chaque mesure de flux  $i$  par l'amplification  $A(t_i)$  déterminée et corrigeons l'erreur du point en conséquence. La dispersion initiale est conservée en tenant compte de l'écart en nombre de "sigmas" du point au flux moyen : pour ce faire, une paramétrisation en  $A \exp(-B \cdot \log(\text{flux}))$  a été réalisée de la résolution photométrique en fonction de la magnitude de l'étoile source (voir fig. 6.11 à 6.13) et ce pour les différentes zones photométriques déterminées.

Les paramètres des microlentilles sont tirés aléatoirement de façon uniforme :

- $t_0 \in [d - 600; f + 600] = [1800; 5400]$  : où  $d$  et  $f$  sont respectivement les limites inférieure et supérieure (en jours, JD-2447892.5) de la plage d'observation. Ces valeurs permettent de tenir compte des évènements qui possèdent leur maximum d'amplification un peu avant ou juste après notre fenêtre d'observation.
- $u_0 \in [0; 1]$  : Cela correspond à une amplification supérieure à 1.34.
- $t_E \in [300; 3000]$  (jours) : selon une distribution plate en  $\log(t_E)$ <sup>1</sup>. Les évènements de courte durée ne sont pas engendrés, tout comme ceux dépassant la durée totale des observations.

Chaque courbe de lumière simulée passe ensuite les mêmes étapes de nettoyage et de sélection que les courbes originelles. Cela nous permet d'estimer l'efficacité de rejet de chacune des coupures. Ces courbes recherchées, présentées ci-après (fig. 7.1), ont la principale particularité d'être soit monotone dans leur variation (montante ou descendante), soit présentant la forme d'une bosse. Il est à noter que le moment du maximum n'apparaît pas forcément durant notre plage d'observation.

## 7.3 L'analyse

Le but principal de cette analyse est de distinguer les courbes de lumière d'étoiles variables à longue période des courbes de microlentilles potentielles. Elle peut se résumer en 3 étapes :

1. Le filtrage correspondant à l'élimination de toutes les étoiles stables pour ne garder que les étoiles variables et cohérentes dans les deux bandes spectrales observées.
2. La sélection des courbes de lumière pouvant correspondre à un signal de microlentille.
3. Le rejet des bruits de fond.

---

<sup>1</sup>La justification venant du fait que pour des machos de même masse,  $\frac{dN}{dn(t_E)}$  est proche d'une loi gaussienne.

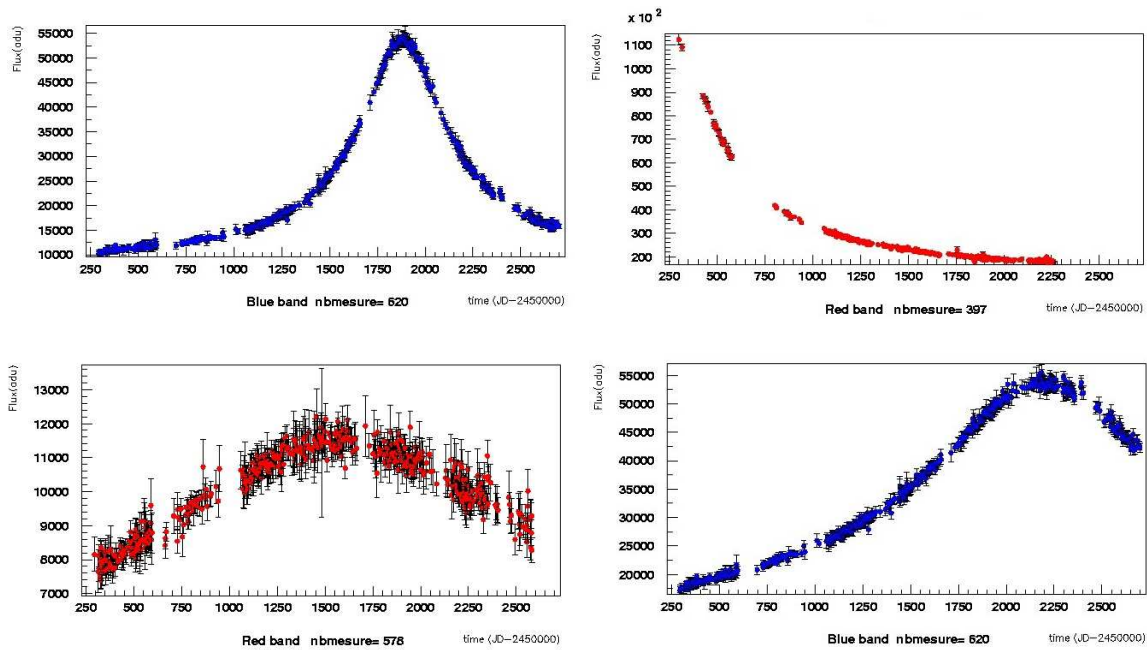


FIG. 7.1 – Exemples de courbes de lumières simulées et recherchées dans l’analyse d’évènements microlentilles de très longue durée (cas des grandes amplifications, c.à.d supérieures à un facteur 4,  $u_0 < 0.25$ ).

### 7.3.1 Filtrage

Cette première étape est une étape servant à réduire de manière significative la quantité importante de données de départ pour simplifier la tâche de l’analyse. Elle se traduira, en pratique, par la création de nouveaux fichiers de suivi (voir sect. 5.5), appelés fichiers de suivi *enrichis*, contenant une petite partie des courbes de lumière originelles, sélectionnées suivant les caractéristiques de la cible choisie. Le phénomène de microlentille étant purement d’origine gravitationnelle, la caractéristique essentielle de ce dernier est donc son achromaticité : l’évolution temporelle de l’amplification dans les deux filtres d’observations doit être exactement identique (sauf effet de blending majeur).

A partir de cela, il a été décidé de ne garder que les courbes de lumière présentant un coefficient de corrélation  $\rho_{RB}$  entre les flux rouges et bleus élevé. Pour son calcul, chaque courbe de lumière a subi un lissage pour éviter d’être biaisé par un ou plusieurs points aberrants visibles dans les deux couleurs. Ce lissage a été réalisé à partir d’une fenêtre glissante de 5 points de largeur, où le flux de chaque point central était remplacé par le flux médian des points de la fenêtre. C’est la seule coupure qui a été utilisée à ce niveau. Elle s’est avérée efficace car elle a permis de ne garder qu’un peu plus d’1% des étoiles, soit la quasi-totalité des étoiles intrinsèquement variables. Le lissage, qui a été appliqué ici pour augmenter l’efficacité de la coupure, a été retiré pour la suite du processus de sélection.

$$\rho_{RB,lisse} = \frac{\sum (F_{R,lisse} - \langle F_R \rangle) (F_{B,lisse} - \langle F_B \rangle)}{\sqrt{\sum (F_{R,lisse} - \langle F_R \rangle)^2} \times \sqrt{\sum (F_{B,lisse} - \langle F_B \rangle)^2}} \quad (7.1)$$

Pour l'étape de filtrage, la coupure appliquée est la suivante :

$$\text{filtrage} : \quad \rho_{RB,lisse} > 0.6 \quad (7.2)$$

et les distributions associées, pour les données et les évènements simulés, sont représentées sur les figures suivantes :

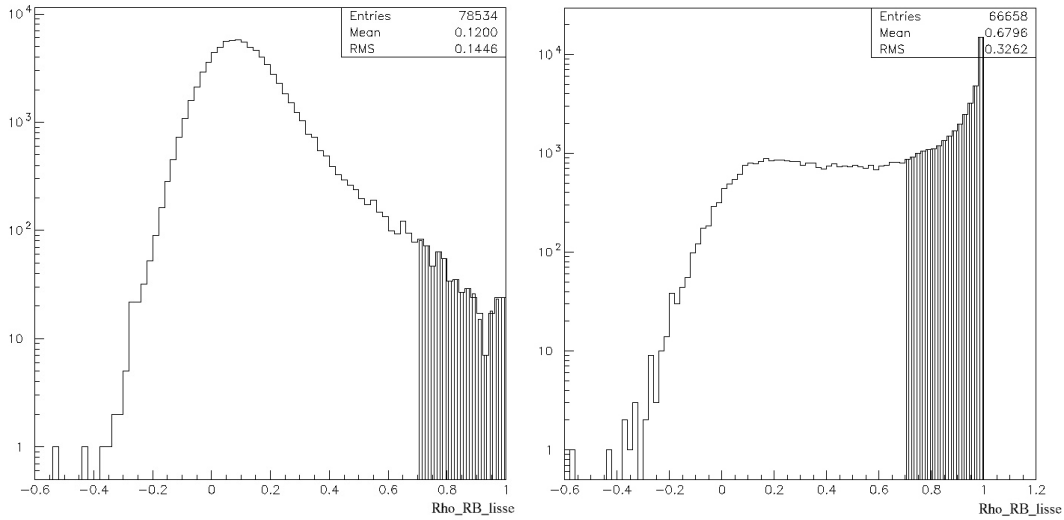


FIG. 7.2 – Distributions du coefficient de corrélation entre les flux obtenus à partir des deux filtres d'observations ( $R_{EROS}$ ;  $B_{EROS}$ ). Les données sont à gauche et les évènements simulés à droite. Les parties hachurées correspondent aux zones sélectionnées par la première coupure de sélection. Noter l'échelle logarithmique en ordonnée.

### 7.3.2 Coupures de sélection

Pour ne retenir que des courbes de lumières comportant un potentiel effet de microlentille, 8 étapes de sélection successives ont été retenues. Je les discute ici une par une.

Au préalable, je définis une notion qui va être utilisée par la suite : l'amplification  $A_{extrm}$ . Sa valeur correspond au rapport entre les flux extrémaux d'une courbe de lumière. Ceux-ci sont obtenus à partir d'une fenêtre glissante, de 10 points de mesures de large, qui permet, de proche en proche, de retenir la valeur maximum et minimum calculée avec la moyenne des 10 points consécutifs de la fenêtre.

$$A_{extrm} = \frac{Flux_{maximum}(10 \text{ points})}{Flux_{minimum}(10 \text{ points})} \quad (7.3)$$

#### 1) Corrélation rouge-bleu

La même coupure que celle utilisée pour l'étape de filtrage est ré-appliquée ici, mais avec une valeur limite autorisée plus élevée :

$$\text{Coupure 1} : \quad \rho_{RB,lisse} > 0.7 \quad (7.4)$$

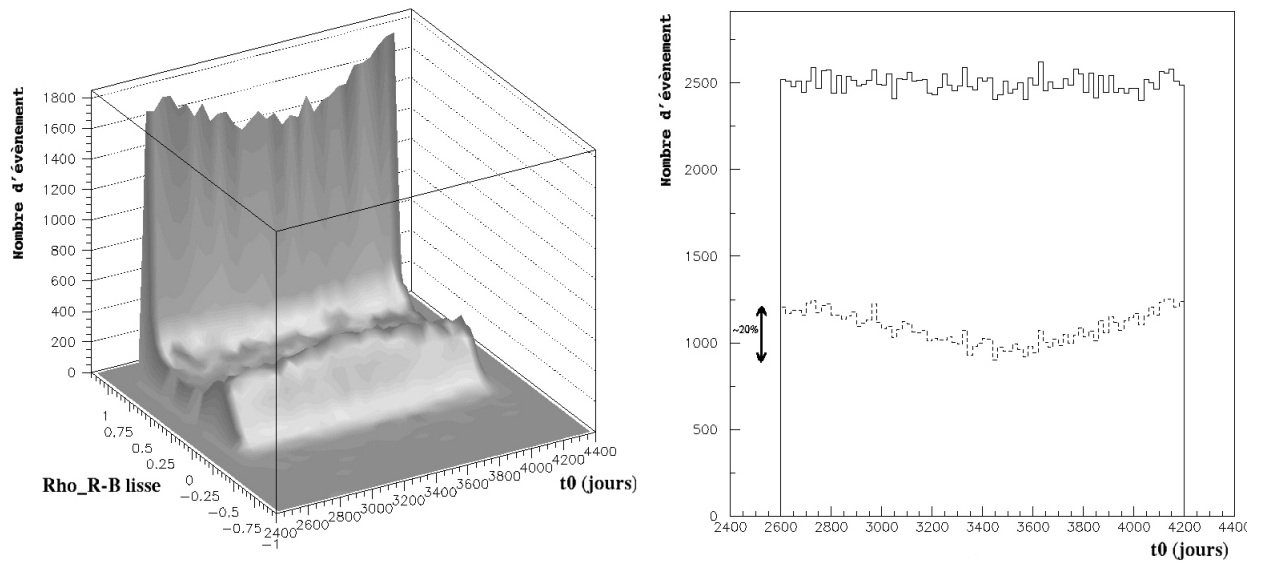


FIG. 7.3 – A gauche : Représentation 3D de la distribution du nombre d'évènements simulés puis sélectionnés (axe  $z$ ), du coefficient de corrélation Rouge-Bleu lissé en fonction du moment de plus grande amplification ( $t_0$ ). Paramètres de génération Monte Carlo utilisés ici :  $t_0$  est borné entre 500 jours après le début des observations et 500 avant la fin, soit le centre de notre plage de prise de données ;  $u_0 \in [0, 1]$  ;  $t_E \in [1000; 10000]$  jours soit des évènements très longs. On s'aperçoit de la plus faible corrélation existante entre les courbes de lumière obtenues dans les deux bandes spectrales pour des évènements dont le maximum d'amplification apparaît au centre de nos données, l'amplitude de variation est alors insuffisante pour qu'une corrélation apparaisse (un exemple de courbe de lumière est donnée dans la figure 7.6, courbe D). A droite : Distribution du paramètre  $t_0$  engendré (trait plein) et sélectionné après l'application de la première coupure de cette analyse sur le coefficient de corrélation Rouge-Bleu lissé. Un creux d'environ 20% apparaît au centre de la distribution sélectionnée (les paramètres de génération Monte Carlo sont identiques à ceux de la figure de gauche) ; celui-ci est encore visible à la fin de l'analyse (voir figure 7.13 haut-gauche).

Les évènements simulés éliminés par cette coupure sont ceux de faible amplification (typiquement  $u_0 > 0.6$ ), mais aussi ceux présentant une faible amplitude de variation durant la plage d'observation. C'est le cas tout particulièrement des évènements microlentilles de très longue durée dont le moment de plus grande amplification ( $t_0$ ) se trouve être au centre de nos données (voir figure 7.3 et courbe de lumière D de la figure 7.6 pour un exemple), un creux en efficacité d'environ 20% apparaît alors dans notre efficacité finale lors de la représentation de la distribution de  $t_0$ .

## 2) Ajustement d'une fonction quartique

La seconde coupure appliquée a pour but de sélectionner les courbes de lumière sur un critère de forme. L'ajustement d'une fonction quartique (polynôme de degré 4) permet, grâce au second extrémum qu'elle contient, de ne garder, a priori, que les courbes possédant une phase montante ou descendante ou les deux successivement. Cet ajustement a l'avantage de pouvoir être réalisé analytiquement et non par la procédure itérative de minimisation de la fonction de  $\chi^2$ , et donc d'être

utilisé sur un grand nombre d'étoiles. En pratique, les 5 points maximums et minimums de chaque courbe n'ont pas été retenus pour le calcul de l'ajustement (soit  $N$  le nombre de points retenus).

La sélection a été appliquée sur le gain de  $\chi^2$   $\Delta\chi^2_{Quartique}$  (calculé après l'ajustement analytique) obtenu en comparaison de celui d'une constante (le flux moyen) (eq. 7.5). Des exemples d'ajustement de la fonction quartique sur des courbes de lumière simulées sont présentés dans la figure 7.6. Notre coupure se sépare en deux suivant la valeur de l'amplification  $A_{extrm}$  ; les étoiles qui ont faiblement varié pouvant posséder un gain de  $\chi^2$  supérieur à celles dont le signal est très significatif. Cela s'explique par la différence explicite entre une courbe de microlentille classique et la partie centrale d'une fonction quartique. Le choix de cette dichotomie se comprend aisément en regardant les figures 7.4, représentant l'amplification  $A_{extrm}$  en fonction de  $\Delta\chi^2_{Quartique}$  : la majeure partie des étoiles courantes sont ainsi rejetées, au prix d'une baisse de notre efficacité de détection notable.

$$\Delta\chi^2_{Quartique} = \frac{\chi^2_{Constant} - \chi^2_{Quartique}}{\chi^2_{Quartique}} \times (N - 5) \quad (7.5)$$

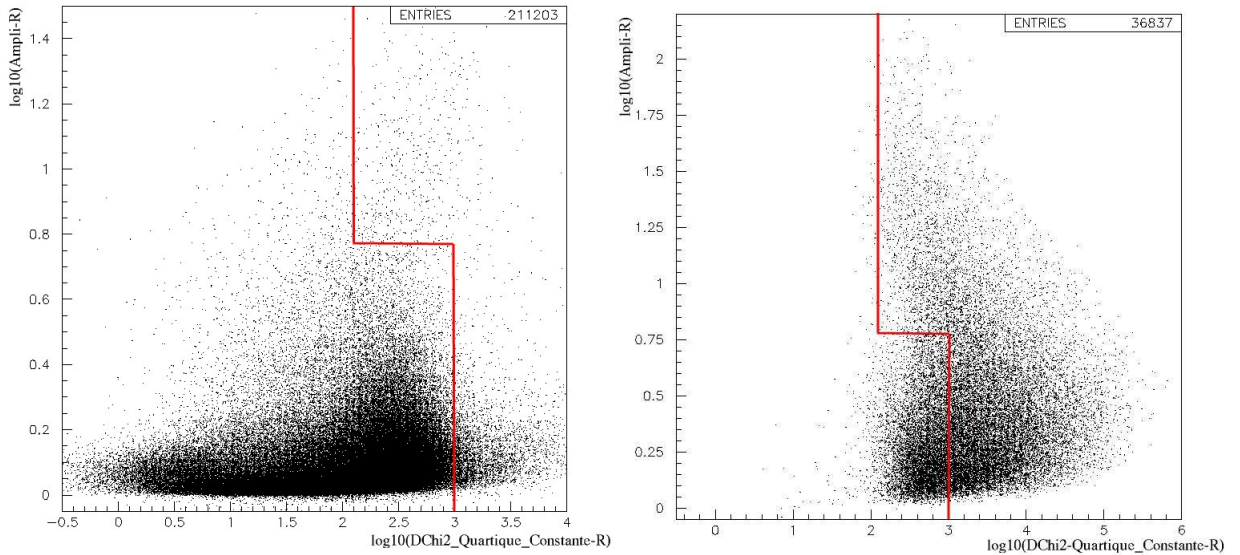


FIG. 7.4 – Représentation de l'amplification  $A_{extrm}$  en fonction du gain de  $\chi^2$ . Les données sont à gauche et les événements simulés à droite. La coupure appliquée est illustrée par la ligne rouge.

Voici la série de coupures utilisées, l'étoile devant les satisfaire dans les deux couleurs pour être retenue :

$$\text{Coupure 2a : } \log(\Delta\chi^2_{Quartique}) > 2.1 \text{ pour } A_{extrm} > 6 \quad (7.6)$$

$$\text{Coupure 2b : } \log(\Delta\chi^2_{Quartique}) > 3.0 \text{ pour } A_{extrm} < 6 \quad (7.7)$$

La coupure 2b élimine les étoiles éruptives de type Novae de forte amplification : la soudaineté de l'augmentation en magnitude ne permet pas un bon ajustement de quartique. Les distributions de la valeur du gain de  $\chi^2$ , pour les données et pour les événements simulés, sont représentées ci-après.

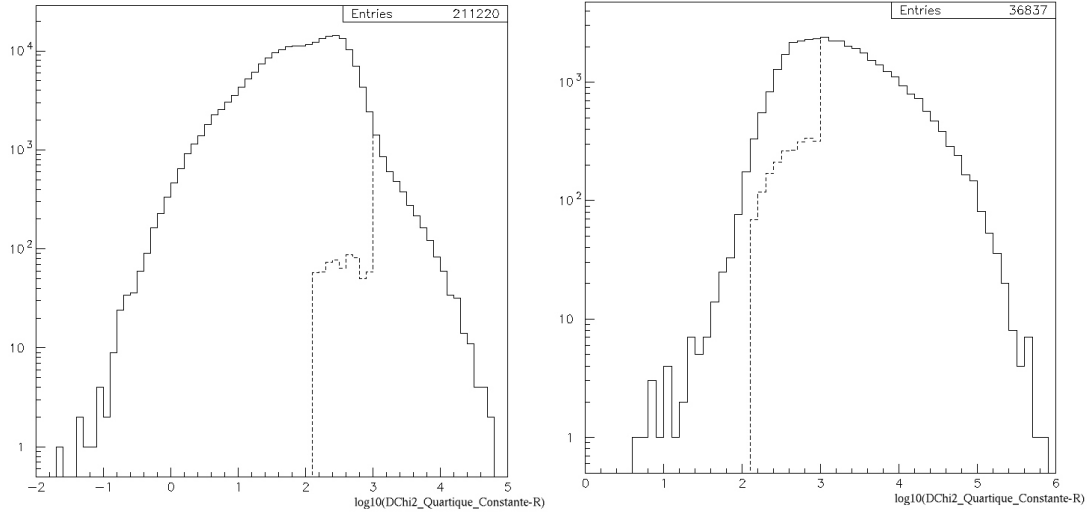


FIG. 7.5 – Distributions de la valeur du gain de chi2. Pour les données à gauche et les évènements simulés à droite. Les zones délimitées par les pointillées sont sélectionnées. L'échelle est logarithmique en ordonnée.

### 3) Linéarité rouge-bleu en temps

Cette coupure rejoint dans l'idée la première sélection réalisée sur la corrélation entre les deux courbes de lumières de l'étoile source. Le but, ici, est de ne retenir que les étoiles dont les flux rouges et bleus varient de façon linéaire l'un par rapport à l'autre. En effet, si l'on considère une étoile de flux de base  $(\phi_{R,0}, \phi_{B,0})$  et un flux supplémentaire  $(\phi_{R,1}, \phi_{B,1})$  jouant le rôle de blinding, on retrouve les égalités suivantes lors d'un effet de microlentille représenté par  $A(t)$  :

$$\phi_R(t) = A(t) \cdot \phi_{R,0} + \phi_{R,1} \quad (7.8)$$

$$\phi_B(t) = A(t) \cdot \phi_{B,0} + \phi_{B,1} \quad (7.9)$$

qui nous amènent alors à l'égalité suivante :

$$\phi_R(t) = \frac{\phi_{R,0}}{\phi_{B,0}} \cdot \phi_B(t) + \left( \phi_{R,1} - \frac{\phi_{R,0}}{\phi_{B,0}} \cdot \phi_{B,1} \right) \quad (7.10)$$

soit une relation linéaire entre  $\phi_R(t)$  et  $\phi_B(t)$ , avec la couleur de l'étoile source  $\left(\frac{\phi_{R,0}}{\phi_{B,0}}\right)$  comme coefficient directeur.

Il existe une solution unique dans le cas de l'ajustement 2D d'une droite suivant  $\phi_B$  et  $\phi_R$ , en tenant compte des erreurs  $\sigma_B$  et  $\sigma_R$  de chaque points de mesure  $i$  associé en temps ; pour cela, il est nécessaire de minimiser la fonction :

$$E = \sum_i \frac{(\phi_{R,i} - a - b \cdot \phi_{B,i})^2}{\sigma_{R,i}^2 + b^2 \cdot \sigma_{B,i}^2}$$

par rapport aux deux paramètres  $a$  et  $b$ , puis faire l'hypothèse suivante :  $\sigma_{R,i}^2 = K^2 \cdot \sigma_{B,i}^2$ .

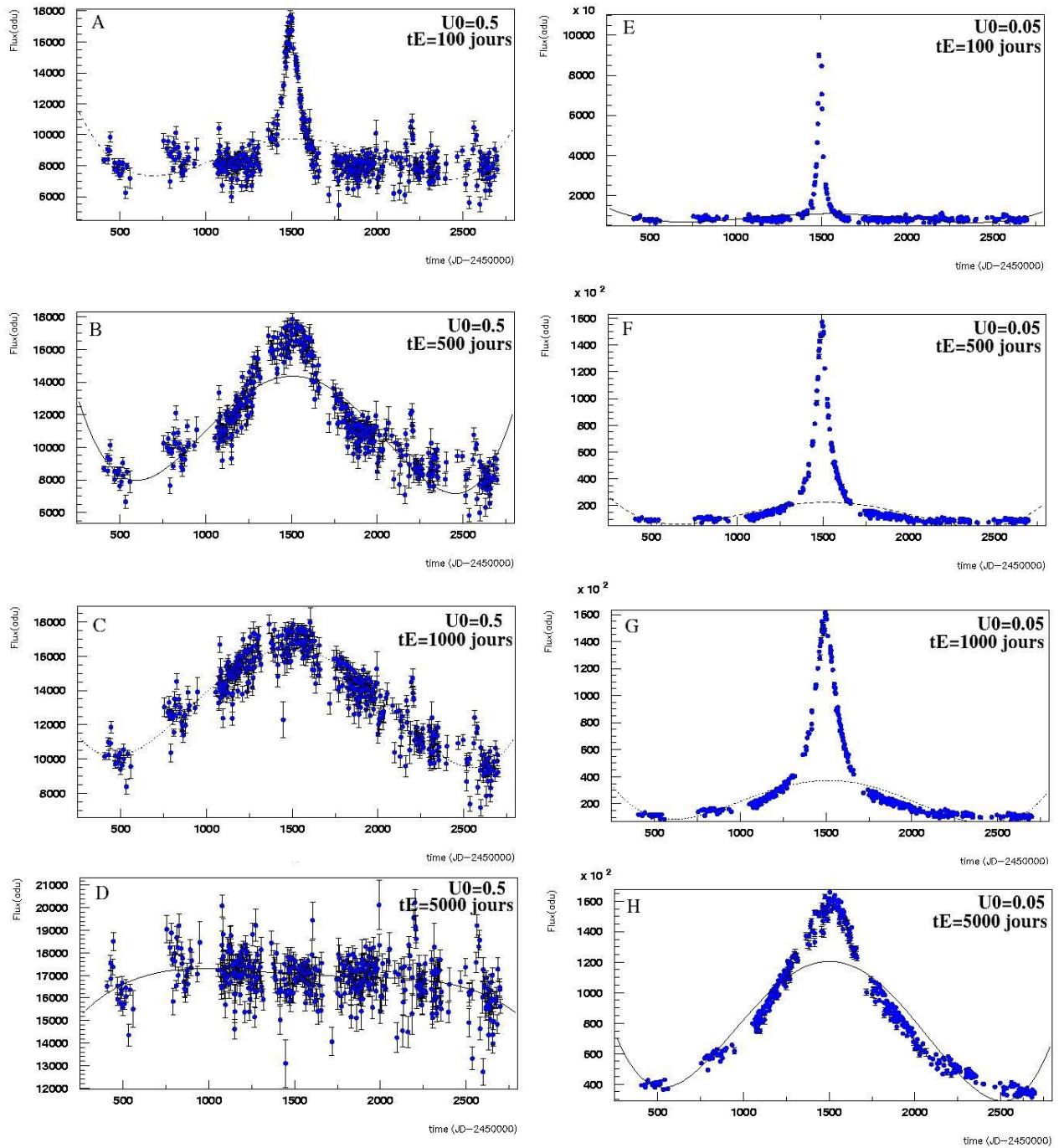


FIG. 7.6 – Courbes de lumière simulées avec l'ajustement d'une fonction quartique superposée et ce pour différents temps d'Einstein (100, 500, 1000 et 5000 jours). A gauche, pour un paramètre d'impact  $u_0 = 0.5$  et à droite pour  $u_0 = 0.05$ , le maximum d'amplification se trouve dans tous les cas au centre de notre plage d'observation. Le flux de base de l'étoile originelle est d'environ 8000 ADU. Dans ce cas de figure, toutes les courbes les lumière, sauf A et D, ont été sélectionnées par la 2ème coupure de mon analyse sur le gain de  $\chi^2$  apporté par un ajustement d'une fonction quartique par rapport à une constante (le flux moyen).



A ce niveau, la linéarité entre les deux flux est évaluée en calculant le nombre de traversées  $T_{RB}$  de la droite  $\phi_R = a + b.\phi_B$  avec chaque couple de points  $(\phi_{R,i}, \phi_{B,i})$  ordonnés chronologiquement : cela correspond au nombre de paquets de points consécutifs situés de part et d'autre de la droite. Ce nombre est ensuite normalisé au nombre de paires de points  $N_{RB}$  de chaque courbe de lumière pour autoriser leur comparaison (il s'agit en principe d'une loi binomiale de probabilité  $p=0.5$ , dont la valeur moyenne est  $\frac{N_{RB}}{2}$  et la variance égale à  $\frac{N_{RB}}{4}$ ).

$$T_{lin,RB} = \frac{T_{RB} - \frac{N_{RB}}{2}}{\sqrt{\frac{N_{RB}}{4}}} = \frac{2T_{RB} - N_{RB}}{\sqrt{N_{RB}}} \quad (7.11)$$

La coupure alors appliquée est la suivante, on ne sélectionne que les courbes de lumière dont :

$$\text{Coupure 3 : } T_{lin,RB} > -5 \quad (7.12)$$

Elle permet d'éliminer en particulier les étoiles variables de type super-Géantes Rouges, situées en haut à droite du diagramme HR, dont les variations de luminosité sont chromatiques. Les distributions de la variable  $T_{lin,RB}$  sont visibles sur les figures suivantes, pour les données et la simulation Monte-Carlo.

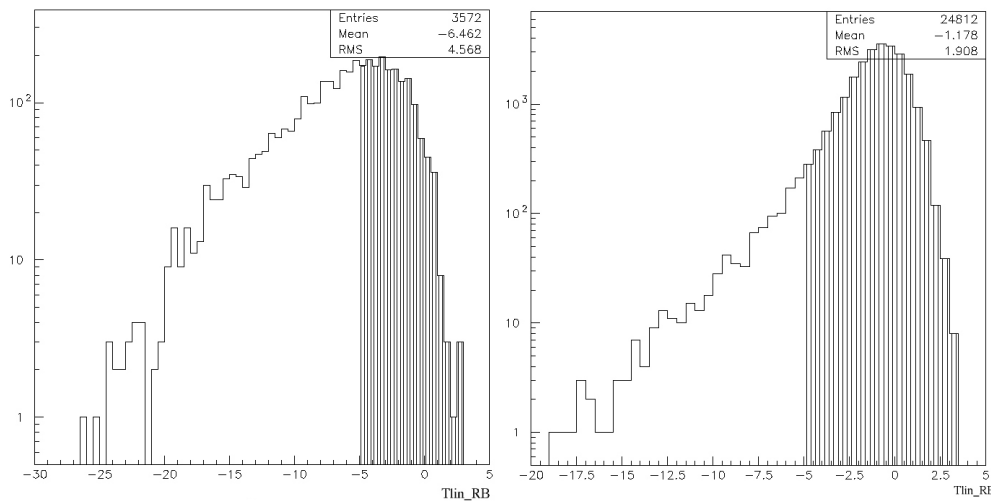


FIG. 7.7 – Distributions de la variable  $T_{lin,RB}$  pour les données à gauche et les évènements simulés à droite. Les parties hachurées correspondent aux étoiles sélectionnées par la coupure. L'échelle est logarithmique en ordonnée.

Cette coupure prometteuse a malheureusement été limitée par des systématiques observationnelles comme les effets de saison dus à la réfraction atmosphérique.

#### 4) Amplification

Cette coupure, divisée en deux, est utilisée pour ne garder que les effets les plus significatifs. On ne sélectionne tout d'abord que les courbes de lumière présentant une amplification entre ses flux extrémaux ( $A_{extrm}$ ) supérieure à 1.34, correspondant à la valeur de l'amplification lors de la traversée du rayon d'Einstein du déflecteur par l'étoile source ( $u_0 = 1$ ). Puis sur la valeur de la variable C

dite de “cohérence” de la courbe de lumière : elle correspond au rapport entre l’amplification  $A_{extrm}$  et la dispersion intrinsèque des mesures point par point, appelé  $\sigma_{Interne}$ , nous renseignant sur la régularité de la courbe de lumière. Cette dernière coupure permet d’éliminer les courbes, qui pour une amplification donnée, possèdent trop d’irrégularités, ce qui serait incompatible avec un effet de microlentille.

$$C = \frac{A_{extrm}}{\sigma_{Interne}} \left( ADU^{-1} \right) \quad (7.13)$$

La dispersion intrinsèque  $\sigma_{Interne}$  est calculée à partir de l’écart-type de la distribution de la variable  $S(t_i)$ , définie par l’écart des mesures à l’interpolation linéaire des deux points voisins :

$$S(t_i) = F(t_i) - \left[ F(t_{i-1}) + (F(t_{i+1}) - F(t_{i-1})) \times \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}} \right] \quad (7.14)$$

Voici les coupures appliquées :

$$\text{Coupure 4a : } A_{extrm} > 1.34 \quad (7.15)$$

$$\text{Coupure 4b : } C > 0.003 ADU^{-1} \text{ soit } \log(C) > -2.5 \quad (7.16)$$

Les distributions de la variable  $C$ , pour les données et les évènements simulés, sont représentées ci-après. La coupure 4b possède un fort pouvoir de réjection.

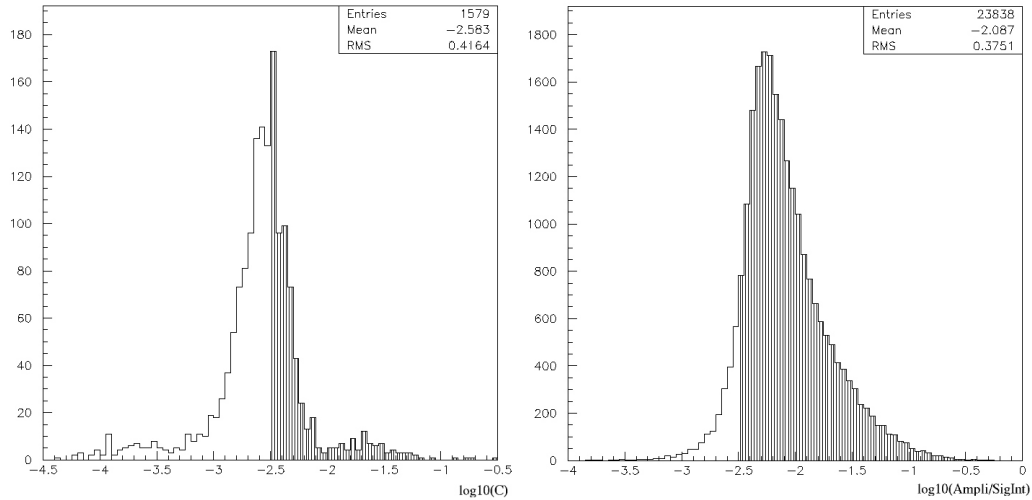


FIG. 7.8 – Distributions de la variable de cohérence  $C$  (eq. 7.13). A gauche pour les données et droite pour le monte carlo.

### 5) Rejet des marches d’escalier

Comme cela a déjà été mentionné lors de l’étape de nettoyage (sect. 6.1.2), les marches d’escalier sont le fruit d’un biais systématique photométrique. Les courbes de lumière comportant cet effet sont

écartées à l'aide d'une série de 4 critères permettant de les cibler :

- [5a] Valeur de la variable de pollution élevée (eq 6.11) :  $Pollution > 0.08$
- [5b] Ajustement de la fonction quartique :  $\log(\Delta\chi^2_{Quartique}) < 3.4$
- [5c] Amplification :  $A_{extrm} < 8$
- [5d] Nombre de paquets de points consécutifs NRUN de part et d'autre du flux de base (voir sect. 8.3.1), avant puis après le moment de la marche :  $NRUN_{avant} > -6 \& NRUN_{aprs} > -9$

Le dernier critère est appliqué pour sélectionner des courbes de lumière possédant deux plateaux, avant et après le moment de changement de la PSF occasionnant la forme en marche d'escalier. Une courbe de lumière repérée par ces 4 critères sera considérée comme non exploitable pour la suite de l'analyse :

$$Coupure\ 5 : \quad non\ (5a \cap 5b \cap 5c \cap 5d) \quad (7.17)$$

A ce stade de la sélection, il ne nous reste plus que des courbes de lumière possédant de véritables variations.

### **6) Rejet des étoiles variables à plusieurs pics**

A ce niveau de l'analyse, de nombreuses étoiles variables à longue période ( $P > 200$  jours) sont encore présentes, car aucune coupure spécifique sur le nombre de bosses (théoriquement une au maximum pour les lentilles simples) n'a pour l'instant été appliquée. Le problème principal, pour obtenir un bon pouvoir de réjection sans trop diminuer notre efficacité de sélection de microlentille, est la dispersion des points le long de la courbe de lumière qui rend difficile la connaissance du nombre exact de fluctuations : c'est le cas des microlentilles de faible amplification. Il a donc été décidé de trouver des critères de sélection pragmatiques pour pouvoir contourner la difficulté. Ils sont au nombre de deux, correspondant à deux types de variations.

- [6a] Pour repérer puis éliminer les étoiles de type Mira, qui présentent des variations en luminosité revenant au même niveau inférieur en flux, on calcule le nombre de fluctuations positives en se plaçant sur ce niveau minimum (calculé avec une moyenne de 10 points consécutifs). Une fluctuation doit comporter plus de 15 points à plus de 1 sigma (ceci est obtenu à partir de la dispersion globale des points de la courbe de lumière) pour être enregistrée comme telle ; celle-ci s'arrête lorsque 5 points consécutifs se situent en dessous de cette limite. Les courbes présentant plus de 2 fluctuations sont rejetées :

$$Coupure\ 6a : \quad Nombre\ de\ fluctuations < 3 \quad (7.18)$$

- [6b] Pour rejeter les étoiles variables à longue période avec un comportement plus ou moins erratique le long de la courbe de lumière, on calcule le nombre de creux ou de bosses rencontrés (c.à.d de variations importantes). Pour cela, on utilise une fenêtre de 25 points de largeur que nous déplaçons le long de la courbe de lumière tous les 25 points également : à chaque arrêt  $k$ , on détermine la moyenne  $m_k$  et l'écart-type associé  $\sigma_k$ . Avec la série de points obtenus, on compte ensuite le nombre de variations  $N_V$  importantes, correspondant à deux changements de direction significatifs consécutifs, définis de cette manière (ici cas d'une montée suivie d'une

descente) :

$$m_k - m_{k-1} > 6 \times \sqrt{\frac{\sigma_{k-1}^2 + \sigma_k^2}{25}} \quad \& \quad m_{k+1} - m_k < -6 \times \sqrt{\frac{\sigma_{k+1}^2 + \sigma_k^2}{25}} \quad (7.19)$$

La coupure n'est pas directement appliquée sur la valeur de  $N_V$ , mais après sa normalisation par rapport à la différence en temps entre le moment du flux maximum de la courbe et celui du minimum ( $Tf_{max}, Tf_{min}$ ) :

$$\text{Coupure 6b :} \quad V = \frac{N_V + 1}{|Tf_{max} - Tf_{min}|} < 0.004 \text{ jour}^{-1} \quad (7.20)$$

Voici les distributions des deux valeurs présentées, pour les données et les événements simulés :

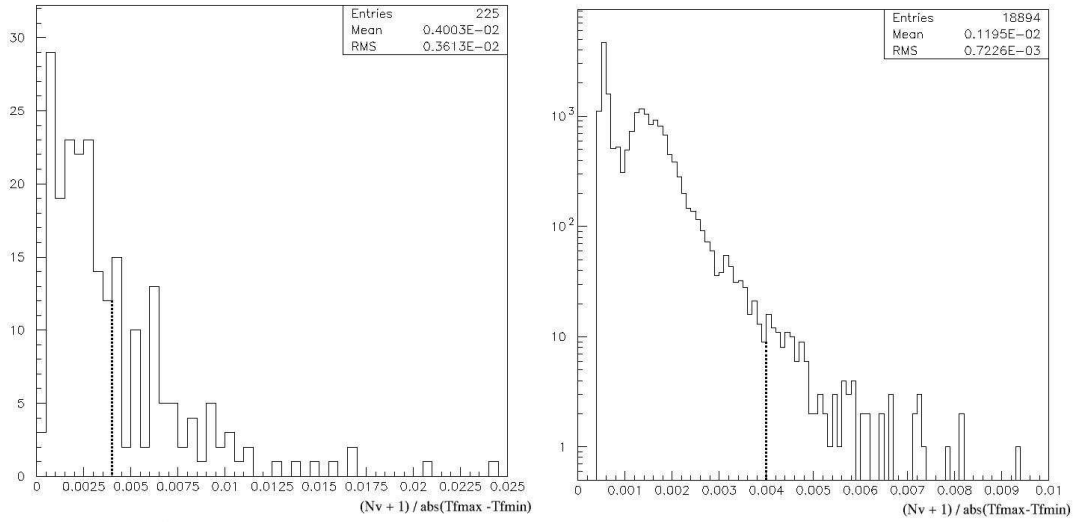


FIG. 7.9 – Distributions de la variable  $V$  (eq. 7.20), à gauche pour les données restantes et à droite pour le monte-carlo. La coupure est caractérisée par la ligne pointillée. L'échelle est logarithmique en ordonnée à droite.

## 7) Rejet des étoiles variables à longue période comportant 2 phases montantes ou de descente

L'introduction de cette coupure a pour but d'éliminer les étoiles à très longue période de variation, où seulement 2 phases de montée, ou de descente, étaient observées (une appartenant à la bosse principale et l'autre apparaissant en fin, ou au début, des observations). La méthode imaginée consiste à ajuster une fonction parabolique ( $Flux = At^2 + Bt + C$ ) sur les courbes de lumières et à rejeter celles qui sont indésirables, c'est à dire qui satisfont les trois critères suivants :

- [7a] Concavité de la parabole orientée vers le haut :  $\frac{A}{Flux_{min}} > 0$
- [7b] Moment du minimum de la parabole à l'intérieur du temps d'observation :  $\frac{-B}{2A} \in [d + 300; f - 300]$ , où  $d$  et  $f$  sont respectivement les limites inférieure et supérieure.
- [7c] Echelle de temps :  $\left| \frac{-B}{2A} - Tf_{max} \right| < 1300 \text{ jours}$

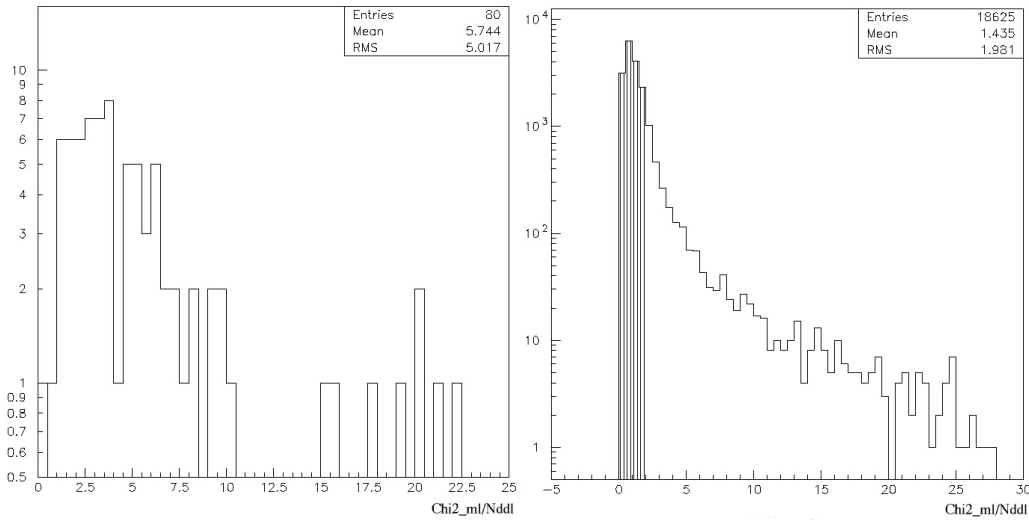


FIG. 7.10 – Distributions de  $\frac{\chi_{\mu l}^2}{N_{ddl}}$ , à gauche pour les données restantes et à droite pour le monte-carlo.

De ces trois critères, nous obtenons la septième coupure :

$$\text{Coupure 7 : } \quad \text{non}(7a \cap 7b \cap 7c) \quad (7.21)$$

### 8) Sélection par ajustement d'une fonction microlentille

Pour pouvoir se convaincre qu'un candidat est bien un évènement microlentille, il est nécessaire de ne retenir que les courbes pouvant être ajustées de façon satisfaisante par une courbe de microlentille simple. Pour ce faire, on utilise la méthode de minimisation de la fonction de chi2 avec 4 paramètres libres (le flux de base,  $t_0$ ,  $u_0$  et  $t_E$ ). Voici la coupure appliquée :

$$\text{Coupure 8 : } \quad \frac{\chi_{\mu l}^2}{N_{ddl}} < 2 \quad (7.22)$$

où  $N_{ddl}$  est le nombre de degrés de liberté pour l'ajustement.

### 7.3.3 Résultats

L'effet du jeu de coupures utilisées (coupures 1 à 8) sur les données et sur les courbes de lumière simulées est indiqué dans les tables 7.1 et 7.2 ci-dessous. Il est nécessaire que la paire de courbes de lumière d'une étoile donnée (rouge et bleu) passe tous les critères d'analyse pour que cette dernière soit sélectionnée.

Coupures	Étoiles sélectionnées	Fraction sélectionnée	Fraction relative
Initialement	33409354	100 %	100 %
1	211220	0.63 %	0.63 %
2	3572	0.011 %	1.7 %
3	1579	0.005 %	44.2 %
4	255	0.0008 %	16.1 %
5	225	0.0007 %	88.6 %
6	101	0.0003 %	44.7 %
7	85	0.0003 %	84.2 %
8	11	$3.10^{-5}$ %	12.9 %

TAB. 7.1 – Effets des critères de sélection 1 à 8 sur les étoiles analysées des Nuages de Magellan.

Coupures	Étoiles sélectionnées	Fraction sélectionnée	Fraction relative
Initialement	64240	100 %	100 %
1	36837	58.2 %	58.2 %
2	23606	37.3 %	64.1 %
3	22756	36.0 %	96.4 %
4	19188	30.3 %	84.3 %
5	18054	28.5 %	94.1 %
6	16991	26.9 %	94.1 %
7	16336	25.8 %	96.1 %
8	12762	20.2 %	78.1 %

TAB. 7.2 – Effets des critères de sélection 1 à 8 sur des événements microlentilles simulés (utilisation de 2% des étoiles appartenant à huit champs du LMC (01, 09, 19, 20, 33, 34, 48 et 49). Les paramètres engendrés sont ceux énumérés à la section 7.2.

### Efficacité de détection

L'efficacité de détection moyenne sur tous les champs d'observation atteint environ 20% (normalisé sur 3200 jours, soit 50% de plus que la durée d'observation réelle), ce qui nous laisse espérer observer environ 8 événements microlentilles occasionnés par des machos de 100 masses solaires si l'ensemble de la matière noire galactique se trouve être sous cette forme.

Les évolutions des 4 paramètres de génération monte-carlo ont été étudiées à partir des deux simulations suivantes (l'une pour observer le comportement de notre analyse pour des effets de courtes durées, l'autre pour une étude au maximum de notre efficacité de détection) :

- Simulation A : (fig. 7.12) :  $t_E \in [50; 500]$  jours plat en échelle logarithmique,  $t_0 \in [1550; 5550]$  en jours Eros (JD -2447892.5) soit 750 jours avant et après notre plage d'observations,  $u_0 \in [0; 1]$ .
- Simulation B : (fig. 7.13) :  $t_E \in [1000; 10000]$  jours plat en échelle logarithmique,  $t_0 \in [-2650; 9850]$  en jours Eros (JD -2447892.5) soit 5000 jours avant et après notre plage d'observations,  $u_0 \in [0; 1]$ .

Les durées entre 500 et 1000 jours de  $t_E$  ont été aussi étudiées mais nous ne les présentons pas ici.

Ces deux simulations nous montrent que l'efficacité de détection de cette analyse est nulle pour des temps d'Einstein inférieurs à 100 jours puis monte progressivement ensuite pour atteindre un maximum pour une durée d'environ 4000 jours. Une part majeure de cette efficacité est due aux étoiles brillantes ( $M < 19$ ), dont la faible dispersion des points de mesures facilite l'analyse et pour un paramètre d'impact ( $u_0$ ) inférieur à 0.5, donc pour des amplifications supérieures à 2. La raison du creux d'efficacité apparaissant au centre de la distribution du paramètre  $t_0$  (Simulation B) est expliqué lors de la discussion de la première coupure (voir 7.15).

A partir de la figure 7.11 représentant, pour chacune des deux simulations, la durée ( $t_E$ ) des évènements simulés sélectionnés en fonction du moment de plus grande amplification ( $t_0$ ), on peut se rendre compte que l'on ne peut plus détecter des microlentilles dont le  $t_0$  se trouve dans un trou d'observation d'inter-saison si la durée de celle-ci est inférieure à 250 jours. Pour des évènements de plus grande durée dont le  $t_0$  se trouve hors de notre phase d'observation, il est encore possible de percevoir un effet, dans le cas de petits paramètres d'impact, si le maximum d'amplification apparaît à environ  $\frac{t_E}{4}$  des limites temporelles d'observations (soit  $j=250$  pour le début et  $j=2500$  pour la fin  $j=JD-2450000$ ).

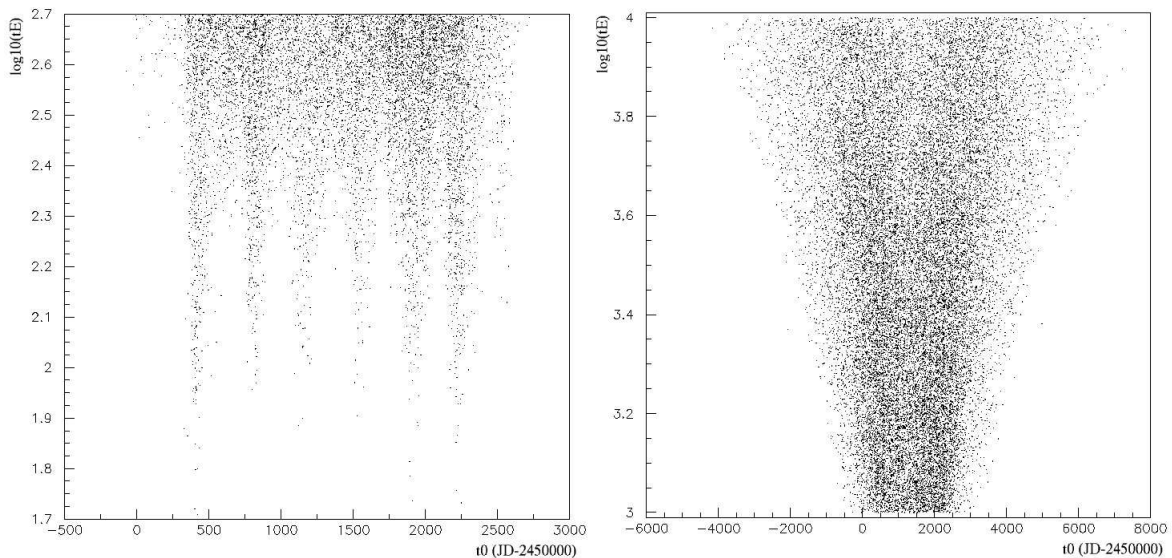


FIG. 7.11 – Variation de  $\log_{10}(t_E)$  en fonction de la date du maximum d'amplification  $t_0$  pour les évènements simulés sélectionnés par l'analyse. Simulation A puis B.

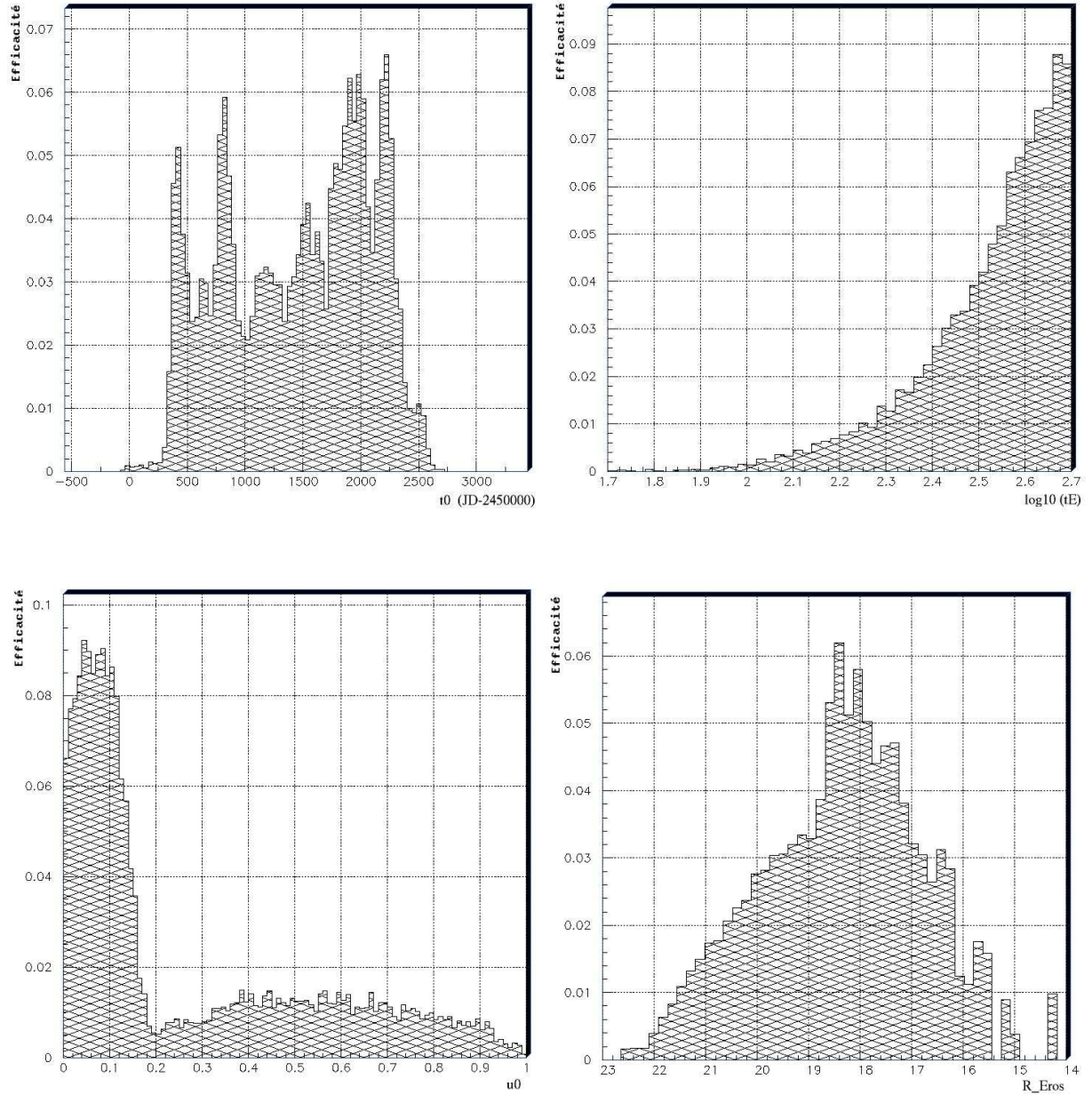


FIG. 7.12 – Simulation A : Variation de l'efficacité de détection en fonction des 4 paramètres de génération utilisés pour la simulation ( $t_0$ ,  $u_0$ ,  $t_E$  et la magnitude de l'étoile source utilisée). Ceux-ci ont été engendrés de cette manière :  $t_E \in [50; 500]$  jours en échelle logarithmique,  $t_0 \in [-557.5; 3442.5]$  (JD -2450000) soit 750 jours avant et après notre plage d'observations,  $u_0 \in [0; 1]$ . La normalisation en durée est donc de 4000 jours.



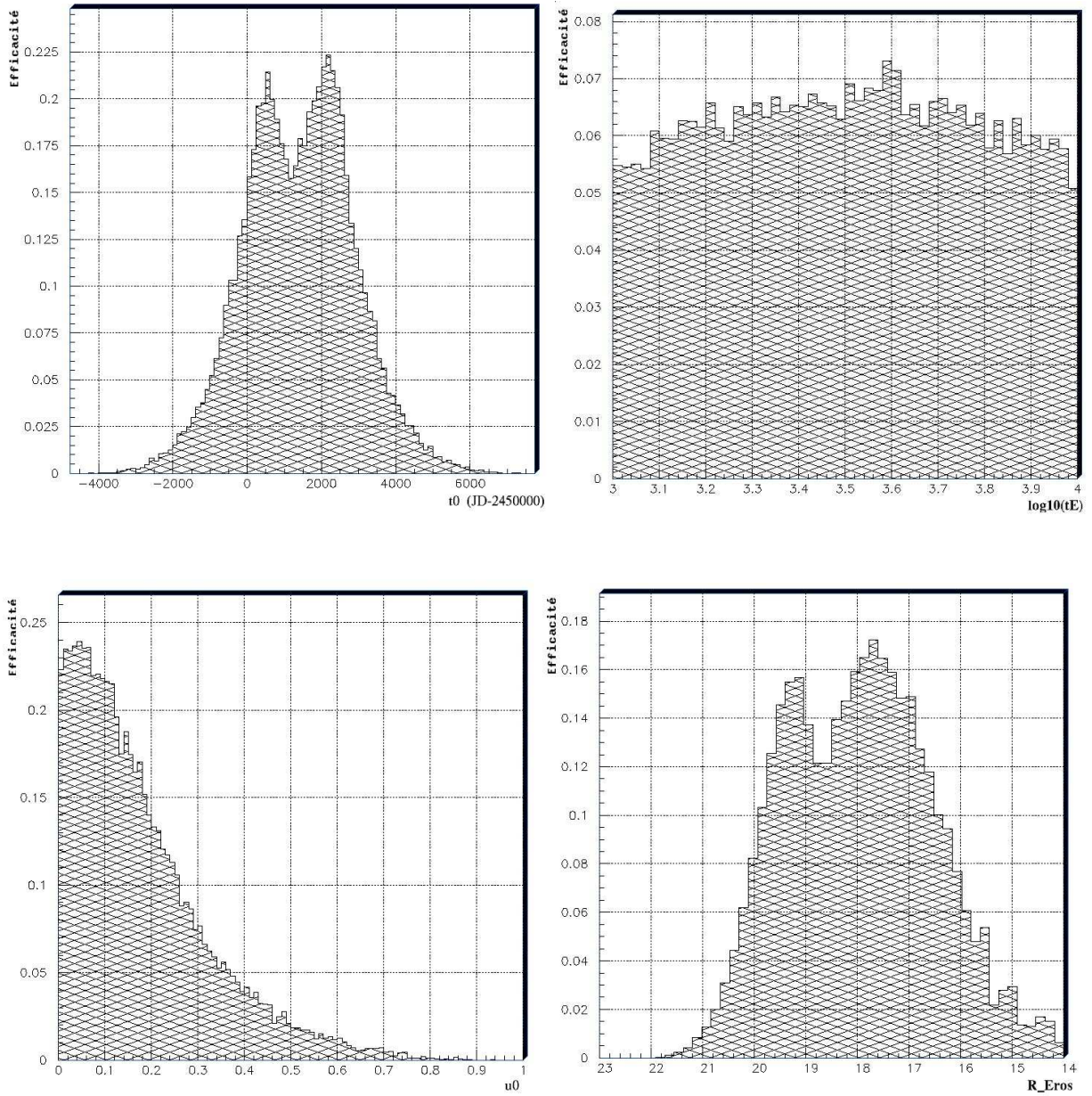


FIG. 7.13 – Simultaion B : Variation de l'efficacité de détection en fonction des 4 paramètres de génération utilisés pour la simulation ( $t_0$ ,  $u_0$ ,  $t_E$  et la magnitude de l'étoile source utilisée). Ceux-ci ont été engendrés de cette manière :  $t_E \in [1000; 10000]$  jours en échelle logarithmique,  $t_0 \in [-4757.5; 7742.5]$  (JD -2450000) soit 5000 jours avant et après notre plage d'observations,  $u_0 \in [0; 1]$ . La normalisation en durée est ici de 12500 jours.

### Présentation des candidats microlentilles

Finalement, sur un peu plus de 33 millions d'étoiles analysées, seules 11 candidates subsistent, appartenant toutes au LMC. La fluctuation retrouvée sur l'une d'entre elles étant due au passage d'un écho lumineux provenant de la supernova 1987a (voir annexe 2), elle ne sera plus retenue dans la suite de la discussion. Les courbes de lumière des dix autres objets sont présentées à la fin de ce chapitre (figures 7.16 à 7.25), chacune d'entre elles étant accompagnée des courbes obtenues à partir des données de l'expérience MACHO<sup>2</sup> (seul le candidat numéro 2 ne possède pas de contre partie).

Tout d'abord, on peut remarquer que les candidats ne sont pas représentatifs de la distribution des étoiles du LMC, car 9/10 se trouvent dans les champs centraux (~ la barre du LMC) qui comprennent moins de 30% des étoiles suivies par EROS2. Selon une loi binomiale, la probabilité d'une telle configuration est de l'ordre de  $10^{-4}$  : cela montre donc qu'il est impossible que la grande majorité de ces objets soient des microlentilles du halo. Puis, grâce aux 4 années de données supplémentaires (avant 1996), prises par l'équipe MACHO, il a été possible d'éliminer 8 de nos candidats du fait de leur variabilité incompatible avec l'effet de microlentille recherché. Ce sont des étoiles intrinsèquement variables de très longue période, supérieure à 5 ans, dont on ne voyait qu'une partie, trompeuse, de la fluctuation observée.

Il ne nous reste donc plus que 2 candidats potentiels (#2 et #4), qui ont un comportement bien achromatique (voir fig. 7.26). Cependant, dans le diagramme HR (fig. 7.14-haut), il apparaît clairement que les 2 étoiles correspondantes sont situées dans un endroit peu peuplé (comme d'ailleurs les 8 autres !) : il est fort probable que la variation observée ne soit pas due à une microlentille, mais encore une fois à une variation intrinsèque de l'étoile. Un effort particulier de recherche d'images antérieures doit tout de même être fait, en ce qui concerne le candidat numéro 2, pour savoir comment ce dernier a évolué car il se trouve dans une zone d'efficacité non négligeable si l'on regarde la figure 7.14-bas : mais attention, la ressemblance avec le candidat 9 est frappante !

Voici les caractéristiques de l'ajustement d'une courbe de Paczyński (ordre de grandeur), et les amplifications, rouge et bleu, entre les valeurs extrêmes trouvées :

Candidats	$t_0(JD - 2450000)$	$u_0$	$t_E$ (jours)	$A_{extrm,R}$	$A_{extrm,B}$
#2, lm0031k-14212	-1679	0.001	2890	1.43	1.36
#4, lm0103n-18361	2757	0.71	1497	1.53	1.62

## 7.4 Conclusion et interprétation

Cette première analyse dédiée à la recherche d'effets de microlentille de longue durée a montré la nécessité d'une excellente photométrie. En effet, les principales difficultés sont apparues face à des effets systématiques photométriques (dispersion importante pour  $M > 20$ , marches d'escalier) ou observationnels (effets de saisons, réfraction atmosphérique), qui, lors de l'étude globale d'une courbe de lumière donnée, prennent toute leur importance. Pour contourner ces problèmes, une connaissance

<sup>2</sup>MACHO lightcurves <http://store.anu.edu.au:3001/cgi-bin/lc.pl>

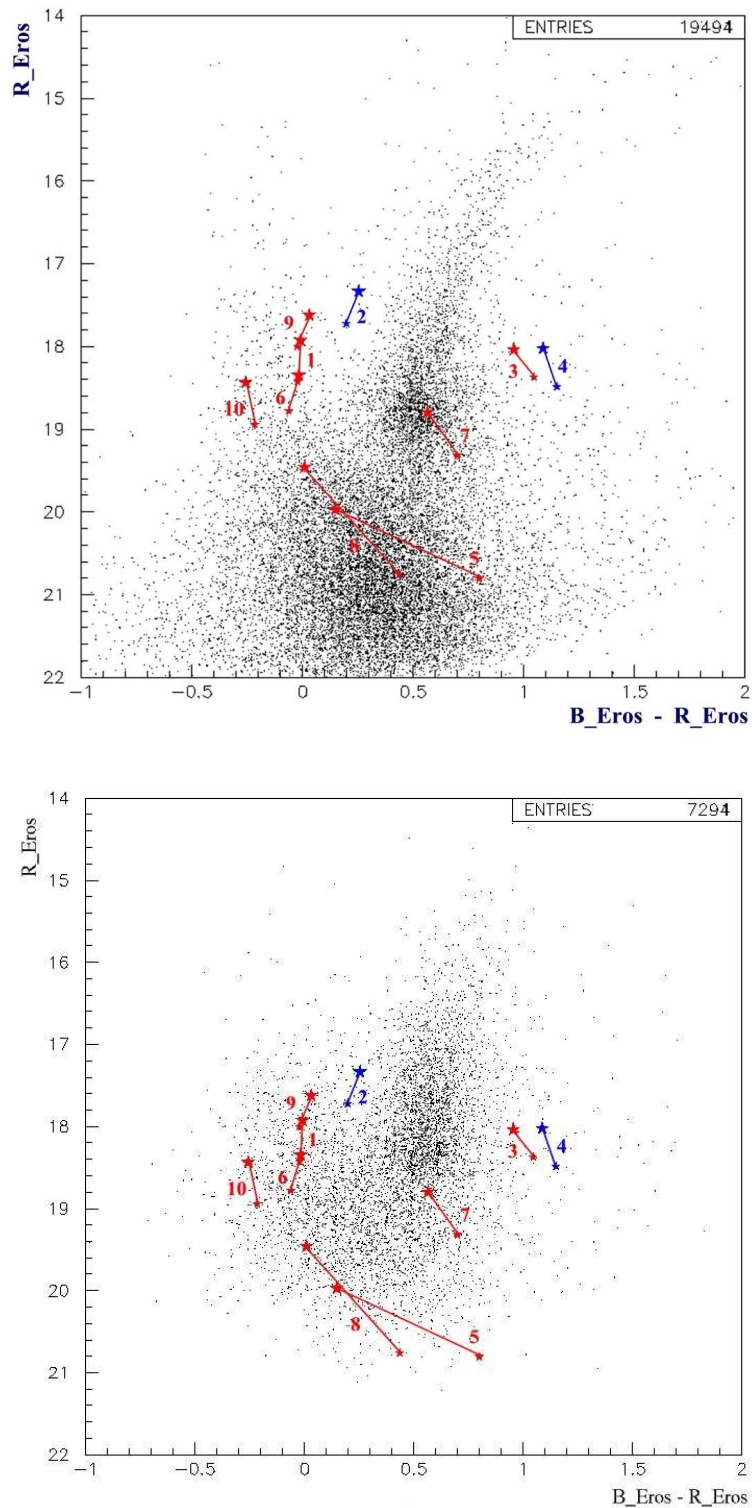


FIG. 7.14 – Diagrammes HR comportant les 10 candidats trouvés : en rouge, les 8 candidats rejetés pour cause de variation non conforme à une microlentille dans les données MACHO ; en bleu, les 2 candidats restants (#2 et #4). Pour tester l’hypothèse microlentille, la variation entre les extrêmes en flux est illustrée pour chaque candidat. En haut, le diagramme HR a été réalisé à partir de 2000 étoiles, prises au hasard, appartenant à chaque quart de CCD de chaque candidat ; en bas, ce sont les événements sélectionnés (Simulation B), appartenant au même champ que les candidats, qui ont été utilisés. Les magnitudes ont été corrigées du décalage existant entre les CCDs (voir tab. 5.1) et ont été calculées à partir du flux médian de tous les points de mesures d’une courbe de lumière donnée.

approfondie du comportement de nos données a été nécessaire, ainsi que l'utilisation de critères "pragmatiques" pour la sélection.

L'analyse en elle-même a abouti à la sélection de 10 candidats, mais seuls 2 d'entre eux ne présentent pas de variation non conforme à un effet de microlentille simple dans les quatre années de données supplémentaires obtenues par l'expérience MACHO. Ces derniers sont situés dans des zones du diagramme HR très peu denses et enrichies en étoiles variables : cela donne à penser que ce ne sont que des étoiles variables, dont on n'observe qu'une partie montante ou descendante d'une variation de luminosité plus longue.

A partir de cette analyse et de l'efficacité de détection estimée en parallèle, il est maintenant possible de définir une limite en masse du halo pour des objets allant entre 10 et 1000  $M_{\odot}$  : elle correspond à notre sensibilité d'analyse dans l'hypothèse où aucun candidat n'est retenu. Celle-ci (définie à 95% de niveau de confiance) est exposée ci après ; elle montre, au meilleur de notre sensibilité, un minimum à 50% pour 100  $M_{\odot}$ . Les limites posées par les expériences de microlentilles et celles issues de l'étude des perturbations gravitationnelles de systèmes liés se trouvent ainsi rejointes.

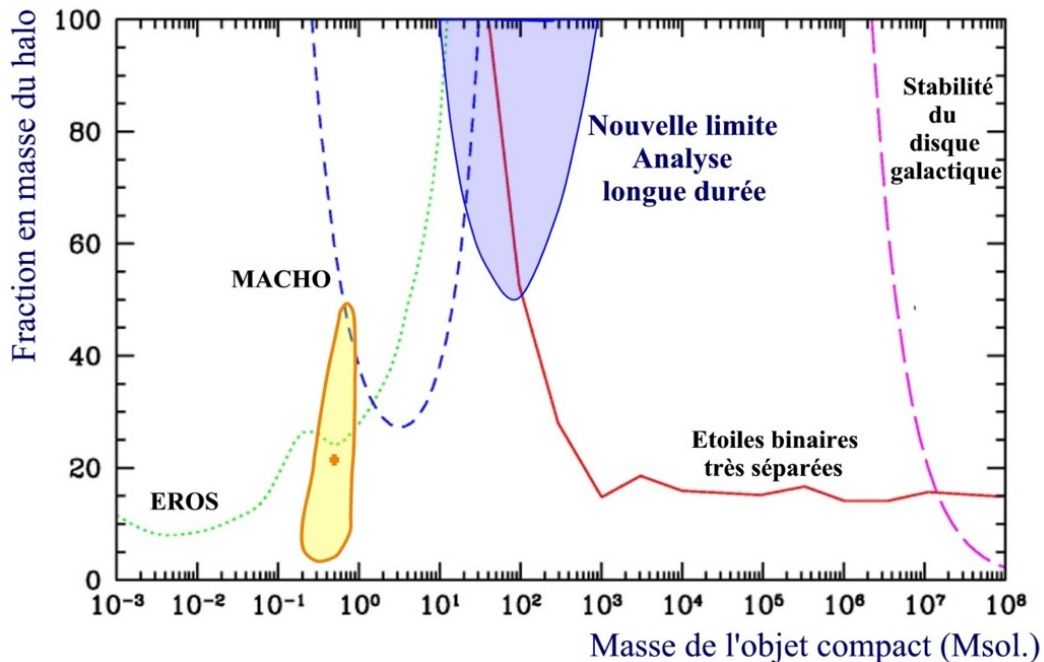


FIG. 7.15 – Nouvelle limite en masse d'un halo standard (à 95% CL.) obtenue à partir d'une analyse dédiée à la recherche de microlentilles de très longue durée (zone bleue) dans l'hypothèse où aucun candidat n'est retenu (correspond à notre sensibilité d'analyse). En pointillé vert, la limite d'EROS2 publiée en 2003 ; en jaune, la zone du signal de MACHO (2000) ; en tirets bleus, la limite publiée par MACHO en 2001 ; en trait rouge, la limite publiée en 2004 par l'étude des perturbations engendrées sur les couples d'étoiles à grande séparation ; en tirets violets, la limite de la stabilité du disque. Une limite non illustrée existe aussi au niveau de  $10^4 M_{\odot}$  après étude de la stabilité des amas globulaires.

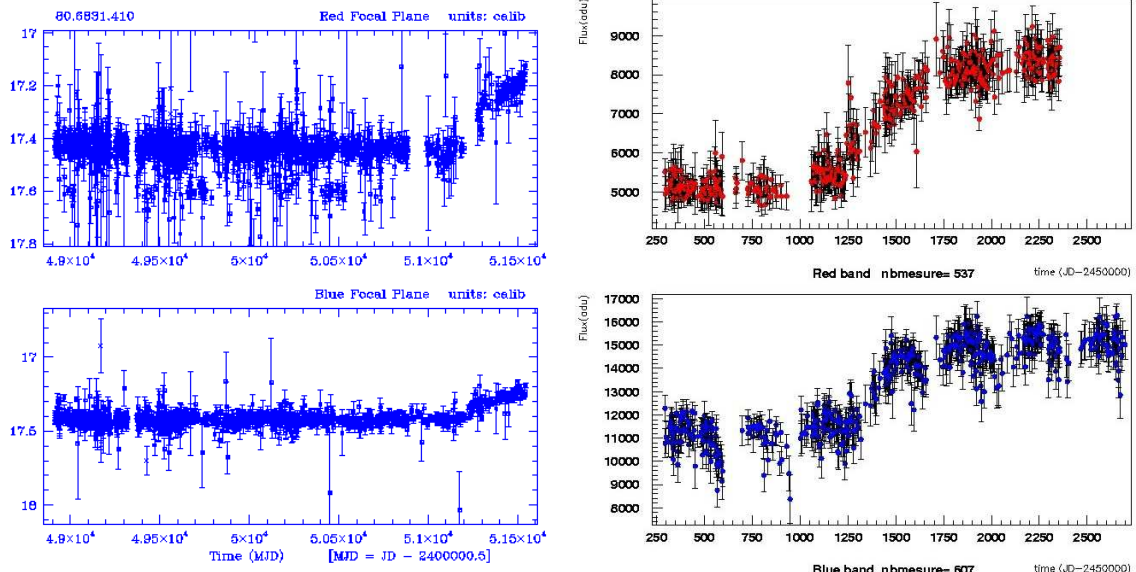


FIG. 7.16 – Courbes de lumière du candidat #1 :  $lm001-0n-5864$  [ $x = 353.7; y = 1326.5$ ], [ $\alpha = 05 : 22 : 22.7; \delta = -69 : 14 : 44.9$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

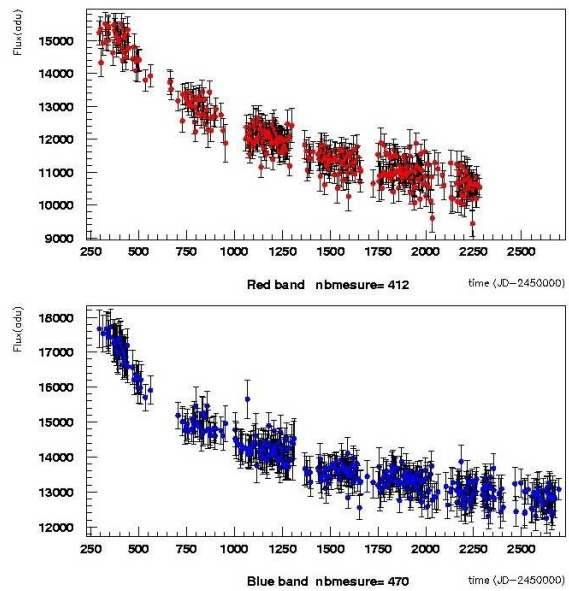


FIG. 7.17 – Courbes de lumière du candidat #2 :  $lm003-1k-14212$  [ $x = 1028.1; y = 1270.0$ ], [ $\alpha = 05 : 40 : 25.9; \delta = -69 : 09 : 57.6$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; il n'existe pas de données disponibles pour cette étoile dans le catalogue MACHO, celle-ci se trouvant dans une région proche de la nébuleuse de la Tarentule.

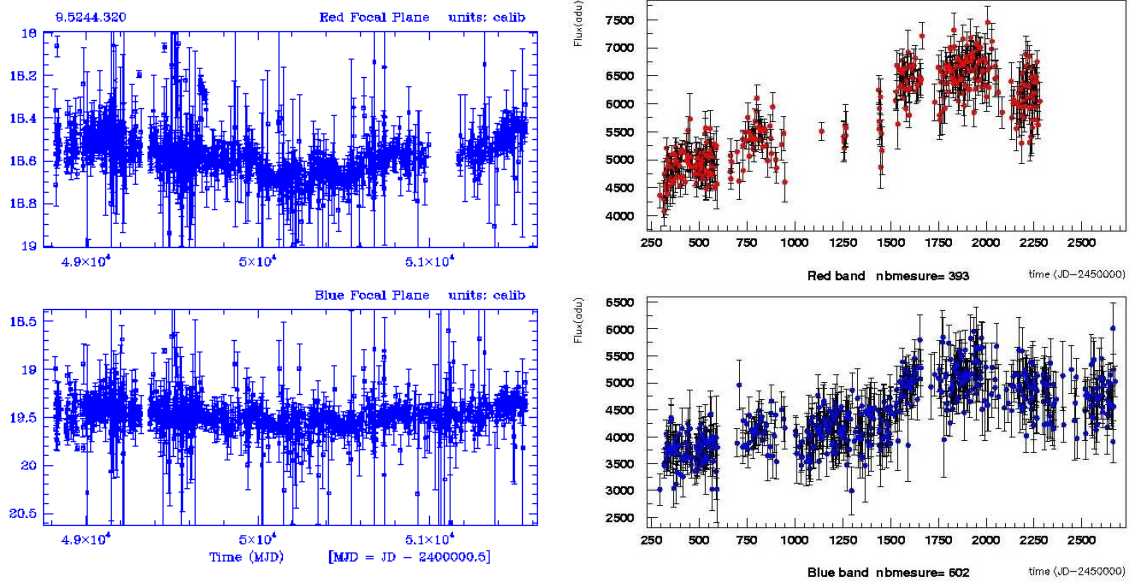


FIG. 7.18 – Courbes de lumière du candidat #3 :  $lm009-6k-12521$  [ $x = 665.1; y = 1273.4$ ], [ $\alpha = 05 : 12 : 35.6; \delta = -70 : 10 : 54.8$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

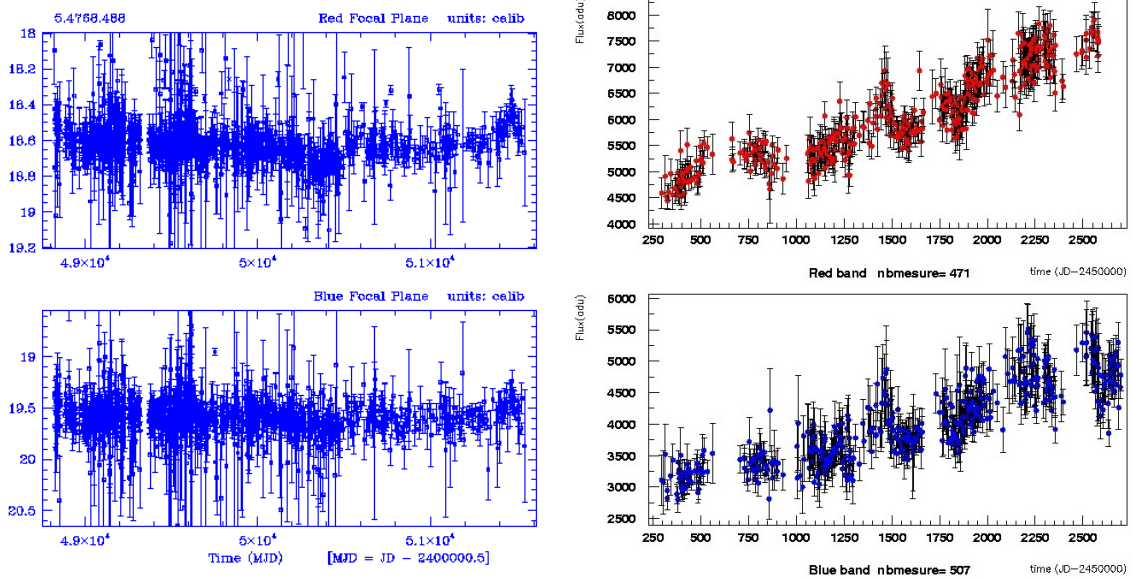


FIG. 7.19 – Courbes de lumière du candidat #4 :  $lm010-3n-18361$  [ $x = 906.9; y = 852.1$ ], [ $\alpha = 05 : 09 : 54.6; \delta = -69 : 39 : 16.0$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

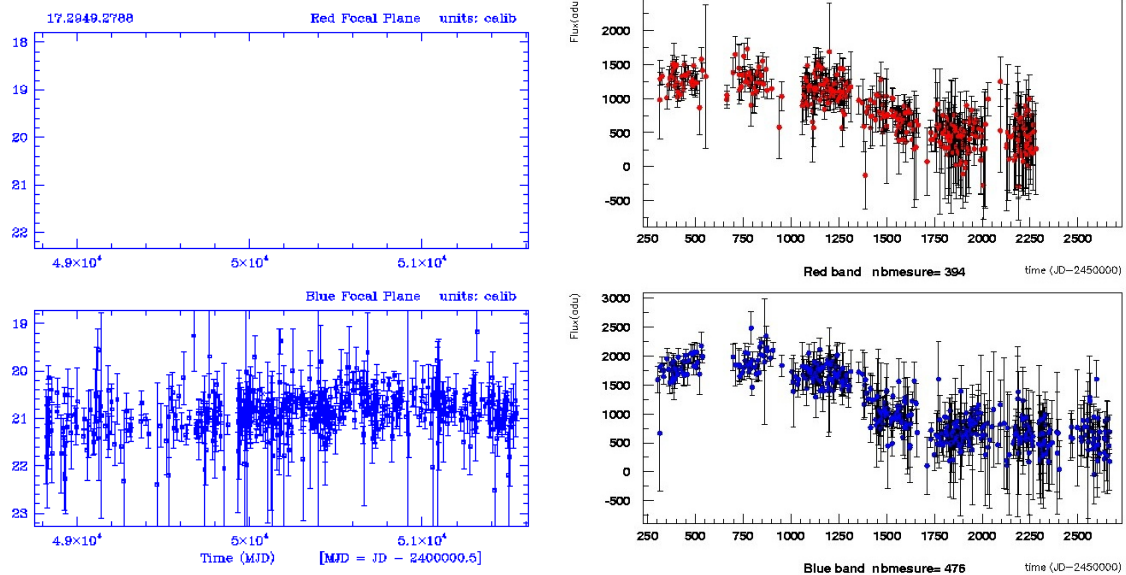


FIG. 7.20 – Courbes de lumière du candidat #5 :  $lm011-4m-26650$  [ $x = 1315.7; y = 1585.8$ ], [ $\alpha = 04 : 58 : 55.9; \delta = -69 : 54 : 14.0$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche (les données n'ont pu être obtenues qu'avec une seule caméra). Nous ne sommes pas face à un effet de microlentille, la fluctuation principale observée étant asymétrique (variation inférieure à un facteur 2 mesurée lors de la montée de la luminosité, grâce aux données MACHO et variation d'un facteur 3 à 4 lors de la descente).

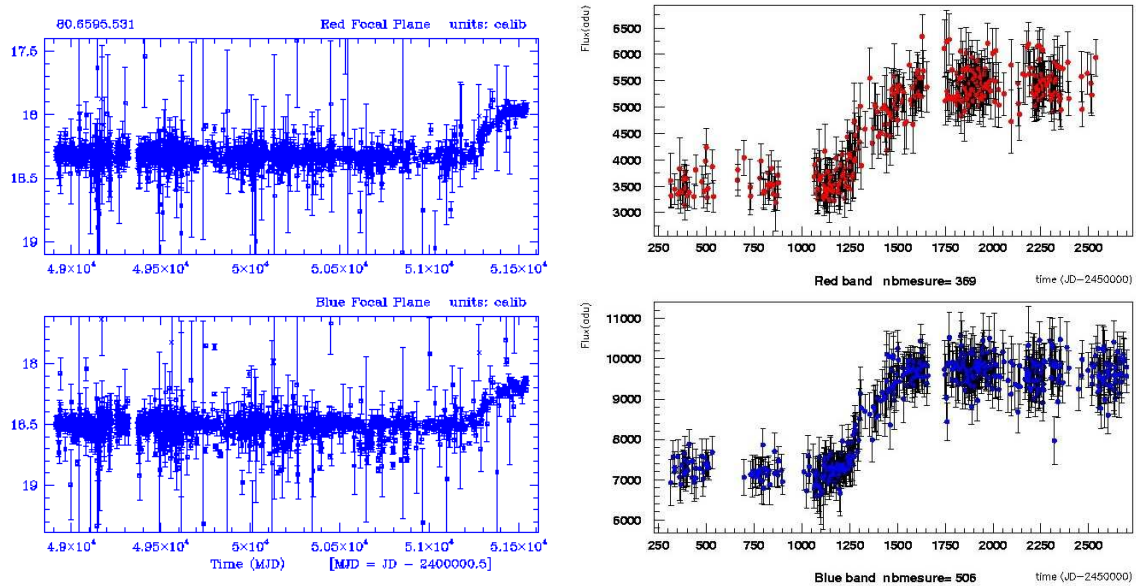


FIG. 7.21 – Courbes de lumière du candidat #6 :  $lm019-7n-5909$  [ $x = 333.1; y = 1388.1$ ], [ $\alpha = 05 : 21 : 16.1; \delta = -68 : 53 : 24.6$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

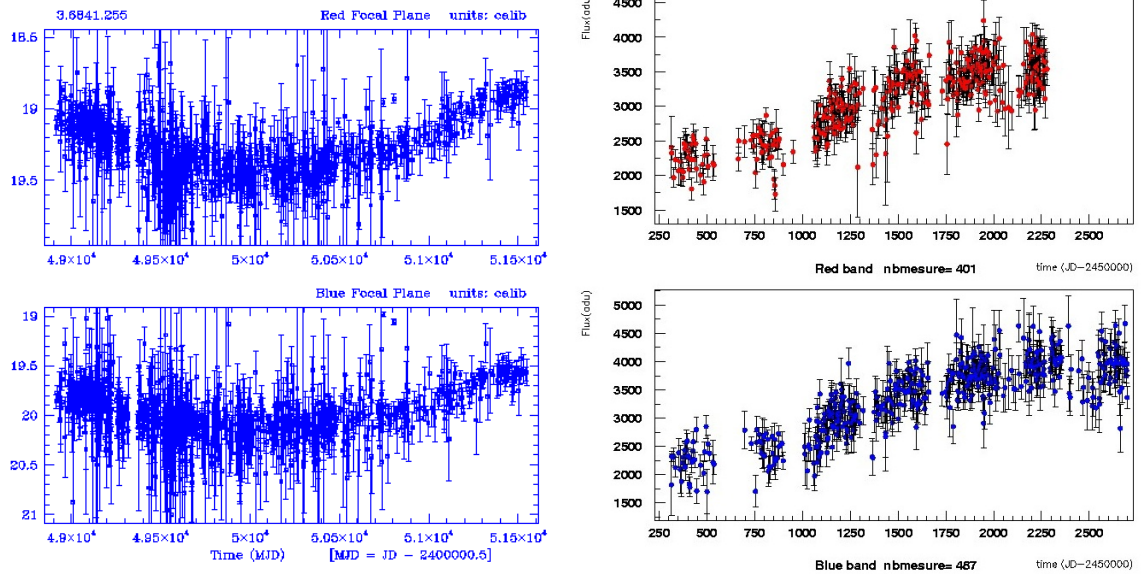


FIG. 7.22 – Courbes de lumière du candidat #7 :  $lm020-4l-15013$  [ $x = 760.4; y = 1142.0$ ], [ $\alpha = 05 : 22 : 46.7; \delta = -68 : 35 : 51.1$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

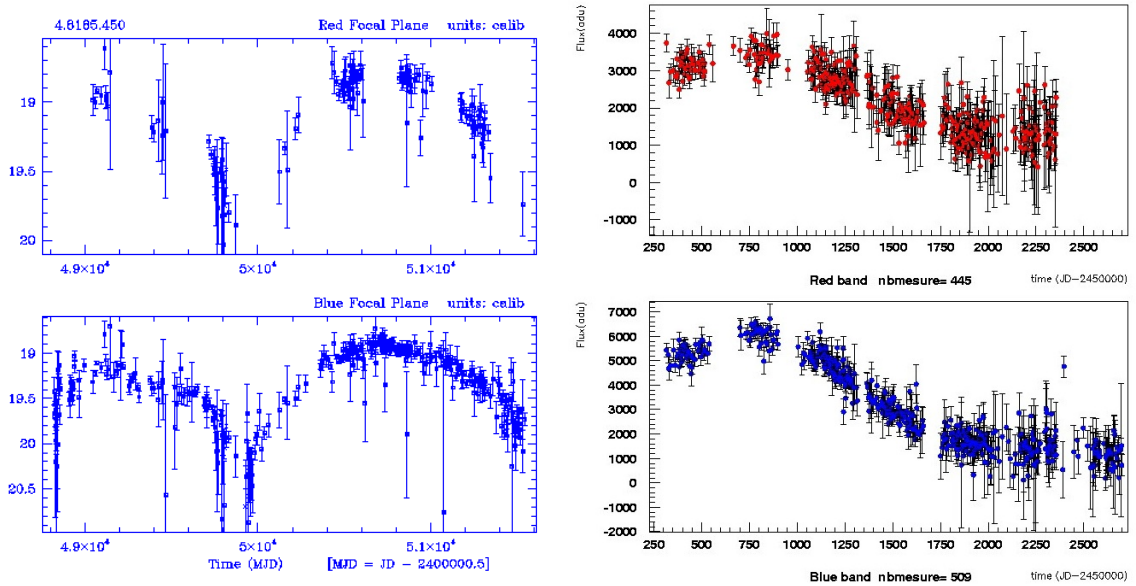


FIG. 7.23 – Courbes de lumière du candidat #8 :  $lm021-0m-8531$  [ $x = 452.2; y = 395.2$ ], [ $\alpha = 05 : 30 : 56.5; \delta = -67 : 41 : 59.3$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.



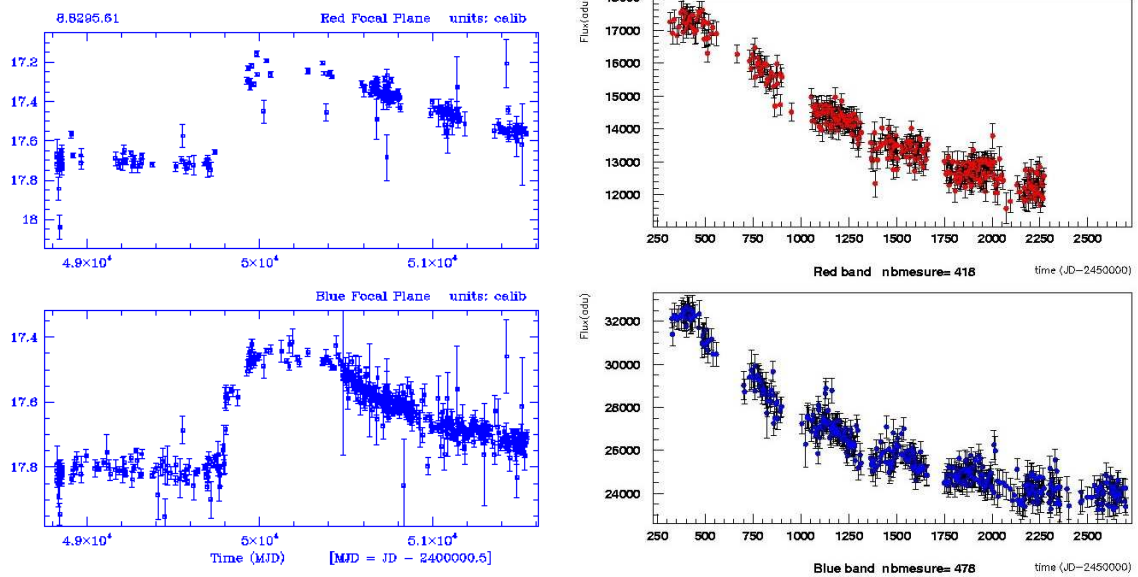


FIG. 7.24 – Courbes de lumière du candidat #9 :  $lm021-4m-17469$  [ $x = 903.3; y = 762.6$ ], [ $\alpha = 05 : 31 : 26.5; \delta = -68 : 27 : 17.9$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

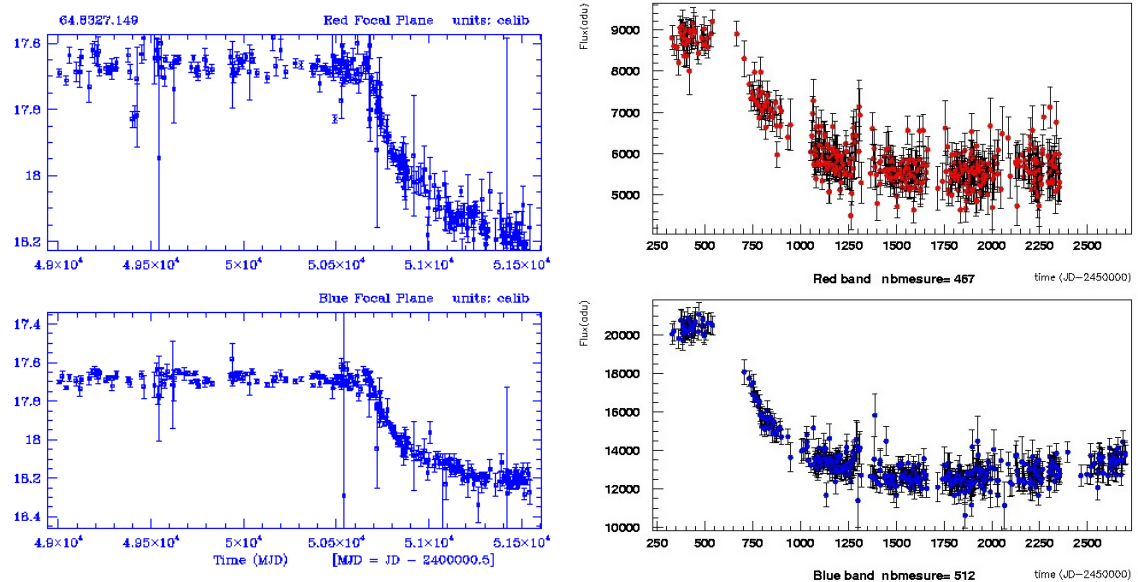


FIG. 7.25 – Courbes de lumière du candidat #10 :  $lm034-0k-15326$  [ $x = 917.6; y = 1539.1$ ], [ $\alpha = 05 : 31 : 42.6; \delta = -66 : 21 : 24.7$ ]<sub>2000</sub>. EROS-2 à droite ; MACHO à gauche.

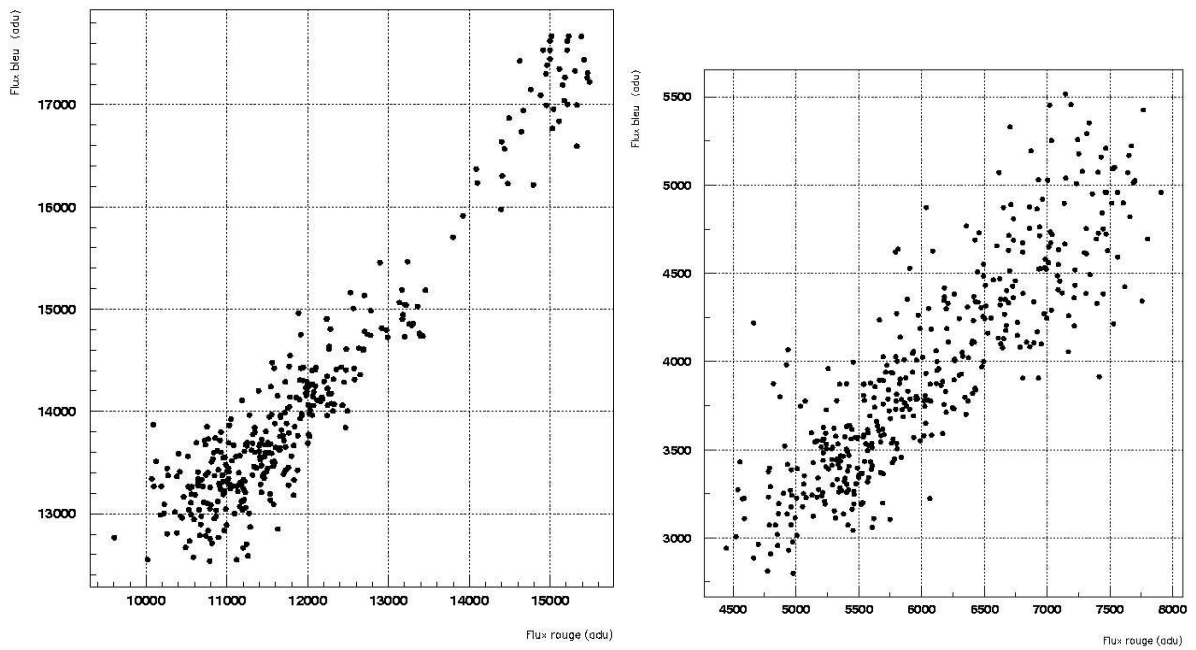


FIG. 7.26 – Variation du flux bleu en fonction du flux rouge pour les 2 derniers candidats (#2 à gauche et #4 à droite).

## Chapitre 8

# La recherche des microlentilles de courte durée.

Cette seconde analyse est une analyse plus classique de recherche de microlentilles de courte durée ( $t_E < 300$  jours) dont le but est la mise en évidence d'une fluctuation, statistiquement significative, au dessus d'une ligne de base correspondant à la magnitude moyenne de l'étoile source. Cette recherche bénéficie de l'expérience acquise avec celles déjà réalisées au sein du groupe EROS, dans la première et la seconde phase, et qui ont mené aux résultats énumérés au chapitre 3. Sa caractéristique principale est sa sensibilité : avec les courbes de lumière de 33 millions d'étoiles, réparties sur 6.5 ans, elle est supérieure d'un facteur 4 à la dernière analyse réalisée en direction du Grand Nuage de Magellan par EROS2 et d'un facteur 2 à celle réalisée par MACHO sur cette même cible. Je décris tout d'abord la suite de critères de sélection utilisée, puis les efficacités qui en découlent, avant de discuter des résultats dans les dernières sections.

### 8.1 Organisation de l'analyse

Le but de cette analyse est de distinguer, parmi les 33 millions de courbes de lumière obtenues, les événements microlentilles des autres objets variables. Pour ce faire, on suit le même principe utilisé lors de la première analyse (chap. 7). Une simulation Monte-Carlo, servant de chef d'orchestre durant tout le processus d'analyse, est utilisée pour connaître l'influence de nos critères de sélection. Un filtrage, rejetant les étoiles ne présentant aucune variation significative, est appliqué pour réduire le volume de données et ainsi le temps de calcul associé. Enfin, une série de coupures est appliquée sur chaque courbe de lumière pour ne retenir que les étoiles possédant l'effet de microlentille recherché, et un rejet ciblé des bruits de fond connus est réalisé en dernier lieu.

Cette recherche de phénomène de microlentille simple, à variation régulière, exclut le fait de pouvoir trouver des effets de microlentilles possédant les traits caractéristiques de franchissement de caustiques. Une autre recherche a donc été conduite dans ce sens, en ne sélectionnant que les objets possédant de rapides variations dans leur courbe de lumière. Le seuil choisi correspond à un changement de 0.5 magnitude par jour, une valeur typique pour les effets de caustique. Seules des étoiles de type novae ou des problèmes photométriques ont été sélectionnés sur les 33 millions de courbes de lumière analysées, aucun candidat de lentille-double n'a donc été trouvé. L'évènement à caustiques déjà observé dans le SMC (MACHO-98-SMC-1) n'a pas été retrouvé pour deux raisons : soit l'étoile source est trop faible pour pouvoir être analysé mais en plus celui-ci ne peut apparaître dans mes données analysées car un suivi du phénomène tout à fait particulier a été opéré (définition de

nouveau d'un nouveau champ d'observation non analysable) par le groupe EROS.

## 8.2 Le Monte-Carlo

La méthode utilisée pour réaliser notre simulation Monte-Carlo est identique à celle explicitée à la section 7.2. Les paramètres des microlentilles, tirés aléatoirement de façon uniforme, servant à contrôler nos recherches, sont les suivants :

- $t_0 \in [d - 300; f + 300] = [2100; 5100]$  : où  $d$  et  $f$  sont respectivement les limites inférieure et supérieure (en jours, JD-2447892.5) de la plage d'observation. Ces valeurs permettent de tenir compte des événements qui possèdent leur maximum d'amplification un peu avant ou juste après notre fenêtre d'observation.
- $u_0 \in [0; 1]$  : Cela correspond à une amplification supérieure à 1.34.
- $t_E \in [5; 800]$  (jours) : selon une distribution plate en  $\log(t_E)$ <sup>1</sup>. L'échantillonnage moyen est d'environ un point de mesure tous les 4 jours, mais celui-ci peut atteindre 1 par jour pour les champs centraux durant la saison favorable. Pour cette raison, la limite inférieure en  $t_E$  retenue est de 5 jours.

Chaque courbe de lumière simulée passe ensuite les mêmes étapes de nettoyage et de sélection que les courbes originelles. Cela nous permet d'estimer l'efficacité de réjection coupure par coupure. Pour le calcul de notre efficacité globale d'analyse (sect. 1.4) un Monte-Carlo de 1 à 1000 jours a été utilisé.

## 8.3 L'analyse

### 8.3.1 Filtrage

Cette étape sert à réduire d'un facteur 100 la quantité de données à manipuler. Lorsque l'on remarque que moins de 1% des étoiles sont intrinsèquement variables à l'échelle de notre résolution photométrique et que la probabilité d'observer un événement microlentille est encore bien plus faible, on arrive à la conclusion que 99% des étoiles sont inutiles du point de vue de cette analyse. Il est donc ici question de ne retenir que les courbes de lumière présentant une série de points hauts, statistiquement anormale dans l'hypothèse d'une étoile "plate". Les coupures utilisées sont de "bas niveau" : elles consistent à ne retenir que les objets présentant une fluctuation significative, durant la période d'observation, dans l'une des deux bandes spectrales ( $R_{EROS}$  et  $B_{EROS}$ ). Elles sont au nombre de 3 et je les énumère ci-après.

Au préalable, je discute la méthode utilisée pour définir le flux de base (ou *la ligne de base*) d'une courbe de lumière donnée, correspondant à un des quatre paramètres servant à décrire un effet de microlentille (voir fig. 2.9). La ligne de base est utilisée comme un support à notre recherche de fluctuation de luminosité.

### Détermination de la ligne de base

En pratique la ligne de base pour une étoile stable est définie par son flux moyen, mais pour une étoile ayant subi un effet de microlentille il n'est pas possible de recourir à son flux moyen pour la déterminer, sans être induit en erreur par les points de mesures amplifiés. La méthode particulière

<sup>1</sup>La justification venant du fait que pour des machos de même masse,  $\frac{dN}{dt n(t_E)}$  est proche d'une loi gaussienne.

utilisée dans le cadre de cette thèse est celle du *test de changement de signe*, expliquée en détail dans [77, Lasserre, 2000, thèse] et qui consiste à définir la ligne de base  $F_{base}$  comme le flux qui maximise le nombre de paquets de points consécutifs (NRUN) se situant de part et d'autre du flux en question.

Pour évaluer la méthode, il est bon de comparer la valeur  $F_{base}$  obtenue sur une courbe simulée par rapport au flux moyen  $F_{moy}^{NoA}$  de cette même courbe n'ayant pas subi d'amplification. En effet, pour une étoile microlentillée, la valeur optimale de la ligne de base serait la valeur moyenne qu'elle aurait en l'absence de cet effet. L'estimateur utilisé est donc B :

$$B = \frac{F_{base} - F_{moy}^{NoA}}{\sigma_{Interne}^{NoA}} \quad (8.1)$$

où  $\sigma_{Interne}^{NoA}$  correspond à l'écart-type de la dispersion intrinsèque de la courbe de lumière avant amplification (voir définition sect. 7.3.2 eq. 7.14). La variation de l'estimateur B en fonction de la durée de la microlentille simulée ( $t_E$ ), illustrée sur la figure 8.1, nous montre que la méthode du *test de changement de signe* est efficace pour des durées inférieures à 600 jours (soit 1/4 de la période d'observation de 2400 jours). Un biais significatif positif apparaît au delà de cette durée ; il est explicable par le fait que tous les points de la courbe de lumière peuvent se retrouver amplifiés : pour un événement de durée  $t_E = 800$  jours, par exemple, l'amplification est supérieure à 6% pendant  $\pm 2t_E$ , soit 3200 jours. Il est alors impossible de reconstruire le flux de base et il devient nécessaire de recourir à une autre méthode pour retrouver l'évènement microlentille (voir analyse présentée chapitre 7).

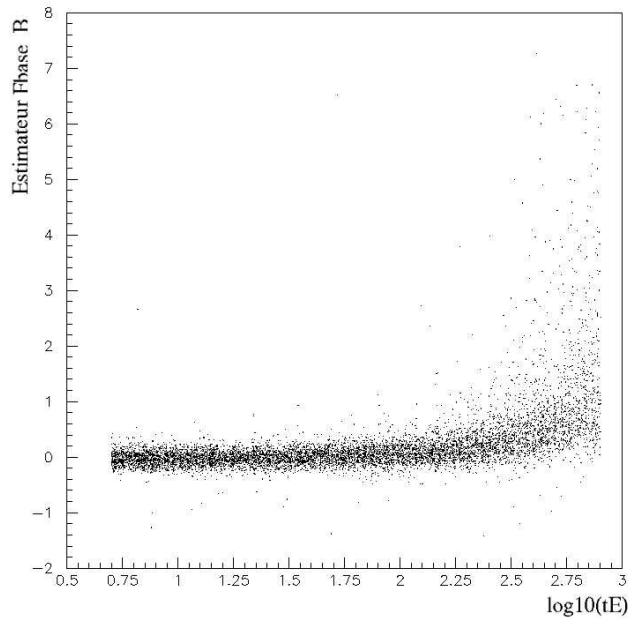


FIG. 8.1 – Variation de l'estimateur B dans la détermination du flux de base en fonction de la durée de la microlentille simulée. Les paramètres de la simulation sont ceux présentés à la section 8.2, 2% des étoiles du champ *lm010* ont été utilisées (bande  $B_{EROS}$ ).

### Définition d'une fluctuation

Une fluctuation est définie comme un ensemble de  $N_f$  points consécutifs situés d'un même côté de la ligne de base : elle est dite positive pour une bosse (au dessus de  $F_{base}$ ) et négative pour un creux (en dessous). Pour une courbe de lumière donnée, les conditions suivantes sont requises pour valider une fluctuation :

- Une fluctuation démarre par 1 point à plus de  $1.5 \sigma_{Interne}^S$  de  $F_{base}$ .
- Une fluctuation s'arrête si 2 points consécutifs se trouvent en dessous de  $1.5 \sigma_{Interne}^S$  de  $F_{base}$ .
- Une fluctuation est validée si elle comporte au moins 5 points à plus de  $1.5 \sigma_{Interne}^S$  de  $F_{base}$ , car il est difficile de distinguer un bruit de fond (problème photométrique) d'un événement comportant moins de 5 points dans le pic.

$\sigma_{Interne}^S$  correspond à l'écart-type de la dispersion intrinsèque de la courbe calculé à chaque saison d'observation pour tenir compte de l'augmentation de la dispersion des points durant les trois dernières années à cause d'une dégradation progressive de la propreté du miroir (voir fig. 6.3).

### Estimation de la signification statistique d'une fluctuation

Pour estimer l'importance statistique d'une fluctuation, on utilise l'estimateur  $LP_N$  développé par [100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse]. Si les points sont répartis de façon gaussienne autour de la ligne de base, la probabilité  $P_N$  d'avoir  $N$  points consécutifs, situés chacun à  $x_i$  écarts types ( $x_i = \left| \frac{F_i - F_b}{\sigma_i} \right|$ ), d'un même côté de la base est :

$$P_N = P(X_i > x_i, \forall i \in [1, N]) = \prod_{i=1}^{i=N} P(X_i > x_i) = \prod_{i=1}^{i=N} \frac{1}{2} \text{Erfc} \left( \frac{x_i}{\sqrt{2}} \right) \quad (8.2)$$

avec Erfc la fonction erreur et  $\sigma_i$  l'erreur associé au point  $i$ .

L'estimateur  $LP_N$  se définit alors comme l'opposé du logarithme de cette probabilité :

$$LP_N = \log \left( \frac{1}{P_N} \right) = N \log 2 - \sum_{i=1}^{i=N} \log \left( \text{Erfc} \left( \frac{x_i}{\sqrt{2}} \right) \right) \quad (8.3)$$

En pratique, plus la probabilité  $P_N$  est faible, plus la fluctuation étudiée est significative : il faut donc rechercher des fluctuations présentant une valeur élevée de  $LP_N$ . Cependant, il est à noter que cette valeur peut être surestimée par la présence de points de mesures aberrants dus à des problèmes photométriques, des traces de satellites ou encore de rayons cosmiques, dont l'erreur photométrique a été sous-estimée ; l'étape de nettoyage (chap. 6) a permis d'éliminer le plus grand nombre possible de ces points mais son efficacité n'est sûrement pas totale.

Chaque fluctuation positive (négative) est associée à une valeur de  $LP_{N,pos}$  positive ( $LP_{N,neg}$  négative car multiplié par -1). Une courbe de lumière ne présentant aucune fluctuation sélectionnée est caractérisée par l'égalité suivante :  $LP_{N,pos} = LP_{N,neg} = 0$ .

### Coupures utilisées pour le filtre

Trois critères ont été utilisés pour mettre en évidence une fluctuation positive significative :

- Existence d'une bosse, présentant une valeur  $LP_{N,pos} > 10$ .
- Ecart significatif entre la bosse retrouvée et la principale fluctuation négative (si elle existe) :

$$\left| \frac{LP_{N,pos}}{LP_{N,neg}} \right| > 10$$

- Nombre de fluctuations  $N_{fluctuations}$  retrouvées sur la totalité de la courbe de lumière inférieur à 10.

La sélection est appliquée indépendamment dans les deux couleurs, c'est à dire qu'une étoile est retenue à ce niveau si dans l'une ou l'autre de ses courbes de lumière, une fluctuation significative a été observée. La liste d'étoile ainsi obtenue a permis de créer des nouveaux fichiers de suivis dits *enrichis*, sur lesquels l'analyse s'est ensuite concentrée en appliquant les critères de sélection qui vont être discutés dans la prochaine section.

Voici les distributions des estimateurs  $LP_{N,pos}$  dans les deux couleurs, pour les données et les évènements simulés :

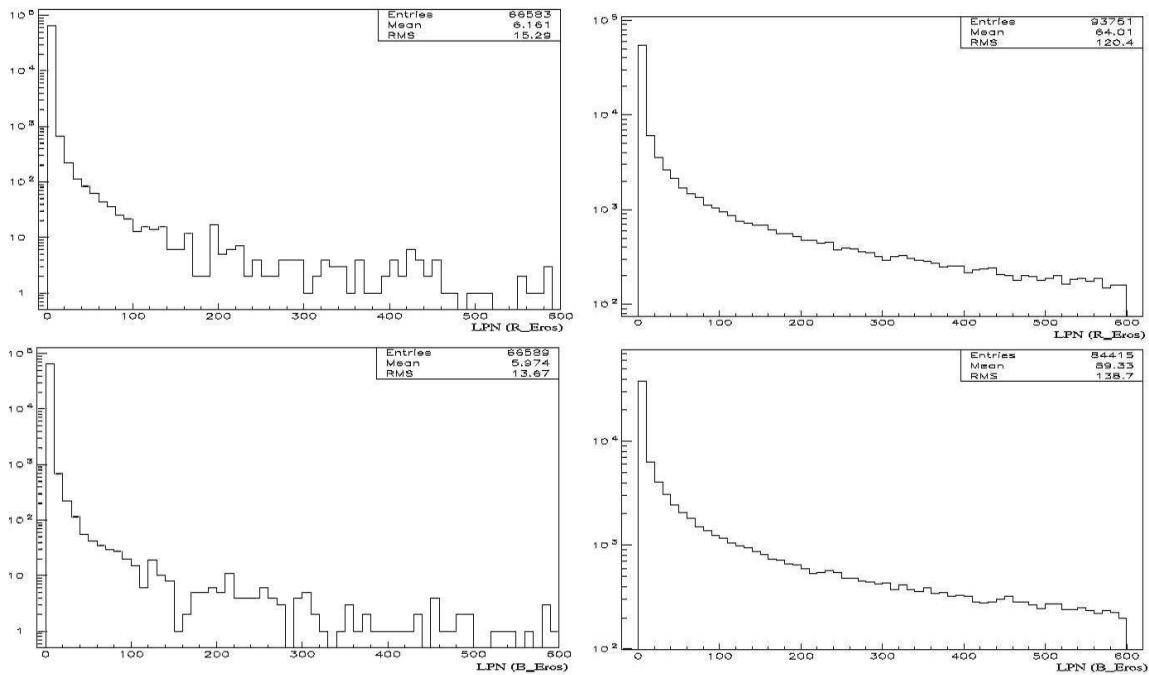


FIG. 8.2 – Distribution de l'estimateur  $LP_{N,pos}$  dans les deux bandes spectrales ( $R_{Eros}$  en haut), pour les données à gauche et les évènements simulés à droite. Pour une question de lisibilité on se limite à  $LP_{N,pos} \leq 600$ . Initialement, 120504 évènements simulés et 66630 étoiles des champs LMC (01, 09, 19, 20, 33, 34, 48 et 49) pour les données (soit 2%) ont été utilisés. Noter la grande différence entre les valeurs moyennes et les largeurs entre données et simulations.

### 8.3.2 Critères de sélection

Cette sélection se résume au travers de trois étapes majeures :

- La recherche d’une fluctuation significative et régulière, indépendamment de la couleur.
- Présence dans les deux bandes spectrales étudiées ( $R_{EROS}$  et  $B_{EROS}$ ), d’une fluctuation possédant les caractéristiques d’un effet de microlentille.
- Rejet des bruits de fond comme les étoiles de type Blue Bumper et les Supernovae.

#### 1) Recherche d’une fluctuation significative régulière

Dans un premier temps les estimateurs utilisés sont identiques à ceux du filtre, avec un seuil un peu plus sévère en ce qui concerne l’importance statistique de la bosse principale trouvée :

$$\underline{\text{Coupure 1}} : LP_{N,pos} > 20 \quad (8.4)$$

$$\underline{\text{Coupure 2}} : \left| \frac{LP_{N,pos}}{LP_{N,neg}} \right| > 10 \quad (8.5)$$

$$\underline{\text{Coupure 3}} : N_{fluctuations} < 10 \quad (8.6)$$

A cela, 3 nouveaux critères ont été rajoutés :

\_ La probabilité d’un effet de microlentille étant très faible, il est indispensable de demander que la bosse présente dans la courbe de lumière soit unique ou du moins que la probabilité de la seconde fluctuation positive  $LP_{N,pos,2}$  soit assez faible comparée à la principale :

$$\underline{\text{Coupure 4}} : \frac{LP_{N,pos}}{LP_{N,pos,2}} > 10 \quad (8.7)$$

\_ On demande ensuite un rapport signal sur bruit  $R_{s/b}$  conséquent. Pour évaluer sa valeur, on utilise une fenêtre glissante de 5 points de largeur que l’on promène sur toute la courbe de lumière. Sur les N-5 moyennes en flux calculées, on retient la valeur maximale H et la valeur minimale L qui sont utilisées dans la définition de  $R_{s/b}$  :

$$R_{s/b} = \frac{H - L}{\sigma_{hb}} \quad (8.8)$$

où  $\sigma_{hb}$  est la dispersion calculée à partir de tout les points de mesures de flux se trouvant en dehors de la fluctuation détectée. On ne sélectionne les courbes de lumière telles que :

$$\underline{\text{Coupure 5}} : R_{s/b} > 5 \quad (8.9)$$

La distribution de cette variable est illustrée dans la figure 8.3.

\_ L’information sur l’ordre temporel des flux à l’intérieur de la bosse n’a pour l’instant encore pas été utilisée et il est temps de faire le tri entre les fluctuations physiques et les variations induites par des problèmes photométriques. On définit donc une variable k qui va nous permettre de ne retenir que les bosses régulières (non chaotiques) : elle se construit comme le rapport de la dispersion intrinsèque calculée dans la bosse  $\sigma_{Interne}^{ib}$  (voir sect. 7.3.2) et la dispersion “classique” dans la bosse  $\sigma^{ib}$  :



$$k = \frac{\sigma_{Interne}^{ib}}{\sigma^{ib}} \quad (8.10)$$

En pratique on ne prend pas en compte les deux points, proches du pic de la bosse, contribuant le plus au calcul de  $\sigma_{Interne}^{ib}$  pour les fluctuations de plus de 7 points.

On impose la coupure supplémentaire suivante, pour toutes les étoiles ayant passé les critères précédents :

$$\underline{\text{Coupure 6}} : \quad k < 0.9 \quad (8.11)$$

dont les effets sont présentés avec la figure 8.4.

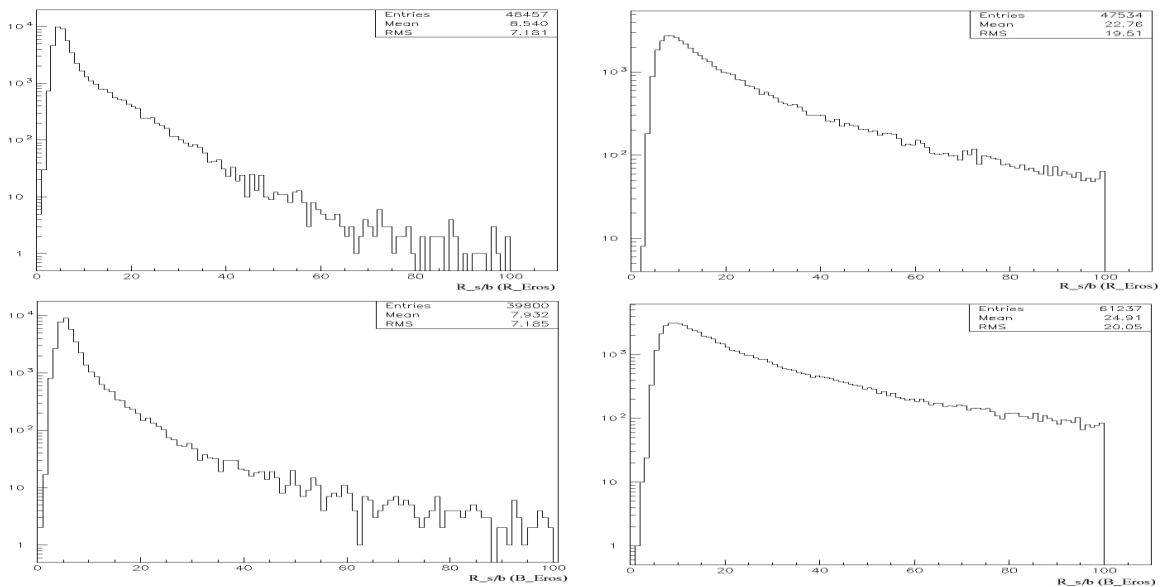


FIG. 8.3 – Distribution de la variable  $R_{s/b}$  d'amélioration de signal sur bruit, dans les deux bandes spectrales, pour les données à gauche et les événements simulés à droite. Pour une question de lisibilité une limite supérieure a été utilisée ( $R_{s/b} < 100$ ) et les échelles en ordonnée sont logarithmiques.

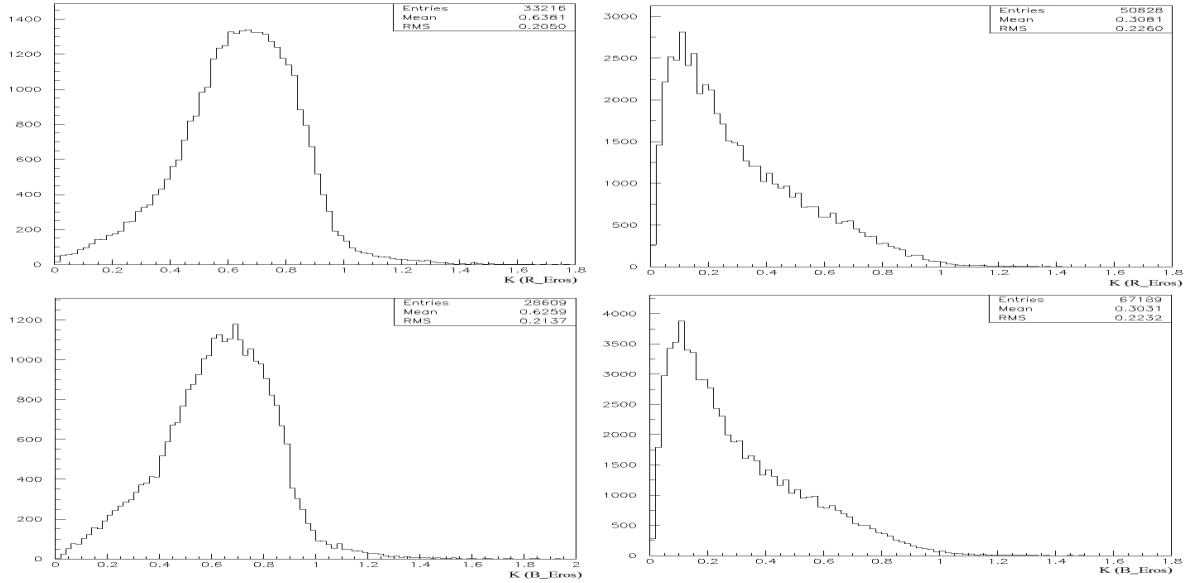


FIG. 8.4 – Distribution de la variable  $k$  qui permet l'estimation de la dispersion dans la bosse. Les deux bandes spectrales sont présentées, pour les données à gauche et les évènements simulés à droite.

## 2) Recherche de signaux compatibles avec des microlentilles

L'ajustement d'une courbe de Paczyński (sans blending) est maintenant opéré sur toutes les fluctuations significatives sélectionnées. Afin de minimiser les problèmes numériques lors des conditions limites (grande amplification,  $u_0 \rightarrow 0$ ), la forme de l'expression du paramètre d'impact (eq. 2.17) a été modifiée :

$$u(t)^2 = u_0^2 + \epsilon_u^2 + \left[ \frac{(t - t_0)^2}{\Delta t^2 + \epsilon_{\Delta t}^2} \right], \quad (8.12)$$

avec l'introduction de deux constantes très petites capables d'empêcher les divergences :  $\epsilon_u \sim 10^{-3}$  et  $\epsilon_{\Delta t} \sim 10^{-1}$  jour.

Pour comparer tous les résultats provenant des ajustements ( $\chi^2$ ) sur différentes courbes de lumière possédant un nombre de mesures différents, on effectue une normalisation qui va être utilisée dans toute la suite de l'analyse pour chaque valeur de  $\chi^2$  :

$$\chi_{norm.}^2 = \frac{\chi^2 - N_{ddl}}{\sqrt{2N_{ddl}}}$$

où  $N_{ddl}$  correspond au nombre de degrés de liberté pour l'ajustement.

La première étude réalisée dans cette seconde phase de l'analyse repose sur la qualité de l'ajustement d'une fonction de microlentille simple dans la base et dans le pic de chaque fluctuation ( $\chi_{base}^2$  et  $\chi_{pic}^2$ ).

- Sélection sur  $\chi_{base}^2$  : il est difficile de croire en un évènement microlentille dont la base se trouve être trop “agitée” ; il pourrait s’agir d’étoiles variables qui n’ont pas encore été rejetées spécifiquement par l’intermédiaire des précédentes coupures. Les distributions de la variable  $\chi_{base}^2$ , dans le cas des données et du Monte Carlo sont représentées dans la figure 8.5. La coupure appliquée est la suivante, on élimine toutes les variations dont le  $\chi_{base}^2$  s’écarte de plus de 2 sigmas de la valeur moyenne du Monte Carlo :

$$\text{Coupure 7 : } \chi_{base}^2 < 15 \quad (8.13)$$

- Sélection sur  $\chi_{pic}^2$  : le but ici est de sélectionner des évènements simples de microlentilles, tels que ceux que l’on a engendrés pour calculer l’efficacité. Cette coupure ne nous permettra donc pas de récupérer d’éventuelles courbes de lumière exotiques du style de celles obtenues avec des lentilles binaires (sect. 2.4.3). Les distributions de la variable  $\chi_{pic}^2$ , dans le cas des données et du Monte Carlo sont représentées dans la figure 8.6. La coupure appliquée est la suivante, on élimine toutes les variations dont le  $\chi_{pic}^2$  s’écarte de plus de 2 sigmas de la valeur moyenne du Monte Carlo :

$$\text{Coupure 8 : } \chi_{pic}^2 < 10 \quad (8.14)$$

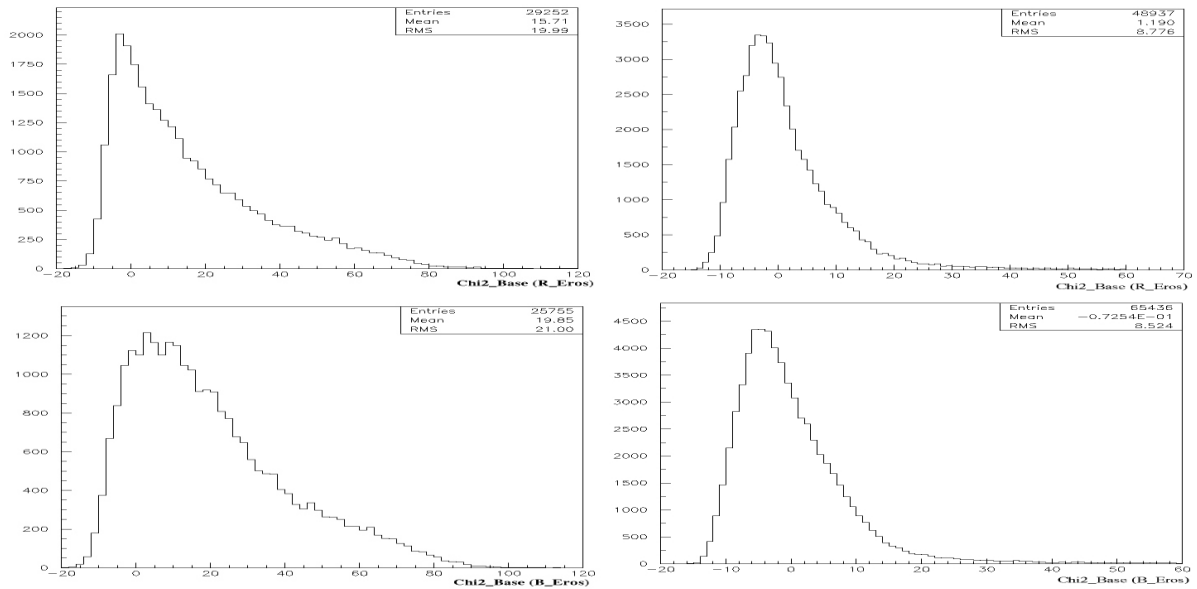


FIG. 8.5 – Distribution de la variable  $\chi_{base}^2$  dans les deux bandes spectrales, pour les données à gauche et les évènements simulés à droite, après application des 6 premières coupures. Pour une question de lisibilité une limite supérieure a été utilisée pour les figures de simulation ( $\chi_{base}^2 < 60$ ).

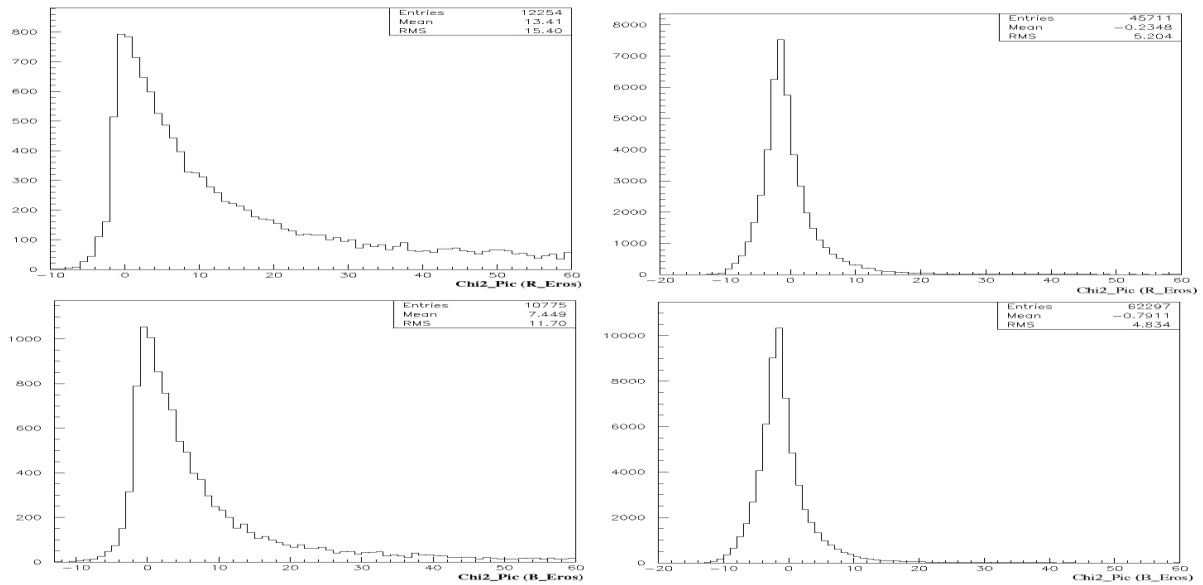


FIG. 8.6 – Distribution de la variable  $\chi_{pic}^2$  dans les deux bandes spectrales, pour les données à gauche et les événements simulés à droite, après application des 7 premières coupures. Pour une question de lisibilité une limite supérieure a été utilisée pour les figures de simulation et celles concernant les données ( $\chi_{pic}^2 < 60$ ).

Avec cette sélection réalisée sur la qualité de l’ajustement d’une courbe de Paczyński, la plupart des étoiles variables et des problèmes photométriques ont disparu, mais il nous reste encore de nombreuses courbes de lumière possédant deux plateaux : les marches d’escalier (voir sect. 6.1.2). Pour rejeter ces objets indésirables, on utilise la même série de coupures que celles déjà utilisées lors de la recherche de microlentilles de longue durée (5ème coupure de la section 7.3.2) en y rajoutant une information supplémentaire et cruciale pour ne pas trop affecter l’efficacité, le temps du maximum d’amplification évalué par l’ajustement de microlentille. En effet, suite aux coupures déjà appliquées, les courbes de lumière en formes de marches d’escalier “résistantes” ont toutes un premier plateau haut (les 2 premières saisons) suivi d’un second plateau bas (les 4 autres saisons) et non l’inverse comme cela a déjà pu être rencontré. Le temps  $t_0$  ne peut donc être qu’antérieur à la date de la réparation technique opérée sur les caméras (mai 1998). La neuvième coupure se résume alors ainsi :

$$\underline{\text{Coupure 9}} : (\text{coupure 5, section 7.3.2}) + t_0 < 2800 (JD - 2447892.5) \quad (8.15)$$

Dorénavant, nous allons regrouper les informations des fluctuations retrouvées dans les deux couleurs : l’analyse ne se poursuit plus indépendamment l’une de l’autre. Suivant cette philosophie d’analyse, un candidat microlentille doit satisfaire à tous les critères de sélection cités précédemment, en rouge et en bleu, pour être retenu ; nous obtenons alors la coupure numéro 10. Cette sélection, nécessaire pour tester ensuite l’achromaticité d’une fluctuation détectée, diminue fortement notre efficacité de détection, car même si au cours des six années d’observation les deux caméras ont souvent fonctionné en chœur, des pannes occasionnelles se sont produites (rappel : la caméra rouge a fonctionné en 2002 durant près de 6 mois avec seulement 3/8 de ses CCDs disponibles et a été arrêtée 5 mois avant la caméra bleue).

$$\underline{\text{Coupure 10}} : \quad \text{Bosse en Rouge et en Bleu} \quad (8.16)$$

En plus de critère du simultanéité des bosses retrouvées, nous exigeons 3 critères de qualité supplémentaires qui vont nous permettre d'éliminer les étoiles variables à longue période dont on ne voit qu'une partie d'une variation et les étoiles eruptives :

- Au minimum 2 points de mesures doivent être présents de chaque côté du maximum de la fluctuation (cela doit être observé dans la bosse rouge ou dans la bosse bleue) :

$$\underline{\text{Coupure 11}} : \quad 2 \text{ points minimum en phase montante et descendante (R ou B)} \quad (8.17)$$

- Il est difficile de croire en un   v  nement microlentille dont on n'observe qu'une partie de l'amplification ; on n'accepte donc que les candidats qui vérifient la coupure numéro 12 dans l'une des deux couleurs ( $T_{deb}$  et  $T_{fin}$  correspondent respectivement à la date de début et à la date de fin des observations) :

$$\underline{\text{Coupure 12}} : \quad (T_{deb} + t_E) < t_0 < (T_{fin} - t_E) \text{ (R ou B)} \quad (8.18)$$

- Nous avons simulé des   v  nements microlentilles possédant un paramètre d'impact  $u_0$  inférieur à 1 et l'on demande que les bosses trouvées aient la même caractéristique. De plus on considère qu'il est difficile de distinguer un   v  nement amplifié de moins de 34% d'une fluctuation due à un bruit de fond, compte tenu de notre résolution photométrique (surtout pour les étoiles faibles qui constituent la majorité de notre catalogue). Pour tenir compte de l'effet de blending, le candidat microlentille ne sera pas retenu si ce critère n'est pas vérifié dans l'une des couleurs :

$$\underline{\text{Coupure 13}} : \quad u_{0,R} < 1 \text{ ou } u_{0,B} < 1 \quad (8.19)$$

Finalement, la dernière coupure appliquée porte sur l'ajustement d'une courbe de microlentille simple sur toute la courbe de lumière : on a envie de ne garder que les courbes de lumière avec une forte signification d'un effet de microlentille. Pour ne pas être gêné par des erreurs de mesure sous-estimées qui conduiraient à surestimer la valeur du  $\chi_{ml}^2$ , on utilise un estimateur qui nous indique le degré d'amélioration de l'ajustement d'une courbe de Paczy  nski par rapport à ajustement d'une constante (le flux moyen) :

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2}{\chi_{ml}^2 / N_{ddl}} \frac{1}{\sqrt{2N_{ddl}}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \quad (8.20)$$

où  $N_{ddl}$  est le nombre de degrés de liberté des ajustements (le nombre de points est assez grand pour considérer l'égalité :  $N_{ddl} \sim N_{ddl}^{cte} \sim N_{ddl}^{ml}$ ) et  $\epsilon$  est la fraction de points se trouvant dans la bosse. Ces deux normalisations permettent la comparaison de  $\Delta\chi^2$  entre toutes les bosses (courtes ou longues), quel que soit le nombre de points qu'elles comportent dans la bosse et dans la courbe de lumière. Toujours pour tenir compte de l'effet du blending, on utilise la valeur maximale de cet estimateur entre les bandes  $R_{EROS}$  et  $B_{EROS}$  dans l'application de la coupure :

$$\underline{\text{Coupure 14}} : \quad \max(\Delta\chi_R^2; \Delta\chi_B^2) > 50 \quad (8.21)$$

Les distributions de cette variable pour les données et les évènements simulés sont représentées dans les figures 8.7.

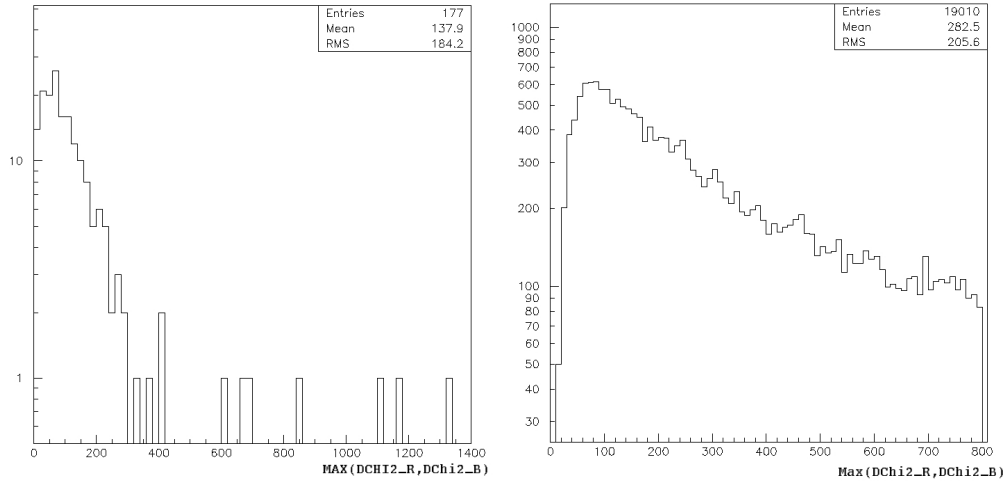


FIG. 8.7 – Distribution de la variable  $\max(\Delta\chi_R^2; \Delta\chi_B^2)$ , pour les données à gauche et les évènements simulés à droite, après application des 13 premières coupures. Les échelles en ordonnées sont logarithmiques. Pour une question de lisibilité une limite a été utilisée sur la figure du Monte Carlo ( $\max(\Delta\chi_R^2; \Delta\chi_B^2) < 800$ ) : 10954 évènements sont ainsi omis.

### 3) Rejet des bruits de fond physiques

Nous avons principalement été confrontés à trois types de bruit de fond physique : les étoiles de type *Blue Bumper*, les *Supernovae* appartenant à des galaxies se trouvant derrière les Nuages de Magellan et les échos lumineux de la Supernova 1987a. Les étoiles de type Novae ont déjà été éliminées à ce niveau par les coupures précédentes.

#### • Les échos lumineux de la Supernova 1987a

C'est un bruit de fond tout à fait inattendu qui nous a été offert par l'explosion de la célèbre Supernova 1987a apparue en février 1987 dans le Grand Nuage de Magellan. En effet, 57 courbes de lumière possédant des fluctuations, plus ou moins symétriques en temps, ont été retrouvées en fin d'analyse : les étoiles correspondantes ont la particularité d'être toutes situées autour du résidu de l'étoile morte (à  $\sim 10$  min. d'arc). L'explication du phénomène et des exemples de courbes de lumière obtenues sont donnés dans l'annexe B.

Pour ne plus tenir compte d'une zone potentiellement riche en bruit de fond, une région d'environ 30 minutes d'arc de rayon ( $\sim 0.78$  degré carré) autour du résidu de la Supernova a été éliminée de l'analyse (principalement le champ Im003 ccd0).

$$\text{Coupure 15 : } Sn1987a \quad (8.22)$$

### •Les Blue Bumpers

Ces étoiles sont toutes situées dans une région spécifique du diagramme HR, en haut de la séquence principale. Elles ont été originellement découvertes lors des premières analyses massives de millions d'étoiles du Grand Nuage de Magellan menées dans le but de découvrir les premiers candidats microlentilles [9, Alcock et al., 1997]. Ces étoiles ont la particularité de très bien imiter la forme d'une courbe de Paczyński mais par contre d'être chromatiques dans leur variation de luminosité (l'amplification est supérieure en rouge). Deux exemples de courbes de lumière qui satisfont les 15 premières coupures d'analyse sont montrés dans la figure 8.9.

Deux types de solutions étaient envisageables pour les rejeter : soit exclure entièrement la zone concernée du diagramme couleur-magnitude, soit caractériser ces bruits de fond et s'en prémunir par des coupures adaptées. Nous avons opté pour la seconde solution pour préserver nos chances de détecter des évènements dans l'intégralité du diagramme HR, et ainsi ne pas affecter notre efficacité de détection. De plus, la zone "sensible" contient de nombreuses étoiles brillantes (de type Géantes Bleues) avec lesquelles, grâce à notre bonne résolution, on a le plus de chance de détecter des effets de structure fine (parallaxe, taille finie, xallarap) sur un éventuel évènement de microlentille, ce qui nous permettrait de lever partiellement la dégénérescence sur la localisation et la masse de la lentille (chapitre 3).

On caractérise ces étoiles, de façon purement phénoménologique, en utilisant trois informations essentielles : leur localisation dans le diagramme HR, leur faible variation et la chromaticité de celle-ci. La délimitation de la zone des Blue Bumpers est arbitraire ; on a finalement décidé de positionner, en restant assez conservateur, la limite basse en magnitude apparente au niveau du *Clump* des Géantes Rouges (d'où une valeur différente pour le LMC et le SMC) et celle en couleur à 0.2 :

$$\text{Zone des Blue Bumpers} : \begin{cases} R_{EROS}^{LMC} < 19 ; R_{EROS}^{SMC} < 19.3 \\ B_{EROS} - R_{EROS} < 0.2 \end{cases} \quad (8.23)$$

Ces coupures sont visualisées sur les figures 8.10, représentant sur des diagrammes couleur-magnitude des deux Nuages de Magellan la position des étoiles Blue Bumpers retrouvées (éliminées par la seizième coupure).

La sélection sur la chromaticité de la variation est identique à celle explicitée par [77, Lasserre, 2000, thèse]. On utilise pour cela la notion d'amplification effective  $A_{eff}$ . Sa définition (voir fig. 8.8) a pour but de bien représenter la variation réelle de l'étoile étudiée, celle-ci ayant pu être mal évaluée par l'intermédiaire d'un ajustement d'une courbe de Paczyński. En notant  $A_i$  et  $A_f$  les "amplifications" du premier et du dernier point de la courbe de lumière, après projection sur l'ajustement microlentille, et  $A_m$  l'"amplification" du point supérieur de la fluctuation projeté lui aussi sur l'ajustement obtenu, l'amplification effective s'évalue de cette manière :

$$A_{eff} = \max \left( \frac{A_m}{A_i}, \frac{A_m}{A_f} \right). \quad (8.24)$$

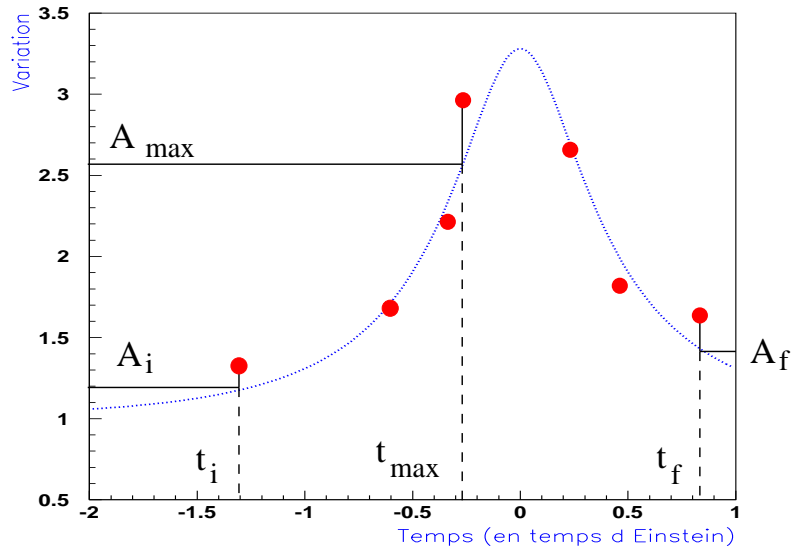


FIG. 8.8 – Notion d'amplification effective.

Pour décrire la chromaticité d'une variation, on utilise maintenant la variable  $R_{Chr} = \frac{A_{eff,R}-1}{A_{eff,B}-1}$ . Dans le cas de notre simulation Monte-Carlo, où aucun paramètre de blending n'a été pris en compte, les microlentilles simulées sont par construction achromatiques et possèdent une valeur moyenne de  $R_{Chr}$  égal à 1. Mais, pour les variations repérées des étoiles Blue Bumpers, la valeur de ce paramètre est bien supérieure à 1 (la variation en rouge étant systématiquement plus élevée qu'en bleu) et une coupure est appliquée pour une variation de 20% en couleur (eq. 8.25). On pourrait penser que cette sélection a une incidence importante sur la détection des microlentilles en présence de blending, mais il n'en n'est rien car si une étoile de la zone Blue Bumper est blendée (impliquant un changement couleur important lors de l'amplification), elle ne peut l'être que par une étoile plus rouge qu'elle (une étoile du clump des Géantes Rouges par exemple). Ainsi, l'amplification résultante serait supérieure en bleu qu'en rouge, soit l'inverse que ce qui est observé dans le cas des étoiles Blue Bumpers : il ne peut donc y avoir une perte de candidats microlentilles importante par cette coupure.

Le dernier critère utilisé pour repérer ces bruits de fond est l'amplitude de leur fluctuation ; on a pu remarquer que celle-ci est systématiquement faible et typiquement toujours inférieure à 2. On rejette donc ici tous les objets situés dans la zone des Blue Bumpers présentant une amplification effective inférieure à 1.6, dans l'une des deux bandes.

Voici la coupure appliquée ; une étoile satisfaisant ces critères n'est plus prise en compte, et 39 étoiles ont ainsi été éliminées (34 dans le LMC et 5 dans le SMC, toutes situées dans les régions centrales de leur galaxie respective) :

$$\underline{\text{Coupure 16}} : \text{ Rejet si : Zone Blue Bumper } + [R_{Chr} > 1.2 \text{ ou } \min(A_{eff,R}; A_{eff,B}) < 1.6] \quad (8.25)$$



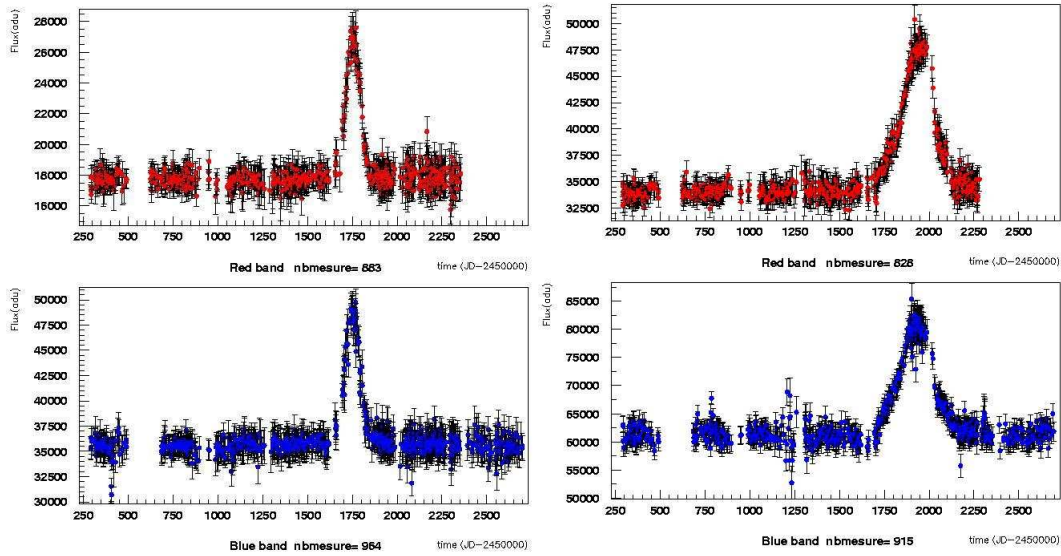


FIG. 8.9 – Exemples de courbes de lumière d'étoiles de type Blue Bumper ( $R_{EROS}$  en haut et  $B_{EROS}$  en bas) satisfaisant les 15 premiers critères de sélection de l'analyse et éliminées lors de la 16ème coupure. A gauche, étoile  $sm0010l-18513$  ( $X=1170.0; Y=1272.2$ ) [ $\alpha = 00 : 48 : 12.7; \delta = -73 : 12 : 01.6$ ]<sub>2000</sub>; A droite, étoile  $sm0011k-15755$  ( $X=931.4; Y=1509.7$ ) [ $\alpha = 00 : 53 : 24.3; \delta = -73 : 00 : 53.5$ ]<sub>2000</sub>. On peut remarquer que la courbe de lumière de gauche ressemble beaucoup à celle attendue pour une microlentille.

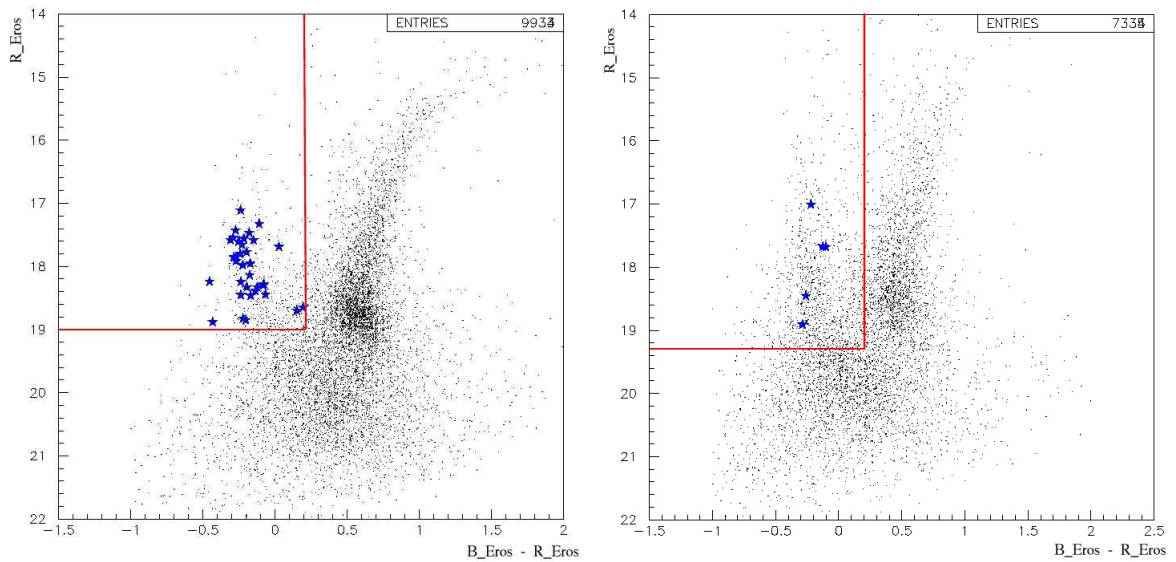


FIG. 8.10 – Diagramme HR du LMC (à gauche) puis du SMC. Représentation des zones de sélection des étoiles de type Blue Bumpers et de toutes les étoiles identifiées comme telles dans l'analyse (34 dans le LMC et 5 dans le SMC). Les autres étoiles utilisées appartiennent au champ  $lm001, ccd3$  et  $sm001, ccd1$ .

### •Les Supernovae

La source la plus sérieuse de contamination de notre échantillon de candidats microlentilles provient des supernovae explosant dans des galaxies situées derrière les Nuages de Magellan. Les courbes de lumière des supernovae les plus gênantes (voir fig. 8.13 pour des exemples) sont à faible signal sur bruit et peuvent donc être confondues avec un effet de microlentille. L'augmentation de luminosité du phénomène peut être perçue si la supernova en question se trouve dans nos catalogues d'objets suivis (une des 15 images servant à faire l'image compositée de référence contient la supernova), ou si celle-ci est située juste en arrière-plan d'une étoile des Nuages de Magellan (dans son disque de seeing), occasionnant ainsi une augmentation artificielle et unique du flux surveillé. Mais il est tout de même indispensable, dans le premier cas, qu'il existe un flux, supérieur au fond de ciel, à mesurer (exemple : la galaxie hôte), hors du moment de la fluctuation de luminosité, pour que l'objet catalogué ne soit pas éliminé lors de l'étape de nettoyage (sect. 6.1.2) pour cause d'un nombre de points de mesure trop faible ou d'un flux moyen trop faible également ( $< 250$  ADU).

On peut estimer grossièrement le nombre de supernovae ayant explosé dans nos champs sur une période d'observation de 6.5 ans. En effet, les supernovae de type Ia possèdent une magnitude absolue au maximum d'environ  $V \sim -19.5$  et celles de type II, en moyenne  $V \sim -17$ . En ce qui nous concerne, les supernovae que l'on détecte ont une magnitude au pic d'environ  $V \sim 20$ , ce qui correspond à un redshift à  $z_{Ia} \sim 0.18$  pour les types Ia et  $z_{II} \sim 0.06$  pour les types II. Les récents taux d'explosions  $R_{sn}$  publiés, qui sont de  $R_{Ia} \sim 2.10^{-5} \text{an}^{-1} \text{Mpc}^{-3} h_{70}^{-3}$  d'après [32, Blanc et al., 2004] et  $R_{II} \sim 6.10^{-8} \text{an}^{-1} \text{Mpc}^{-3} h_{70}^{-3}$  d'après [36, Cappellaro et al., 1999], nous permettent ainsi de remonter au nombre de supernovae apparues par année en tenant compte du volume sondé (limite  $z_{Ia}$  et  $z_{II}$ ) :

$$N_{sn} = R_{sn} \times \int_0^{z_{sn}} dV$$

$$N_{sn} = R_{sn} \times \int_0^{z_{sn}} \left( \frac{c}{H_0} \right)^3 z^2 d\Omega dz$$

$$N_{sn} = R_{sn} \times \left( \frac{c}{H_0} \right)^3 \frac{z_{sn}^3}{3} \Omega$$

où  $\Omega$  est l'angle solide.

Avec nos  $\sim 85$  degrés carrés ( $\sim 0.0259$  sr) analysés du LMC, on s'attend donc à observer chaque année :

$$N_{Ia} \sim 79 \text{an}^{-1} \text{ et } N_{II} \sim 12 \text{an}^{-1} \quad (8.26)$$

soit 592 supernovae durant toute notre période d'observation. Ceci est une estimation "théorique". En pratique, il y a un effet d'écran par le LMC, et une absorption loin d'être négligeable (surtout au centre !). De ce fait le nombre obtenu ne peut être compris que comme une limite supérieure<sup>2</sup>.

Pour obtenir un ordre de grandeur réaliste du nombre de supernovae détectables, il est indispensable de prendre en compte notre efficacité de détection qui pour des objets de cette magnitude et d'une

<sup>2</sup>Par exemple, avec 0.5 magnitude d'absorption ( $z_{Ia} 0.15$ ), le nombre obtenu est inférieur d'un facteur 1.7 !

durée inférieure à 50 jours vaut environ 15% (d'après les valeurs obtenues dans l'analyse microlentille classique, sect. 1.4). On s'attend donc à observer environ 89 supernovae lors de notre analyse de microlentille : ceci est une borne supérieure puisqu'il faut de plus que la supernova soit dans le disque de seeing d'une étoile cataloguée pour induire une augmentation de flux et que la fluctuation résultante ne soit pas trop atypique pour pouvoir passer les critères de sélection. Sachant que les disques de seeing des ~33 millions d'étoiles surveillées recouvrent, avec un seeing moyen de  $\langle \text{Seeing} \rangle \sim 2.65 \text{ arcsec}$  (voir fig. 6.1), environ 14 degrés carrés :

$$\text{Surface}_{\text{Disque-Seeing}} \sim \pi \times \left( \frac{\langle \text{Seeing} \rangle}{2} \right)^2 \times 33.10^6 \sim 14 \text{ degrés carrés} \quad (8.27)$$

nous obtenons alors le nombre approximatif de  $88.8 \times \frac{14}{85} \sim 14.6$  supernovae détectables. Cette valeur est à comparer aux nombres d'objets éliminés par notre coupure supernovae : 26 dans le LMC. Un nombre non négligeable de supernovae se trouvant dans notre catalogue d'objets suivis car apparue sur une des images servant à fabriquer l'image de référence, devrait aussi être pris en compte.

Passons maintenant à la description de cette coupure. Elle consiste à repérer l'asymétrie naturelle existante pour une supernova entre le temps de montée (plus court) et le temps de descente. Pour ce faire, on utilise une nouvelle coupure mise en place durant cette thèse : l'ajustement d'une fonction de microlentille simple, transformée pour la rendre asymétrique. On obtient ce résultat en modifiant la variation linéaire du paramètre d'impact réduit  $u(t)$  (eq. 2.17), de telle manière que l'on obtienne une "accélération" lors du rapprochement du couple source-lentille suivie d'une "décélération" lors de l'éloignement. On y parvient en rajoutant un terme en arc-tangente à l'échelle de temps :

$$u(t)^2 = u_0^2 + \left( \frac{t - t_0}{\Delta\tau} \right)^2 \quad (8.28)$$

avec

$$\Delta\tau = t_E \left( 1 + S \cdot \arctan \left( \frac{t - t_0}{t_E} \right) \right) \quad (8.29)$$

La constante S permet de rendre compte de l'asymétrie d'une fluctuation et cela est illustré avec la figure 8.11. Pour une valeur nulle de S, on obtient une microlentille simple, mais lorsque S tend vers 1, l'asymétrie s'accroît. Il est à noter qu'il n'existe pas de corrélation entre S et la durée (représentée par  $t_E$ ) de la fluctuation, ceci nous permet de sélectionner directement sur la valeur du paramètre S.

Dans le cas d'une supernova, la variation observée est plus importante dans la bande  $B_{EROS}$ , où il est donc plus facile de détecter l'asymétrie de la fluctuation : le test de sélection ne va donc s'appliquer qu'à partir des données obtenues dans cette bande spectrale. D'après les distributions de cette variable obtenue par ajustement, représentées pour les données et les événements simulés sur la figure 8.12, le seuil de la coupure appliquée est choisi à 0.3 : en fait, la sélection est appliquée sur la valeur absolue du paramètre S, une valeur négative de celui-ci donne une asymétrie opposée (montée lente et descente rapide), ce qui ne concerne pas les supernovae. Une seconde coupure est aussi appliquée : si la galaxie hôte est observée sur l'image de référence, l'objet est considéré comme une supernova et n'est pas non plus retenu (5 courbes ont ainsi été éliminées).

$$\underline{\text{Coupure 17}} : \text{ Rejet si : Galaxie hôte vue ou } |S_{\text{Bleu}}| > 0.3 \quad (8.30)$$

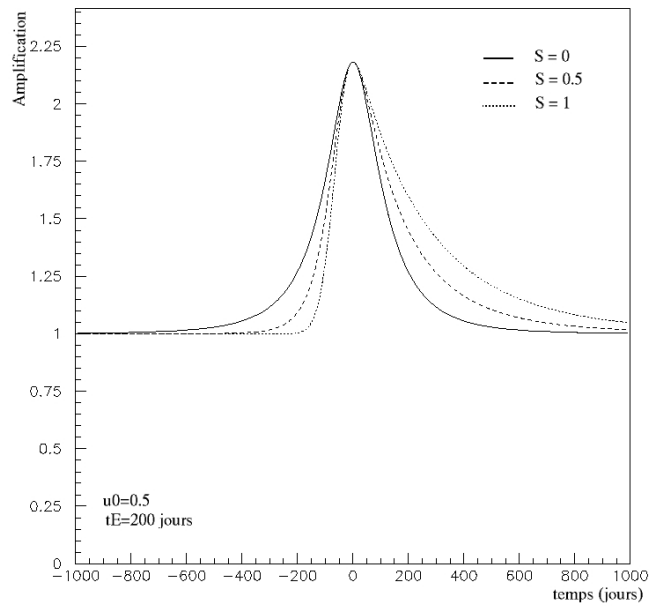


FIG. 8.11 – Illustration de la l'asymétrie occasionnée sur une courbe de microlentille originelle en modifiant le paramètre  $S$  de 0 à 1.

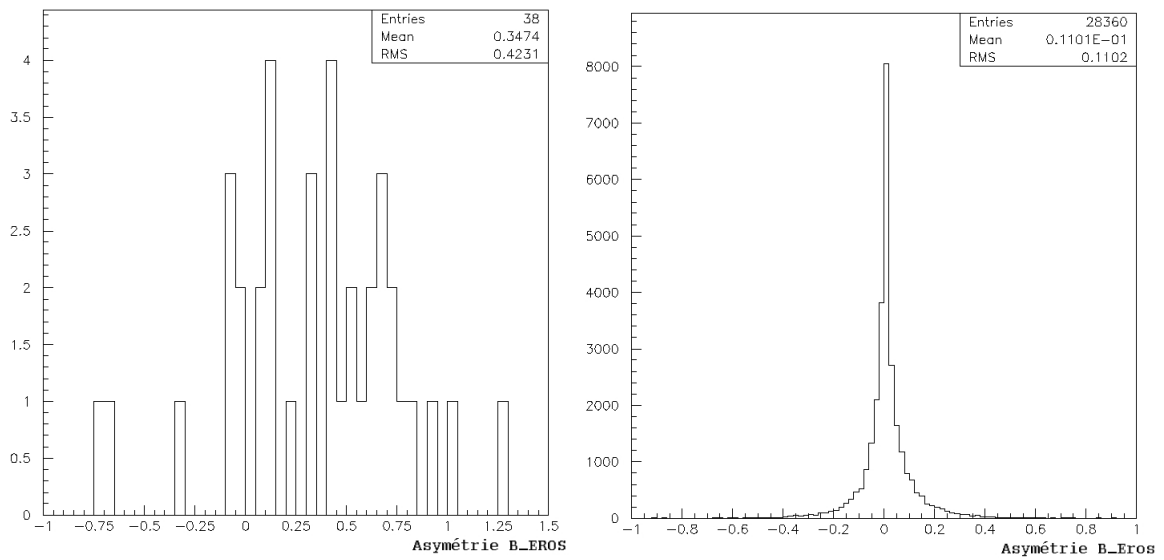


FIG. 8.12 – Distribution du paramètre d'asymétrie  $S$  utilisé pour caractériser les supernovae (données bleues). A gauche pour les données et à droite pour les événements simulés : dans les deux cas les distributions présentées sont celles ayant été retenues après l'application des 16 premières coupures.

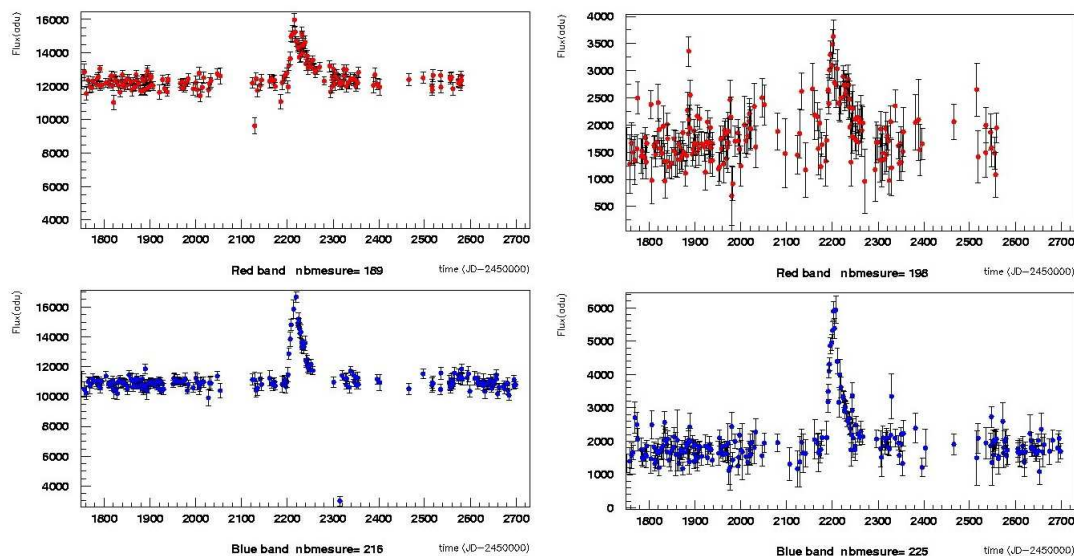


FIG. 8.13 – Exemples de 2 courbes de lumière présentant des fluctuations typiques dues à des supernovae (faible signal sur bruit). L'asymétrie est clairement visible! ( $S \sim 0.45$  à gauche et  $S \sim 0.57$  à droite) A gauche : *lm0343l -25146* ( $X=1339.7; Y=318.3$ ) [ $\alpha = 05 : 33 : 51.3; \delta = -66 : 54 : 41.4$ ]<sub>2000</sub>; à droite *lm0447n-9843* ( $X=641.3; Y=1608.3$ ) [ $\alpha = 05 : 17 : 32.4; \delta = -66 : 07 : 24.2$ ]<sub>2000</sub>.

### 8.3.3 Résultat

L'effet du jeu de coupures utilisées (coupures 1 à 17) sur les données et sur les courbes de lumières simulées est indiqué dans les tables 8.1 et 8.2. Les étoiles passant les 17 critères sont sélectionnées comme candidats microlentille !

## 8.4 Efficacité de détection

L'efficacité de détection moyenne sur tous les champs d'observation atteint environ 23%. Celle-ci se définit simplement comme le rapport entre le nombre d'évènements simulés sélectionnés par notre analyse et le nombre total de simulations engendrées (normalisé à  $u_0 < 1$ ). Les figures 8.14 et 8.15 nous montrent la variation de cette efficacité en fonction des paramètres de génération de la simulation, pour le cas général où  $t_E$  est distribué (plat selon  $\log(t_E)$ ) entre 1 et 1000 jours dans le premier cas, puis entre 10 et 100 jours dans le second, ceci pour permettre une comparaison plus aisée avec les candidats microlentilles obtenus et ceux publiés par l'expérience MACHO. Il est possible d'y observer les effets des saisons d'observations sur notre détection de microlentilles : l'évolution de l'efficacité en fonction du temps de maximum  $t_0$  suit une série de pics. Notre efficacité de détection en fonction du paramètre d'impact montre que notre sensibilité est accrue pour les grandes amplifications (la valeur médiane correspond à  $u_0 \sim 0.3$ ).

En étudiant la figure 8.14-(haut, droite), on s'aperçoit que notre efficacité de détection monte régulièrement pour un maximum à 27% à 180 jours de  $t_E$  puis s'écroule rapidement ensuite pour s'annuler vers 1000 jours. L'efficacité de détection pour  $t_E = 50$  jours (soit la durée moyenne d'un évènement microlentille dû à un macho de  $0.5 M_\odot$ ) est d'environ 22% ; nous devrions donc être capa-

Coupures	Etoiles restantes	Fraction sélectionnée	Fraction relative
Initialement	33409354	100%	100%
Filtre	375516	1.12%	1.12%
1,2 et 3	106735 / 96942	0.31% / 0.29%	nd / nd*
4	48558 / 39940	0.15% / 0.12%	45.5% / 41.2%
5	33167 / 28579	0.10% / 0.09%	68.3% / 71.6%
6	30751 / 26567	0.09% / 0.08%	92.7% / 93.0%
7	15101 / 11861	0.045% / 0.036%	49.1% / 44.6%
8	6400 / 8140	0.019% / 0.024%	42.4% / 68.6%
9	6400 / 7101	0.019% / 0.021%	100% / 87.2%
10	605	0.0018 %	9.5% / 8.5%
11	476	0.0014 %	78.7 %
12	371	0.0011 %	77.5 %
13	177	0.0005 %	47.7 %
14	134	0.0004 %	75.6 %
15	77	0.00023 %	57.5 %
16	38	0.00011 %	49.4 %
17	7	0.00003 %	18.4 %

TAB. 8.1 – Récapitulatif de l'influence des critères de sélection 1 à 17 sur les données analysées. Les valeurs en rouge puis en bleu sont indiquées pour les 9 premières coupures. \*nd=non déterminé.

Coupures	Etoiles restantes	Fraction sélectionnée	Fraction relative
Initialement	120504	100%	100%
1,2 et 3	57052 / 73163	47.3% / 60.7%	47.3% / 60.7%
4	52094 / 67683	43.2% / 56.2%	91.3% / 92.5%
5	50828 / 67189	42.2% / 55.8%	97.6% / 99.3%
6	50066 / 66297	41.5% / 55.0%	98.5% / 98.7%
7	45918 / 62470	38.1% / 51.8%	91.7% / 94.2%
8	44090 / 60646	36.6% / 50.3%	96.0% / 97.1%
9	39197 / 53695	32.5% / 44.6%	88.9% / 88.5%
10	34336	28.5 %	87.6% / 63.9%
11	32718	27.2 %	95.3 %
12	30042	24.9 %	91.8 %
13	29964	24.9 %	99.7 %
14	28891	24.0 %	96.4 %
15	28891	24.0 %	100.0 %
16	28415	23.6 %	98.4 %
17	28080	23.3 %	98.8 %

TAB. 8.2 – Effets des critères de sélection 1 à 17 sur événements microlentilles simulés. Utilisation de deux fois 2% des étoiles appartenant à huit champs du LMC (01, 09, 19, 20, 33, 34, 48 et 49). Les paramètres engendrés sont ceux énumérés à la section 8.2 (mais avec  $t_E \in [10; 800]$  jours). Les valeurs en rouge puis en bleu sont indiquées pour les 9 premières coupures.

bles d'observer environ 110 effets de microlentille, si le halo était plein de ces objets, ou 22 si celui-ci n'était que partiellement rempli à hauteur de 20%. D'après le diagramme HR des événements simulés et reconstruits par notre analyse (voir fig 8.16), une fraction importante ( $\sim 40\%$ ) devrait correspondre à des étoiles du Clump des Géantes Rouges où un pic de détection supérieur d'un facteur 3 en comparaison des étoiles de la séquence principale est visible. Ce pic s'explique par notre bonne résolution dans cette gamme de magnitude ( $R_{Eros} < 19$ ) et le nombre d'étoiles s'y concentrant.

La figure 8.17, représentant la distribution d'événements simulés sélectionnés par notre analyse dans un plan  $u_0$  en fonction de la magnitude de l'étoile source, illustre le fait que l'on détecte préférentiellement des événements microlentilles de forte amplification ( $u_0 < 0.3$ ) pour des étoiles de la séquence principale ( $R_{Eros} > 19.5$ ) et qu'à partir de la magnitude  $R_{Eros} < 19$  (c.à.d typiquement les étoiles de type Géantes Rouges) la distribution en  $u_0$  des événements retrouvés s'uniformise (valeur moyenne  $\sim 0.5$ ), la résolution photométrique alors atteinte étant suffisante pour détecter toute microlentille d'amplification supérieure à 1.34.

La figure 8.18 est très intéressante ; elle laisse apparaître trois caractéristiques de cette analyse classique de microlentille : elle représente la durée ( $t_E$ ) des événements simulés reconstruits en fonction du moment de plus grande amplification ( $t_0$ ) et pourra être comparée à la figure 7.9 de l'analyse dédiée aux microlentilles de longues durées. On s'aperçoit dans un premier temps des effets de saisons très perceptibles avec les pics orientés vers le bas caractéristiques, puis les effets dus à la nécessité de la définition d'une ligne de base pour démarrer une recherche de microlentille, qui ne permet pas de détecter de longs événements : une sorte de vallée de non détection dont le creux est au centre de nos observations apparaît pour des durées supérieures à  $\sim 500$  jours. Enfin, le résultat de notre coupure numéro 12 est visible de chaque côté des observations : on exige qu'une microlentille soit visible de chaque côté de sa fluctuation pour qu'elle soit retenue en tant que candidate.

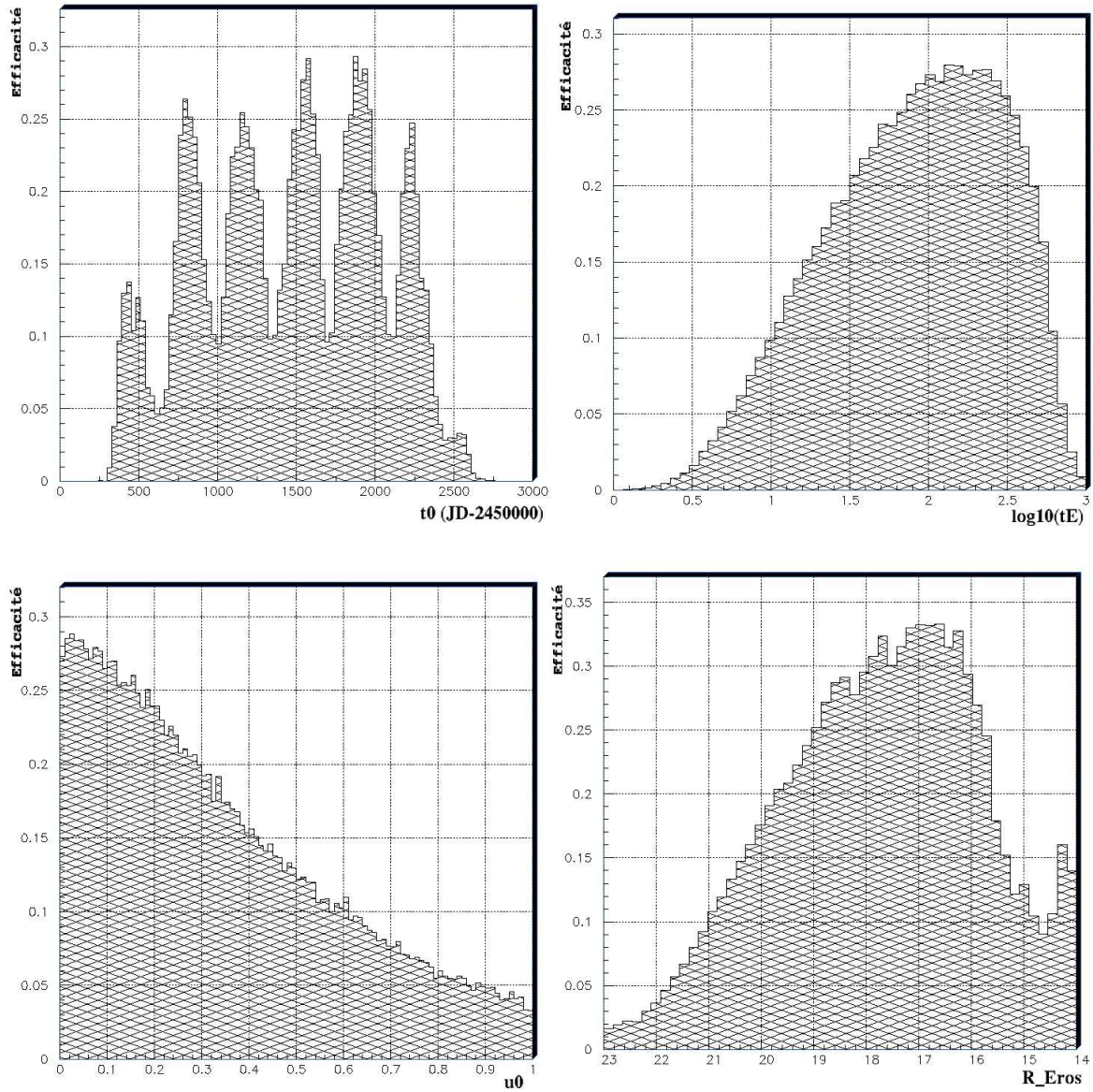


FIG. 8.14 – Variation de l'efficacité de détection en fonction des 4 paramètres de génération utilisés pour la simulation ( $t_0$ ,  $t_E$ ,  $u_0$  et la magnitude de l'étoile source utilisée) ; 2% des étoiles réparties sur toute la surface couverte du LMC ont été utilisées pour l'étude. Les paramètres de génération sont les suivants :  $t_E \in [1; 1000]$  jours en échelle logarithmique,  $t_0 \in [242.5; 2742.5]$  (JD -2450000) soit pendant notre plage d'observations et  $u_0 \in [0; 1]$ .



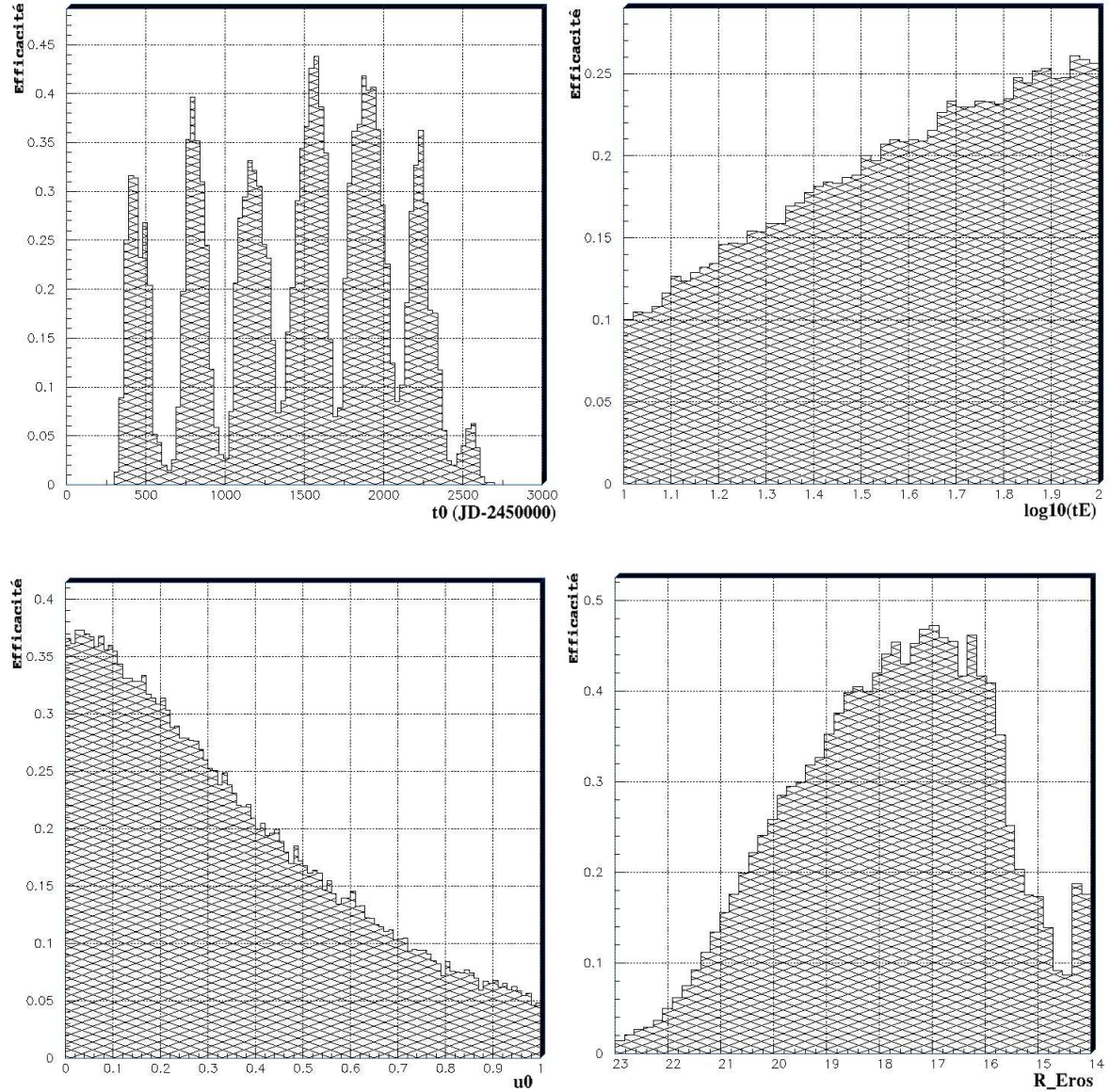


FIG. 8.15 – Variation de l'efficacité de détection en fonction des 4 paramètres de génération utilisés pour la simulation ( $t_0$ ,  $t_E$ ,  $u_0$  et la magnitude de l'étoile source utilisée) ; 2% des étoiles réparties sur toute la surface couverte du LMC ont été utilisées pour l'étude. Les paramètres de génération sont les suivants :  $t_E \in [10; 100]$  jours,  $t_0 \in [242.5; 2742.5]$  (JD -2450000) et  $u_0 \in [0; 1]$ . Ce Monte-Carlo représente mieux les candidats microlentilles retrouvés dans cette analyse ou ceux publiés par l'équipe MACHO : sa moyenne en temps d'Einstein vaut 31.6 jours ( $\log_{10}(t_E) = 1.5$ ).

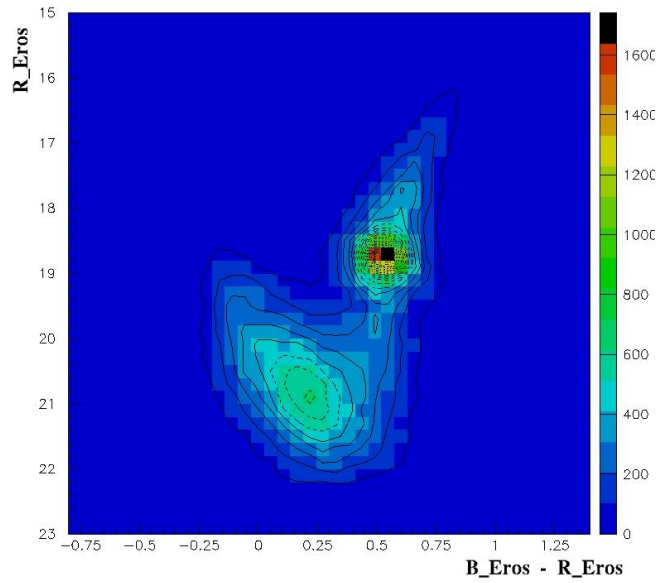


FIG. 8.16 – Diagramme HR des événements simulés et retrouvés par l'analyse ; 2% des étoiles réparties sur toute la surface couverte du LMC ont été utilisées pour l'étude. Les paramètres de génération sont les suivants :  $t_E \in [10; 100]$  jours,  $t_0 \in [242.5; 2742.5]$  (JD -2450000) et  $u_0 \in [0; 1]$ . Une correction des magnitudes due à la différence inter-CCD (tab. 5.1) a été utilisée pour permettre la comparaison. La zone centrale du Clump des Géantes Rouges montre un pic de détection supérieur d'un facteur 3 en comparaison des étoiles de la séquence principale.

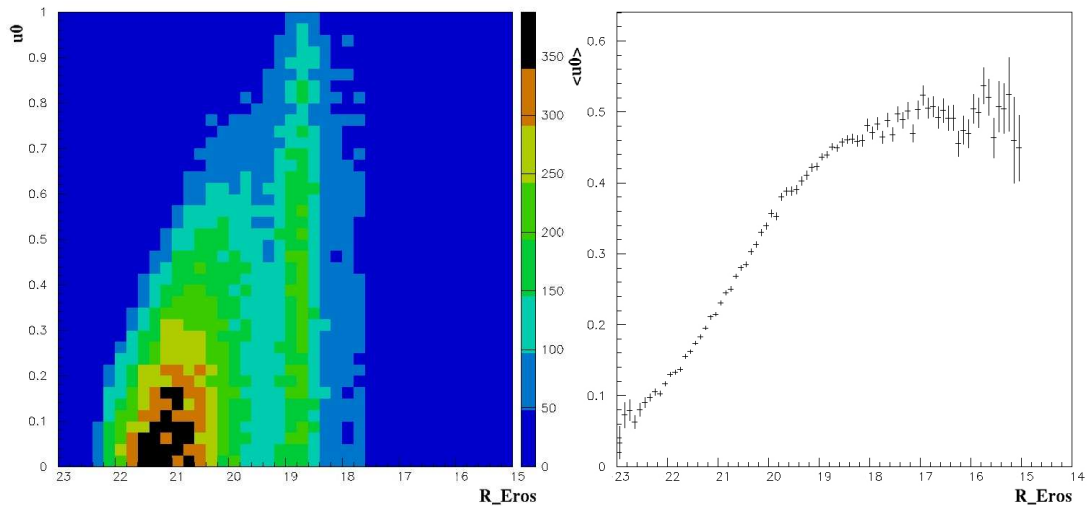


FIG. 8.17 – A gauche : Représentation du paramètre  $u_0$  des événements simulés sélectionnés en fonction de la magnitude  $R_{Eros}$  de l'étoile source. A droite : Valeur moyenne du paramètre  $u_0$  des événements simulés sélectionnés en fonction de la magnitude  $R_{Eros}$  de l'étoile source ; 2% des étoiles réparties sur toute la surface couverte du LMC ont été utilisées pour l'étude. Les paramètres de génération sont les suivants :  $t_E \in [10; 100]$  jours,  $t_0 \in [242.5; 2742.5]$  (JD -2450000) et  $u_0 \in [0; 1]$ .

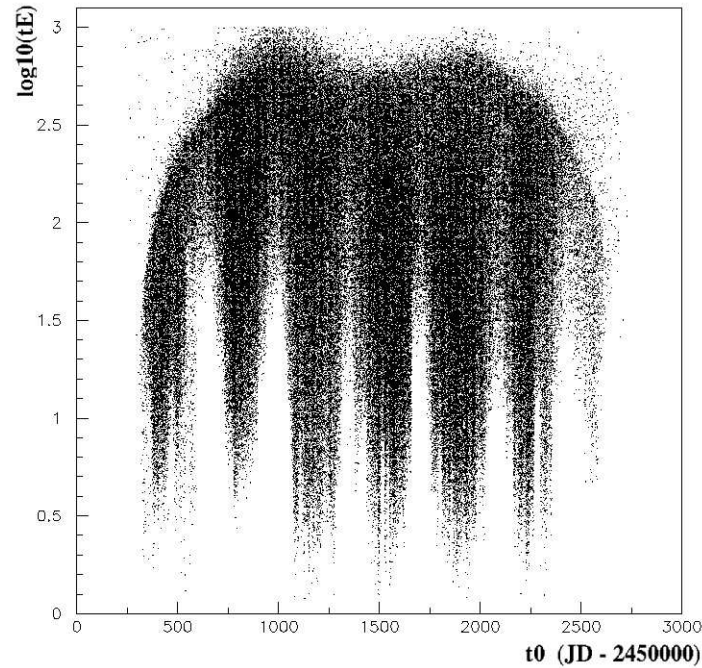


FIG. 8.18 – Représentation de  $\log_{10}(t_E)$  en fonction du temps d'amplification maximum  $t_0$  pour les événements simulés puis sélectionnés par notre analyse ; 2% des étoiles réparties sur toute la surface couverte du LMC ont été utilisées pour l'étude. Les paramètres de génération sont les suivants :  $t_E \in [1; 1000]$  jours,  $t_0 \in [242.5; 2742.5]$  (JD -2450000) et  $u_0 \in [0; 1]$ . Trois caractéristiques de la recherche classique de microlentilles de courtes durées sont visibles (voir texte).

## 8.5 Les candidats microlentilles

En définitive, sur un peu plus de 33 millions d'étoiles analysées, seules 7 candidates ont été sélectionnées, 5 dans le LMC et 2 dans le SMC. Mais l'une d'entre elles (du LMC) est tout de suite éliminée car sa fluctuation est associée à un problème photométrique. Lors de la collecte des électrons, à la fin d'une observation, en direction d'une des bases du CCD, une trace peut apparaître dans le sens de la lecture si une étoile galactique saturée est présente sur l'image : lors de leur propagation, les électrons "débordent" dans les lignes de pixels adjacentes. L'étoile candidate est située assez loin de l'étoile galactique pour ne pas se retrouver sous le masque disposé lors de l'étape de nettoyage, mais à proximité de son axe de lecture du signal qui occasionne une variation dans sa courbe de lumière.

Je décris ici un par un les 6 autres candidats microlentilles sélectionnés en commençant par ceux se trouvant dans le SMC (EROS2-SMC#1 et EROS2-SMC#5) puis les 4 derniers du LMC (EROS2-LMC#8 à #11). Après cela, un candidat microlentille trouvé lors d'une analyse monocouleur (bleu) simplifiée sera présenté. L'interprétation et les conséquences seront discutées dans la section 10.

Les coordonnées et les caractéristiques d'un ajustement microlentille simple sur les données sont présentées dans les quatre tableaux suivant (8.3 à 8.6). Les courbes de lumière des 6 candidats et leur position dans le diagramme couleur-magnitude sont illustrées à la fin de ce chapitre (fig 8.23 à 8.29).

Candidat	Champ	CCD	Quart	Numet	X	Y	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$
EROS2-SMC#1	sm005	4	m	5761	351.9	374.0	01 :00 :05.6	-72 :15 :02.5
EROS2-SMC#5	sm006	6	k	19475	1163.3	1514.1	00 :50 :39.0	-72 :41 :53.8
EROS2-LMC#8	lm055	7	m	23303	1408.5	791.1	05 :06 :33.5	-71 :39 :44.5
EROS2-LMC#9	lm042	1	l	2622	412.1	687.9	05 :01 :29.2	-65 :02 :54.8
EROS2-LMC#10	lm045	5	n	26323	1483.1	1457.5	05 :23 :58.2	-65 :52 :23.8
EROS2-LMC#11	lm061	4	m	15782	844.7	1183.4	05 :53 :45.4	-71 :15 :12.9
EROS2-LMC#12	lm085	6	l	14234	909.0	1210.1	05 :59 :30.0	-74 :34 :03.4

TAB. 8.3 – Coordonnées des candidats microlentilles.

Candidat	$t_0^R$	$t_E^R$ (jours)	$u_0^R$	$f_{base}^R$ (ADU)	$\chi_R^2/N_{ddl}$
EROS2-SMC#1	460.53	101.6	0.52	7692	862.4/748
EROS2-SMC#5	1432.0	15.1	1.12	10127	560.0/573
EROS2-LMC#8	1594.1	8.0	0.03	1048	540.9/510
EROS2-LMC#9	2215.3	52.7	0.30	622	292.1/228
EROS2-LMC#10	1602.2	35.9	0.51	868	649.1/447
EROS2-LMC#11	446.6	46.1	0.37	1246	458.7/394
EROS2-LMC#12	nd.	nd.	nd.	nd.	nd.

TAB. 8.4 – Paramètres de l'ajustement de microlentille simple dans la bande  $R_{Eros}$ ;  $t_0$  est en jours (JD-2450000).

Candidat	$t_0^B$	$t_E^B$ (jours)	$u_0^B$	$f_{base}^B$ (ADU)	$\chi_B^2/N_{ddl}$
EROS2-SMC#1	459.0	105.8	0.53	17138	972.4/873
EROS2-SMC#5	1414.8	29.5	0.90	14805	485.1/875
EROS2-LMC#8	1594.1	15.3	0.015	683	344.0/572
EROS2-LMC#9	2204.1	57.8	0.36	817	640.8/369
EROS2-LMC#10	1600.3	37.1	0.33	751	580.0/505
EROS2-LMC#11	451.9	51.3	0.36	1480	456.5/444
EROS2-LMC#12	2664.0	49.6	0.27	1666	580.4/391

TAB. 8.5 – Paramètres de l'ajustement microlentille simple dans la bande  $B_{Eros}$ ;  $t_0$  est en jours (JD-2450000).

Bande spectrale	$f_{base}$	flux non amplifié (blend)	flux amplifié (étoile source)
EROS2-LMC#8 $R_{Eros}$	$1041 \pm 12$ ADU	$74 \pm 5\%$ soit $\sim 770$ ADU	$\sim 271$ ADU
EROS2-LMC#8 $B_{Eros}$	$677 \pm 11$ ADU	$39 \pm 12\%$ soit $265$ ADU	$\sim 413$ ADU

$t_0$	$t_E$ (jours)	$u_0$	$\chi_{ml,blend}^2/N_{ddl}$
$1594.2 \pm 0.02$	$22.9 \pm 4.3$	$0 \pm 0.021$	$899.6/(1093-7)$

TAB. 8.6 – Paramètres de l'ajustement microlentille simple avec blending de l'évènement EROS2-LMC#8.

#### ●EROS2-SMC#1

Ce candidat microlentille, qui possède un maximum d'amplification en février 1997, a déjà été découvert lors d'analyses précédentes en direction du SMC (voir [99, Palanque-Delabrouille et al., 1998]) et peut être élevé au rang d'évènement microlentille. En effet, sa courbe de lumière (fig 8.23) ne présente pas de nouvelle variation durant les 2 années supplémentaires dont dispose mon analyse et celle-ci passe avec succès tous les critères de sélection. Son flux de base est situé en haut de la séquence principale, dans la zone des Blue Bumpers, mais son amplification achromatique et supérieure à un facteur 2 la rend incompatible avec de telles étoiles variables. De plus, l'ajustement d'une courbe de microlentille est excellent.

L'étude précise de sa variation de luminosité, permise par la bonne résolution obtenue dans cette gamme de flux, a déjà permis de situer la lentille à 97% C.L dans le Petit Nuage de Magellan ([99, Palanque-Delabrouille et al., 1998]). Si le déflecteur appartenait au halo, une distorsion notable de la courbe de lumière due à un effet de parallaxe terrestre aurait dû apparaître. Malgré l'importante durée du phénomène ( $t_E \sim 103 \text{ jours}$ ), un tel effet n'a jamais été détecté que ce soit dans les données d'EROS2 ou celles de MACHO.

Il faut néanmoins rappeler que cette étoile présente une variabilité intrinsèque au niveau de 5%, avec une période de 5.12 jours, découverte par EROS dans un premier temps ([100, Palanque-Delabrouille, 1997, thèse]), puis confirmé par OGLE ([127, Udalski et al., 1997]).

#### ●EROS2-SMC#5

Ce second candidat du SMC est situé dans une zone du diagramme HR peu peuplée, entre les étoiles de la séquence principale et celles du *clump* des Géantes Rouges (voir fig 8.24). Cette situation inquiétante est confirmée par les données rendues publiques par le groupe MACHO (fig 8.19) : une seconde variation de luminosité est confirmée juste avant la bosse principale détectée. Ces deux indices probants nous assurent de la non appartenance de cette fluctuation à la classe des microlentilles, l'étoile peut être rejetée.

On pourra remarquer ici que cette étoile est située dans la même région du diagramme HR (même indice de couleur) que les candidats EROS1-LMC#1 et MACHO-LMC#23 dont je présente le suivi observationnel au chapitre suivant. EROS1-LMC#1 est connu comme étant une étoile de type Be (c.à.d, qui possède de fortes raies en émission dans son spectre) [26, Beaulieu et al., 1995].

#### ●EROS2-LMC#8

Nous avons affaire ici à un très joli candidat microlentille ! D'une durée moyenne d'environ 10 jours, l'amplification atteint un facteur 12 dans la bande  $R_{EROS}$  et un facteur 25 dans la bande  $B_{EROS}$  et une dizaine de points de mesure forment la fluctuation. A première vue, l'évènement paraît très chromatique dans sa variation de luminosité et en position anormale dans le diagramme HR (fig 8.25) : il semble donc douteux. Mais cela peut s'expliquer très bien par un effet de blending (sect. 2.3.2), qui peut ici s'avérer important au vu du faible flux de base mesuré ( $< \sim 700 \text{ ADU}$ ). De plus, les caractéristiques même de l'évènement, obtenues par l'ajustement d'une courbe de Paczyński (voir tab. 8.4 et 8.5) indiquent clairement la présence d'un effet de confusion allant dans le sens d'un flux supplémentaire non-amplifié plus rouge que l'étoile subissant l'effet de microlentille : la hiérarchie des temps d'Einstein mesurés (plus faible en rouge qu'en bleu) est la même que celle de l'amplification.

On ajuste maintenant les données avec deux nouveaux paramètres libres ; les flux non-amplifiés en rouge et en bleu. L'ajustement devient très cohérent entre les amplifications et les durées (tab 8.6) : une séparation des deux composantes devient alors possible. La figure 8.20 résume le résultat obtenu :

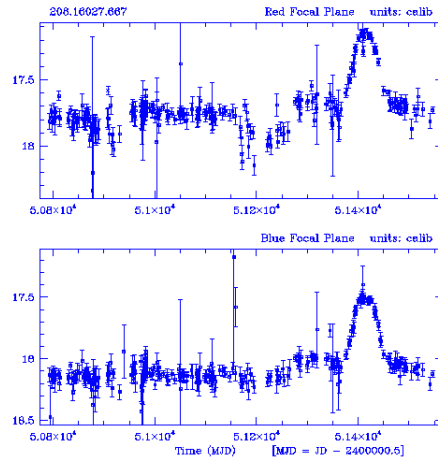


FIG. 8.19 – Courbe de lumière du candidat microlentille EROS2-SMC#5 obtenu à partir des données mises à disposition du public par l'équipe MACHO. Une variation présente juste avant la bosse principale détectée ne permet pas de retenir ce candidat comme candidat microlentille : sa position dans le diagramme HR laisse présumer que cette courbe de lumière correspond à une étoile de type Be (à confirmer par spectroscopie).

le flux de l'étoile subissant l'effet de microlentille se retrouve être positionné au coeur de la séquence principale du LMC et le flux restant apparaît à plus de 2 magnitudes en couleur plus rouge que le reste des étoiles de cette galaxie. Il n'y a plus aucun doute ! L'étoile microlentillée est une étoile appartenant au LMC, et le flux restant provient très probablement d'une étoile rouge naine M située dans le disque galactique. Il est naturel de supposer que cette étoile naine est la lentille déflectrice qui a provoqué cet évènement de microlentille.

Essayons de voir un peu plus quantitativement si cette hypothèse que l'évènement EROS2-LMC#8 est dû à un effet de microlentille provoqué par une étoile du disque est plausible. Le nombre d'évènements de microlentille est proportionnel à la densité numérique des lentilles et à la racine carrée de leur masse (et donc à  $R_E$ ). Pour des lentilles proches de l'observateur (c'est le cas des étoiles du disque),  $R_E$  est proportionnel à la racine carrée de la distance  $d_L$  des lentilles. La distance des lentilles intervient également dans la densité des étoiles du disque, en première approximation proportionnelle à  $\exp(-d_L \frac{\cos b_L}{h_0})$ , où  $b_L$  est la latitude galactique du LMC ( $\cos b_L$  vaut environ 1/2) et  $h_0$  est l'échelle de hauteur du disque galactique (environ 300 pc).

La distance la plus probable d'une lentille du disque est donc obtenue en cherchant le maximum du produit  $d_L^{1/2} \exp(-\frac{d_L}{2h_0})$ . On trouve facilement que ce maximum correspond à  $d_L = h_0$ . Les étoiles du disque les plus courantes sont des naines rouges M dont la magnitude typique est voisine de 13.5. A une distance de 300 pc (module de distance de 7.5), elles apparaissent avec une magnitude de 21. Dans l'évènement EROS2-LMC#8, le flux rouge non-amplifié est d'environ 760 ADU, soit une magnitude de 21.1. L'explication est donc plausible, même s'il faut la relativiser : la distribution de distances  $d_L$  des lentilles du disque est large : elle s'étend principalement entre 100 et 1500 parsecs, avec une médiane à 700 pc (cet élargissement provient de la pondération de la densité stellaire par le rayon d'Einstein, qui croît avec  $d_L$ ).

En ce qui concerne la durée du phénomène, voisine de 23 jours (soit 0.063 an) après prise en compte du blinding, elle est également compatible avec notre hypothèse. En effet, une naine rouge de

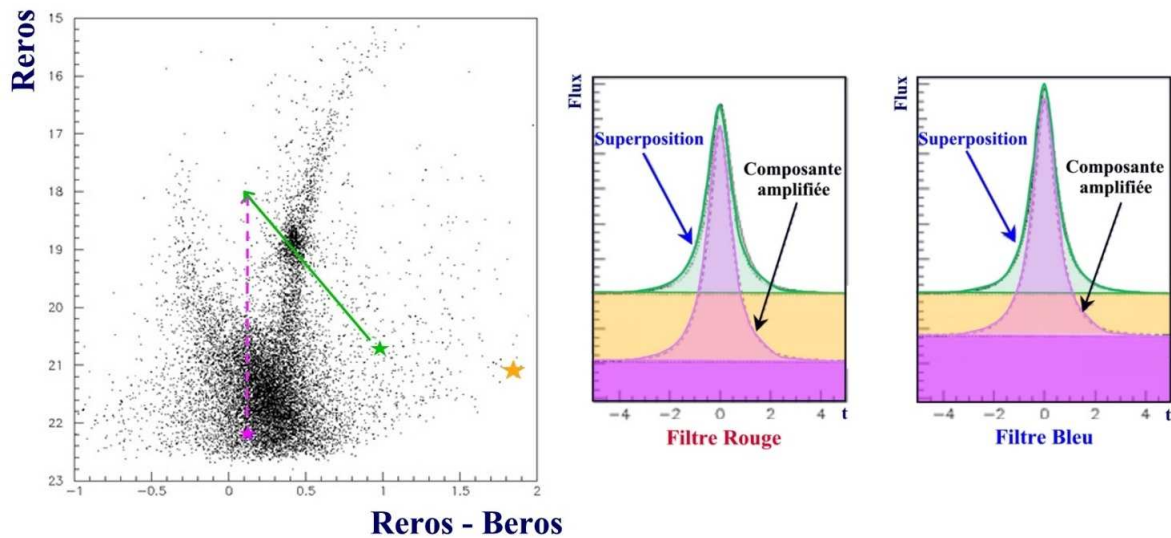


FIG. 8.20 – Explication de l’effet de blending rencontré avec l’évènement microlentille EROS2-LMC#8. La partie violette constitue le flux de l’étoile source microlentillée (l’amplification est achromatique dans le diagramme HR), le flux jaune est celui de la lentille (étoile naine rouge galactique dont le flux joue le rôle de flux “blendant”), le vert représente la superposition des deux composantes, c.à.d ce qui a été réellement mesuré !

0.2 masse solaire située à 300 pc a un rayon d’Einstein de 0.7 UA. Cette distance, parcourue en 0.063 an, correspond à une vitesse d’environ 50 km/s, tout à fait plausible pour une étoile du disque.

Par ailleurs, il est logique que l’amplification détectée soit importante. Le blending en est responsable, à double titre. Les étoiles sources les plus nombreuses sont celles de faible magnitude. Ici, la détection de notre source très faible (magnitude proche de 22.5) est d’ailleurs favorisée par la présence de la lentille, 4 fois plus brillante dans la bande rouge. En conséquence, une amplification au moins 4 fois supérieure à celle des phénomènes sans blending est requise. De plus, la durée observée, 10 jours si on fait la moyenne entre les deux bandes, est bien inférieure à la durée réelle de 23 jours. On peut en déduire que le phénomène ne pouvait être détecté dans la bande rouge que pour une amplification supérieure à un facteur 12. Ceci correspond à une amplification médiane double, soit environ 25. L’amplification réelle du phénomène donnée par l’ajustement avec blending est proche de 40, valeur tout à fait plausible donc.

La confirmation définitive de cette interprétation nécessiterait la réobservation de l’étoile source et de la lentille avec une bonne résolution angulaire. En effet, dans notre interprétation, au moment où cette thèse est rédigée, la lentille et la source se sont éloignées d’environ 0,16 arcsec. Un tel écart serait aisément mis en évidence avec le télescope Hubble. Sa mesure permettrait de mieux contraindre le système source-lentille. Une observation de la même nature, et avec la même interprétation, a déjà été réalisée par le groupe MACHO sur leur candidat MACHO-LMC#5 : [55, Drake et al., 2004].

Pour finir, mentionnons qu’un important effet de parallaxe doit être présent dans cet évènement à cause de son faible rayon d’Einstein ( $R_E < 1UA$ ). Malheureusement, sa grande brièveté empêchera probablement d’en tirer tout le bénéfice, en terme d’une levée de dégénérescence.

### •EROS2-LMC#9

Ce second candidat microlentille du LMC trouvé dans cette analyse possède une amplification moyenne d'un facteur 3 et a été observé sur une étoile faible, supérieure à la 21<sup>ème</sup> magnitude ( $R_{Eros} \sim 21.3$  et  $B_{Eros} \sim 21.5$ ), voir la figure 8.26 pour une présentation. Il est situé dans le champ Im042, ccd 1 soit à l'extrémité nord de la région du LMC observée : avec ses caractéristiques en amplification et en magnitude, ce candidat n'aurait pas pu être retrouvé dans les mêmes conditions s'il était apparu dans un champ central du LMC, où notre résolution photométrique est inférieure d'un facteur 2. Certains points de mesure de la courbe rouge, durant la fluctuation, sont manquants à cause d'images éliminées lors du processus de nettoyage, le ccd 1 rouge n'étant pas toujours stable au niveau électronique.

### •EROS2-LMC#10

Ce candidat a passé tous nos critères d'analyse et sera donc utilisé pour calculer notre mesure de la profondeur optique, même s'il possède quelques signes inquiétants du point de vue microlentille : il tend à ressembler à une fluctuation due à l'explosion d'une supernova. En effet, sa position dans le diagramme HR se trouve hors des zones densément peuplées par les étoiles du LMC, son amplification est chromatique (supérieure en bleu) et surtout sa fluctuation dans la bande  $B_{Eros}$  est visiblement asymétrique avec un temps de montée de 20 jours suivi d'une descente de 32 jours. La valeur du paramètre d'asymétrie  $S$  (voir eq. 8.29) obtenu conforte cette impression, mais avec une valeur de 0.23 ce candidat ne peut être rejeté en tant que supernova (aucune galaxie n'a été observée sur l'image de référence).

Une hypothèse microlentille a été étudiée au cas où la lentille se trouve être à nouveau une naine rouge galactique. En effet, le chromatisme observé pourrait être dû (comme pour l'évènement EROS2-LMC#8) au flux de la lentille et l'asymétrie à une configuration particulière entre les vecteurs vitesses projetés de la Terre et de l'étoile naine, malgré la faible durée du phénomène ( $2t_E \sim 72$  jours soit un cinquième d'année). Mais la réalisation d'un ajustement d'une fonction de microlentille avec deux paramètres de blending pour corriger le chromatisme observé et de deux paramètres supplémentaires décrivant la parallaxe (prise en compte du mouvement de la Terre) n'a pas permis de trouver un ajustement significativement meilleur (le gain de khi2 vaut 5 pour 2 paramètres supplémentaires).

### •EROS2-LMC#11

L'amplification d'un facteur  $\sim 3$  de ce quatrième candidat le rapproche des 2 derniers candidats microlentilles présentés (#9 et #10), mais son achromaticité quasi-exemplaire (voir fig. 8.28) et la régularité de sa fluctuation nous donne une grande confiance sur la nature gravitationnelle de l'effet. Sa particularité est le moment de son maximum d'amplification ( $t_0 \sim 450$  (JD-2450000)) car il n'a pas été repéré lors d'une première analyse portant sur les 3 premières années de données (1996-1999) du LMC. L'explication vient du nettoyage nouveau des points aberrants en comparant les amplifications des points de mesures associés (rouge et bleu) en temps (voir sect. 6.1.3). L'application de ce nettoyage pour minimiser l'influence des interactions dues aux rayons cosmiques dans notre recherche de microlentilles a permis de ne pas prendre en compte un point haut ( $> 50 \sigma_{bosse}$  du pic), apparu en rouge durant la bosse (voir fig 8.21), incompatible avec le reste des points de mesure. La présence de ce point dans l'analyse antérieure, associé à une erreur de mesure petite, a perturbé l'ajustement d'une fonction de Paczyński dans la bosse ( $\chi^2_{pic} = 36.25$  et le seuil de la coupure appliqué était à 15) et a donc précipité l'élimination de cet évènement.



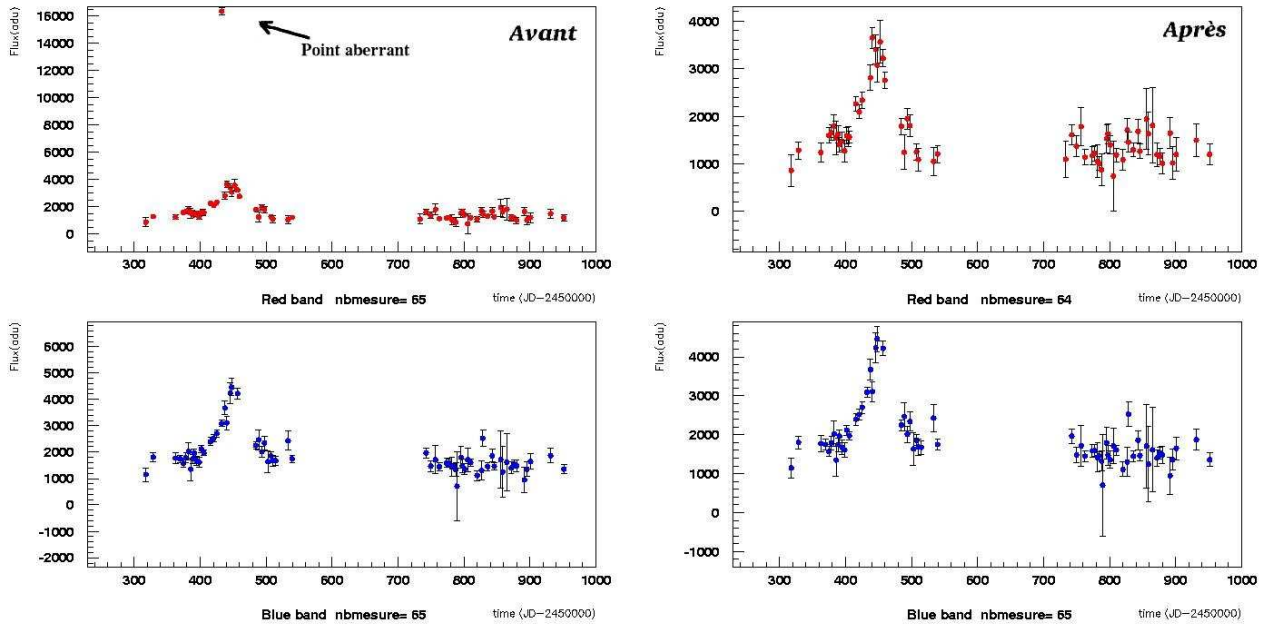


FIG. 8.21 – Courbe de lumière de l'évènement EROS2-LMC#11 avant et après le nettoyage d'un point de mesure aberrant probablement dû à l'interaction d'un rayon cosmique. Date du point aberrant :  $t = 432.79$  (JD-2450000) ; flux en rouge  $f_R = 16346 \pm 236$  , flux en bleu  $f_B = 3093 \pm 126$ .

### ●EROS2-LMC#12

Ce beau candidat microlentille est apparu lors d'une recherche monocouleur (en bleu) en utilisant des coupures plus sévères pour éliminer les artefacts photométriques. Ne faisant pas partie des candidats de l'analyse bi-couleur, il ne pourra être retenu pour le calcul de la profondeur optique du halo. C'est le candidat microlentille le plus éloigné du centre du LMC trouvé jusqu'à maintenant (à presque 6 degrés !).

## 8.6 Conclusion

En analysant un peu plus de 33 millions de courbes de lumière d'étoiles réparties sur 6.5 ans, seuls 6 candidats microlentilles ont été détectés et l'un d'entre eux est éliminé pour cause de seconde variation retrouvée dans les données de l'expérience MACHO. Il nous reste donc 5 candidats dont 4 nouveaux par rapport aux dernières analyses (l'évènement EROS2-SMC#1 ayant déjà été détecté en 1997).

Seul 3 des 4 candidats microlentilles détectées en direction du LMC (soit sur environ 29 millions d'étoiles analysées) peuvent être considérés comme des lentilles appartenant au halo galactique. Il a été en effet montré que la lentille déflectrice de l'évènement EROS2-LMC#8 est très probablement une étoile naine rouge M située au dessous du plan galactique (un test observationnel par un télescope comme Hubble est nécessaire pour confirmation). Il nous reste donc 3 candidats microlentilles (EROS2-LMC#9, #10 et #11), dont les temps d'Einstein valent respectivement 56, 36 et 49 jours, pour calculer notre valeur de la profondeur optique (eq. 2.38) vers le LMC. Celle-ci s'élève à  $\tau_{Eros2} \sim 1.4 \cdot 10^{-8}$  et correspond à un halo rempli à 3% d'objets compacts de  $0.5 M_{\odot}$  dans l'hy-

pothèse où toutes les microlentilles trouvées ont été provoquées par des objets se trouvant dans ce halo. La nouvelle limite d'exclusion obtenue sur la fraction en masse d'un halo standard est illustrée dans la figure 8.22, la zone exclue à 95% C.L. s'étend entre  $10^{-4}$  et  $100 M_{\odot}$ , elle se trouve au niveau de 8% pour  $0.5 M_{\odot}$  soit en dessous du signal central positif publié par le groupe MACHO (20% à  $0.5 M_{\odot}$ ), sa valeur la plus basse est à 2% pour  $10^{-2} M_{\odot}$ .

La valeur de la profondeur optique mesurée par l'expérience MACHO est de  $\tau_{MACHO} \sim 9.10^{-8}$ , soit un facteur 6 supérieur à notre mesure. Environ 22 effets de microlentille auraient dû être détectés pour que nous confirmions leur signal. Une étude de la compatibilité de ces deux résultats est détaillée au chapitre 10 ; je rappelle ici que les champs d'observation de l'expérience MACHO se concentrent au centre du LMC ( $\sim 13.5 \text{ deg}^2$ ).

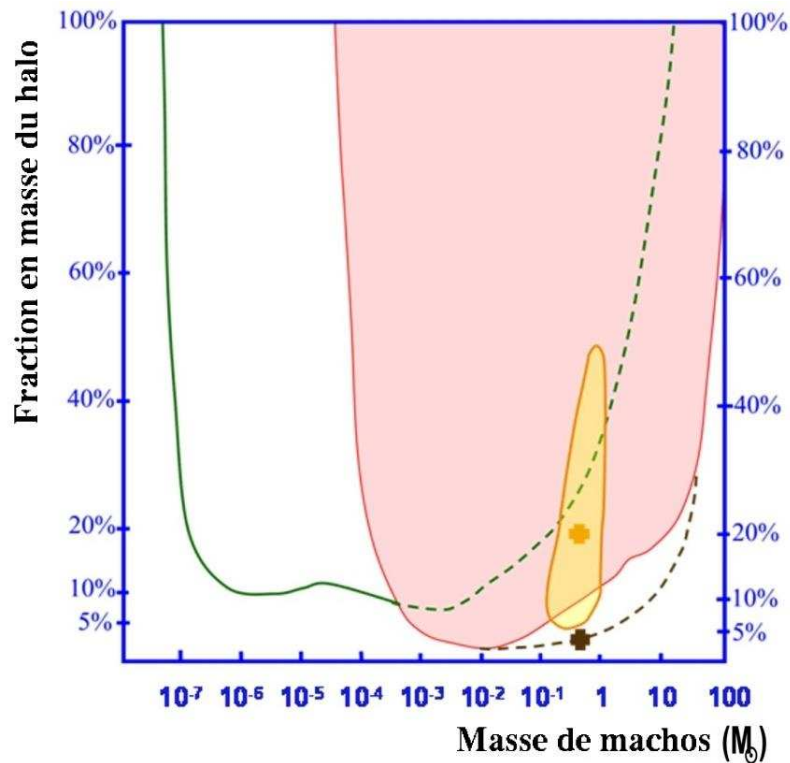


FIG. 8.22 – Nouvelle limite sur la fraction en masse d'un halo standard obtenue avec une analyse classique de microlentille en utilisant seulement les données en direction du LMC (ligne rouge, entre  $10^{-4}$  et  $100 M_{\odot}$ ), où 3 candidats microlentilles ont été détectés. La zone supérieure rouge correspond à la partie exclue à 95% C.L.. La limite verte (entre  $10^{-2}$  et  $10 M_{\odot}$ ) correspond à l'ancienne limite d'EROS (I+II) en direction du Grand Nuage de Magellan. La zone jaune (entre  $10^{-1}$  et  $1 M_{\odot}$ ) correspond au signal permis par l'expérience MACHO, dont la valeur centrale correspond à 20% du halo pour  $0.4 M_{\odot}$ . La ligne pointillée brune inférieure correspond à notre sensibilité d'analyse, c'est à dire à la limite que l'on obtiendrait si aucun candidat n'avait été détecté. La croix marron, au niveau de 3%, correspond à notre mesure pour une composante d'objets du halo de  $0.5 M_{\odot}$  en attribuant nos 3 candidats microlentilles à des machos.

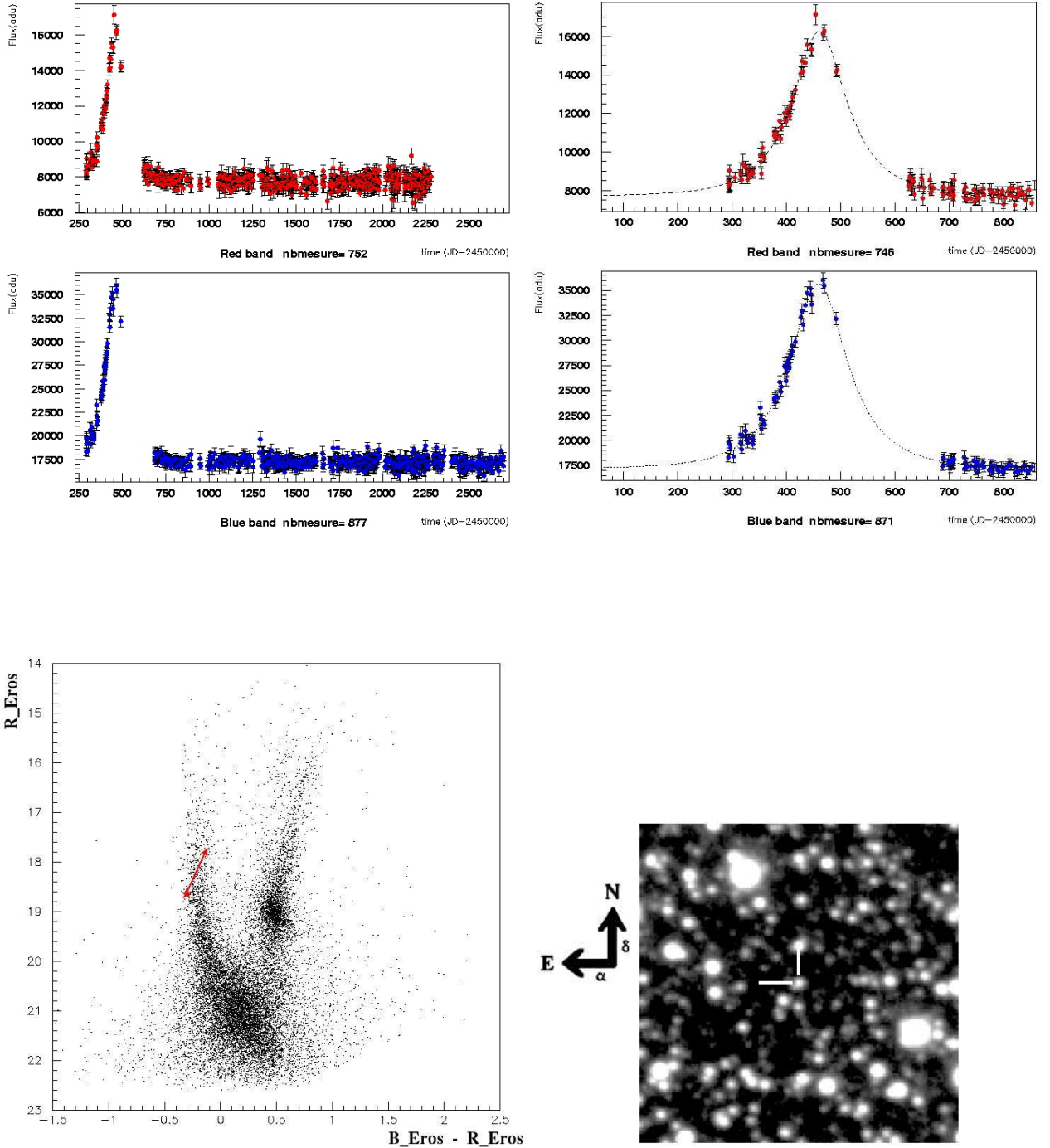


FIG. 8.23 – *Candidat EROS2-SMC#1. Il s'agit de l'évènement microlentille détecté en 1997 (voir [99, Palanque-Delabrouille et al., 1998]).*

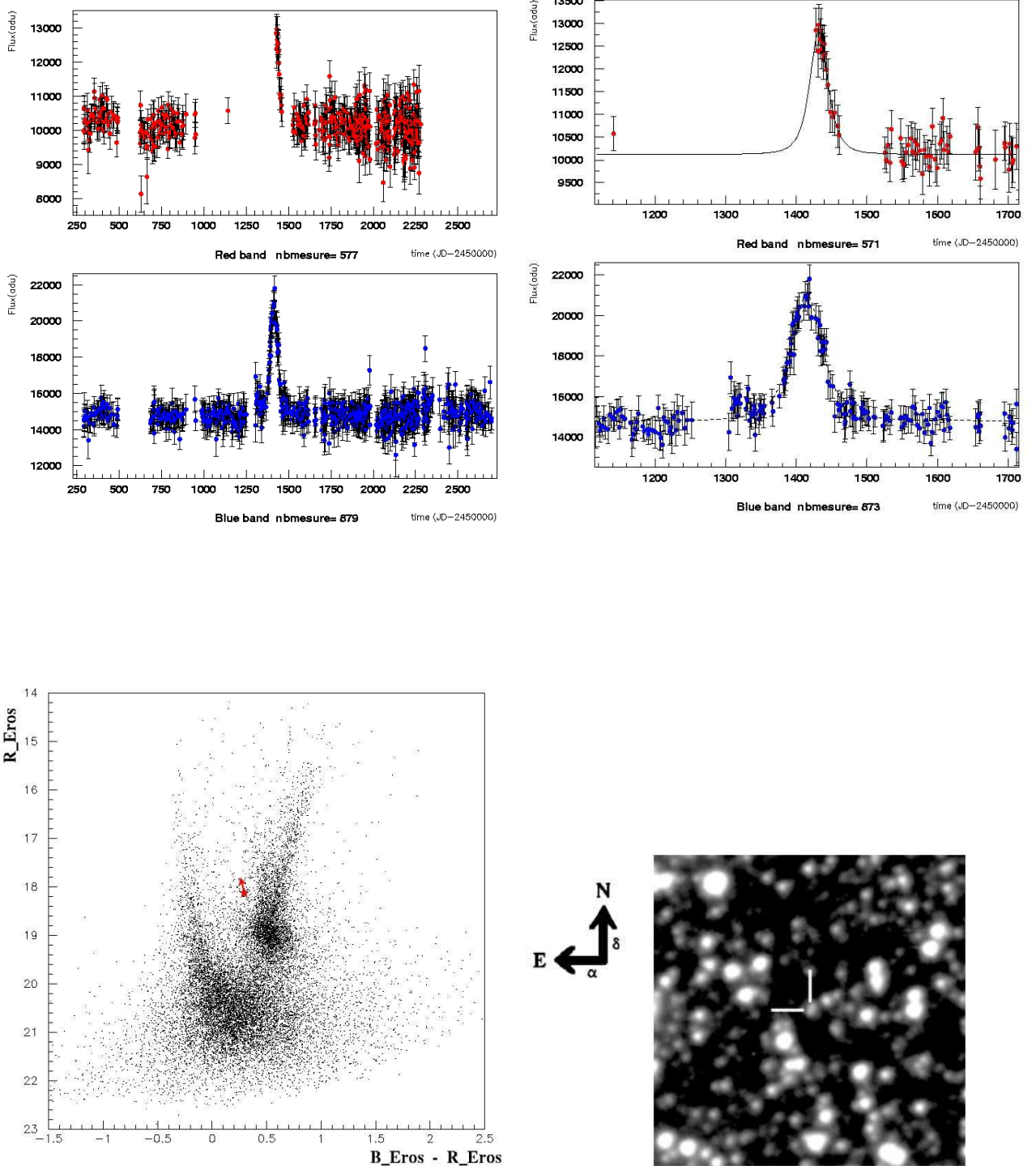


FIG. 8.24 – Candidat EROS2-SMC#5, éliminé par l'observation d'une variation supplémentaire dans les données du groupe MACHO (voir fig. 8.19).

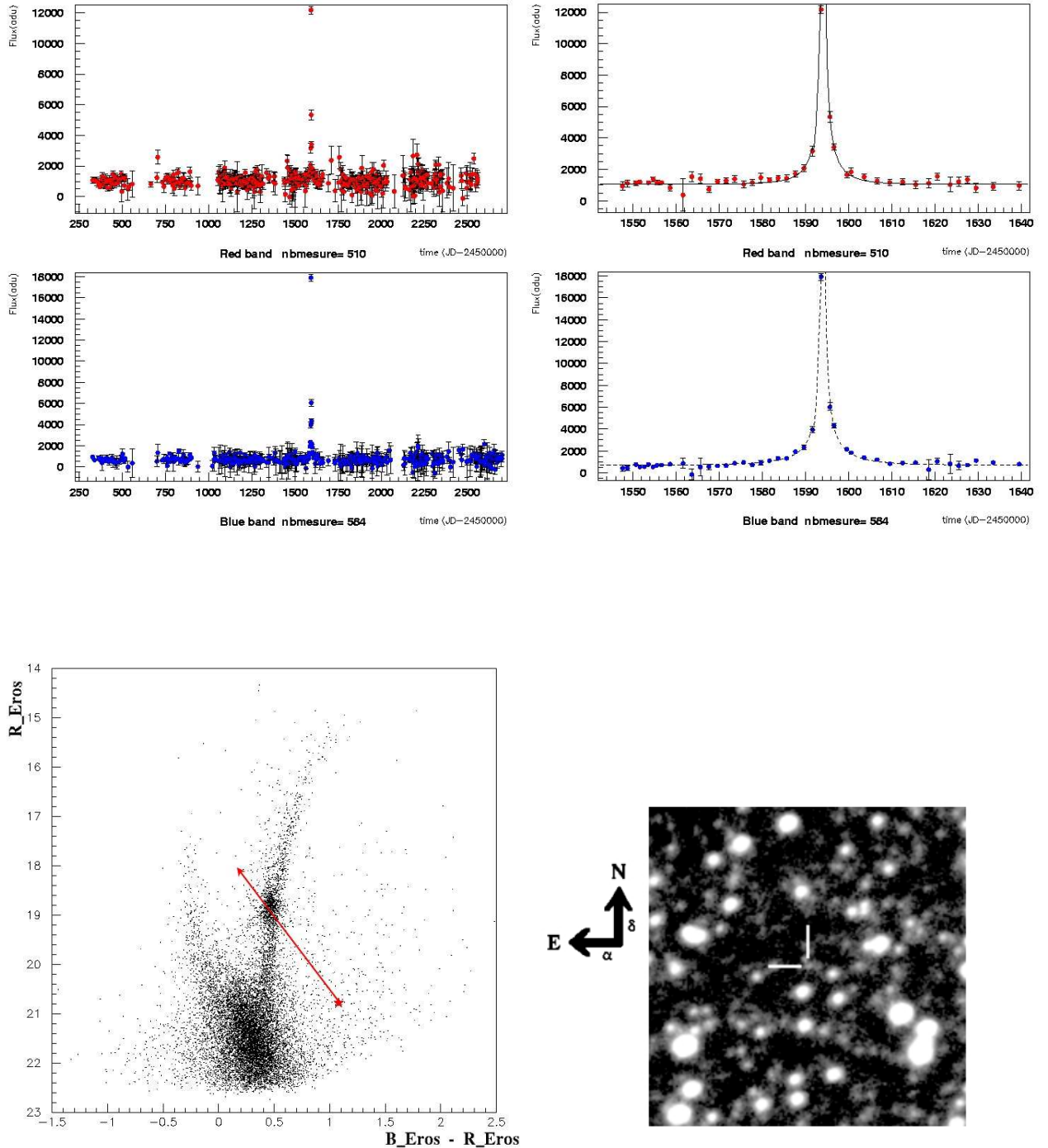


FIG. 8.25 – Candidat EROS2-LMC#8 : la lentille est très probablement un MACDO (Massive Astrophysical Compact Disk Object).

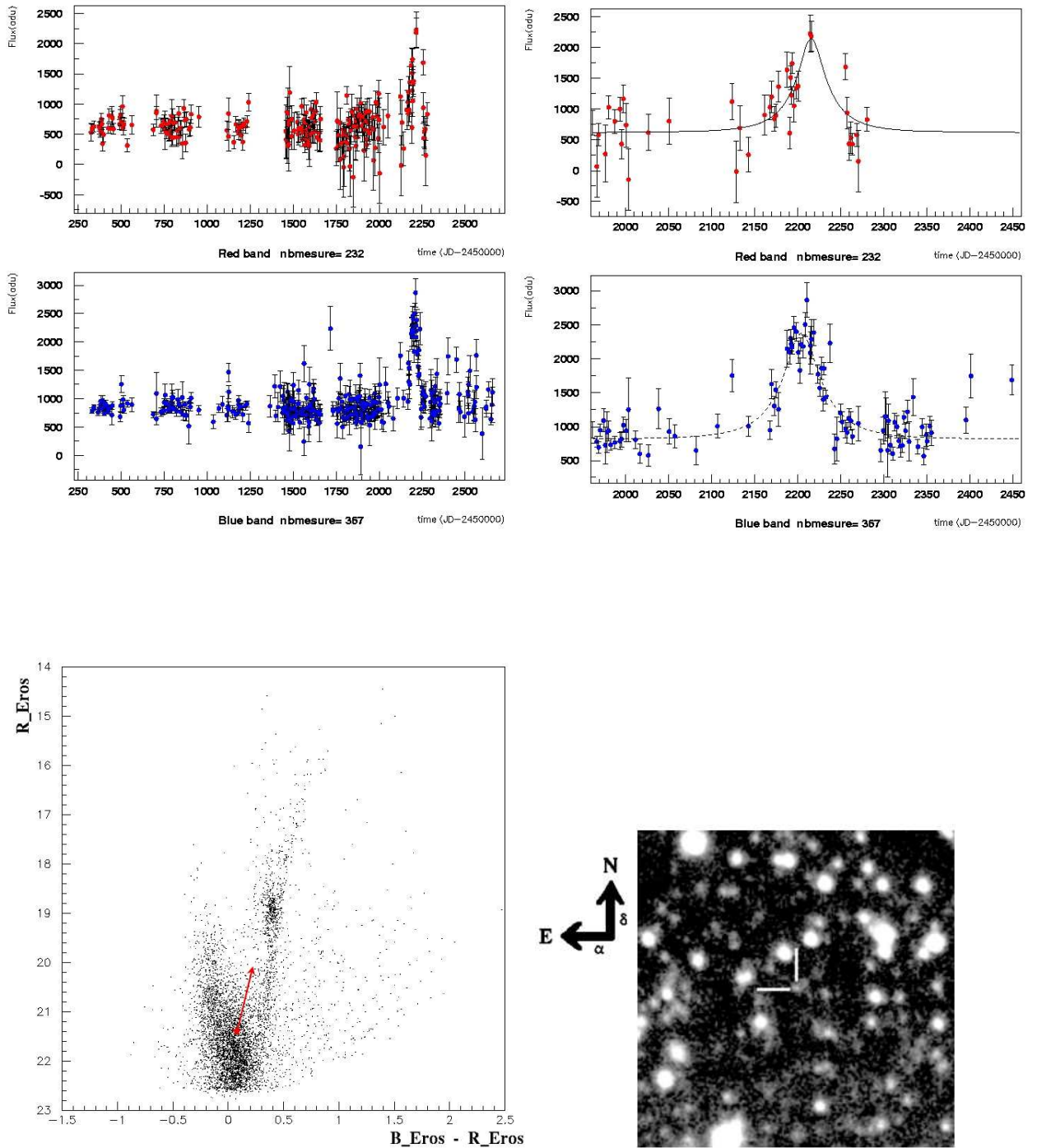


FIG. 8.26 – *Candidat EROS2-LMC#9.*

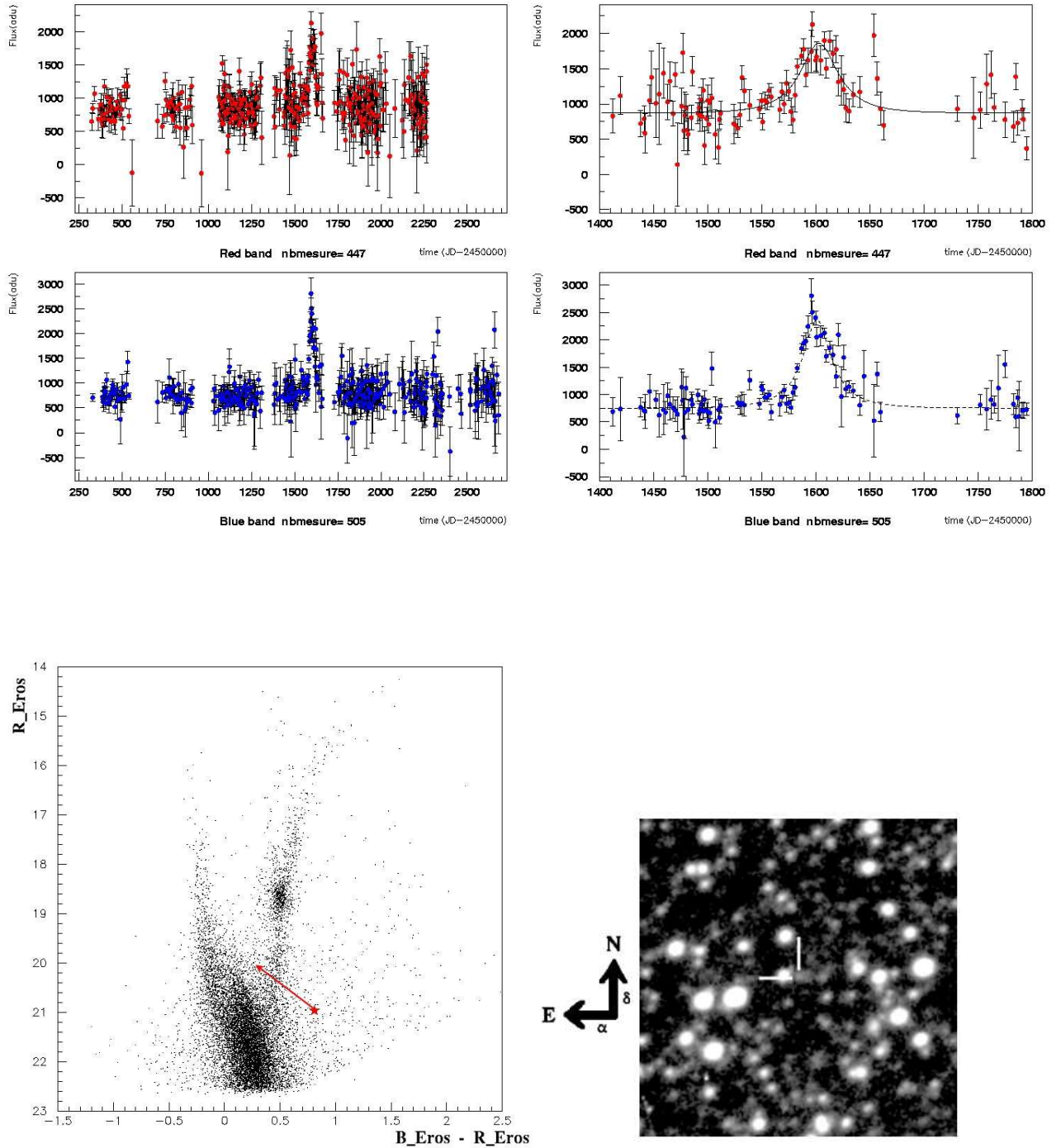


FIG. 8.27 – Candidat EROS2-LMC#10.



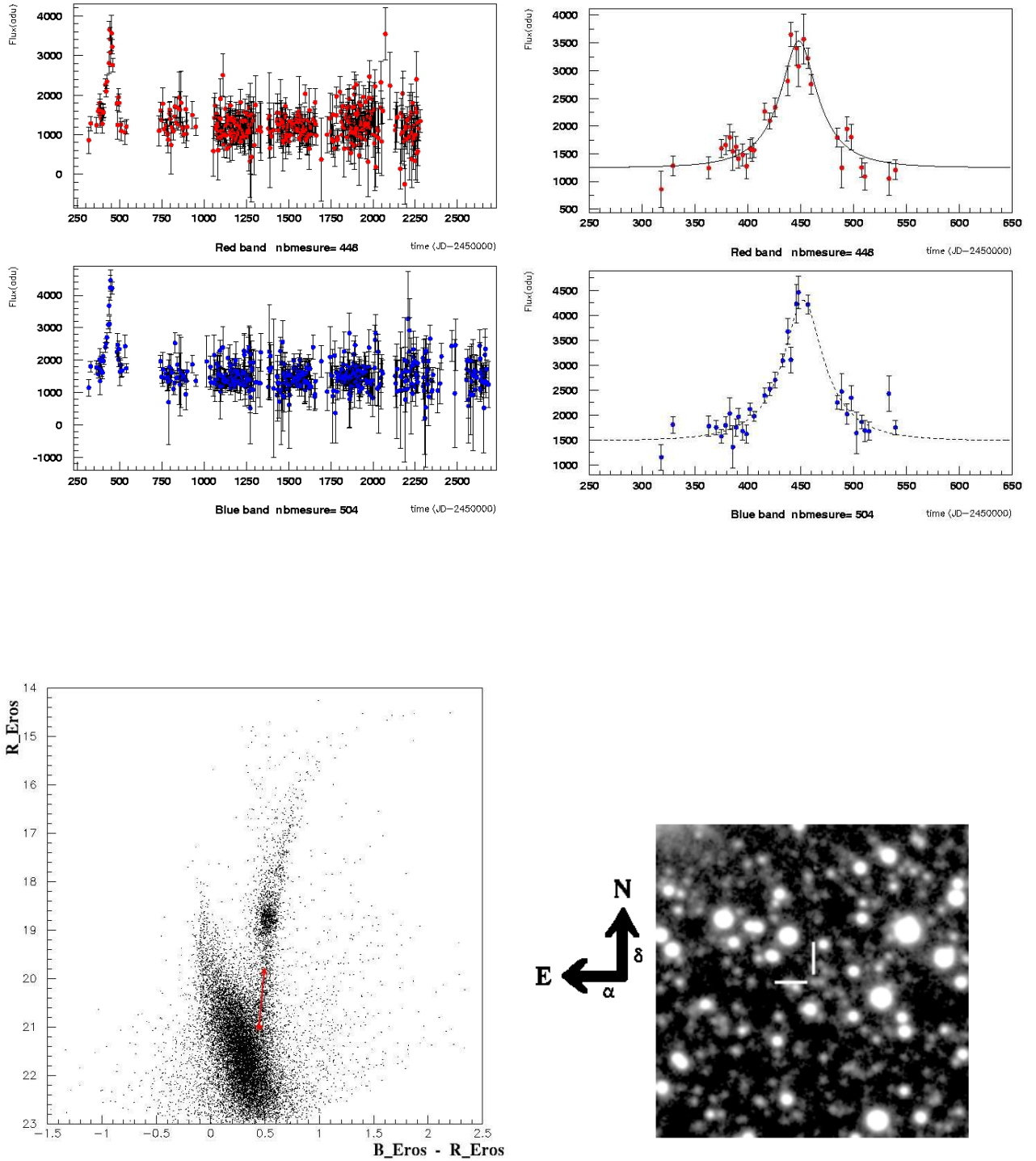


FIG. 8.28 – *Candidat EROS2-LMC#11.*

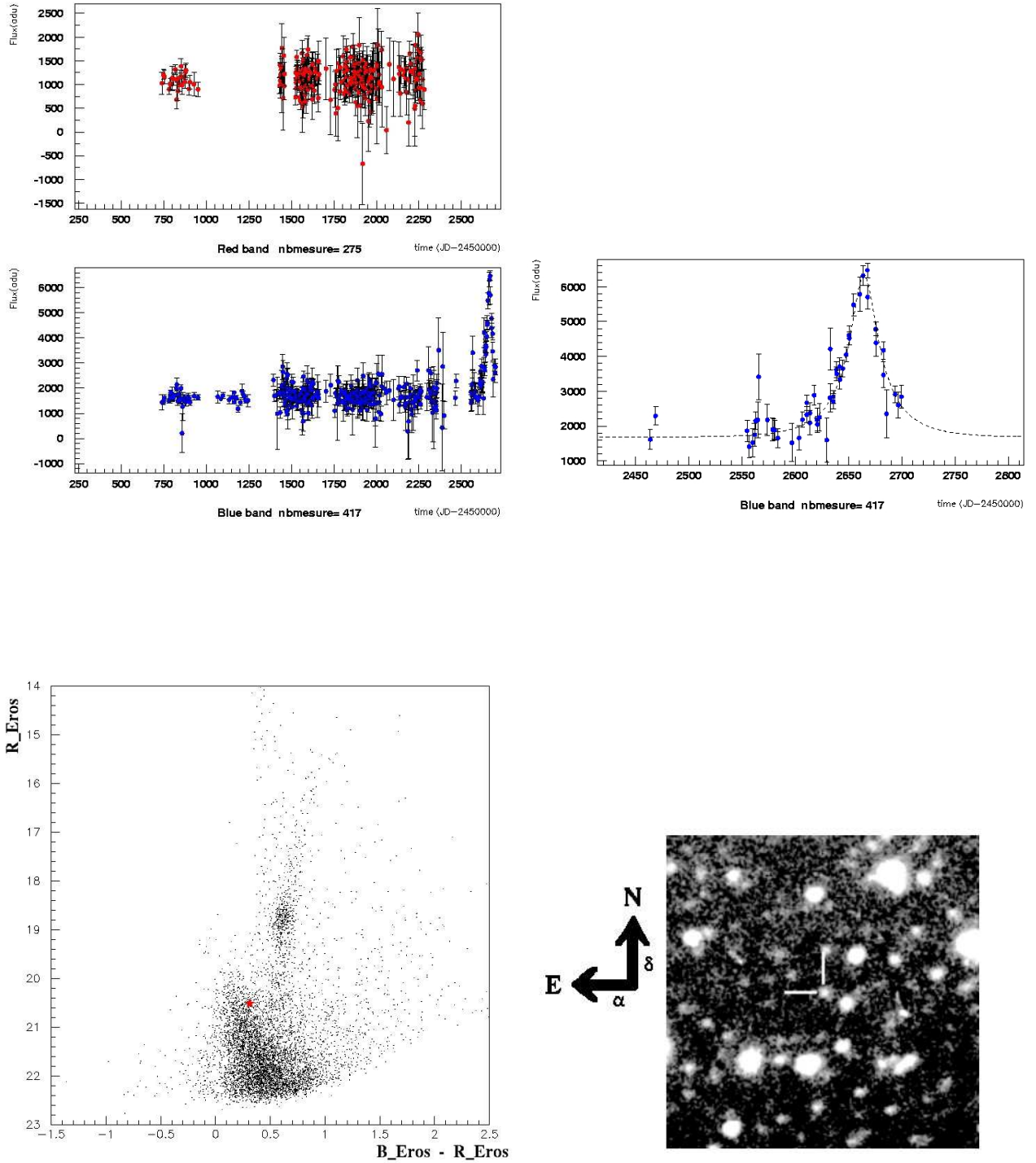


FIG. 8.29 – Candidat EROS2-LMC#12.

## Chapitre 9

# Suivi observationnel des candidats publiés

Avec respectivement 6.6, 3.7, 1.8 et 5.1 années de données supplémentaires par rapport aux dernières analyses publiées par EROS1 [23, Aubourg et al., 1993], EROS2-LMC [88, Milsztajn et al., 2001], EROS2-SMC [4, Afonso et al., 2003] et par MACHO [13, Alcock et al., 2000], il est intéressant de savoir comment se sont comportés les candidats microlentilles publiés par les deux expériences, afin de confirmer ou non la stabilité de leur ligne de base. Je vais montrer dans ce chapitre le changement de statut de 9 candidats publiés. Je rappelle qu’il est tout à fait improbable qu’une étoile “microlentillée” subisse par deux fois ou plus un phénomène de microlentille : avec une probabilité d’un effet pour un million d’étoiles observées, cela rend impossible la répétition du phénomène, dans un laps de temps raisonnable, sur une même étoile.

### 9.1 Les candidats publiés par EROS1

Deux candidats microlentilles ont été découverts lors de la première phase de l’expérience EROS. [77, Lasserre, 2000, thèse] a déjà mis en évidence l’existence d’une nouvelle variation du second candidat EROS1-LMC#2, 8.3 ans après la première. Celui-ci a donc été éliminé.

Le premier candidat publié en direction du Grand Nuage de Magellan va subir ici le même sort. En effet, la variation apparue en février 1992 (voir fig 3.7) est suivie 6 années plus tard d’une seconde variation qui s’est manifesté au début du mois de février 1998 (voir fig. 9.1). L’amplitude et la durée de ces fluctuations sont comparables (voir tab 9.1) et il est à noter que l’ajustement d’une fonction de courbe de microlentille est très bon dans les deux cas. Ce candidat avait déjà été considéré comme suspect après l’étude spectroscopique menée par [26, Beaulieu et al., 1995] : de fortes raies en émission  $H_\alpha$  avaient été trouvées qui permirent de classer l’étoile comme étant de type Be, donc potentiellement variable.

Cette fluctuation n’a pas été sélectionnée parmi les candidats de notre analyse car l’étoile source de cet ancien candidat se trouve sur le CCD 2. Suite à un problème électronique, les données rouges de ce CCD ne sont pas tout le temps disponibles entre 1997 et 1999 et la contre-partie rouge n’a alors pas pu être observée. La fluctuation bleue a passé avec succès tous les critères de sélection (plus sévères) d’une analyse monochrome.

On peut se poser naturellement la question de savoir si les fluctuations observées ne sont pas dues à un système double d’étoiles subissant chacune un effet de microlentille (comme les exemples présen-

	$t_0(JD - 2450000)$	$t_E$ (jours)	$u_0$	$\chi_{ml}^2/N_{ddl}$
1ère variation	-1345.1	23.0	0.44	131/279
2nde variation	858.9	26.6	0.56	794/562

TAB. 9.1 – Caractéristiques des deux fluctuations observées sur la courbe de lumière du candidat EROSI-LMC#1 en terme d'effet de microlentille. (d'après [20, Ansari et al., 1996] pour la première variation).

tés dans les fig. 2.18). Mais comme la probabilité pour que la seconde étoile croise le trajet de la lentille pour créer la seconde variation, sachant que la séparation en temps des deux fluctuations correspond à environ 88 fois la durée du temps d'Einstein moyen ( $\sim 25$  jours), vaut  $\frac{2R_E}{2\pi \times 88R_E} = \frac{1}{\pi \times 88} \sim 0.4\%$ , cette solution ne peut pas être considérée comme viable.

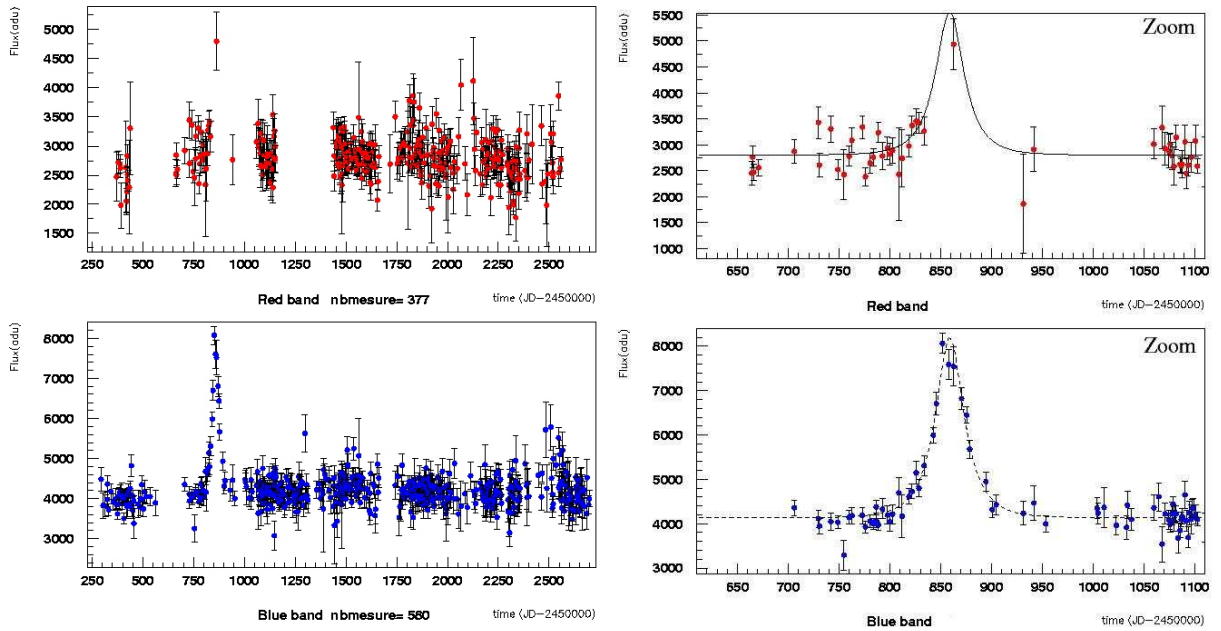


FIG. 9.1 – Courbes de lumière entre 1996 et 2003 du candidat éliminé EROSI-LMC#1 (rouge en haut). Une seconde variation est apparue en février 1998. Coordonnées :  $lm058-2k-21915$ ,  $X = 1367.7$ ;  $Y = 1385.4$ ;  $[\alpha = 05 : 26 : 33.9; \delta = -70 : 57 : 44.8]_{2000}$ . Pour la courbe d'une fonction de microlentille dessinée dans la bande  $R_{Eros}$ , les mêmes paramètres que ceux déterminés dans la bande  $B_{Eros}$  ont été utilisés.

## 9.2 Les candidats publiés par EROS2

### 9.2.1 En direction du LMC

4 candidats (fig. 3.7) ont été identifiés (EROS2-LMC#3, #5, #6 et #7) en direction du Grand Nuage avec l'analyse des trois premières années d'observation (de 1996 à 1999) et l'étude de 25.5 millions d'étoiles réparties sur  $39 \text{ deg}^2$  ([77, Lasserre, 2000] et [88, Milsztajn et Lasserre, 2001]). Un autre candidat (EROS2-LMC#4) s'est révélé très vite être une étoile variable et n'a donc plus été retenu. Les trois années supplémentaires de sa courbe de lumière confirment la variabilité de l'étoile source (voir fig. 9.2).

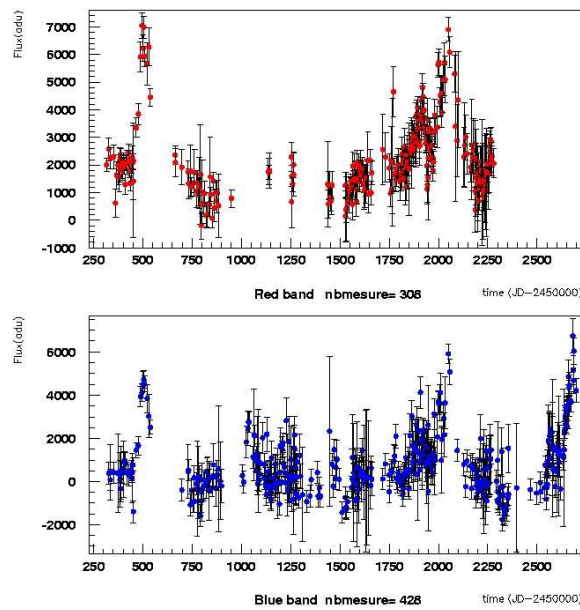


FIG. 9.2 – Courbes de lumière (rouge en haut) entre 1996 et 2003 du candidat EROS2-LMC#4 écarté rapidement de la classe des microlentilles lors de la première analyse d'EROS2 avec 3 années de données (1996-1999). La variabilité de l'étoile est confirmée. Coordonnées :  $l=018-6n-23236$ ,  $X=1365.3$ ;  $Y=700.3$ ;  $[\alpha = 05 : 09 : 01.2; \delta = -69 : 01 : 02.2]_{2000}$ .

La remarque immédiate qui peut être faite est qu'aucun de ces 4 candidats n'est réapparu dans mon analyse : comment se sont-ils alors comportés pour ne pas être retenus ?

**EROS2-LMC#3 :** Le candidat EROS2-LMC#3 est une étoile intrinsèquement variable, car trois variations sont maintenant bien visibles sur sa courbe de lumière entre 1996 et 2003 (voir fig 9.3). Elles ont des amplitudes comparables.

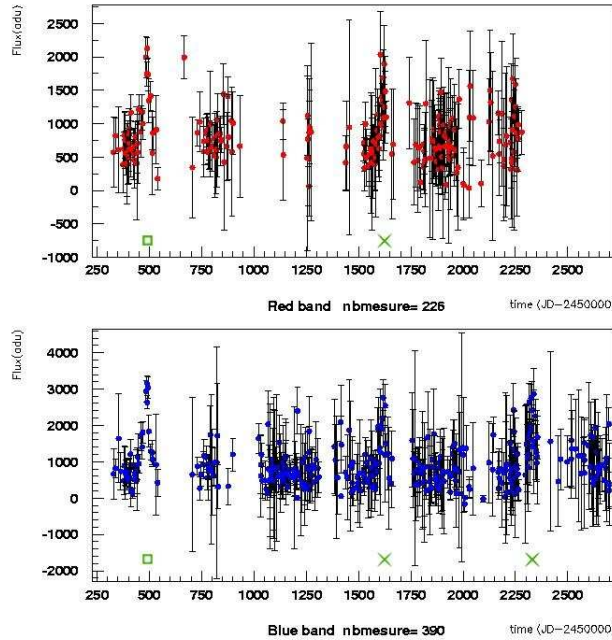


FIG. 9.3 – Courbes de lumière (rouge en haut) entre 1996 et 2003 du candidat EROS2-LMC#3 rejeté à cause de nouvelles variations. La fluctuation à la date  $t \sim 480$  (carrés verts) a été confondue avec un effet de microlentille. Deux autres variations apparaissent aux dates  $t \sim 1600$  et  $t \sim 2330$  (croix vertes). Coordonnées :  $lm034-6l-20493$ ,  $X = 1234.9$ ;  $Y = 784.2$ ;  $[\alpha = 05 : 30 : 50.0$ ;  $\delta = -67 : 36 : 11.8]_{2000}$ .

**EROS2-LMC#5, #6 et #7 :** Les fluctuations des trois autres candidats ont été classées comme dues à des supernovae dans des galaxies situées derrière le LMC. En effet, la nouvelle photométrie réalisée pour obtenir un ensemble de données homogène est d'une qualité sensiblement meilleure que celle réalisée précédemment (en particulier grâce au choix de passer de 10 à 15 images de très bonne qualité pour la fabrication de l'image de référence). Cela a permis d'identifier l'asymétrie de la bosse considérée dans un premier temps comme due à un effet de microlentille (la montée est plus rapide que la descente). Dans les trois cas, le paramètre  $S$  (eq. 8.29) a pris des valeurs positives allant dans ce sens : 0.5 pour EROS2-LMC#5, 0.6 pour EROS2-LMC#6 et 0.62 pour EROS-LMC#7. Leurs nouvelles courbes de lumière et les ajustements asymétriques associés sont présentés dans les figures 9.4 à 9.6. En utilisant la méthode de la photométrie différentielle, mieux à même de faire ressortir la variation des supernovae en se concentrant à l'endroit même de la variation de flux, l'asymétrie observée en photométrie classique est confirmée (voir fig 9.7).

Il est à noter que le candidat EROS2-LMC#5 est identique au candidat MACHO-B-LMC#26. Celui-ci, sélectionné par le second jeu de coupures utilisés par le groupe MACHO, a finalement été rejeté car étiqueté comme supernova, d'après sa courbe de lumière.

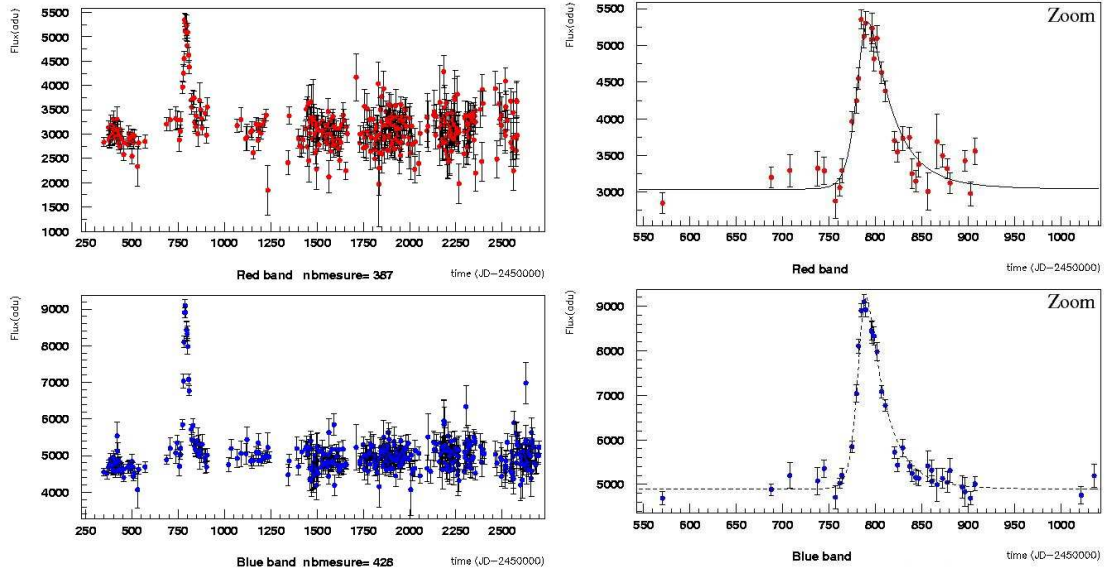


FIG. 9.4 – Courbes de lumière (rouge en haut) entre 1996 et 2003 du candidat EROS2-LMC#5 rejeté de l’analyse pour cause de fluctuation asymétrique (candidat identique à MACHO-B-LMC#26). Coordonnées :  $lm015-3n-22431$ ,  $X= 1115.6$ ;  $Y= 1321.2$ ;  $[\alpha = 04 : 51 : 11.3; \delta = -68 : 16 : 41.6]_{2000}$ . Les ajustements à droite sont ceux d’une fonction de microlentille modifiée pour la rendre asymétrique.

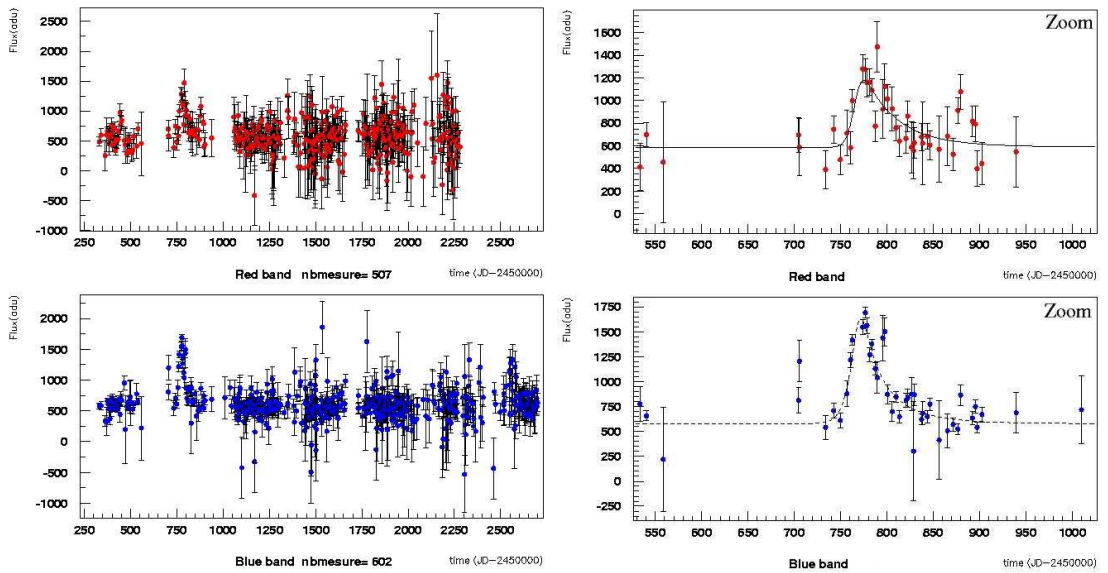


FIG. 9.5 – Courbes de lumière (rouge en haut) entre 1996 et 2003 du candidat EROS2-LMC#6 rejeté de l’analyse pour cause de fluctuation asymétrique. Coordonnées :  $lm067-5m-14700$ ,  $X= 471.7$ ;  $Y= 813.5$ ;  $[\alpha = 05 : 00 : 47.5; \delta = -72 : 36 : 05.5]_{2000}$ . Les ajustements à droite sont ceux d’une fonction de microlentille modifiée pour la rendre asymétrique.

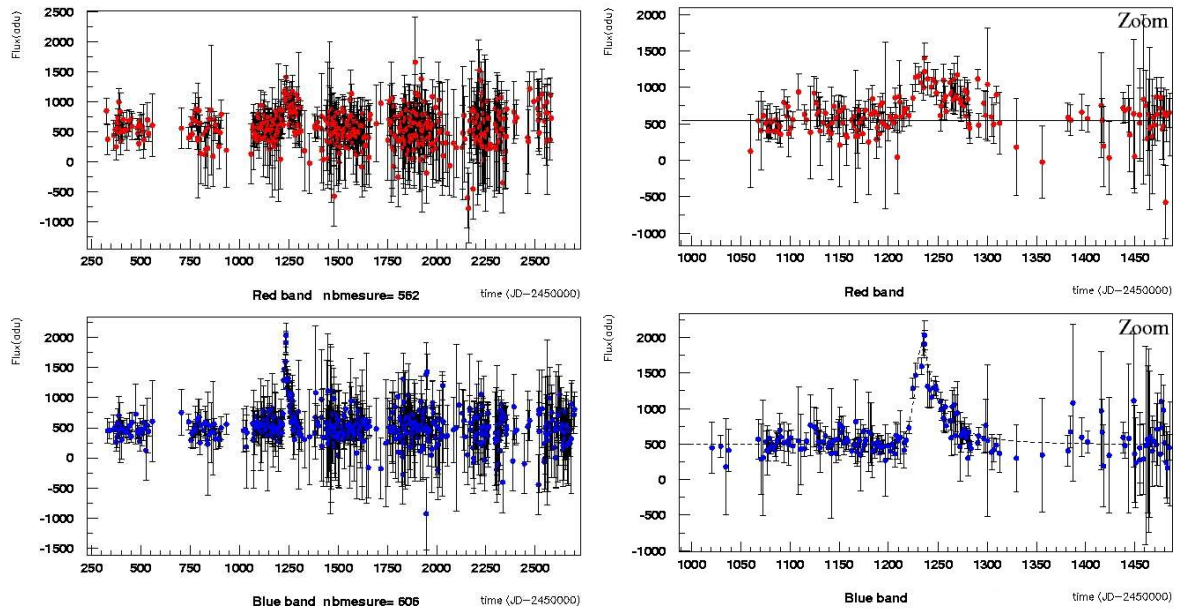


FIG. 9.6 – Courbes de lumière (rouge en haut) entre 1996 et 2003 du candidat EROS2-LMC#7 rejeté de l’analyse car la bosse rouge, de faible amplification, a été considérée comme deux bosses consécutives ; l’asymétrie est néanmoins très bien visible en bleu ( $S=0.62$ ). Coordonnées :  $l_{m070-3n-233389}$ ,  $X= 1174.3$  ;  $Y= 504.6$  ;  $[\alpha = 05 : 27 : 49.3$  ;  $\delta = -72 : 29 : 26.3]_{2000}$ . Les ajustements à droite sont ceux d’une fonction de microlentille modifiée pour la rendre asymétrique.

## 9.2 En direction du SMC

L’analyse de 5 ans de données EROS2 (juillet 1996 à mai 2001) en direction du petit Nuage de Magellan a détecté 4 candidats microlentilles qui ont été présentés sur la figure 3.8. Le premier n’est autre que EROS2-SMC#1 retrouvé dans notre nouvelle analyse (voir fig. 8.23). Les 3 autres sont des candidats de longue durée dont l’interprétation comme étoiles variables de longue période a été renforcée par le fait qu’ils n’ont pas été sélectionnés dans un filtre microlentille lors d’une analyse d’objets variables apparus en photométrie différentielle [78, Le Guillou, 2003].

Avec deux années de données supplémentaires et une photométrie d’une qualité sensiblement accrue, les courbes de lumière de ces 3 objets sont présentées dans la figure 9.10. La première partie des données était visiblement trompeuse ; les nouvelles variations mises en évidence confortent la nature d’étoiles variables à longue période des étoiles sources correspondantes.

## 9.3 Les candidats publiés par MACHO

En direction du Grand Nuage de Magellan, 17 candidats microlentilles ont été publiés par le groupe MACHO (voir sect. 3.2.2 pour plus de détails). Ceux-ci sont distribués dans la zone centrale du LMC (la barre), une région très dense en étoiles. Nous avons essayé de retrouver la trace de ces 17 candidats dans nos propres données ; pour 2 d’entre eux (#21 et #22), il n’a pas été possible d’obtenir la moindre information à cause de problèmes techniques : le premier se trouve dans une zone de lignes de CCDs défectueuses du CCD 2 rouge et le second est dans un intervalle entre 2 CCDs.



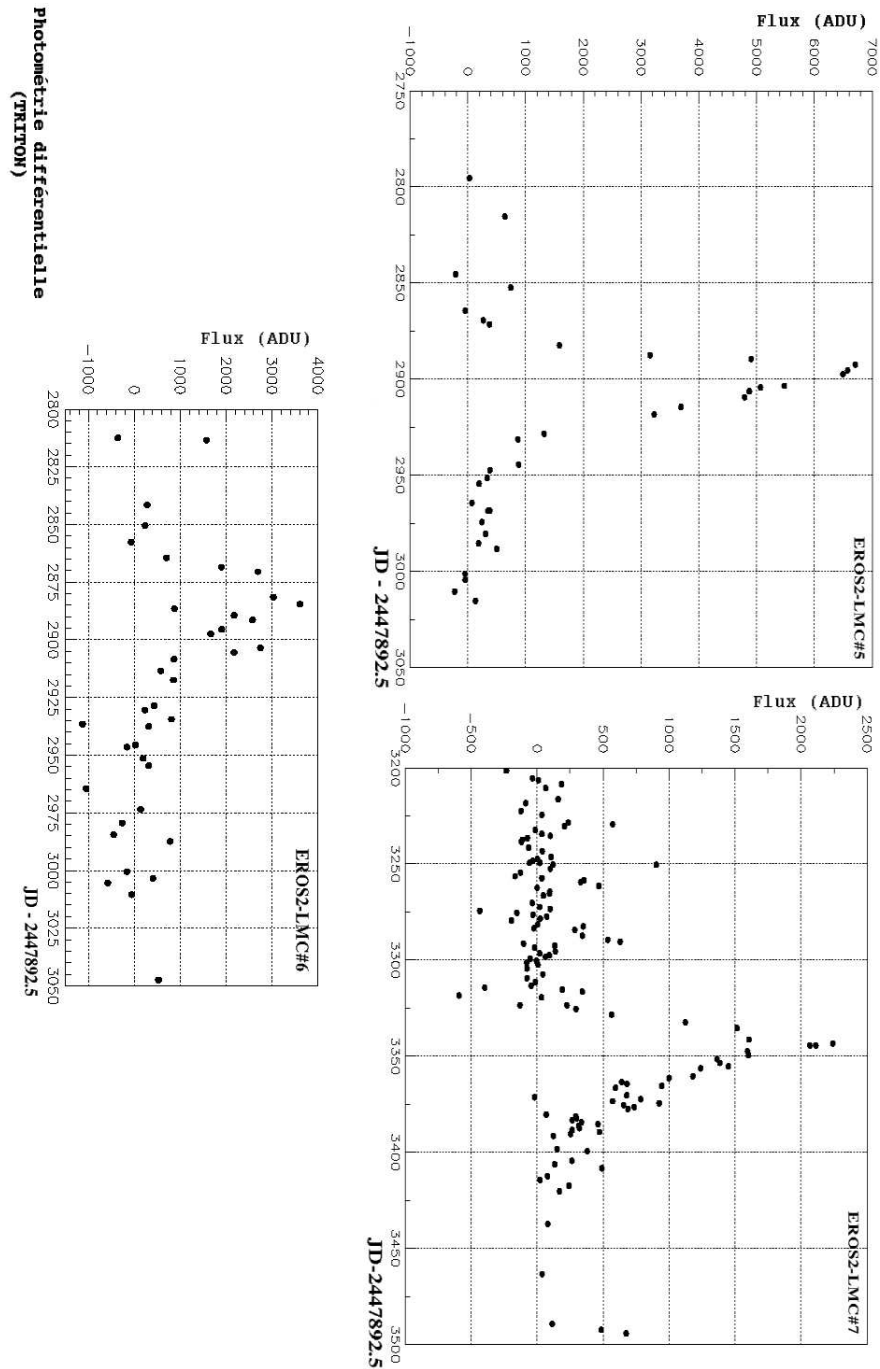


FIG. 9.7 – Courbes de lumière (bande  $B_{Eros}$ ) des 3 candidats éliminés EROS2-LMC#5, #6 et #7 obtenues en photométrie différentielle (utilisation du programme TRITON, [78, Le Guillou, 2003, thèse]). L'asymétrie des 3 candidats est toujours présente !

Avec 5.1 années de données supplémentaires par rapport à leur analyse publiée [13, Alcock et al., 2000] (3.1 années par rapport à leurs données mises à disposition du public sur Internet), nous avons retrouvé un candidat possédant une nouvelle variation 6.8 ans après la première variation détectée. Ce candidat microlentille déchu est MACHO-A-LMC#23 ; sa courbe de lumière est présentée ci-après (fig. 9.8). Cette seconde variation n'a pas été retenue par l'analyse détaillée au chapitre précédent, car la valeur trop élevée obtenue du  $\chi^2$  normalisé de l'ajustement d'une courbe de Paczyński restreint aux points de mesures de la fluctuation en bleu, ne lui a pas permis de passer le critère de sélection numéro 8. Les caractéristiques en terme de microlentille des deux fluctuations sont présentées dans le tableau 9.2 ci-dessous ; celles-ci, comme pour l'ancien candidat EROS1-LMC#1, sont comparables en amplitude et en durée.

	$t_0(JD - 2450000)$	$t_E$ (jours)	$u_0$	$\chi_{ml}^2/N_{ddl}$
1ère variation	-237.7	42.6	0.45	1.49
2nde variation $R_{Eros}$	2233.5	55.7	0.52	849.3/524
2nde variation $B_{Eros}$	2234.6	61.1	0.46	1118.6/518

TAB. 9.2 – Caractéristiques des deux fluctuations observées sur la courbe de lumière du candidat MACHO-A-LMC#23 en terme d'effet de microlentille. (d'après [13, Alcock et al., 2000] pour la première variation).

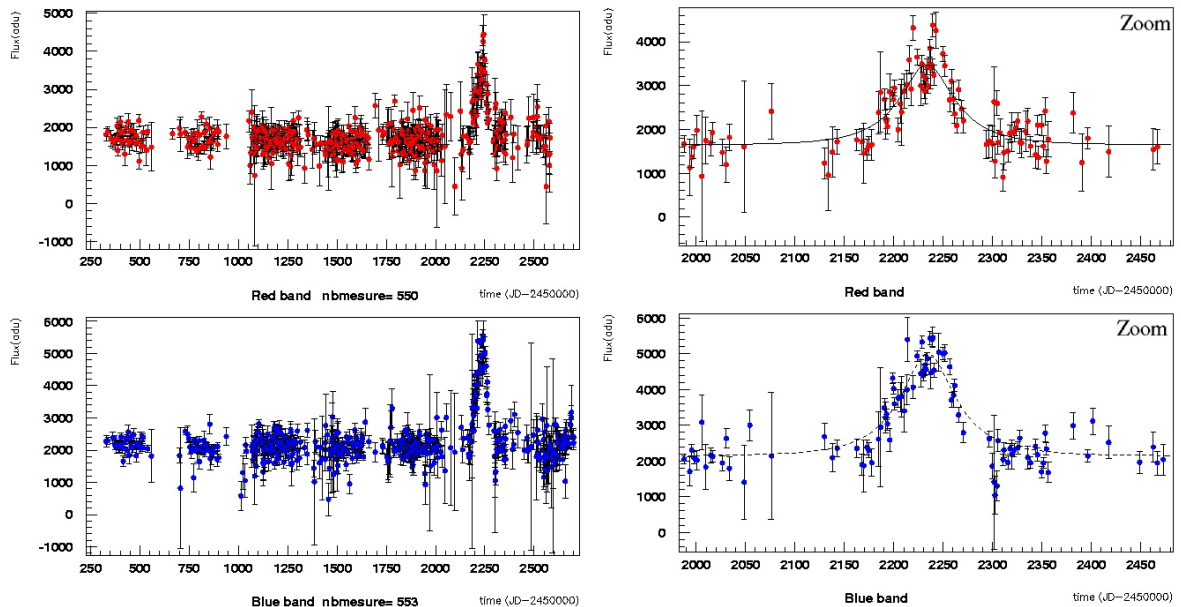


FIG. 9.8 – Courbes de lumière entre 1996 et 2003 du candidat MACHO-A-LMC#23. Coordonnées :  $lm055-3n-4994$ ,  $X = 251.4$  ;  $Y = 735.4$  ;  $[\alpha = 05 : 06 : 17.5 ; \delta = -70 : 58 : 46.6]_{2000}$ .

## 9.4 Conclusion

Le suivi observationnel des 26 candidats microlentilles publiés en direction des Nuages de Magellan, nous a amené à éliminer 9 d'entre eux (~35%). En effet, l'ensemble des anciens candidats "survivants" d'EROS (1 EROS1, 4 EROS2) publiés en direction du LMC ont été écartés de la famille des microlentilles, seul un candidat a résisté en direction du SMC (EROS2-SMC#1 qui est dû à une lentille appartenant au SMC à 97% C.L.) et le candidat de critère A, MACHO-A-LMC#23, publié par le groupe MACHO a lui aussi été éliminé à cause d'une seconde variation importante en luminosité. Rappelons encore que les candidats #2 et #3 du groupe MACHO, présentés par [17, Alcock et al., 1995] avaient été rétractés par [9, Alcock et al., 1997].

Ces bruits de fond retrouvés se séparent en trois groupes : supernovae, étoiles variables à longue période et étoiles variables éruptives. Ils démontrent la nécessité d'une grande base de temps observationnelle dans la recherche d'effet de microlentille pour s'assurer de la véracité d'un candidat non spectaculaire comme ceux de grande amplification ( $u_0 < 0.1$ ) ou ceux présentant des effets de passage de caustiques, par exemple.

Les bruits de fond dus aux étoiles variables sont mal connus, en particulier ceux que l'on vient de mettre en évidence par l'intermédiaire de EROS1-LMC#1 et MACHO-A-LMC#23. Ces deux étoiles, probables variables éruptives, présentent chacune des amplitudes de variation symétriques d'un facteur ~2 avec des intervalles de répétition supérieurs à 6 ans. Elles se trouvent dans un endroit peu peuplé du diagramme HR (voir fig. 9.9) entre la séquence principale et le clump des étoiles Géantes Rouges. Ces deux candidats éliminés sont à rapprocher du candidat EROS2-SMC#5 trouvé dans notre analyse puis rejeté à cause d'une seconde variation anormale précédant la bosse principale ; sa position similaire en couleur dans le diagramme HR (fig 9.9-bas) nous laisse imaginer leur appartenance à une même classe d'étoiles. L'étude spectroscopique d'EROS1-LMC#1, réalisé par [26, Beaulieu et al., 1995], a permis de classer l'étoile comme étant de type Be (étoile de classe spectrale B avec des raies en émission). Une bonne connaissance de la proportion d'étoiles de type Be dans les Nuages de Magellan serait donc très utile pour connaître le taux de ces fluctuations d'origine éruptive que l'on est susceptible de retrouver lors d'une recherche de microlentilles.

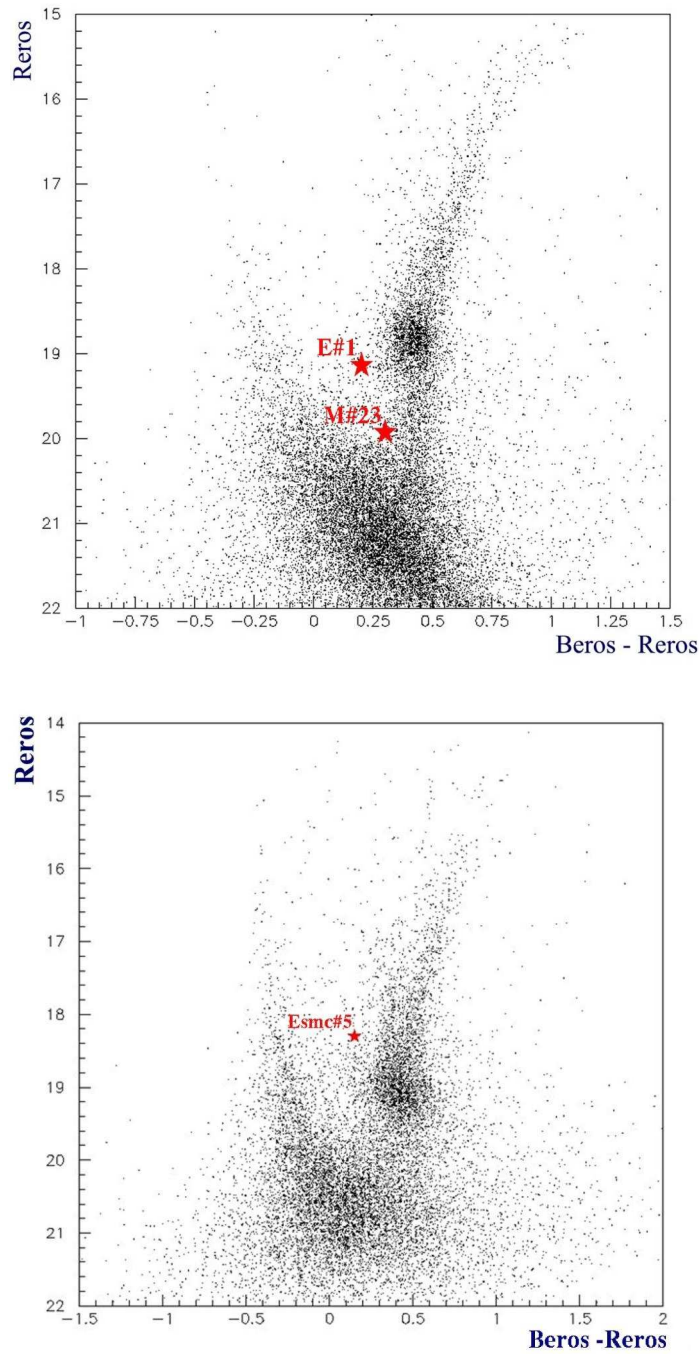


FIG. 9.9 – Position dans le diagramme couleur-magnitude des candidats éliminés EROS1-LMC#1 (E#1), MACHO-A-LMC#23 (M#23) et EROS2-SMC#5; 2% des étoiles appartenant aux mêmes champs que les étoiles étudiées ont été utilisées pour former le diagramme HR. EROS1-LMC#1 est une étoile de type Be.

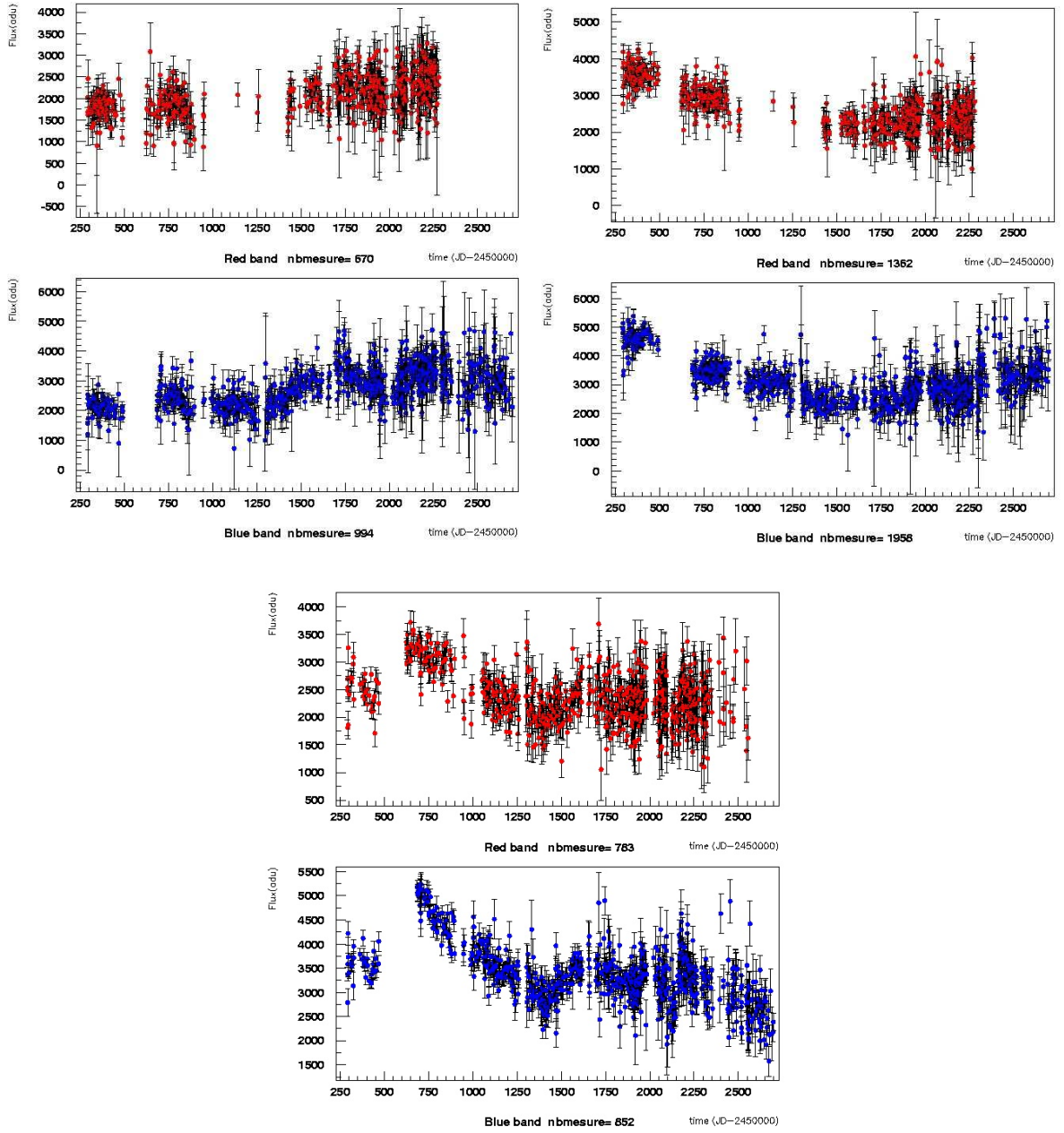


FIG. 9.10 – Courbes de lumière entre 1996 et 2003 de 3 candidats microlentilles publiés en direction du SMC [4, Afonso et al., 2003]. De gauche à droite et de haut en bas, voici les coordonnées de ces étoiles variables : EROS2-SMC#2 :  $sm001-6l-13221$ ,  $X= 783.2$   $Y=1366.5$  [ $\alpha = 00 : 48 : 20.0; \delta = -74 : 12 : 35.2$ ]<sub>2000</sub>; EROS2-SMC#3 :  $sm001-6n-16904$ ,  $X= 1001.9$   $Y= 800.3$  [ $\alpha = 00 : 49 : 38.6; \delta = -74 : 14 : 07.5$ ]<sub>2000</sub>; EROS2-SMC#4 :  $sm002-7m-21331$ ,  $X= 1232.7$   $Y=1381.9$  [ $\alpha = 01 : 05 : 36.5; \delta = -74 : 00 : 04.7$ ]<sub>2000</sub>.



## Chapitre 10

# Interprétation des résultats de la seconde analyse

Deux résultats importants sont à retenir des deux chapitres précédents : de nombreux candidats microlentilles publiés se sont révélés être finalement des bruits de fond ; il en est ainsi de tous les candidats trouvés en direction du LMC par EROS-1 et 2 jusqu'en 2000, et seulement 4 courbes de lumières, nouvelles candidates microlentilles, sont apparues suite à une analyse de l'ensemble des données prises en direction des deux Nuages de Magellan. Pour essayer de mieux comprendre ces résultats, j'étudie ici les étoiles récupérées en abaissant le seuil de quelques coupures de sélection importantes. Puis, avant de terminer par une discussion sur la profondeur optique, je compare le résultat obtenu à celui de l'expérience MACHO.

### 10.1 Stabilité des coupures

Il est tout à fait important d'étudier, à la suite d'une analyse telle que celle décrite au chapitre 8, quelles sont les variations éliminées, c'est à dire celles qui se trouvent en marge de nos seuils de coupure. Dans notre cas, cette étude nous permet de mieux comprendre nos bruits de fond et de vérifier la qualité de notre sélection.

Je discute à la fin de cette section les candidats microlentilles du groupe MACHO apparus après le début de nos observations, que nous étions donc susceptibles de détecter.

#### 10.1.1 Elargissement des coupures et EROS2-LMC#13

En réalisant ce test avec les coupures 1, 4, 6, 7 et 8 (voir section 8.3), les courbes de lumière "apparues" ont toutes été attribuées à des problèmes photométriques, des étoiles variables à longue période ou encore des supernovae (identifiées comme telles par la présence d'une galaxie hôte sur l'image de référence). Cependant une fluctuation s'est révélée intéressante et sera nommée EROS2-LMC#13 dans la suite (voir la figure 10.1 pour une présentation de sa courbe de lumière). Elle a été éliminée uniquement par la présence dans la bande spectrale  $B_{eros}$  d'une seconde bosse moins significative que la bosse principale détectée, mais assez importante pour ne pas passer le quatrième critère de sélection (eq. 8.7) : la valeur du rapport  $\frac{LP_{N,pos}}{LP_{N,pos,2}}$  atteint 5.3 ( $\sim \frac{148.3}{27.7}$ ). Il est à noter ici qu'il existe une dispersion importante des points de la courbe de lumière bleue de l'étoile cataloguée ( $R_{eros} \sim 20.9$  ;  $B_{eros} \sim 21.5$ ) et que la seconde bosse n'est pas confirmée dans la bande spectrale opposée par manque de points de mesure.

Bande spectrale	$t_0$	$t_E$ (jours)	$u_0$	$f_{base}$ (ADU)	$\chi_{ml}^2/N_{ddl}$
EROS2-LMC#13 $R_{Eros}$	1863.86	30.8	0.28	520	195.7/474
EROS2-LMC#13 $B_{Eros}$	1866.41	33.7	0.17	557	381.8/395

TAB. 10.1 – Paramètres de l’ajustement de microlentille simple dans les deux bandes spectrales du candidat EROS2-LMC#13 ;  $t_0$  est en jours (JD-2450000).

Nous trouvons-nous devant un candidat microlentille potentiel non sélectionné par notre analyse ? A première vue, la fluctuation (fig 10.1 haut-droite) montre une asymétrie significative en bleu (le paramètre d’asymétrie  $S$  vaut 0.17) qui ne semble pas correspondre à une courbe de microlentille classique (voir tab. 10.1 pour ses caractéristiques). Mais une étude en photométrie différentielle a été menée et cette asymétrie rencontrée n’existe plus, la courbe obtenue prenant une forme plus symétrique et régulière, comme attendu d’une microlentille (voir fig. 10.2). L’explication de cette différence est originale et prend tout son sens si l’on tient compte de l’effet de blinding (sect 2.3.2). En effet, le principal atout de la photométrie différentielle étant de se concentrer sur la variation de luminosité mise en évidence, il est raisonnable de penser que cette fluctuation est due à une étoile se trouvant dans le disque de seeing de “l’étoile” surveillée, mais en position excentrée. Notre photométrie “classique”, qui consiste à réaliser un ajustement d’une PSF à la position cataloguée (le barycentre photométrique des étoiles, hors variation éventuelle), ne nous aurait alors pas permis d’estimer correctement cette variation de flux symétrique à cause de différences dans les conditions d’observation (plus le seeing est important plus l’influence de l’étoile excentrée sur notre mesure photométrique du flux sera important).

Nous avons confirmé cette hypothèse en étudiant le barycentre photométrique pendant la fluctuation. En effet, il est possible de connaître la position de ce dernier à partir des ajustements à une dimension réalisés lors de chaque mesure photométrique selon les deux axes (x,y) du plan focal. Le résultat est présenté sur la figure 10.2 de droite ; on s’aperçoit que la position de ce centre photométrique varie durant la fluctuation et qu’il est stable au-dessus d’un flux mesuré d’environ 2000 ADU. Il ne fait plus aucun doute que la variation de luminosité observée est due à une étoile excentrée de 0.4 arc seconde (0.7 pixel) par rapport à la position cataloguée.

On peut croire, dans un premier temps, que cette fluctuation gagne ainsi son titre de candidate microlentille, mais la raison de son élimination laisse tout de même sérieusement ouverte la possibilité que cette fluctuation ait pour origine une étoile intrinsèquement variable. Après vérification, ce doute est maintenant confirmé ! En effet, la seconde variation détectée en bleu est aussi observée dans les données observationnelles du groupe MACHO (voir fig. 10.3). Mais la raison principale vient de la courbe de lumière entière obtenue en photométrie différentielle : celle-ci laisse apparaître la seconde bosse détectée, mais aussi une troisième fluctuation significative non-détectée en photométrie classique (voir fig 10.3). Ces trois variations chromatiques sont incompatibles avec le phénomène de microlentille recherché.

Même si EROS2-LMC#13 ne peut plus être considéré comme un candidat microlentille, l’étoile correspondante a le mérite de nous interpeller de façon pratique sur l’influence du blinding dans une telle analyse et la nécessité d’être “lâche” dans la sélection par un ajustement microlentille. Dans notre cas, malgré l’asymétrie rencontrée, la fluctuation aurait été sélectionnée si aucune autre variation n’était présente dans la courbe de lumière. Je rappelle à ce niveau qu’une étude de l’influence du blinding a été réalisée au sein du groupe EROS par [4, Afonso et al., 2003] en incorporant sur des images réelles (du SMC) des fausses étoiles “microlentillées” et que la variation de l’efficacité alors



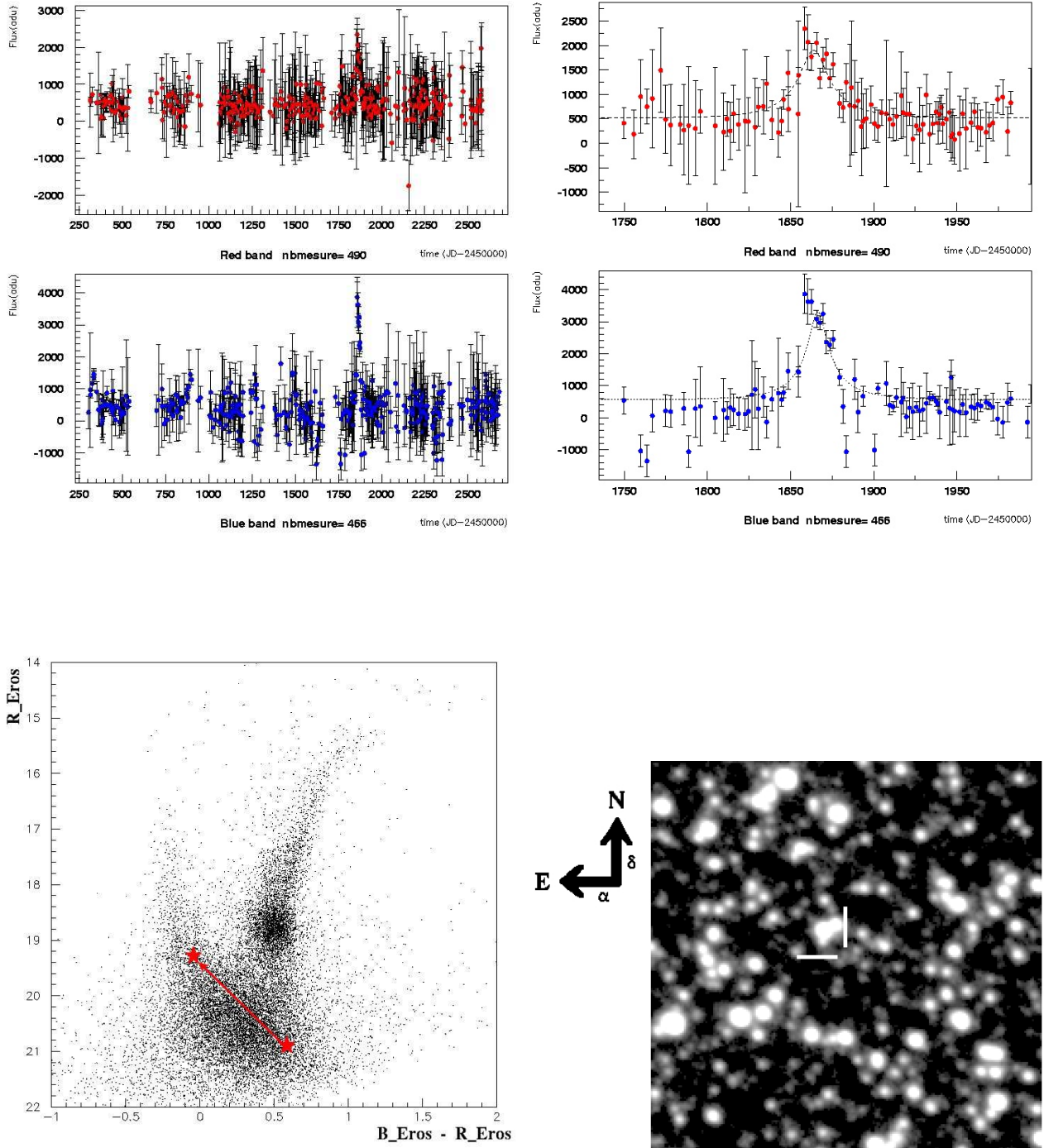


FIG. 10.1 – Un candidat marginal EROS2-LMC#13. : *lm011-3m-32378* [ $x = 1550.3$ ;  $y = 483.8$ ], [ $\alpha = 05 : 01 : 26.6$ ;  $\delta = -69 : 34 : 34.8$ ]<sub>2000</sub>.

obtenue était au niveau de 10%. Il sera tout de même utile de réaliser une étude identique sur nos champs du LMC en positionnant des étoiles fictives pouvant aller jusqu'à la 23<sup>ème</sup> magnitude et suivant une distribution obtenue à partir d'un diagramme HR réalisé par des observations avec le HST, pour évaluer au plus juste l'influence du blending sur notre mesure de la profondeur optique.

Cette étoile nous montre aussi, et surtout, qu'il existe un fond d'étoiles variables appartenant à la séquence principale imitant l'effet de microlentille. Elle rejoint le candidat EROS2-LMC#3 éliminé pour les mêmes raisons (voir fig 9.3). Il est à noter qu'une amélioration de la compréhension des bruits de fond dus aux étoiles faibles appartenant à la séquence principale ( $R_{Eros} > 21$ ) peut être apportée par les observations du groupe SuperMACHO qui utilise un télescope de 4 mètres de diamètre : ils ont ainsi la possibilité de détecter des variations significatives en luminosité pour des étoiles de la 23<sup>ème</sup> magnitude [1, Becker et al., 2004].

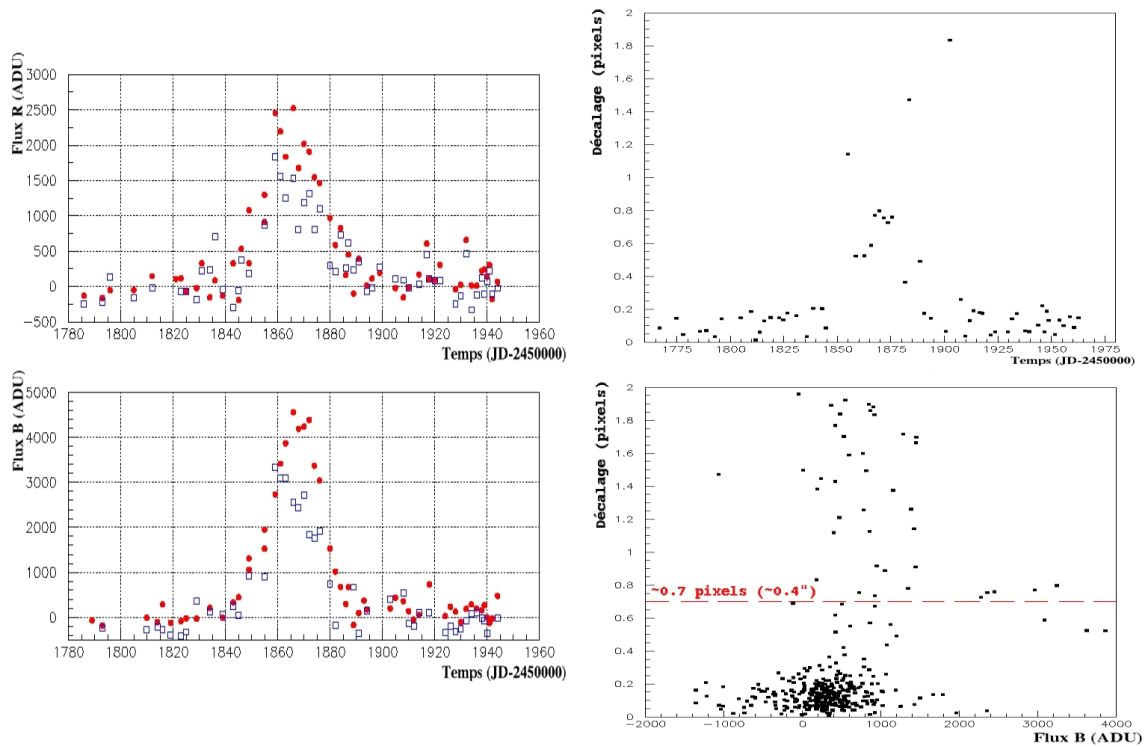


FIG. 10.2 – A gauche : superposition des points de mesures obtenus par la photométrie différentielle (TRITON) (points rouges pleins) et de la photométrie “classique” (PEIDA) (carrés bleus vides) durant la fluctuation de EROS2-LMC#13 ( $R_{Eros}$  en haut,  $B_{Eros}$  en bas). Le flux de base a été soustrait dans le cas des points de mesure obtenus par la photométrie classique. A droite : en haut, variation du barycentre photométrique en fonction du temps, un décalage significatif apparaît durant la fluctuation observée ; en bas, représentation du décalage du barycentre photométrique en fonction du flux  $B_{Eros}$ , un saut apparaît subitement à partir de  $\sim 2000$  ADU, le barycentre se trouvant alors décalé de 0.7 pixels ( $\sim 0.4''$ ). Les points à grand décalage apparaissant dans la figure de droite en bas (pour un flux correspondant au flux de base de l'étoile cataloguée, entre  $\sim 0$  et  $1000$  ADU) sont dus à un important fond de ciel qui ne permet pas d'estimer le barycentre photométrique correctement par un ajustement 1D d'une PSF selon les deux axes du plan focal.

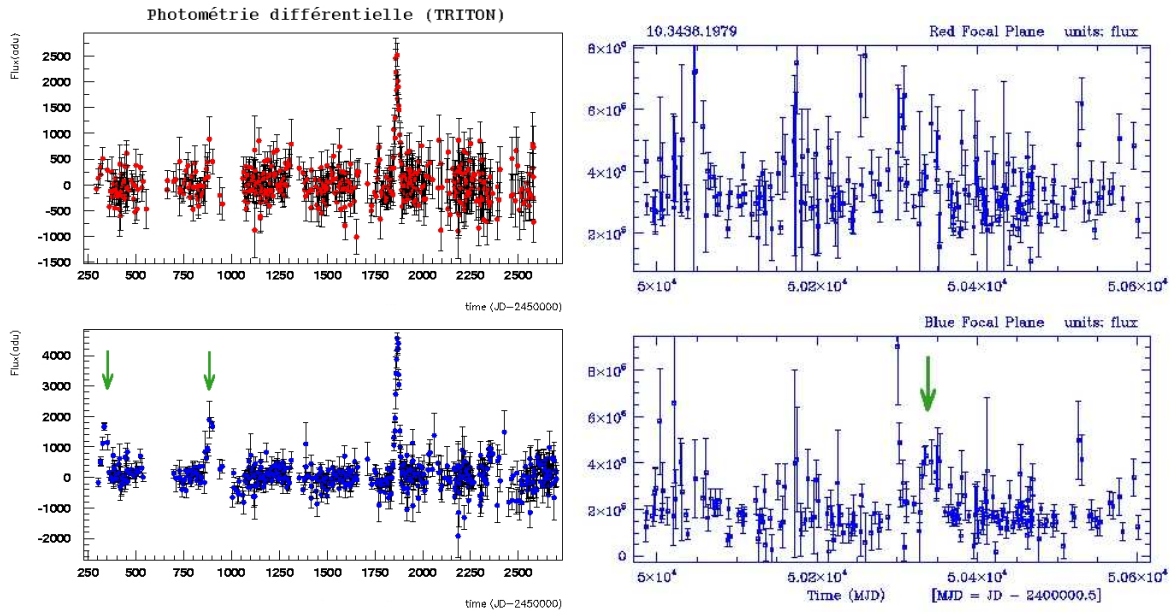


FIG. 10.3 – *Gauche* : courbe de lumière en photométrie différentielle de EROS2-LMC#13 ( $R_{EROS}$  en haut et  $B_{EROS}$  en bas); 2 fluctuations significatives autres que la fluctuation principale apparaissent dans la bande spectrale  $B_{EROS}$  (flèches vertes à  $t \sim 332.5$  et  $t \sim 882.5$ ). *Droite* : courbes de lumière en flux (zoom) obtenues par l'expérience MACHO; la première bosse ( $t \sim 332.5$ ) est confirmée. EROS2-LMC#13 est une étoile variable appartenant à la séquence principale.

### 10.1.2 Les candidats MACHO post-juin 1996

Trois candidats microlentilles trouvés par l'expérience MACHO, deux appartenant à la catégorie A (#14 et #15) et un à la catégorie B (#20), sont apparus après le début des observations du Grand Nuage de Magellan par EROS2 (le 1 juillet 1996, JD = 2450266) (voir tab. 3.1), mais aucun d'entre eux n'a été sélectionné dans notre analyse. J'explique ici, dans chaque cas, les raisons de leur non-détection : pour résumer, les courbes de lumière de leur étoile source n'ont pas été analysées.

- L'étoile source de MACHO-A-LMC#14 ( $V \sim 19.4$ ) est située en position marginale sur notre mosaïque de CCDs, à l'extrémité du CCD7 ( $\sim 175$  pixels du bord). Le bord inférieur de ce CCD étant inutilisable sur la caméra bleue (bande d'environ 200 pixels de large), cette étoile n'a pu être cataloguée et donc suivie que dans la bande spectrale  $R_{EROS}$ . Sa courbe de lumière  $R_{EROS}$  et sa carte de champ MACHO sont présentées sur la figure 10.4. Suite à la phase de nettoyage (sect. 6.1.2), cette étoile n'a pas été retenue pour l'analyse car aucune association avec un objet bleu n'a pu être trouvée.

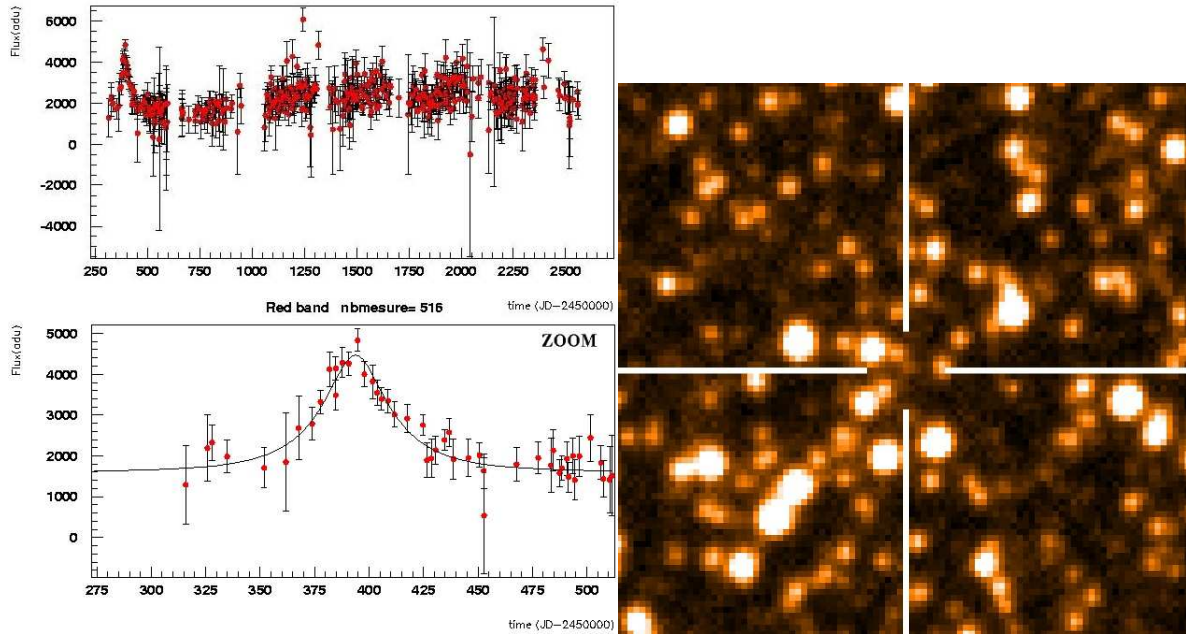


FIG. 10.4 – Courbes de lumière obtenues en photométrie classique (PEIDA) (entière sur 2500 jours en haut, zoom en bas) du candidat MACHO-A-LMC#14 à partir des données d'EROS2 dans la bande spectrale  $R_{EROS}$ . L'objet n'a pas été catalogué en bleu. Les paramètres d'ajustement microlentille estimés sont ( $u_0 = 0.38$ ;  $t_E = 38.2$  jours;  $t_0 = 393.8$ ;  $f_0 = 1611$  ADU) La carte de champ de MACHO est représentée à droite (Nord en haut ; Est à gauche). Coordonnées de l'étoile :  $[\alpha = 05 : 34 : 44.2 = -70 : 25 : 07.8]_{2000}$ ,  $lm0027n-24616$  [ $x = 1439.3$ ;  $y = 1408.2$ ]. A cause d'un l'environnement très encombré et d'une position en bord de mosaïque, un effet de "marche d'escalier" est visible sur la courbe rouge.

- L'étoile source de MACHO-A-LMC#15 est trop faible pour avoir été analysée. Sa magnitude estimée à  $V \sim 21.0$  par le groupe MACHO [13, Alcock et al., 2000] et son environnement encombré (présence d'étoiles de type géante rouge dans le voisinage immédiat : voir fig. 10.5 pour une présentation de la carte de champ) a rendu la photométrie de l'objet difficile. Celui-ci a été catalogué, mais la valeur moyenne de son flux en tenant compte de tous les points de mesure dans sa courbe de lumière s'est retrouvée être négative dans les deux bandes spectrales, à cause de la prise en compte des ailes de la distribution de flux des étoiles voisines lors de l'ajustement d'une PSF. Cette étoile à flux moyen faible n'a donc pas passé l'étape de nettoyage. Une étude en photométrie différentielle a été réalisée ; celle-ci montre qu'il existe une série de points hauts en flux ( $\sim 1000$  ADU) (voir fig. 10.6) au moment de la fluctuation détectée par le groupe MACHO, mais la faible variation obtenue et l'importante dispersion des points ne nous permet pas de confirmer ou non ce candidat microlentille.
- Pour le troisième candidat, MACHO-B-LMC#20 obtenu par un jeu de coupures plus lâche (catégorie B), la raison de sa non-sélection est un peu plus délicate : son étoile source ( $V \sim 21.4$ ) a été rejetée de l'analyse de manière indirecte. En effet, celle-ci est située à proximité d'une étoile brillante galactique ( $\sim 84$  pixels, soit  $35.4''$ ) et se retrouve sous le masque appliqué (voir sect. 6.1.2), que nous avons utilisé pour ne pas prendre en compte l'environnement perturbé de ces étoiles brillantes (voir fig. 10.7). Sachant que ces masques recouvrent  $\sim 1.2\%$  de la surface

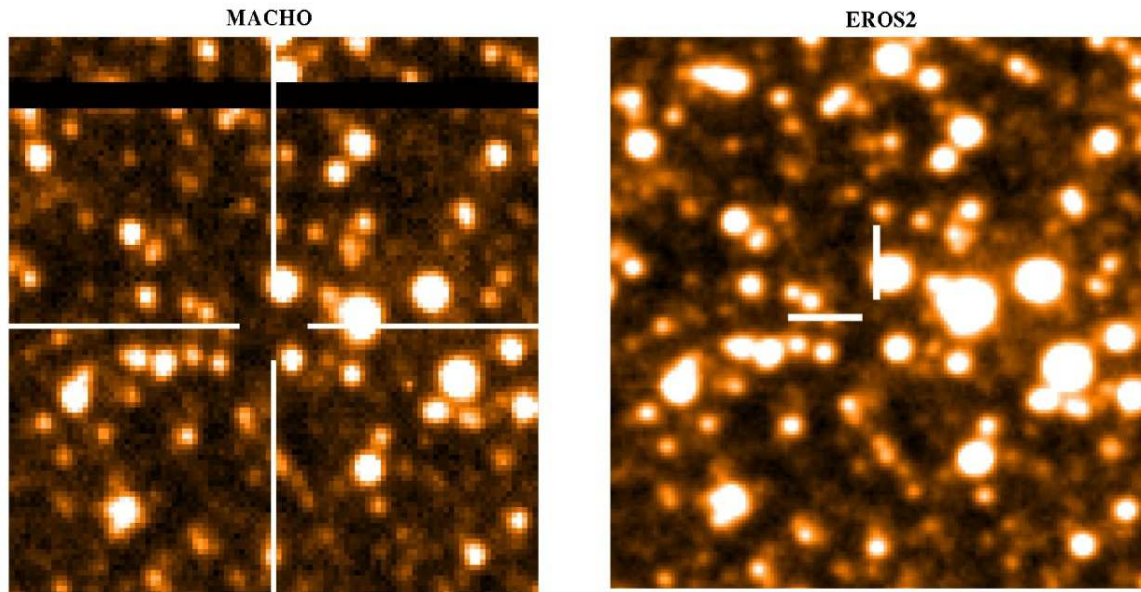


FIG. 10.5 – Cartes de champ de l'étoile MACHO-A-LMC15 de MACHO à gauche et d'EROS2 à droite (Nord en haut ; Est à gauche). Coordonnées de l'étoile :  $[\alpha = 05 : 05 : 46.9; \delta = -69 : 43 : 51.7]_{2000}$ , correspond à la position  $[x = 1516.3; y = 784.3]$  sur le quart de CCD Im010-2n. Les traits indicateurs de la carte de champ d'EROS2 correspondent à 20 pixels, soit 8.4 arcsec.

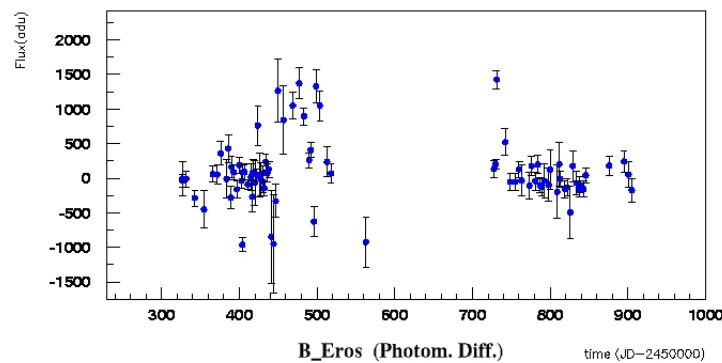


FIG. 10.6 – Courbes de lumière obtenues en photométrie différentielle (TRITON) du candidat MACHO-A-LMC#15 à partir des données d'EROS2 dans la bande spectrale  $B_{Eros}$  (le CCD2-Rouge ne possède que très peu de données utilisables avant fin 1999). La variation de flux retrouvée (date ~ 479, à comparer à 472 chez MACHO) n'est pas assez significative pour confirmer ou non le candidat microlentille. Aucune autre variation comparable n'a été observée sur la courbe de lumière.

observée du LMC, on peut estimer que l'on avait une probabilité d'environ 20% qu'un des 17 candidats MACHO se retrouve éliminé par cette coupure de nettoyage. Il n'a pas non plus été détecté par la précédente analyse réalisée dans EROS2 en direction du LMC, tout simplement parce que l'étape de production de catalogue pour le quart de CCD (Im0125n) où se trouve l'étoile source avait alors échoué. En étudiant tout particulièrement la courbe de lumière obtenue de ce candidat microlentille (fig 10.8), on s'est aperçu qu'il aurait aussi été sélectionné par nos coupures d'analyse (il sera ainsi nommé EROS2-LMC#14) : ses caractéristiques sont présentés dans la table 10.2. Si ce candidat microlentille avait été sélectionné directement par notre analyse, sa contribution à la profondeur optique aurait été de  $\tau_{EROS2-LMC\#14} \simeq 0.3 \cdot 10^{-8}$  (avec  $\langle t_E \rangle = 23.3$  jours).

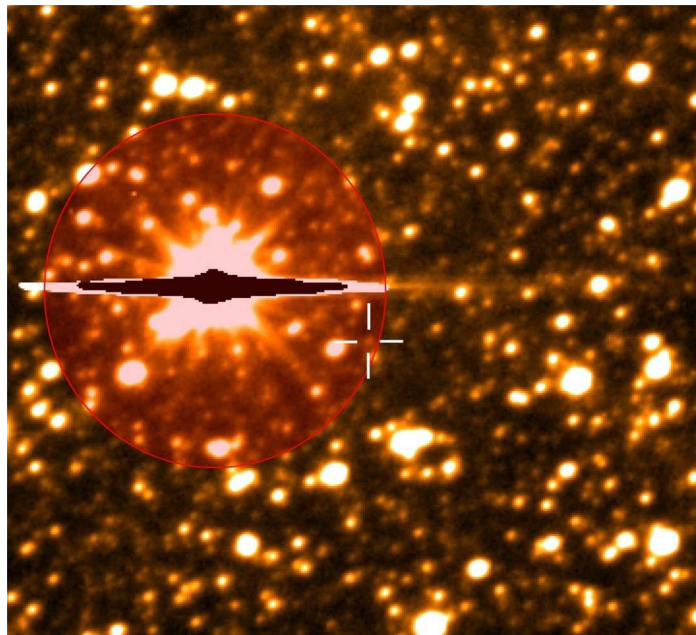


FIG. 10.7 – Carte de champ d'EROS2 du candidat MACHO-B-LMC#20 (Nord en haut ; Est à gauche). Coordonnées de l'étoile :  $[\alpha = 04 : 54 : 19.7; \delta = -70 : 02 : 15.1]_{2000}$ , Im0125n-23157 [ $x = 1175.6; y = 994.9$ ]. Elle se trouve à l'intérieur du masque placé sur l'étoile galactique proche (disque rouge).

Dans l'hypothèse microlentille, les amplifications et les durées estimées indiquent la présence d'un effet de blinding "rouge" très important (c.à.d : la couleur de la composante de flux non amplifiée est plus rouge que celle de l'étoile source) comme cela a été observé par le groupe MACHO. Mais une autre surprise nous attend ! La position dans le diagramme HR (figure 10.8) du flux de base de ce candidat microlentille se trouve être à l'écart des zones densément peuplées par les étoiles du LMC environnantes (environ 0.6 magnitude plus rouge). Cela n'est pas sans rappeler la configuration rencontrée pour l'évènement microlentille EROS2-LMC#8 (voir sect 8.5) où la lentille est très probablement une étoile naine rouge appartenant au disque galactique. En réalisant un ajustement simultané en rouge et en bleu, il nous a été possible de séparer les composantes de flux amplifiées et non-amplifiées. Leur position dans le diagramme HR est représentée sur la figure 10.9 ; les incertitudes sur la valeur des flux de chaque composante sont

certes importantes, mais la tendance semble confirmer notre idée première. Avec une magnitude d'environ  $R_{Eros} \sim 20.7 \pm 0.2$ , la composante non-amplifiée est de 1.2 magnitude plus rouge que la moyenne des étoiles du LMC et surtout plus brillante que la composante amplifiée qui se retrouve placée au niveau de la séquence principale du LMC avec une magnitude faible estimée à  $R_{Eros} \sim 22.3_{-0.5}^{+1.2}$  (soit un peu plus brillant qu'une étoile ressemblant à notre Soleil). Le gain de  $\chi^2$  obtenu entre un ajustement bicolore sans, puis avec blending est de 147.6 pour 2 paramètres ajoutés (les deux flux de la composante non-amplifiée). Les caractéristiques des ajustements réalisés sont présentés dans la table 10.3.

Aucune étude supplémentaire n'a pour l'instant été réalisée sur ce candidat microlentille ; il sera possible prochainement de réunir les deux ensembles de données de MACHO et EROS2 pour contraindre encore un peu plus les estimations sur les paramètres discutées ci-dessus. Il est à noter qu'avec une durée d'Einstein approchant les 50 jours, il est peut-être possible de retirer une information supplémentaire sur un effet de parallaxe et donc d'obtenir une estimation sur la vitesse transverse de la lentille, qui permettrait de contraindre la population à laquelle elle appartient (voir tab. 2.1 de la section 2.4.2). La résolution photométrique à cette magnitude n'est pas excellente, mais elle est normalement la même pour les deux expériences : le temps de pose utilisé sur le champ d'observation concerné est de 450 secondes pour EROS2 et 300 secondes pour MACHO, cette différence compense celle des diamètres des miroirs primaires des télescopes (1 mètre contre 1.27 mètre).

La lentille, qui est probablement une étoile naine rouge du disque galactique, est par comparaison avec la lentille de l'évènement EROS2-LMC#8 un peu plus brillante ( $R_{Eros}^{Lentille\#14} \sim 20.7 \pm 0.2$  contre  $R_{Eros}^{Lentille\#8} \sim 21.1 \pm 0.1$ ), mais la différence en couleur de 0.3 magnitude n'est pas significatif compte tenu des barres d'erreurs.

Bande spectrale	$t_0$	$t_E$ (jours)	$u_0$	$f_{base}$ (ADU)	$\chi_{ml}^2/N_{ddl}$
EROS2-LMC#14 $R_{Eros}$	774.3	17.8	0.44	1949	364.6/359
EROS2-LMC#14 $B_{Eros}$	774.8	28.8	0.27	1261	287.0/318

TAB. 10.2 – Paramètres de l'ajustement microlentille simple dans les deux bandes spectrales du candidat EROS2-LMC#14 ;  $t_0$  est en jours (JD-2450000).

Ajustement	$t_0$	$t_E$ (jours)	$u_0$	$f_{base}$ (ADU) $R_{Eros}/B_{Eros}$	$\chi_{ml}^2/N_{ddl}$
sans blending	$774.7 \pm 0.5$	$22.5 \pm 1.2$	$0.36 \pm 0.01$	$1876 \pm 18 / 1301 \pm 17$	949.9 / (819-5)
avec blending	$775.0 \pm 0.6$	$50.3 \pm 23.7$	$0.13 \pm 0.08$	$1919 \pm 17 / 1213 \pm 17$	800.8 / (819-7)

	$f_{base}$ (ADU)	flux non amplifié (blend)	flux amplifié (étoile source)
$R_{Eros}$	$1919 \pm 17$	$80 \pm 13\%$ soit $1543 \pm 251$ ADU, $R_{Eros} \sim 20.8_{-0.2}^{+0.2}$	$522 \pm 340$ ADU, $R_{Eros} \sim 22.3_{-0.5}^{+1.2}$
$B_{Eros}$	$1213 \pm 17$	$57 \pm 28\%$ soit $691 \pm 340$ ADU, $B_{Eros} \sim 22.3_{-0.5}^{+0.6}$	$386 \pm 251$ ADU, $B_{Eros} \sim 22.6_{-0.6}^{+1.2}$

TAB. 10.3 – Haut : paramètres de l'ajustement microlentille bicolore (les deux bandes spectrales simultanément) en prenant en compte ou non l'effet de blending du candidat EROS2-LMC#14 ;  $t_0$  est en jours (JD-2450000). Bas : Composantes de flux amplifiée et non-amplifiée obtenues après l'ajustement microlentille avec blending.

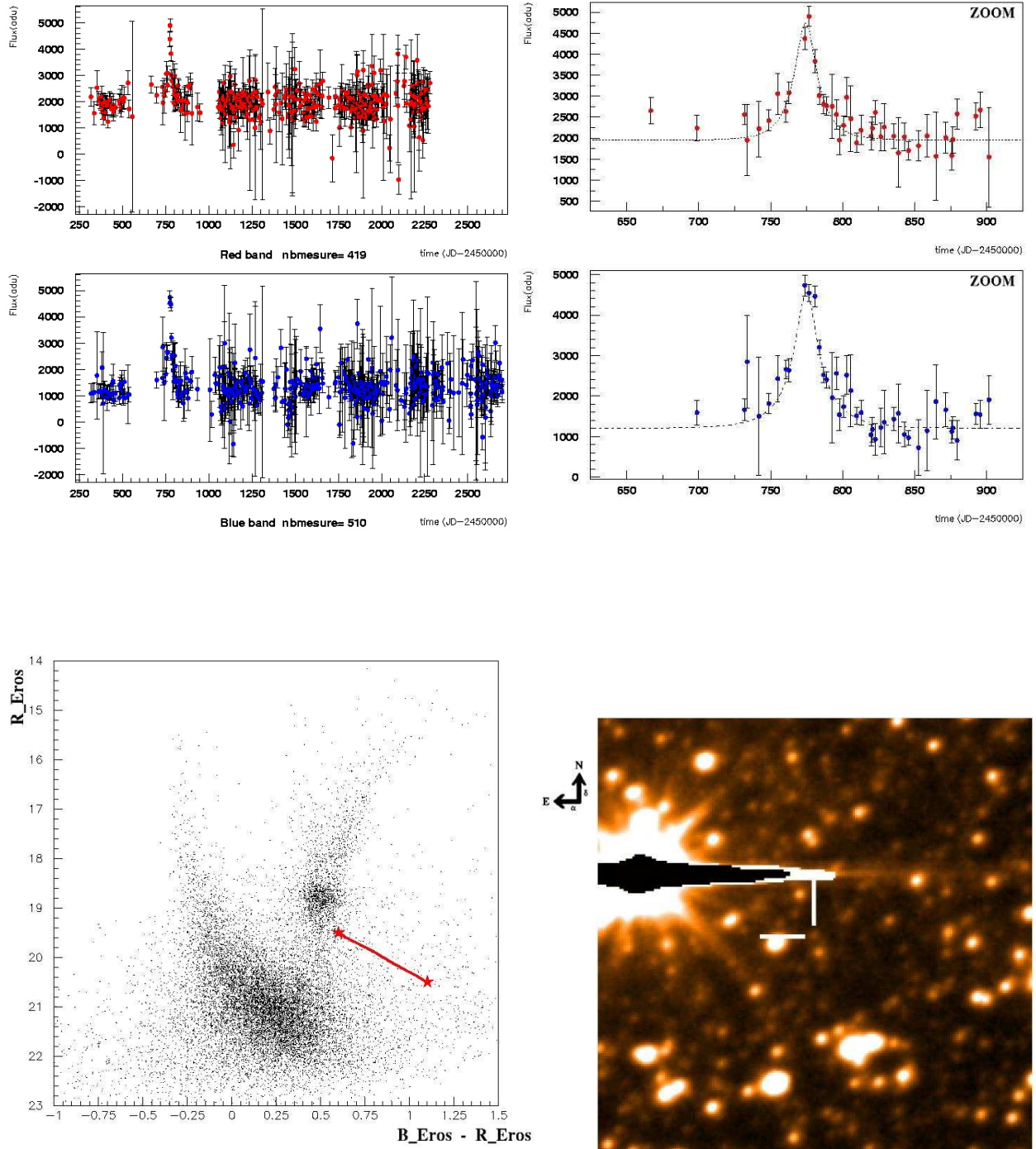


FIG. 10.8 – *EROS2-LMC#14* : *lm012-5n-23157* [ $x = 1175.6$ ;  $y = 994.9$ ], [ $\alpha = 04 : 54 : 19.7$ ;  $\delta = -70 : 02 : 15.1$ ]<sub>2000</sub>. Ce candidat microlentille a aussi été sélectionné par le groupe MACHO : MACHO-B-LMC#20. Il s'agit peut-être d'un nouveau cas de lentille du disque galactique.



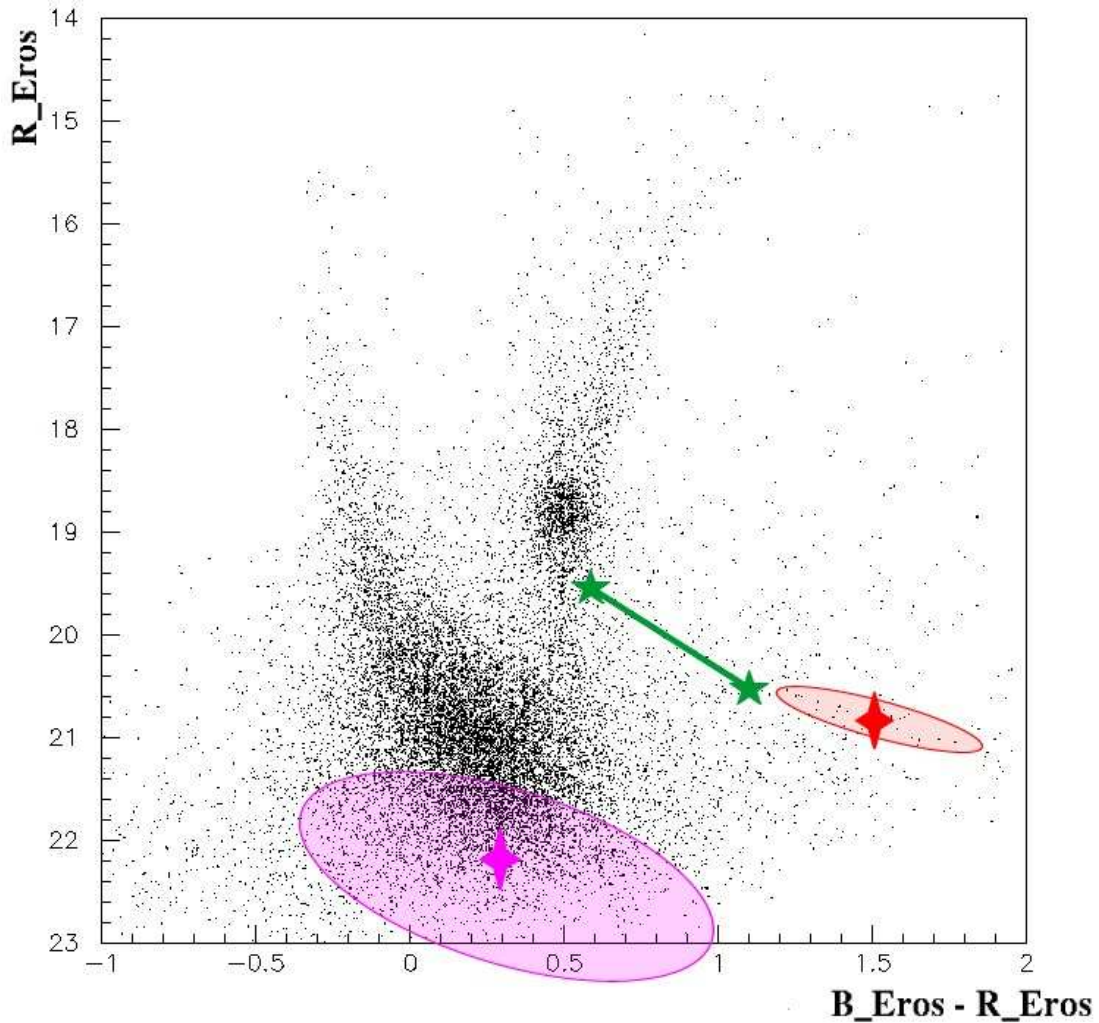


FIG. 10.9 – Position des composantes de flux amplifié (diamant violet) et non-amplifié (diamant rouge) obtenues par l’ajustement d’un effet de microlentille bicolore en tenant compte de l’effet de blinding pour le candidat EROS2-LMC#14. Les deux étoiles vertes correspondent respectivement au flux de base et au flux au pic d’amplification ; la variation est clairement chromatique. Les deux ellipses correspondent à l’incertitude sur l’estimation des flux de chaque composante. L’explication plausible pour le candidat microlentille EROS2-LMC#14 est que la lentille soit une étoile du disque galactique (naine rouge), tandis que l’étoile source ( $R_{Eros} 22.3^{+1.2}_{-0.5}$ ) est une étoile appartenant à la galaxie du Grand Nuage de Magellan, un peu plus brillante que le Soleil (23ème magnitude).

## 10.2 Comparaison des résultats d’EROS2 et de MACHO

Avec 3 candidats microlentilles (#9, #10 et #11) détectés en direction du Grand Nuage de Magellan pouvant être attribués à des objets du halo galactique ou du LMC, notre mesure de la profondeur optique vaut  $\tau_{EROS2} \sim 1.4 \cdot 10^{-8}$  (Nous excluons EROS2-LMC#8 dont on a déjà montré l’appartenance au disque galactique). En ce qui concerne le groupe MACHO, 13 candidats (catégorie A) ont été

détectés et leur mesure de la profondeur optique atteint la valeur de  $\tau_{MACHO} \sim 9.0 \cdot 10^{-8}$  [13, Alcock et al., 2000]. Cette valeur est déjà corrigée de la profondeur optique due aux étoiles du disque galactique et aux étoiles du LMC (self-lensing). Mais il est également nécessaire d'ôter la contribution du candidat MACHO-A-LMC#23 éliminé pour cause de seconde variation dans nos données (sect. 9.3) : nous obtenons donc une nouvelle valeur de la profondeur optique de l'expérience MACHO, soit  $\tau_{MACHO-\#23} \sim 9.0 \cdot 10^{-8} - 0.9 \cdot 10^{-8} \simeq 8.1 \cdot 10^{-8}$ .

Les résultats obtenus par les deux expériences sont en désaccord ; il existe un facteur 5.8 entre les deux valeurs de la profondeur optique qui peut se réduire à 4.7 si l'on accepte de tenir compte du candidat EROS2-LMC#14. Je rappelle que la profondeur optique attendue dans le cas d'un halo standard sphérique de  $4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$  rempli d'objets compacts est de  $\tau_{halo} \sim 45 \cdot 10^{-8}$ . Une simulation Monte Carlo a été réalisée pour étudier la compatibilité des 2 résultats, en se restreignant aux champs centraux du LMC correspondant à ceux observés par MACHO. Pour ce faire, un candidat d'EROS2 a été pris en compte (#11) ainsi que dix candidats de catégorie A de MACHO pouvant correspondre à des objets du halo (#5, #14 et #23 n'ont pas été gardés). La probabilité pour que deux expériences indépendantes détectent d'un côté au maximum 1 évènement microlentille et de l'autre 10 évènements ou plus est d'environ 2% pour une valeur de la profondeur optique de  $\tau \sim 6 \cdot 10^{-8}$ . En tenant compte de notre durée d'observation, du nombre d'étoiles suivies et de notre efficacité de détection, on était susceptible de détecter une vingtaine d'évènements microlentilles dans le cas d'un signal positif à 20% en fraction de masse du halo pour  $0.5 M_{\odot}$ , comme publié par le groupe MACHO. Ce signal n'est donc pas confirmé dans notre analyse.

Puisque nous allons essayer de comprendre la raison de cette incompatibilité, il convient tout d'abord de s'interroger sur l'indépendance des deux ensembles de données. Le groupe MACHO a analysé 10.7 millions d'étoiles sur une durée de 5.7 ans (soit  $\sim 61$  millions d'étoiles-ans) réparties sur 13.5 degrés carrés au centre du LMC, tandis que de notre côté, nous avons analysé 29.5 millions d'étoiles sur 6.7 ans (soit  $\sim 198$  millions d'étoiles-ans) sur une surface de 88 degrés carrés (voir fig. 10.10). Cette stratégie observationnelle de couvrir une grande surface du LMC avait pour but de discriminer, dans le cas d'un signal positif conséquent, entre du self-lensing et un signal provenant d'objets compacts du halo (à cause d'une différence dans la répartition des évènements microlentilles). Le recouvrement temporel entre les deux ensembles de données est de 2 ans et environ 8.4 millions d'étoiles ont été analysées par EROS2 dans la zone couverte par MACHO. Avec un recouvrement de 16.8 millions d'étoiles-ans, on peut donc conclure que les deux résultats sont largement indépendants.

En direction du SMC, nous avons analysé  $\sim 4.2$  millions d'étoiles sur 6.7 ans, soit 28.1 millions d'étoiles-ans. Si l'on regroupe nos deux zones d'observations (LMC+SMC), nous arrivons à 226.1 millions d'étoiles-ans analysés ce qui est un facteur  $\sim 3.7$  supérieur au nombre suivi par MACHO. Mais il est nécessaire de prendre en compte l'efficacité de détection moyenne pour une réelle comparaison des sensibilités : avec une valeur moyenne de l'efficacité de détection d'environ  $\sim 40\%$  pour MACHO et  $\sim 20\%$  pour EROS2, notre analyse est finalement plus sensible d'un facteur 2.

Sur les 13.5 degrés carrés observés par le groupe MACHO, nous avons analysé environ 8.4 millions d'étoiles, soit  $\sim 78\%$  du nombre d'étoiles analysées par MACHO. La différence consiste principalement en des étoiles faibles que nous n'avons pas pu suivre ou détecter. Cette différence a deux origines allant dans le même sens : les temps de pose utilisés dans cette région centrale du LMC (180 secondes pour EROS2 et 300 secondes pour MACHO) et le diamètre des télescopes (1.27 mètre pour MACHO et 1 mètre pour EROS2). Il y a donc finalement un facteur 2.7 en quantité de lumière reçue ( $\sim 0.5$  magnitude en tenant compte des fluctuations du bruit de fond  $\propto \sqrt{2.7}$ ) entre les deux expériences. J'insiste ici auprès du lecteur sur le fait que la méthode et les programmes utilisés par les

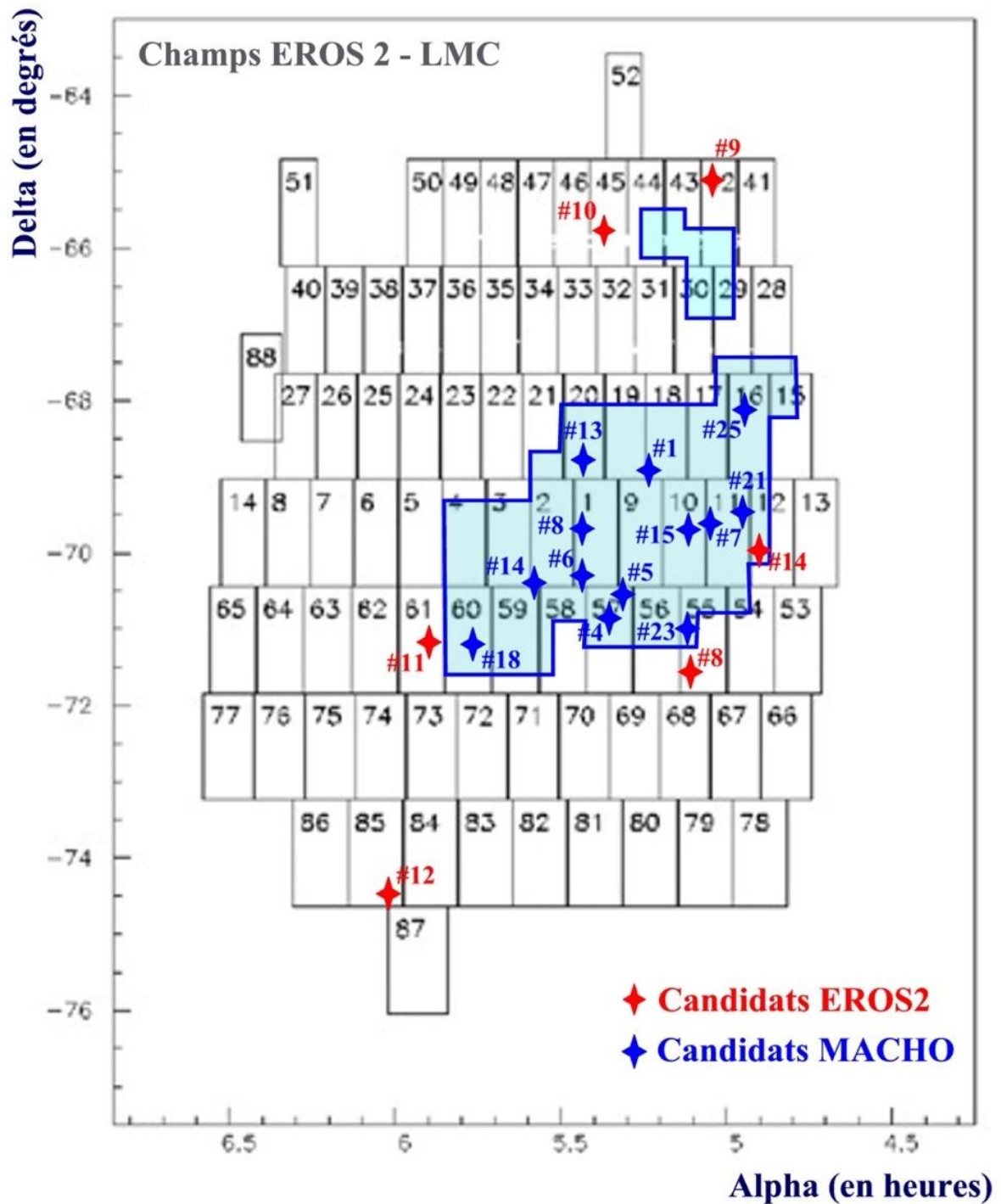


FIG. 10.10 – Superposition de la zone d'observation de l'expérience MACHO (30 champs, soit  $13.5 \text{ deg}^2$  en tenant compte des chevauchements) sur les 88 champs d'observations d'EROS2. Les candidats microlentilles sont représentés par des diamants (rouge pour EROS2 et bleu pour MACHO catégorie A). On notera la perversité des candidats EROS2 numéros 8 à 11 qui ont soigneusement évité les champs MACHO, encore que de peu !

deux expériences pour détecter les étoiles puis les suivre photométriquement sont différents et peuvent donc avoir un comportement différent lors d'encombrements stellaires importants (c'est particulièrement vrai au centre du LMC); ceci peut influencer la résolution photométrique pour une magnitude donnée.

Pour tenter de comprendre l'écart important entre les deux résultats, différents tests ont été entrepris. Le premier a été d'analyser les données de l'expérience MACHO concernant tous leurs candidats microlentilles pour savoir s'ils étaient sélectionnés par notre propre programme d'analyse : sur 13 candidats de catégorie A, seuls deux d'entre eux n'ont pas été retenus, le premier (#18) à cause d'un rapport signal sur bruit trop faible et le second (#7) à cause d'une asymétrie de la fluctuation trop importante ( $S=0.30$ ). Il est à noter que les seuils de coupure de sélection ont été ajustés en fonction des données d'EROS2 ; en particulier, les erreurs de mesure photométriques des données de MACHO n'étant pas identiques, il est difficile d'accorder une totale confiance à l'emploi de nos coupures sur ces données. La sélection de la quasi-totalité des candidats MACHO renforce notre confiance envers notre programme de sélection. Le second test a été de vérifier si les différences d'amplification et de durée entre les deux couleurs des fluctuations de chaque candidat microlentille pouvaient être expliquées par un effet de blinding. Après l'ajustement d'une courbe de microlentille séparément sur les données rouge puis bleu pour tous les candidats d'EROS2 et de MACHO, aucune invraisemblance sur ce critère n'est apparue, mais il est à noter que le candidat EROS2-LMC#10, suspecté d'être une supernova, est marginal (à 2 déviations standards de ce que l'on attend d'un effet de microlentille avec confusion). Si on note  $A_u$  l'asymétrie en paramètre d'impact ( $A_u = \frac{u_R - u_B}{u_R + u_B}$ ) et  $A_{t_E}$  l'asymétrie en échelle de temps ( $A_{t_E} = \frac{t_E^R - t_E^B}{t_E^R + t_E^B}$ ) entre les deux couleurs, notre étude a montré que pour toutes les microlentilles, avec ou sans effet de confusion, une bonne paramétrisation est  $A_{t_E} = -\frac{2}{3}A_u$  (dans le cas d'erreurs de mesure négligeables et d'un échantillonnage fréquent).

Dans l'hypothèse où certains des candidats microlentilles de MACHO pourraient être des étoiles variables, il est raisonnable de penser que, même dans cette situation, le nombre de fluctuations retrouvées en fin de notre analyse devrait correspondre au taux obtenu par MACHO<sup>1</sup>. La seule raison pouvant expliquer alors cette différence est notre plus faible résolution photométrique et donc notre capacité à détecter de faibles fluctuations sur des étoiles de grande magnitude (typiquement supérieure à  $B_{Eros} \sim 19$ ). Il a donc été décidé de vérifier où se trouvaient les candidats MACHO dans un diagramme représentant le paramètre d'impact  $u_0$  en fonction de la magnitude de l'étoile source ( $B_{Eros} \sim V_{MACHO}$ ) pour des événements Monte Carlo retrouvés après avoir été générés dans la même zone d'observation que celle de MACHO (l'influence du comportement de la photométrie en champ encombré y étant prépondérante). Le but est de vérifier si nous sommes capables de détecter les mêmes sortes de fluctuations. La réponse est positive : on peut s'apercevoir sur la figure 10.11 que les candidats de MACHO sont situés dans nos zones de sensibilité.

Dans l'hypothèse supernova, on a vu à la section 9.2.1 qu'il est nécessaire d'avoir une bonne photométrie et plus particulièrement une bonne image de référence pour discriminer une fluctuation due à une supernova de celle plus symétrique due à une microlentille. Les techniques photométriques utilisées par les deux expériences étant différentes, il semble difficile de les comparer sur ce point. On peut remarquer que 8 fluctuations ont été rejetées par MACHO comme étant dues à des supernovae et 26 ont subi le même sort dans EROS2, dont seulement 3 dans les champs recouvrant la zone d'observation de MACHO.

Malgré nos études, la raison de la différence des deux résultats n'a pas été encore comprise.

<sup>1</sup>Sauf si les fréquences d'étoiles variables ne sont pas les mêmes au centre et à la périphérie du LMC.

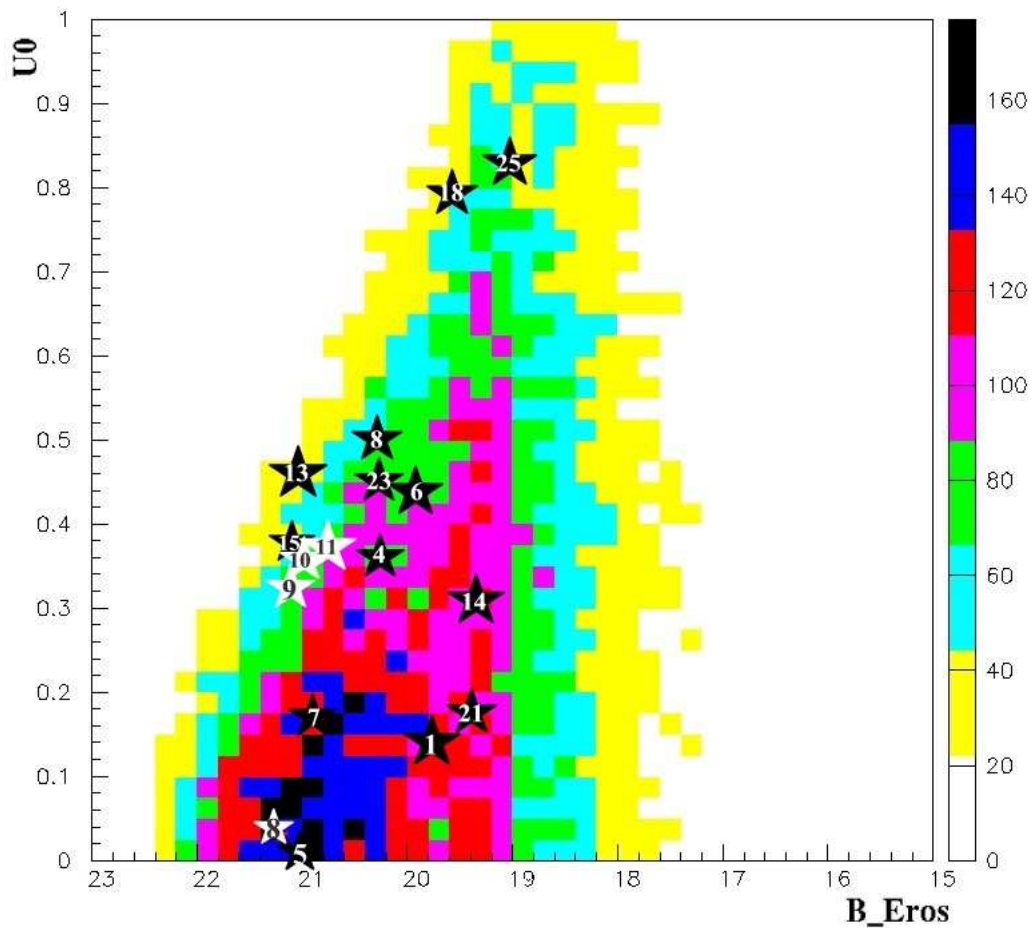


FIG. 10.11 – Diagramme représentant le paramètre d'impact réduit  $u_0$  en fonction de la magnitude  $B_{Eros}$  des événements MonteCarlo sélectionnés ayant été générés dans la même zone d'observation que celle de MACHO (centre du LMC). Paramètres de génération :  $t_E \in [10; 100]$  jours,  $t_0 \in [242.5; 2742.5]$  (JD -2450000) et  $u_0 \in [0; 1]$  sur 2% des étoiles choisies au hasard. Les étoiles noires représentent la position des 13 candidats MACHO de catégorie A, les étoiles blanches correspondent aux candidats d'EROS2.

Dernièrement, [27, Belokurov et al., 2004] ont annoncé que 5 candidats de MACHO (#4, #7, #8, #13 et #15) n'étaient pas compatibles avec un effet de microlentille à partir d'une étude de forme de leur courbe de lumière et un classement automatique par réseau de neurones. Notons aussi que les mêmes auteurs classent MACHO-A-LMC#23 comme un des meilleurs candidats, alors que nous le rejetons par la présence d'une seconde bosse. Il faut tout de même reconnaître que certains candidats microlentilles de l'échantillon de MACHO semblent inexplicables autrement que par un effet de lentille : c'est le cas par exemple du premier candidat détecté en 1993 (MACHO-A-LMC#1), achromatique au pour cent près sur une amplification dépassant un facteur 7 et des événements à grande amplification MACHO-A-LMC#5 et MACHO-A-LMC#21. Mais certains d'entre eux n'emportent pas une adhésion sans réserves, ce qui ne veut pas dire que ces candidats ne sont pas des microlentilles, simplement la précision et l'échantillonnage des mesures photométriques ne sont pas tels que l'on puisse se prononcer avec confiance sur cette question.

### 10.3 Profondeur Optique

Avant de discuter des nouvelles limites sur le contenu du halo galactique sous forme d'objets compacts obtenues à partir des différentes analyses réalisées durant les 12 années de l'expérience EROS, je discute ici de la profondeur optique attendue due à des objets stellaires connus : les étoiles appartenant au disque galactique et celles situées dans les deux Nuages de Magellans.

#### 10.3.1 Profondeur optique des étoiles du disque galactique

La profondeur optique typique attendue en tenant compte seulement des étoiles du disque galactique (fin + épais), se trouvant en direction du Grand Nuage de Magellan, est de l'ordre de  $\tau_{galactique} \sim 0.6 \cdot 10^{-8}$  (voir [13, Alcock et al., 2000], tableau 12, pour référence). Avec EROS2-LMC#8 et EROS2-LMC#14, nos 2 candidats microlentilles dont les lentilles sont probablement des étoiles appartenant au disque galactique, il est possible d'estimer la valeur de notre profondeur optique pour cette source d'objets défecteurs.

$$\tau_{EROS2-LMC\#8} \sim 0.23 \cdot 10^{-8} \quad \& \quad \tau_{EROS2-LMC\#14} \sim 0.30 \cdot 10^{-8}$$

Nous obtenons alors une valeur d'environ  $\tau_{galaxie-LMC} \sim 0.5 \cdot 10^{-8}$  compatible avec la valeur attendue. Mais attention ! L'estimation obtenue à partir du temps d'Einstein moyen  $\langle t_E \rangle = \frac{t_E^R + t_E^B}{2}$  et de l'efficacité de détection correspondante n'est pas strictement correcte, car il serait nécessaire de tenir compte de l'influence du blinding dans notre efficacité de détection (avec une lentille donnant la plus grande part de la luminosité observée, cet effet est prépondérant !) et donc de réaliser dans l'analyse un ajustement microlentille simultanément dans les deux couleurs. L'ordre de grandeur obtenu est tout de même satisfaisant.

#### 10.3.2 Profondeur optique de self-lensing

Notre valeur de la profondeur optique ( $\tau_{EROS2} \sim 1.4 \cdot 10^{-8}$ ) est en accord avec le nombre attendu d'effets de microlentille dûs à des étoiles situées dans les Nuages de Magellan (self-lensing). En effet, d'après la figure 10.12 représentant une carte de profondeur optique de self-lensing pour le LMC, obtenue à partir d'une simulation numérique par [84, Mancini et al., 2004], la valeur moyenne estimée sur tout les champs d'observations d'EROS2 s'élève à  $\tau_{Self-lensing}^{LMC} \sim 1.10^{-8}$ . De plus, il a déjà été remarqué que le seul événement microlentille détecté en direction du Petit Nuage de

Magellan est dû à une étoile appartenant à cette galaxie (à 97% de niveau de confiance séparément à partir des données EROS2 ou de MACHO); la profondeur optique qui lui est associée vaut  $\tau_{Self-lensing}^{EROS2-SMC} \sim 7.0 \cdot 10^{-8}$ . L'estimation obtenue par [115, Sahu and Sahu, 1998] à partir d'une modélisation est  $\tau_{Self-Lensing}^{Sahu SMC} \sim 1 - 5 \cdot 10^{-8}$ .

### 10.3.3 Combinaison des limites des différentes analyses d'EROS obtenues en direction des Nuages de Magellan

La limite sur la fraction en masse du halo obtenue uniquement à partir de l'analyse des données vers le LMC présentée dans cette thèse (avec 3 candidats microlentilles) est illustrée sur la figure 8.22. Elle ne concerne que les machos dont la masse est comprise entre  $10^{-4}$  et 100 masses solaires. Pour obtenir une limite sur une plus grande gamme en masse, il est intéressant d'utiliser aussi les données vers le SMC ainsi que les résultats des travaux déjà réalisés dans ce domaine par le groupe EROS lors de sa première phase et de combiner alors toutes les limites. Pour simplifier cette combinaison, où seule mon analyse comporte des candidats microlentilles, il a été décidé de se concentrer uniquement sur les étoiles brillantes analysées, sachant que l'ensemble des étoiles sources de nos candidats microlentilles sont faibles ( $R_{Eros}^{\#9} \sim 21.4$ ,  $R_{Eros}^{\#10} \sim 20.9$  et  $R_{Eros}^{\#11} \sim 20.9$ ). La limite en magnitude pour sélectionner ces étoiles brillantes a été opérée à partir de la médiane de la distribution des évènements microlentilles simulés puis sélectionnés par mon analyse, soit  $R_{Eros} < 20$  pour le LMC et  $R_{Eros} < 20.5$  pour le SMC : ce qui correspond à 1.73 millions d'étoiles pour le SMC et 9.77 millions pour le LMC. Ce choix a aussi été motivé par deux avantages majeurs procurés par ces étoiles au niveau de l'efficacité de détection : celle-ci est importante à cause de leur bonne résolution photométrique (voir fig. 8.15 bas-droite), mais elle est aussi, et surtout, moins influencée par les effets de confusion.

De cette manière, l'obtention de la nouvelle limite combinée d'EROS est extrêmement simple, il suffit de connaître le nombre d'évènements que chaque analyse était susceptible de détecter (ce qui correspond à la sensibilité des analyses) dans le cas d'un modèle identique de halo sphérique. Cette information est illustrée par la figure 10.13, et la limite à 95% de niveau de confiance qui en découle est représentée sur la figure 10.14.

Cette nouvelle limite combinée peut se résumer ainsi : on est au-dessous de 2 % du halo standard sphérique entre  $2 \cdot 10^{-3}$  et  $6.5 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ , de 5 % entre  $2 \cdot 10^{-4}$  et  $0.8 M_{\odot}$ , et de 10 % entre  $1 \cdot 10^{-6}$  et  $3.5 M_{\odot}$ . Les caractéristiques de ce halo sont les suivantes : rayon de coeur utilisé :  $a = 5.6 \text{ kpc}$ ; une masse de  $4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$  jusqu'à 50 kpc; une densité locale du halo de  $\rho_{local,halo} = 0.0076 M_{\odot}/pc^3$  et une dispersion 1D de vitesse de ses composants de  $\sigma_V = \frac{213}{\sqrt{2}} \text{ km.s}^{-1}$ .

Une autre limite à grande masse a été déterminée à partir de l'ensemble des étoiles du LMC (29.44 millions) en ne tenant compte que des évènements microlentilles de durées supérieures ou égales à 111 jours (soit un facteur 2 au-dessus de la durée du plus long candidat microlentille détecté). Celle-ci est à comparer avec celle présentée par le groupe MACHO en ne tenant compte que des durées supérieures ou égales à 75 jours (voir fig. 10.14). Avec zéro candidat microlentille détecté, cette limite débute à  $0.22 M_{\odot}$  (100% du halo) puis atteint un minimum à 13% du halo standard sphérique pour  $6.7 M_{\odot}$  pour remonter et croiser le seuil de 100% à  $\sim 120 M_{\odot}$ .

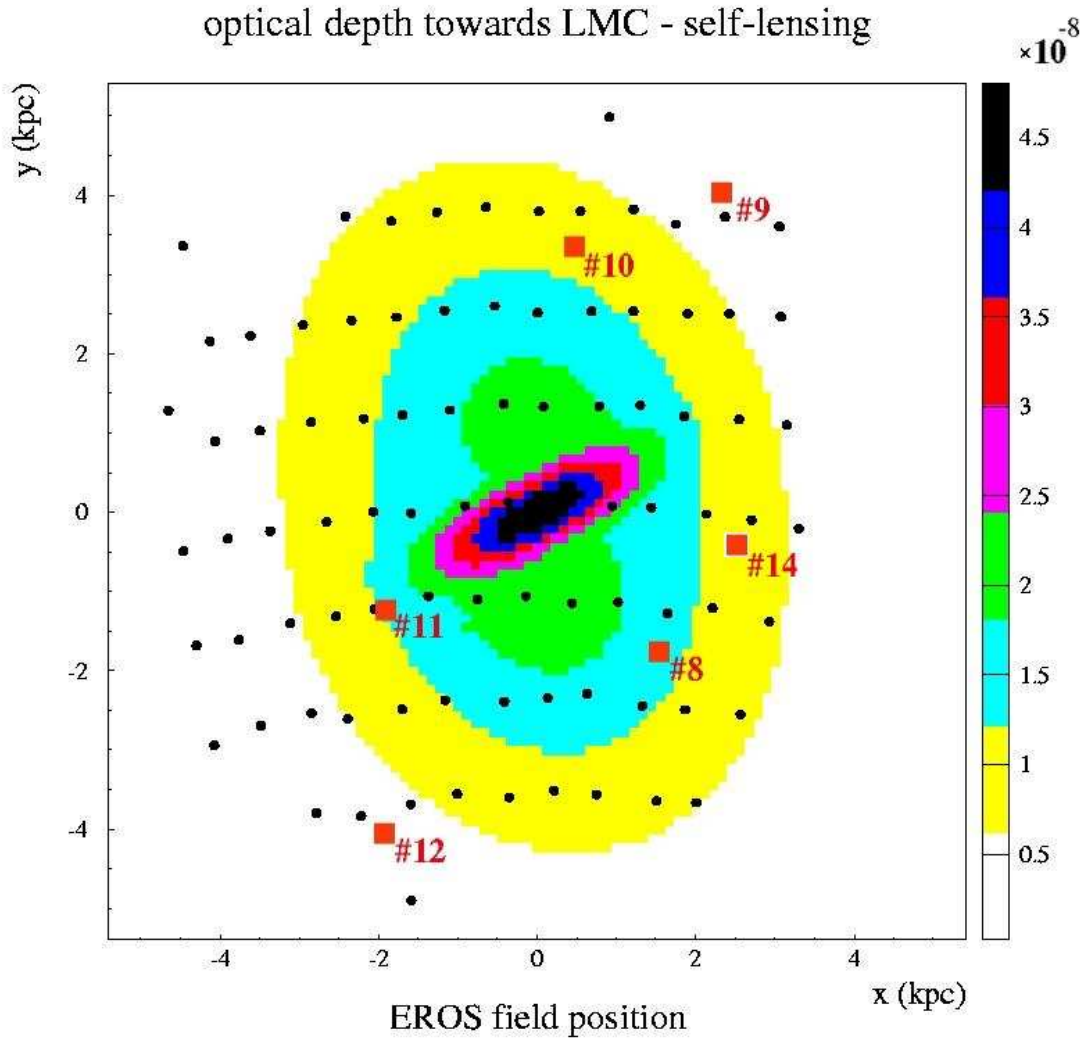


FIG. 10.12 – Lignes d'égal profondeur optique de self-lensing en direction du LMC (aimablement communiqué par Dr. Calchi Novati, communication personnelle). Les points noirs représentent la position centrale des champs observés d'EROS2 ; les carrés rouges donnent la localisation approximative des candidats microlentilles trouvés par notre analyse.



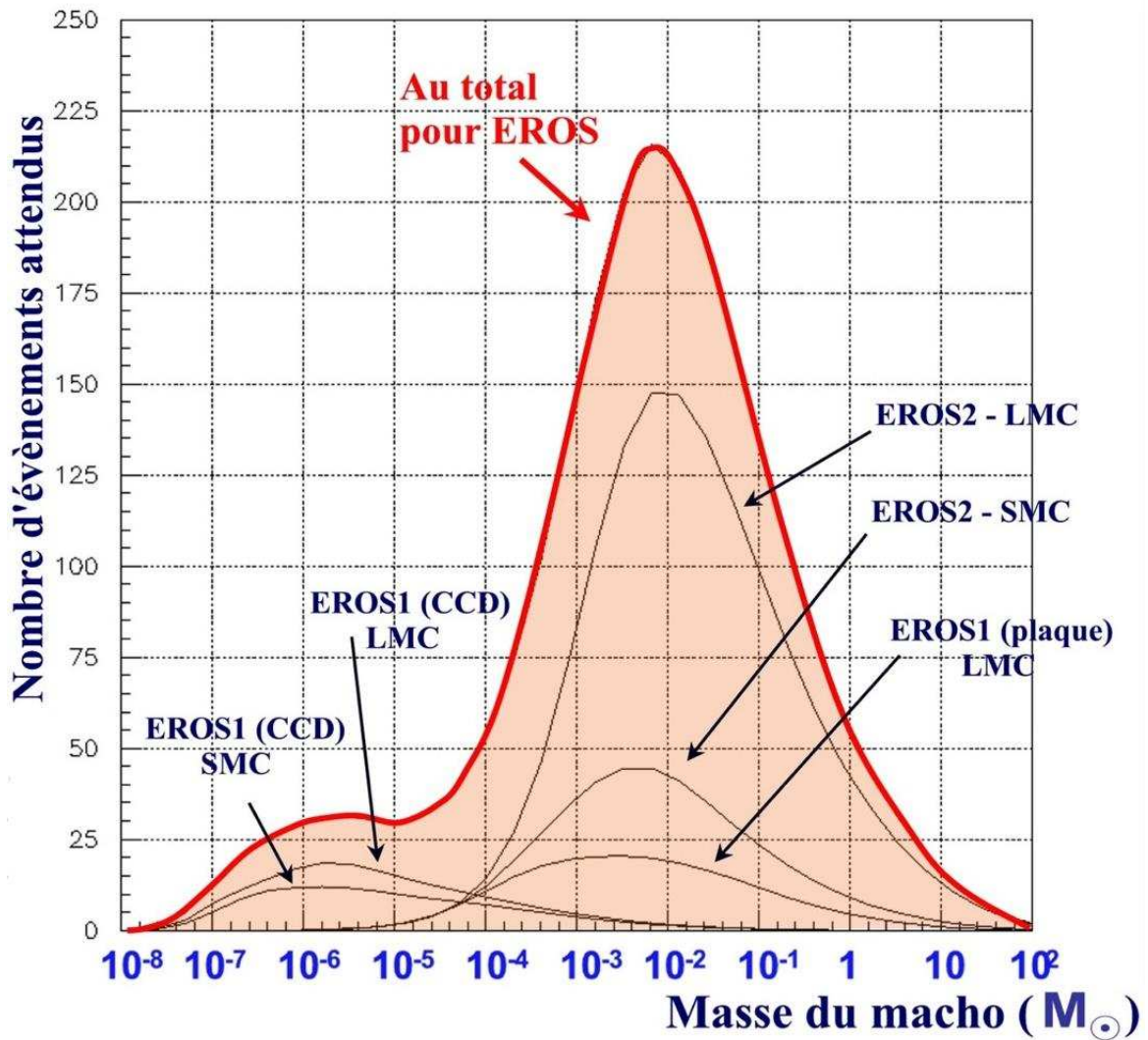


FIG. 10.13 – Représentations du nombre d'événements de microlentille que chaque analyse était susceptible de détecter en fonction de la masse du déflecteur (entre  $10^{-8}$  et 100 masses solaires). Les analyses EROS2 LMC et SMC correspondent à l'analyse décrite au chapitre 8, en se restreignant aux étoiles les plus brillantes.

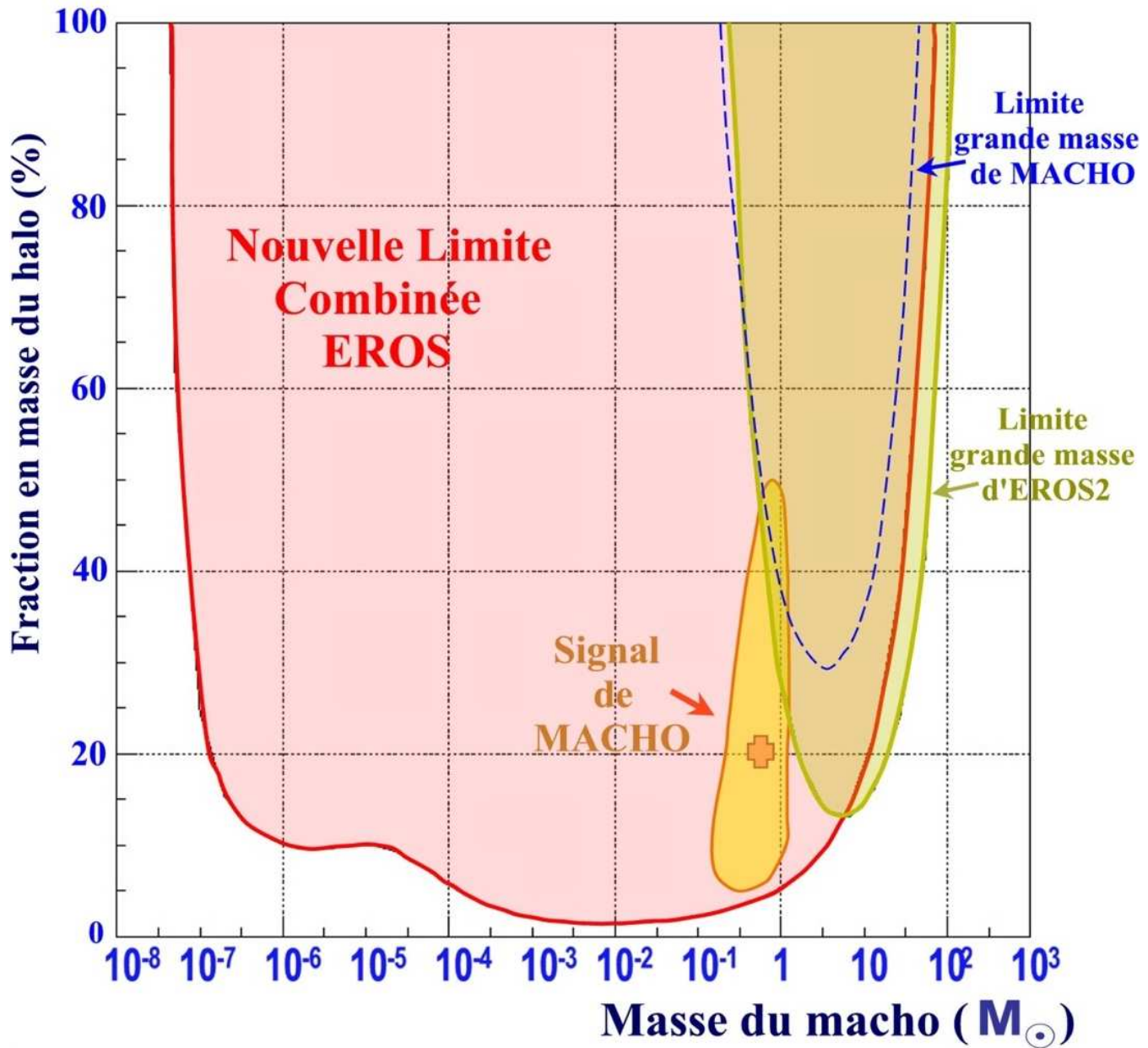


FIG. 10.14 – Représentation de la nouvelle limite combinée (à 95% CL.) de toutes les analyses d'EROS (rouge) (sans candidat microlentille). La limite obtenue en ne tenant compte que des évènements de durée supérieure à 111 jours sur toutes les étoiles analysés dans le LMC dans l'analyse du chapitre 8 est en vert. Le contour du signal de MACHO est jaune. La dernière limite publiée par le groupe MACHO en ne tenant compte que des évènements de durée supérieure à 75 jours est présentée en bleu (tirets). Le signal du groupe MACHO est celui à 95% CL dans la figure 12 page 304 de [13, Alcock et al., 2000].

## 10.4 Conclusion

Après avoir diminué les seuils de sélection des coupures les plus importantes décrites au chapitre 8, aucun candidat microlentille supplémentaire n'est apparu. Seule une fluctuation, EROS2-LMC#13, a semblé correspondre, dans un premier temps, à un effet de microlentille attendu, mais celle-ci s'est révélée être finalement, après étude de l'ensemble de la courbe de lumière en photométrie différentielle, une étoile variable de la séquence principale. Cette étoile a eu le mérite de nous interpeller sur la nécessité d'une simulation Monte Carlo prenant en compte les effets de confusion et sur l'existence d'un bruit de fond au niveau des étoiles de la séquence principale. Une étude dans nos données des trois candidats microlentilles de l'expérience MACHO présentant leur maximum d'amplification après le début des observations du LMC par EROS2 a ensuite été réalisée. Ceux-ci n'ont pas été détectés par nos critères de sélection pour une raison simple : ils n'ont pas du tout été analysés. L'un d'entre eux se trouve être positionné en bord de CCD, un autre présente un flux de base trop faible (négatif !) et le dernier s'est retrouvé situé sous un masque d'une étoile saturée galactique. L'étude de ce dernier, qui passe tous nos critères de sélection, est très intéressante : elle nous amène à penser que la lentille est encore une fois une étoile naine rouge du disque galactique.

Ces deux tests présentés montrent que les coupures appliquées ont été suffisamment sévères pour éliminer des bruits de fonds tels que les novae, les étoiles variables à longue période et les étoiles variables présentant plusieurs variations (tel que EROS2-LMC#13). La confiance envers notre analyse s'en trouve renforcée.

Le résultat obtenu est incompatible avec le résultat de l'expérience MACHO. Non seulement le signal correspondant à 20% du halo pour  $0.5 M_{\odot}$  n'est pas confirmé, mais en plus la probabilité pour que les résultats soient compatibles est d'environ 2% pour une profondeur optique de  $\tau \sim 6 \cdot 10^{-8}$ . Nous avons essayé de comprendre la raison de cette différence (facteur  $\sim 4$  entre les valeurs de profondeurs optiques), mais aucune solution significative n'est apparue. Il est important de noter ici que notre résultat est compatible avec la profondeur optique attendue par la population stellaire connue : les étoiles du disque galactique et celle des deux Nuages de Magellan.

En outre, à chaque fois qu'une information supplémentaire sur la distance des lentilles a pu être extraite, il a été montré qu'elles ont une très grande probabilité de se trouver dans les Nuages de Magellan ou le disque galactique.

Avec ce résultat final d'EROS2, il semble difficile de croire maintenant que les machos pourraient avoir le moindre rôle dans le problème de la matière noire galactique entre  $10^{-8}$  et 100 masses solaires. De nombreuses confirmations de ce résultat sont possibles, en premier lieu par la ré-analyse en photométrie différentielle des données recueillies par EROS2 en direction du Grand Nuage de Magellan comme cela a déjà été réalisé en direction du Petit Nuage [78, Le Guillou, 2003, Thèse] (où, je le rappelle, aucun candidat microlentille nouveau n'a été recensé). Mais cette confirmation peut venir aussi des expériences qui sont toujours en cours d'observation : OGLE-III et SuperMACHO en direction du LMC, mais aussi les expériences engagées dans la surveillance de la galaxie d'Andromède, comme AGAPE, WeCapp et MEGA. Une analyse par le groupe MACHO de leur 1.8 années de données supplémentaires non-analysées en direction du LMC et l'ensemble de leur données observationnelles prises en direction du SMC pourrait aussi nous éclairer sur le problème d'incompatibilité rencontré.

Pour comprendre ce dernier, il serait utile également, dans l'hypothèse où certains candidats microlentilles de MACHO seraient dus à des étoiles variables, de réaliser une série de spectres de leurs étoiles sources avec un télescope de grand diamètre ( $> 4$  mètres) pour détecter la présence éventuelle

de raies en émission  $H_\alpha$  caractéristiques des étoiles Be (bruits de fond présentés au chapitre 9). Un autre test tout à fait réalisable est envisageable : il s'agit de suivre photométriquement tous les candidats publiés avec au minimum un point de mesure par semaine avec un télescope de la classe des 1 mètre pour mettre en évidence d'éventuelles nouvelles variations de luminosités des étoiles sources (je rappelle que la période de variation des candidats éliminés EROS1-LMC#1 et MACHO-A-LMC#23 est d'environ 6 ans) . Ces deux tests sont bien entendu également nécessaires pour les candidats microlentilles d'EROS2.

# Conclusion

« Regardez le ciel. Demandez-vous : «Le mouton oui ou non a-t-il mangé la fleur ?» Et vous verrez comme tout change...»

Antoine de Saint-Exupéry, *Le Petit Prince*

Le travail de thèse qui vient d'être présenté traite de l'analyse de plus de 33 millions d'étoiles suivies sur 6,7 ans par l'expérience EROS2. Il correspond à la meilleure sensibilité atteinte par les expériences de recherche d'astres sombres compacts du halo, les machos. Après avoir décrit le processus de production photométrique permettant à partir de plus de 800 000 images d'obtenir les courbes de lumière de chaque étoile cataloguée, j'ai discuté du travail réalisé sur le nettoyage de ces courbes de lumière. Ce travail préalable a été une base indispensable pour la bonne marche de toutes les analyses qui ont suivi.

Dans le but de trouver la trace indirecte du passage de corps compacts appartenant au halo galactique à proximité de la ligne de visée des étoiles surveillées, deux analyses ciblées pour la détection d'effets de microlentille gravitationnelle ont été menées :

- La première concerne la recherche de phénomènes de microlentille gravitationnelle de très longue durée correspondant à des objets défecteurs de plus de 10 masses solaires (jusqu'à  $\sim 1000 M_{\odot}$ ). Cette analyse n'a jamais été tentée auparavant. En effet, avec la sensibilité atteinte par EROS2 en nombre d'étoiles surveillées et en durée, il a été possible de lancer une recherche basée sur une sélection par critère de forme des courbes de lumière inspectées qui peut nous permettre de détecter des effets de microlentilles de durée supérieure à 2 ans.

Avec 8 nouveaux critères de sélections mis en place, 10 courbes de lumière ont été sélectionnées, mais 8 d'entre elles présentent une variation non conforme avec un effet de microlentille après consultation des 4 années de données supplémentaires obtenues par l'expérience MACHO. La position dans une zone peu peuplée du diagramme HR des 2 candidats microlentilles restant nous permettent de douter du caractère gravitationnel des variations détectées et laisse à penser qu'elles sont dues à des étoiles variables à longue période. Les principales difficultés rencontrées par cette analyse sont dues aux effets systématiques photométriques ou observationnels, qui, lors de l'étude globale d'une courbe de lumière, ont été un frein à notre efficacité de détection. Une limite (entre  $\sim 10$  et  $1000 M_{\odot}$ ) correspondant à notre sensibilité de détection dans l'hypothèse où aucun candidat n'est retenu a été présentée ; elle montre un minimum à 50% du halo pour  $100 M_{\odot}$ .

Cette analyse n'est pas terminée car toutes les difficultés ne sont pas encore circonvenues. Un certain recul sur le travail réalisé doit avoir lieu pour améliorer les critères de sélection.

- La seconde analyse se concentre sur des effets de microlentille de plus courtes durées ( $5 < t_E < 300 \text{ jours}$ ) correspondant à la détection de fluctuations régulières au dessus d'une ligne de base. Quatre candidats microlentilles ont passés avec succès tous les critères de sélection et il a été démontré que, pour l'un d'entre eux, la lentille est très probablement une étoile naine rouge du disque galactique (EROS2-LMC#8). Cette analyse, complétée par le suivi des candidats microlentilles déjà publié, a montré l'importance des bruits de fond physique dans ce type de recherche, que ce soit les étoiles de type Blue-Bumper, les Supernovae ou encore les étoiles éruptives à longue période ( $\sim 6$  ans) : de nombreux candidats publiés ont perdu leur statut de microlentille de ce fait.

Le nombre de candidats microlentilles est bien insuffisant par rapport à ce que l'on attendrait dans le cas d'un halo de matière noire entièrement rempli d'objets compacts. Le résultat obtenu est même en contradiction avec le signal positif du groupe MACHO à 20 % du halo pour  $\sim 0.4 M_\odot$  : la probabilité pour que les deux résultats soient compatible est de 2% pour une valeur de la profondeur optique de  $\tau \sim 6 \cdot 10^{-8}$ . La limite combinée présentée est en dessous de 5 % d'un halo sphérique standard entre  $2 \cdot 10^{-4}$  et  $0.8 M_\odot$ , et 10 % entre  $1 \cdot 10^{-6}$  et  $3.5 M_\odot$ . Il est à noter que notre mesure de la profondeur optique ( $\tau_{EROS2}^{LMC} \sim 1.4 \cdot 10^{-8}$ ) est compatible avec celle attendue due à des objets stellaires connus, notamment les étoiles appartenant au disque galactique et celles situées dans les Nuages de Magellan.

Avec ce résultat final d'EROS2, il semble maintenant difficile de croire que les machos pourraient avoir le moindre rôle dans le problème de la matière noire galactique entre  $10^{-8}$  et 100 masses solaires. Des confirmations de ce résultat sont possibles, notamment par des expériences qui sont toujours en cours d'observation : OGLE-III et SuperMACHO en direction du LMC, mais aussi les expériences engagées dans la surveillance de la galaxie d'Andromède, comme AGAPE, WeCapp et MEGA.

## Annexe A

# Etoiles R Coronae Borealis

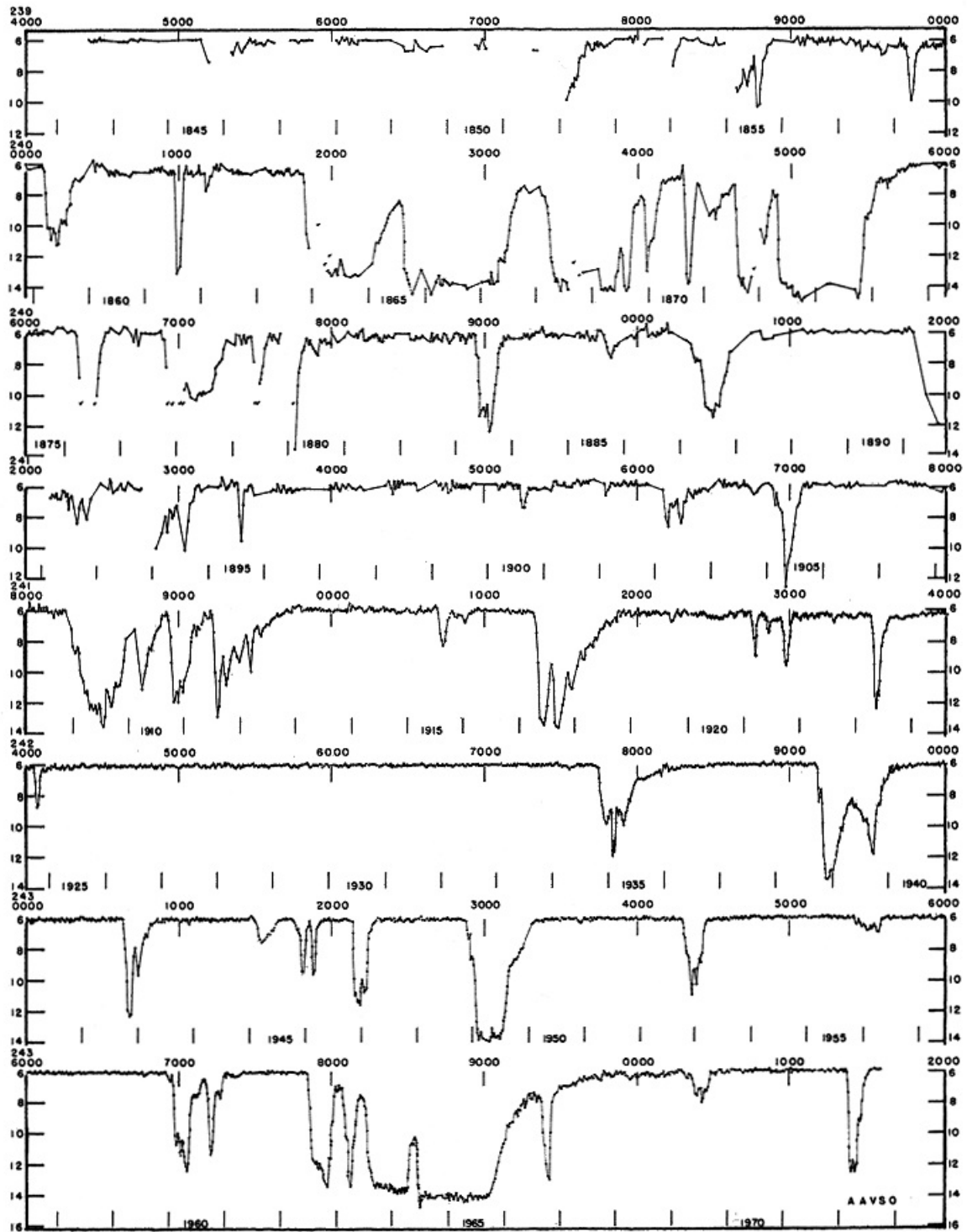
Les étoiles de type R Coronae Borealis (RCB) constituent une classe d'étoiles variables très spectaculaires ; elles présentent, en effet, la particularité de chuter brusquement d'éclat sans périodicité apparente avec une amplitude pouvant atteindre 8 magnitudes. Ce sont des étoiles très rares dont les caractéristiques principales et les différentes solutions envisagées pour expliquer les observations vont être présentées en première partie de cet appendice. Seules 17 étoiles de ce type étaient jusqu'alors connues dans le Grand Nuage de Magellan et aucune dans le Petit Nuage ; une recherche ciblée a donc été entreprise pour trouver la trace de celles-ci dans les données d'EROS2. En direction du SMC, 5 objets ont ainsi révélé un comportement photométrique digne de la classe des RCBs. L'explication des critères de sélection appliqués sur les 4.2 millions courbes de lumière analysées et l'article publié associé sont présentés dans les deux dernières parties.

### A.1 Caractéristiques

L'étoile prototype de ces étoiles variables est l'étoile R de la constellation de la couronne boréale (R CrB). En 1795, l'astronome amateur Edward Pigott remarqua que cette étoile de magnitude 6 disparut subitement puis retrouva doucement son éclat quelque mois plus tard [106, Pigott, 1797]. Des chutes rapides en magnitude, irrégulières et imprédictibles, ont ensuite été observées. Seules une cinquantaine d'étoiles ont été identifiées comme telle dans notre galaxie et 17 dans le Grand Nuage de Magellan suite à la recherche réalisée par le groupe MACHO dans leur base de données photométriques [12, Alcock et al., 2001].

Les caractéristiques principales de ces étoiles ont été détaillées dans [42, Clayton, 1996], un article de revue du sujet apparu à l'occasion du bicentenaire de la découverte. Elles correspondent à des étoiles super-géantes F ou G ( $T_{eff} \sim 5000 - 7000 K$ ) qui sont pauvres en hydrogène, mais riche en éléments lourds tels que le carbone et l'azote. Ce sont donc des étoiles en fin de vie qui connaissent des phases de chutes soudaines de luminosité apparente (entre 3 et 6 magnitudes (jusqu'à 8) en 50 à 100 jours) suivies d'augmentations lentes jusqu'à leur brillance d'origine, avec des intervalles irréguliers entre chacune de ces variations (de l'ordre de quelques années). A cela se superposent aussi des variations semi-régulières de luminosité beaucoup plus faible ( $\sim 0,1$  magnitude) qui peuvent être dues à une pulsation intrinsèque de l'étoile. Deux exemples de courbe de lumière, pour R-CrB et RY-Sgr, s'étendant sur plus d'une centaine d'années sont représentées sur les figures A.1 et A.2.

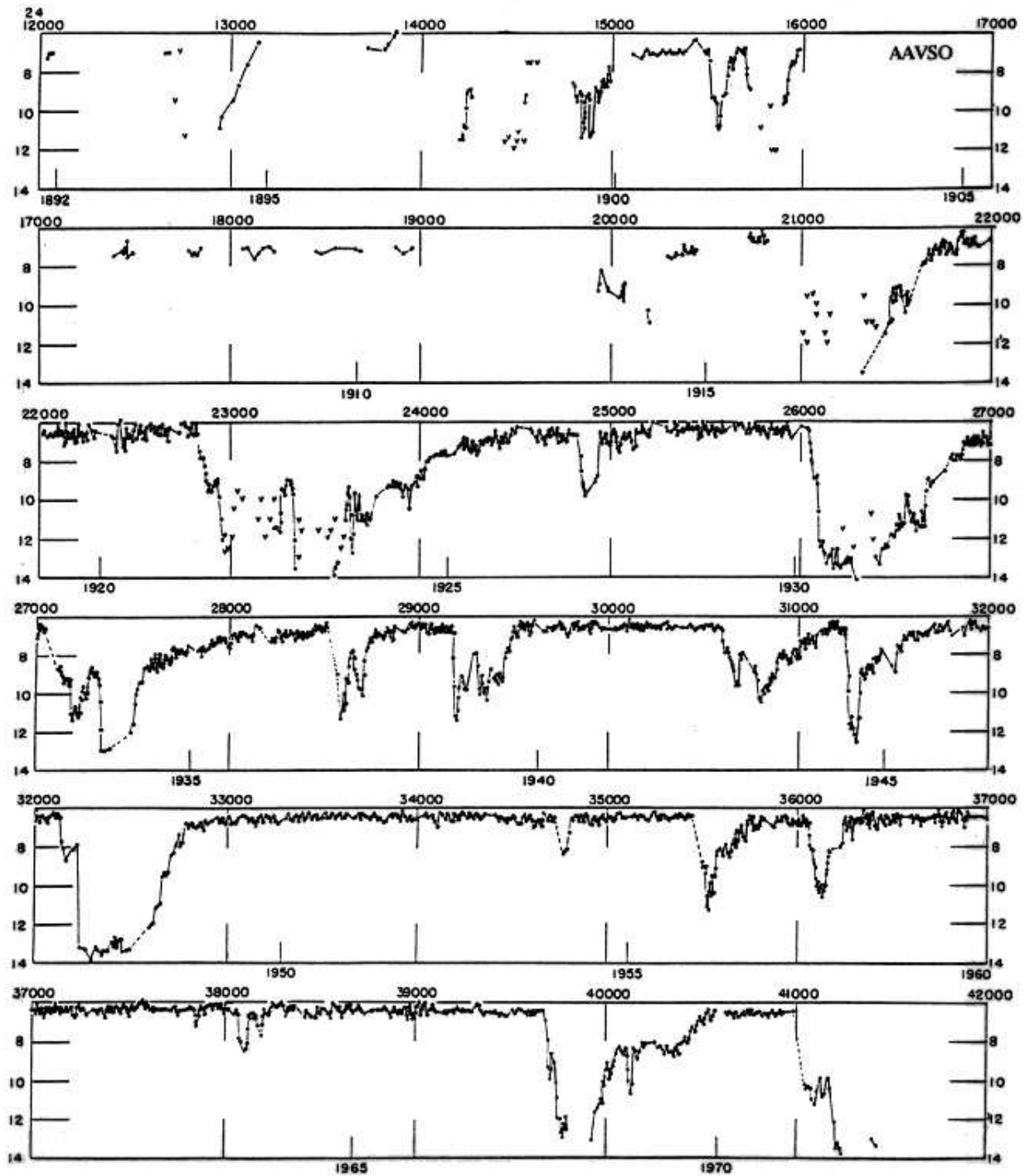
Il semble maintenant acquis que ces chutes soudaines de luminosité sont dues à des poussières de carbone formées par ces étoiles. Lorsque ces nuages de poussières se trouvent sur la ligne de visée, ce qui arrive aléatoirement, ils obscurcissent l'étoile. Par contre, celle-ci reste toujours visible



R CORONAE BOREALIS, 1843 - 1972

FIG. A.1 – Courbe de lumière de l'étoile R de la constellation de la couronne boréale (R CrB) de 1843 à 1972 (photométrie de AAVSO).





RY SAGITTARII, 1892 - 1972

FIG. A.2 – Courbe de lumière de l'étoile RY de la constellation du Sagittaire (RY Sgr) de 1892 à 1972 (photométrie de AAVSO).

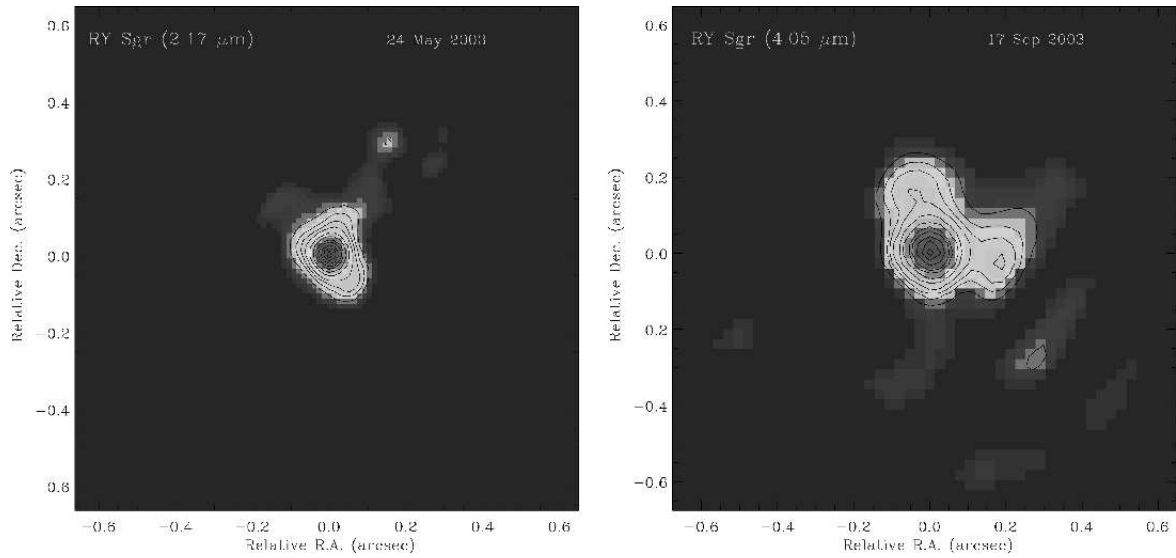


FIG. A.3 – Images (obtenues à partir du système d’optique adaptative NACO au télescope de 8m de diamètre du ESO/VLT, Yapun) de l’étoile RY-Sgr, de type R Coronae Borealis, dans les bandes K ( $2.17 \mu m$ ) et L ( $4.05 \mu m$ ) (à gauche puis à droite), à 6 mois d’intervalle (d’après [51, De Laverny et Mékarnia, 2004]). Différentes structures oblongues et brillantes sont mises en évidence, elles constituent très probablement des nuages de poussières résultant de différentes phases d’éjection provenant de l’étoile.

à des longueurs d’ondes plus grandes (Infra-Rouge). Ce scénario, proposé par [81, Loreta, 1935] et [93, O’Keefe, 1939], a été dernièrement confirmé par les observations réalisées par [51, De Laverny et Mékarnia, 2004] ; elles ont permis, pour la première fois, de mettre en évidence des structures allongées brillantes aux alentours de l’étoile RY-Sgr connue pour être de type RCB. Ces nuages, visibles dans la bande K ( $2.17 \mu m$ ) et L ( $4.05 \mu m$ ) (voir fig. A.3), se trouvent pour les plus proches à une distance d’environ 700 à 1400 fois le rayon de l’étoile ( $R_* \sim 60 R_\odot$ ) : ils s’éloignent de celle-ci après avoir été accélérés par la pression de radiation.

La résolution angulaire de ces images ne peut toujours pas nous permettre de discriminer deux modèles qui coexistent concernant le lieu de formation de ces nuages (voir fig A.4) : soit au voisinage direct de l’étoile (proche de la surface stellaire), soit à une distance supérieure à  $20 R_*$ . Ce second cas de figure suggère que subitement le gaz de carbone émis par l’étoile se trouve dans une zone où la température est assez faible pour permettre la condensation de celui-ci en grains de carbone. Mais le principal problème de cette solution est qu’elle ne permet pas de retrouver correctement les courbes de lumière attendues lors des phases d’obscurcissement et de remonté de la luminosité. La première solution lui est donc préférée. Elle permet, avec des nuages formés à proximité de l’étoile (sans la cacher entièrement), et qui subissent immédiatement une accélération par la pression de radiation, une meilleure interprétation des temps de montée et de descente de la luminosité observés. Dans ce cas de figure, la vitesse de  $200 km.s^{-1}$  pour les nuages attendue d’après le décalage spectral observé de raies d’absorption, est bien obtenue : à partir d’une certaine distance, ceux-ci cachent l’entière surface de l’étoile puis se dispersent naturellement en continuant leur chemin. Des conditions de non-équilibre thermodynamique sont nécessaires pour former de telles poussières aussi près d’une surface stellaire ; cette formation pourrait être corrélée aux pulsations intrinsèques observées de l’étoile, de

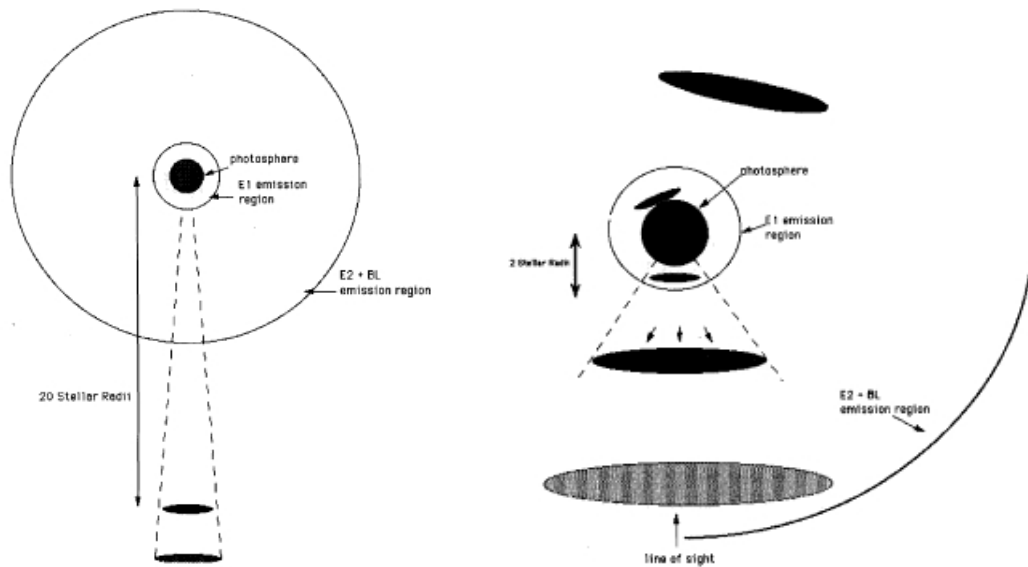


FIG. A.4 – Modèles de formation des poussières de carbone pour les étoiles de type RCB. A gauche : formation à une distance supérieure à 20 fois le rayon stellaire ; à droite : formation au niveau de la surface de l'étoile et accélération du nuage de poussière par pression photonique.

période moyenne d'environ 40 jours.

La position des étoiles de type RCB dans le processus d'évolution stellaire est une énigme. Comme celles-ci sont très rares, elles doivent correspondre à une phase rapide d'évolution dans la vie d'une étoile. Il a été remarqué que leur masse est inférieure à  $1 M_{\odot}$  (malgré leur taille de super-géante rouge) et qu'elles peuvent donc être les résidus d'étoiles de faible masse (population II) [42, Clayton, 1996]. Deux modèles d'évolution sont proposés pour expliquer l'origine des étoiles de type RCB : la coalescence de deux naines blanches ou l'expansion d'une naine blanche à la taille d'une super-géante par le processus de flash d'hélium. Pour cette dernière hypothèse, la présence d'une nébuleuse planétaire autour de la naine blanche devrait être remarquée : cela a même été observé pour l'étoile UW-Cen (voir [107, Pollacco et al., 1991] et [43, Clayton et al., 1999]).

Une meilleure compréhension du fonctionnement de ces étoiles est nécessaire, mais pour aucune d'entre elles la distance et donc la magnitude absolue n'est connue. Les données obtenues par le satellite Hipparcos n'ont pas permis de déterminer une valeur significative de leur parallaxe et seule une limite basse sur leur magnitude absolue a donc été obtenue :  $M_V < -3$ . Il est donc important de détecter la présence de telles étoiles dans des galaxies externes telles que les Nuages de Magellan. Le groupe MACHO a permis d'augmenter le nombre connu d'étoile RCB appartenant au Grand Nuage de Magellan à 17 [12, Alcock et al., 2001], et du même coup de contraindre leur magnitude absolue : pour les plus brillantes d'entre elles,  $M_V \simeq -5$  et pour les faibles  $M_V \simeq -2.5$ . Aucune étoile de type RCB n'était pour l'instant connue en direction du Petit Nuage de Magellan, malgré la recherche réalisée par le groupe MACHO dans leur base de données (la possibilité qu'aucune étoile RCB n'existe dans cette petite galaxie avait même alors été envisagée). Une recherche ciblée a donc été menée pour retrouver la trace flagrante de tels objets dans les données prises par l'expérience EROS2 : les coupures de sélection imaginées et les 5 candidats trouvés sont expliquées dans les sections suivantes.

## A.2 Recherche dédiée réalisée

Après avoir analysé attentivement les diverses courbes de lumières d'étoiles de type RCB, observées sur une base de temps de plus de 6 ans (ce qui correspond à la base temporelle d'observation d'EROS2) : c'est à dire, celles publiés par [12, Alcock et al., 2001] et celles obtenues par l'association AAVSO ; il a été possible de définir une série de coupures de sélection permettant de retrouver la trace d'étoiles du même type dans nos propres données. Ce jeu de coupures est divisé en 4 parties :

- Dans un premier temps, n'ont été gardées que les étoiles dont la courbe de lumière présente des variations. Une coupure sur le coefficient de corrélation entre les deux parties de la courbe de lumière (rouge et bleu) a alors été opérée (voir sect. 7.3.1) :

$$\rho_{RB} > 0.5$$

Seules 5% des étoiles ont passé cette étape de sélection.

- Un flux médian  $F_{med}$  a été défini comme étant égal à :

$$F_{med} = \frac{F_{max} + F_{min}}{2}$$

où  $F_{max}$  et  $F_{min}$  sont respectivement les flux maximum et minimum mesurés sur la courbe de lumière, obtenus à partir de la moyenne calculée sur une série de 10 points consécutifs (pour cela, les 5 points de mesure de flux les plus élevés et les plus bas, de l'ensemble de la courbe de lumière, n'ont pas été pris en compte). La coupure de sélection a été appliquée sur le nombre  $N_t$  de traversées par la courbe de lumière du seuil  $F_{med}$  par au moins 3 points consécutifs, que ce soit en phase montante ou descendante. D'après les courbes de lumière des RCB analysées et notre durée d'observation de 6.7 années, la limite de cette coupure a été établie à 12 traversées au maximum (autorisant alors 6 chutes de luminosités, soit environ une par année), en rouge et en bleu :

$$N_{t,rouge} < 13 \quad \& \quad N_{t,bleu} < 13$$

- Pour les objets restants, il a été demandé que les profondeurs d'éclipses soient supérieures à 2 magnitudes dans l'une des deux couleurs :

$$2.5 \times \log_{10}\left(\frac{F_{max}}{F_{min}}\right) > 2.0$$

- La toute dernière phase a consisté à visualiser les courbes de lumière des 429 objets restants pour reconnaître la forme caractéristique des chutes soudaines de luminosités des étoiles RCB.

5 objets, candidats R Coronae Borealis, ont passé ces 4 critères de sélection. Leurs courbes de lumière et leurs caractéristiques ont été décrites dans un article écrit à cette occasion : [124, Tisserand et al., 2004]. Celui-ci est présenté dans la section suivante.

## A.3 Article publié

A&A 424, 245–252 (2004)  
 DOI: 10.1051/0004-6361:20040386  
 © ESO 2004

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## EROS 2 photometry of probable R Coronae Borealis stars in the Small Magellanic Cloud<sup>★</sup>

P. Tisserand<sup>1</sup>, J. B. Marquette<sup>2</sup>, J. P. Beaulieu<sup>2</sup>, P. de Laverny<sup>3</sup>, É. Lesquoy<sup>1,2</sup>, A. Milsztajn<sup>1</sup>, C. Afonso<sup>1,4</sup>,  
 J. N. Albert<sup>5</sup>, J. Andersen<sup>6</sup>, R. Ansari<sup>5</sup>, É. Aubourg<sup>1</sup>, P. Barette<sup>1,4</sup>, F. Bauer<sup>1</sup>, G. Blanc<sup>1,7,8</sup>, X. Charlot<sup>1</sup>,  
 C. Coutures<sup>1</sup>, E. Derue<sup>5,9</sup>, R. Ferlet<sup>2</sup>, P. Fouqué<sup>10,11</sup>, J. E. Glicenstein<sup>1</sup>, B. Goldman<sup>1,4</sup>, A. Gould<sup>1,12</sup>,  
 D. Graff<sup>1,3</sup>, M. Gros<sup>1</sup>, J. Haissinski<sup>5</sup>, C. Hamadache<sup>1</sup>, J. de Kar<sup>1</sup>, T. Lasserre<sup>1</sup>, L. Le Guillou<sup>1</sup>,  
 C. Loup<sup>2</sup>, C. Magneville<sup>1</sup>, B. Mansoux<sup>5</sup>, É. Maurice<sup>14</sup>, A. Maury<sup>11</sup>, M. Moniez<sup>5</sup>,  
 N. Palanque-Delabrouille<sup>1</sup>, O. Perdureau<sup>5</sup>, L. Prévot<sup>14</sup>, Y. Rahaj<sup>5</sup>, N. Regnault<sup>5</sup>,  
 J. Rich<sup>1</sup>, M. Špiro<sup>1</sup>, A. Vidal-Madjar<sup>2</sup>, L. Vigrroux<sup>1</sup>, and S. Zylberajch<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CEA, DSM, DAPNIA, Centre d'Études de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, INSU CNRS, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France  
 e-mail: marquett@iap.fr

<sup>3</sup> Cassiopée UMR 6202, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

<sup>4</sup> Collège de France, Physique Corpusculaire et Cosmologie, IN2P3 CNRS, 11 place Marcelin Berthelot,  
 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>5</sup> Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, IN2P3 CNRS, Université de Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>6</sup> Astronomical Observatory, Copenhagen University, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen, Denmark

<sup>7</sup> Osservatorio Astronomico di Padova - INAF, vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

<sup>8</sup> Université Paris 7 Denis Diderot, 2 place Jussieu, 75005 Paris, France

<sup>9</sup> LPNHE, IN2P3 CNRS and Universités Paris 6 and Paris 7, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

<sup>10</sup> Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5572, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>11</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>12</sup> Department of Astronomy, Ohio State University, Columbus, OH 43210, USA

<sup>13</sup> Department of Math and Science, US Merchant Marine Academy, Kings Point, NY 11024, USA

<sup>14</sup> Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 04, France

Received 4 March 2004 / Accepted 26 May 2004

**Abstract.** EROS 2 (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) conducted a survey of the SMC between July 1996 and February 2003 in two EROS broad-band colours,  $V_E$  and  $R_E$ . The photometric data of 4.2 million stars have been searched for behaviour typical of R Coronae Borealis (RCB) candidates such as drastic changes in magnitude. Five objects have been found, four of them being catalogued in the Simbad database as RAW 21, RAW 233, RAW 476, and [MH95] 431 with confirmed carbon-rich atmospheres, characteristic of RCB. From the EROS 2 light curve of RAW 21 and its spectrum reported by Morgan et al. (2003), we confirm that it is the first RCB to be found in the SMC. The other objects are new RCB candidates with absolute luminosity and colour close to those found for RCBs in the LMC. We propose that 2 of them are DY Per-like RCBs.

**Key words.** stars: carbon – galaxies: Magellanic Clouds

### 1. Introduction

As described by Clayton (1996) in a detailed review, R Coronae Borealis (RCB) stars are carbon-rich supergiants in a phase of rapid evolution. They are born-again giants for which two evolutionary scenarios have been proposed: either a merger of two white dwarfs or a final He-shell flash in a post-AGB star.

They exhibit extreme and irregular changes in brightness, up to 8 mag in visible light, caused by the obscuration of the stellar surface by newly formed dust clouds. They are rare objects: about 50 are known in the Galaxy although population estimates are of a few thousand. Furthermore, no Galactic RCBs have accurate distances so that the absolute luminosities of these variables are poorly known. This is why it is important to detect RCB objects in external galaxies, such as the Magellanic Clouds (MC), whose distances are known. Studying RCBs in

<sup>★</sup> Based on observations made with the CNRS/INSU MARLY telescope at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

such low-metallicity systems is also crucial in order to better understand their evolutionary status and the time spent in the RCB phase. Thanks to the work of the MACHO collaboration on the LMC (Alcock et al. 1996, 2001), the number of detected RCB variables in this galaxy has increased from 3 to 17; they estimate that the total number of LMC RCBs is less than 100. However, Alcock et al. (2001) stated in the same study that none were found in the search performed in their SMC fields.

More recently, Morgan et al. (2003) reported a spectroscopic study of a sample of  $\sim 2300$  MC carbon stars from which it appeared that six of them show  $C_2$  bands but weak or absent CN bands, a typical spectral signature of RCBs. They claimed that one of them is the first RCB candidate detected in the SMC, namely RAW 21. This acronym RAW comes from the catalog of carbon stars by Reberiot et al. (1993) who spectrophotometrically identified 1707 objects in the SMC.

The present paper reports on the mining of the EROS 2 (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) database in a search for RCB candidates in the SMC. Results of this study are available at the URL <http://eros.in2p3.fr/Variables/RCB/RCB-SMC.html>.

## 2. Observational data

The EROS 2 project made use of a 1-m telescope located at La Silla Observatory, Chile, to extensively search for the baryonic dark matter of the Galactic halo. The method was based on the microlensing effect as described by Afonso et al. (2003), Dérue et al. (2001), Lasserre et al. (2000), and Palanque-DeLabrouille et al. (1998). The observations were performed between July 1996 and February 2003 with two wide field cameras ( $0.7^\circ$  in right ascension  $\times 1.4^\circ$  in declination) behind a dichroic cube splitting the light beam into two broad passbands. The so-called "blue" channel (420–720 nm, hereafter magnitudes  $V_E$ ) overlapped the  $V$  and  $R$  standard bands while the "red" one (620–920 nm, hereafter magnitudes  $R_E$ ) roughly matched the  $I$  standard band. Each camera was a mosaic of eight  $2048 \times 2048$  CCDs with a pixel size of  $0.6''$  on the sky.

For the observations, the SMC was separated into ten fields, each of them having a surface of  $\sim 1 \text{ deg}^2$ . These fields were called sm001 to sm010 and labelling of the stars was identical to that done by Dérue et al. (2002). The photometry of individual images and the reconstruction of the light curves were processed using the Peida package which has been specifically developed for the EROS experiment (Ansari 1996). An estimation of the photometric accuracy is discussed by Dérue et al. (2002). Recently all available SMC data were used to recompute the entire sample of light curves. Over 5.6 million sources were detected on our template images. These images are constructed by co-adding the 15 best seeing images of each field obtained between January 1997 and May 2001. Once artifacts and the faintest objects were eliminated, we analysed more than 4.2 million light curves. Stars were imaged on 650 epochs for outer fields and 950 epochs for inner fields.

## 3. Mining the EROS database

As stated by Clayton (1996) RCB light curves in the optical exhibit the following properties: initial decline of 3 to 6 mag in about 50–100 days (at irregular intervals); fast or slow recoveries and/or multiple declines follow; final recovery may be slow. Guided by these properties, we defined criteria to search for a few RCB candidates among millions of objects. First we extracted the most variable stars by correlating light curves taken through the "red" channel and the "blue" channel: objects with a correlation coefficient greater than 0.5 were kept (about 5% of the stars). After this step a medium flux was calculated in each colour as  $F_{\text{med}} = 1/2 \times (F_{\text{max}} + F_{\text{min}})$  where  $F_{\text{max}}$  and  $F_{\text{min}}$  are the maximum and minimum fluxes, respectively. The quantities  $F_{\text{max}}$  and  $F_{\text{min}}$  were determined as the averages of 10 points at maximum and at minimum, respectively, chosen after elimination of the 5 most extreme points in both maximum and minimum domains. The number of times a light curve crosses  $F_{\text{med}}$  by at least 3 consecutive points in either "red" or "blue" colour was used to select stars for which this quantity was lower than 12. Remaining objects were then kept if  $2.5 \times \log_{10}(F_{\text{max}}/F_{\text{min}}) > 2.0$  mag in either "red" or "blue" colour. This yielded a sample of 429 stars which were visually inspected to eliminate Miras or nova-like light curves and photometric artifacts, while still retaining stars for which a rapid decrease (or increase) of luminosity is observed.

## 4. Detection efficiency

There was until now no confirmed RCB star in the SMC. We have thus estimated our RCB detection efficiency by applying the cuts described in the previous section to the 17 known LMC RCB stars, as listed in Table 1 of Alcock et al. (2001). One of these 17 stars (HV 12842) is outside our fields and is not considered further. Using the light curves measured by Alcock et al. (2001) between mid-1992 and the end of 1999, we find that 14 stars out of 16 satisfy our selection criteria. Among the 2 rejected stars, one is a DY Per.

In addition, we have searched our LMC database for these 16 stars light curves and we have checked whether they satisfy the selection criteria, based on EROS 2 data alone (July 1996 to February 2003). Seven of them are selected, none of them being a DY Per. None of the remaining 9 stars from Alcock et al. (2001) showed large enough variations satisfying our selection criteria during the EROS 2 observing period. This allows a rough estimate of the probability to detect an RCB candidate with about 450 photometric measurements over 6.5 years at about 50%. (This number should be typical for the LMC; in the SMC, where we have 650 to 950 epochs, our detection efficiency might be higher.) We intend to report on these LMC stars in a future publication.

## 5. The EROS2 SMC RCB candidates

After the visual inspection of the 429 selected light curves, five objects remain which are listed in Table 1. Four of these candidates were retrieved in the Simbad database. The abbreviation [MH95] in Table 1 refers to the spectroscopic survey

**Table 1.** Coordinates of the EROS 2 SMC RCB candidates.

Simbad identifier	EROS2-RCB identifier	J2000 coordinates
RAW 21	J003747-733902(sm0102i20592b)	00:37:47.07 – 73:39:02.1
RAW 233	J004407-724416(sm0077k11497b) <sup>a</sup>	00:44:07.45 – 72:44:16.3
RAW 476	J004822-734104(sm0014k11612b)	00:48:22.87 – 73:41:04.7
[MH95] 431	J004014-741121(sm0106m19412b)	00:40:14.65 – 74:11:21.2
<i>n/u</i>	J005718-724235(sm0067m28134b) <sup>b</sup>	00:57:18.12 – 72:42:35.3

<sup>a</sup> MACHO identifier: 208.15571.60.

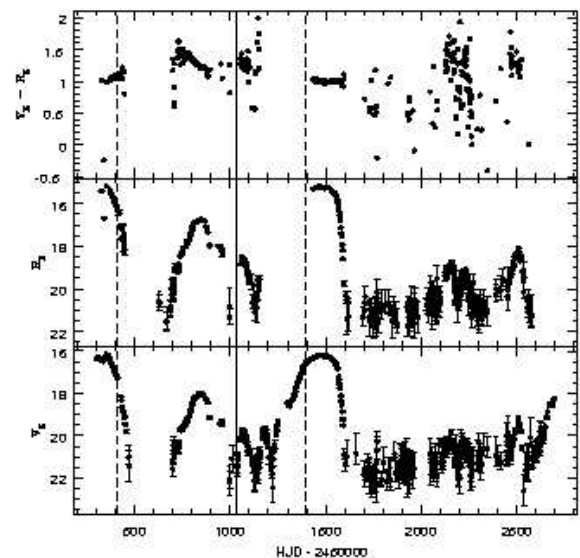
<sup>b</sup> MACHO identifier: 207.16426.1662; hereafter identified as sm0067m28134b.

of 1185 carbon stars in the SMC by Morgan & Hatzidimitriou (1995). The J2000 coordinates of the objects are those measured on the EROS 2 template images with an average accuracy of 1".

Figures 1 to 5 display the light curves of the RCB candidates in both  $V_E$  and  $R_E$  colours together with the temporal evolution of the colour index  $V_E - R_E$ . Also indicated by vertical lines are the epochs of 2MASS and (mostly unpublished) DENIS observations. Data for RAW 233 and sm0067m28134b are available from the Lightcurve Retrieval on the MACHO webserver<sup>1</sup> for the coordinates given in Table 1. Some CCDs of the EROS "red" camera had technical problems from time to time. This is the reason for the wide gaps in the  $R_E$  data, which unfortunately coincide for some objects with interesting magnitude changes detected with the "blue" camera. However it remains clear that for all objects the light and colour variations are large and erratic. For the sake of clarity, error bars have been omitted on the colour index in Figs. 1 to 5, and points for which the error on either  $V_E$  or  $R_E$  is greater than 1 mag have been removed.

Figure 6 shows the colour–magnitude excursion of each object. The solid lines indicate the direction of a reddening vector corresponding to a standard extinction, which is probably a rough approximation for a carbon-rich atmosphere. For the EROS passbands it is determined according to Eqs. (1) and (3) of Cardelli et al. (1989) with effective wavelengths equal to 0.626  $\mu\text{m}$  and 0.788  $\mu\text{m}$  for  $V_E$  and  $R_E$ , respectively. The quantities  $A_V$  and  $E(B - V)$  for the SMC are taken from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).

Figure 7 shows the positions of the RCB candidates in a near infrared two-colour diagram constructed with the 2MASS data obtained through VizieR for the carbon stars of the catalog by Morgan & Hatzidimitriou (1995). The solid line corresponds to a model by Westerlund et al. (1991) giving the colour of the SMC carbon stars. It should be noticed that the colours of RAW 476, sm0067m28134b and RAW 21 seem to be linearly correlated as are the LMC RCBs of Alcock et al. (2001). The locations of these stars are also compared to the locus of a combination of two blackbodies, e.g. a 5500 K star and a 1000 K dust shell in various proportions ranging from all star (lower end of the dashed line) to all shell (upper end of the dashed line), as proposed by Feast (1997).



**Fig. 1.** EROS light curves of RAW 21. The vertical solid line indicates the epoch of the 2MASS observation while dashed lines are DENIS observations.

### 5.1. RAW 21

From its carbon-rich spectra with strong  $C_2$  bands but very weak CN bands (Morgan et al. 2003), this star was proposed as the first RCB candidate ever detected in the SMC. But its variability data were too sparse until now to definitively conclude on its nature. Thanks to the EROS 2 light curve revealing huge brightness variations, we can claim that RAW 21 is indeed the first RCB discovered in the SMC.

Figure 6 shows that a standard extinction does not explain what is observed during the phases of luminosity changes. In addition, a drastic change in  $J$  and  $K$  magnitudes is observed when comparing the values from 2MASS and DENIS given in Table 2. This reflects the different epochs of the 2MASS and DENIS observations. The optical EROS 2 data collected at these epochs also reveal that RAW 21 was brighter when observed by DENIS. Furthermore, Morgan et al. (2003) assumed that this RCB was much fainter in June 2000 than in January 2000 since they failed to collect a spectrum in June. EROS 2 data also confirm such a variation.

<sup>1</sup> <http://store.anu.edu.au:3001/cgi-bin/lc.pl>

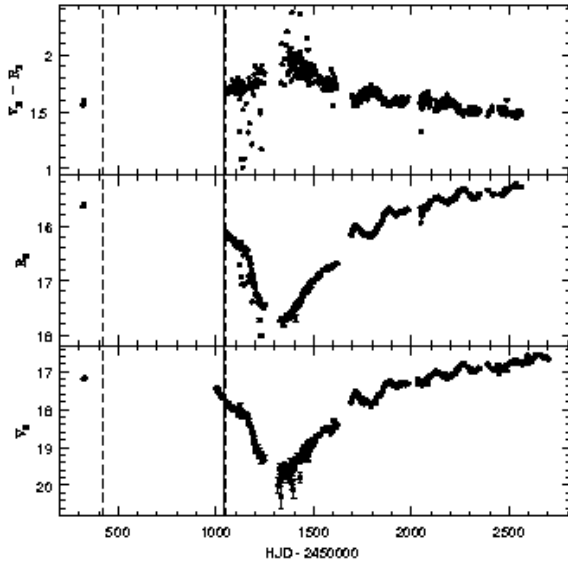


Fig. 2. EROS light curves of RAW 233. The vertical solid line indicates the epoch of the 2MASS observation while dashed lines are DENIS observations.

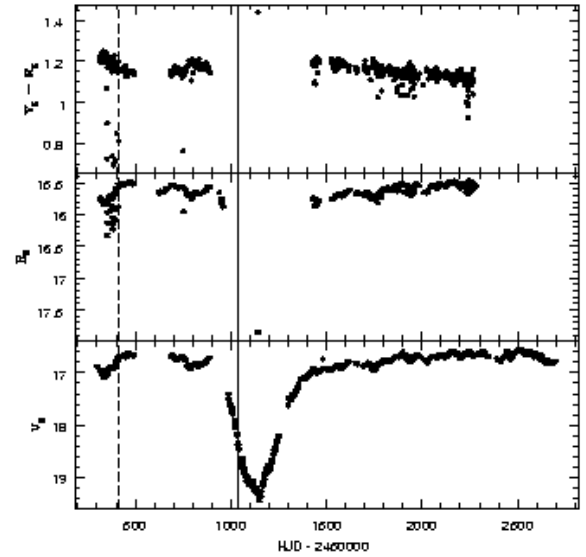


Fig. 4. EROS light curves of [MH95] 431. The vertical solid line indicates the epoch of the 2MASS observation while the dashed line is the DENIS observation.

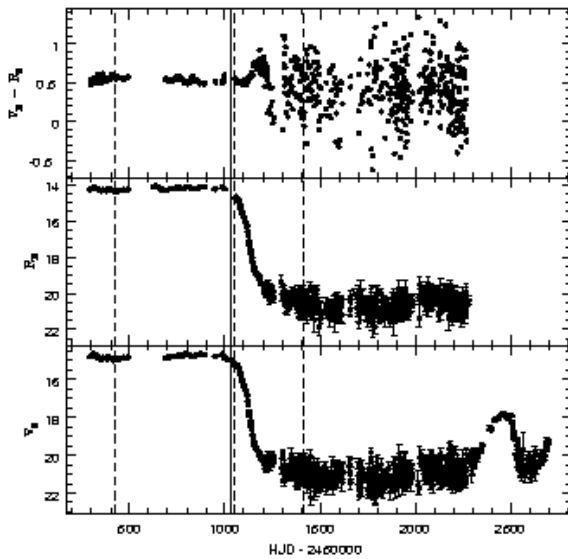


Fig. 3. EROS light curves of RAW 476. The vertical solid line indicates the epoch of the 2MASS observation while dashed lines are DENIS observations.

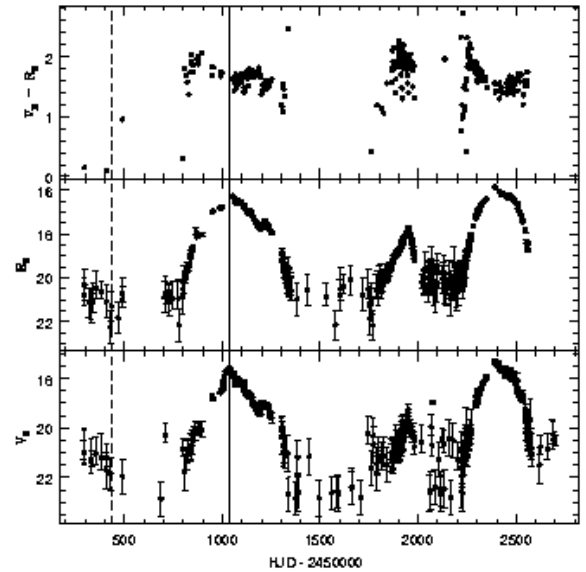


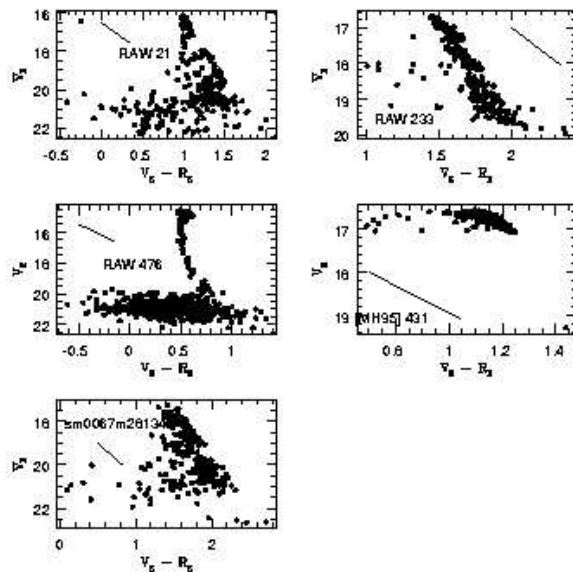
Fig. 5. EROS light curves of sm0067m28134b. The vertical solid line indicates the epoch of the 2MASS observation while the dashed line is the DENIS observation.

Finally, the temporal evolution of  $J - K$  suggests that this object has experienced a major episode of local extinction which is also observed in the optical domain as shown in Fig. 1. This is consistent with the classical interpretation for the RCB brightness declines assuming that they are caused by successive obscurations by dust clouds.

## 5.2. RAW 233

The EROS 2 lightcurve shown in Fig. 2 is a very good example of RCB brightness variations with (i) a large decline of about 2–3 mag, (ii) a larger decline at shorter wavelengths compatible with dust obscuration, and (iii) regular or semi-regular pulsations around maximum light with amplitudes of a few tenths of magnitude and pseudo-periods of a few tens of days. The MACHO light curves collected between JD  $\sim$  2 448 800 and JD  $\sim$  2 451 400 exhibit an earlier episode of





**Fig. 6.** Colour–magnitude diagram of the RCB candidates. The solid lines give the direction of the reddening vectors whose determination is discussed in the text.

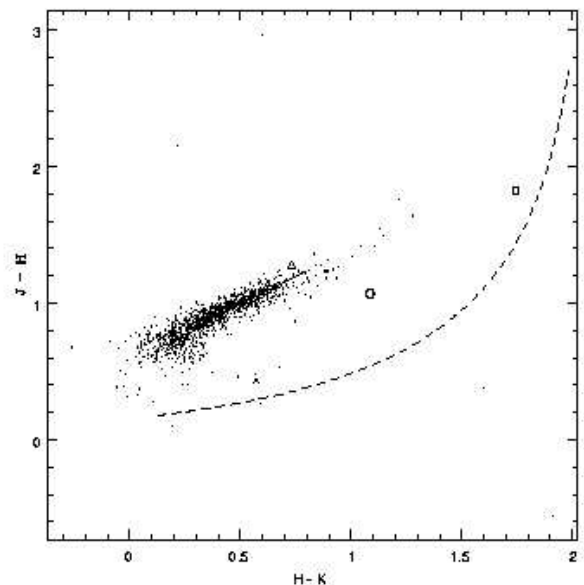
slow magnitude decrease and increase with superimposed similar low amplitude variations as those observed in Fig. 2.

The colour diagram in Fig. 6 for this star shows a decrease which is steeper than the extinction vector. The almost symmetrical brightness decrease and increase and the position of this object in Fig. 7 are comparable with that of DY Per stars (cooler and fainter Galactic RCB with slower symmetrical declines) indicated by Alcock et al. (2001) and close to the line giving the colour of the SMC carbon stars by Westerlund et al. (1991).

From our photometric data and its already known carbon-rich nature, we therefore propose that RAW 233 is the first RCB of the DY Per-type detected in the SMC. Its cooler effective temperature must be confirmed spectroscopically.

### 5.3. RAW 476

The evolution of this carbon-rich object in Fig. 3 is the most spectacular with a decline of almost 7 mag after a long episode of relative stability. We also point out that very low-amplitude pulsations are detected at maximum light and the decline is deeper at shorter wavelengths. The extinction in  $V_E$  in Fig. 6 is practically colour-independent. The Combined General Catalog of Variable Stars (Kholopov et al. 1998) reports for this object a magnitude at maximum brightness of 15.4 and an irregular type of variability. Its RCB nature might thus be definitively established if this star has recovered to this maximum brightness after the EROS 2 observations and if its spectrum exhibits strong  $C_2$  and weak CN bands.



**Fig. 7.**  $J - H$  versus  $H - K$  two-colour diagram. Solid dots: 2MASS data collected through VizieR for the 1185 carbon stars of the catalog by Morgan & Hatzidimitriou (1995); open square: RAW 21; open triangle: RAW 233; cross: RAW 476; filled square: [MH95] 431; open circle: sm0067m28134b. The solid line represents the colours of SMC carbon stars as parameterised by Westerlund et al. (1991). The dashed line is the locus of a combination of 5500 K (the “star”) and 1000 K (the “shell”) blackbodies in various proportions ranging from all “star” (lower end) to all “shell” (upper end), as calculated by Feast (1997).

### 5.4. [MH95] 431

The carbon star [MH95] 431 is another very good RCB candidate. It exhibits in Fig. 4 low amplitude and colour-dependent magnitude changes at maximum light and a huge decline in  $V_E$ . However, the lack of data in  $R_E$  during the main decline rules out any definitive conclusion on a reddening at this epoch. Notice however that the points at JD  $\sim 2451130$  are real and are compatible with the dust obscuration scenario. Here again low amplitude variations are observed and the two-colour diagram of Fig. 7 shows an almost perfect agreement with the colour of SMC carbon stars of Westerlund et al. (1991). Again, this object is located in the same region of the diagram as the DY Per stars of Alcock et al. (2001). Its almost symmetrical decline is indeed compatible with a possible DY Per nature; its cooler temperature should be checked spectroscopically.

### 5.5. sm0067m28134b

This star is the only one which is not included in a published catalog of carbon stars. This could be explained by the fact that it is very faint on the EROS template image as can be seen on the finding chart of Fig. 8. On the other hand there is at this location a quite bright 2MASS source (see Table 2). In the same way the GSC 2.2 catalog available through VizieR yields a source with a F photographic magnitude of 17.04 while visible magnitudes are not determined. This strongly suggests the

250

P. Tisserand et al.: R Cor Bor candidates in the SMC

**Table 2.** 2MASS and unpublished DENIS infrared data for the EROS 2 SMC RCB candidates.

Identifier	JD Epoch	$J_{2MASS}$	$H_{2MASS}$	$K_{2MASS}$	$J_{DENIS}$	$H_{DENIS}$	$K_{DENIS}$
RAW 21	2451 033.9	17.06	15.23	13.49			
	2450 412.6				15.72	14.65	12.43
	2451 394.9				14.89	13.66	11.87
RAW 233	2451 034.7	13.31	12.03	11.30			
	2450 040.6				15.29	13.43	11.30
	2450 418.6				14.91	13.13	11.05
	2451 048.8				15.40	13.37	11.27
RAW 476	2451 034.7	13.12	12.69	12.11			
	2450 418.6				13.70	13.11	11.98
	2451 035.9				13.76	13.11	12.02
	2451 050.8				13.99	13.32	12.15
	2451 416.8				nd	nd	13.16
[MH95] 431	2451 033.9	14.63	13.54	12.95			
	2450 413.6				14.73	13.33	12.06
	2450 414.6				14.82	13.30	11.78
sm0067m28134b	2451 034.8	13.88	12.81	11.73			
	2450 432.6				nd	nd	13.71

nd = not detected.

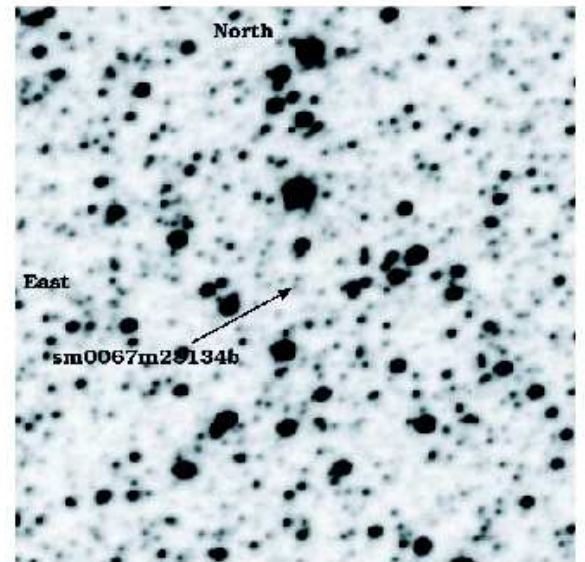
presence of a star embedded in a screening dust shell and visible at irregular intervals. The MACHO light curve is available in one colour only: it displays an earlier and even larger variation of about 6 mag between the epochs JD  $\sim$  2449300 and JD  $\sim$  2450000. If its RCB nature is confirmed spectroscopically, this object has undergone a large number of obscurations by dust clouds revealing an interesting phase of dust ejections.

### 5.6. Comparison with LMC objects

The steepest luminosity decrease observed for our 5 candidates are of order 0.01 mag/day for the 2 possible DY Per, and 0.06–0.12 mag/day for the other three; these values are very similar to those given by Alcock et al. (2001).

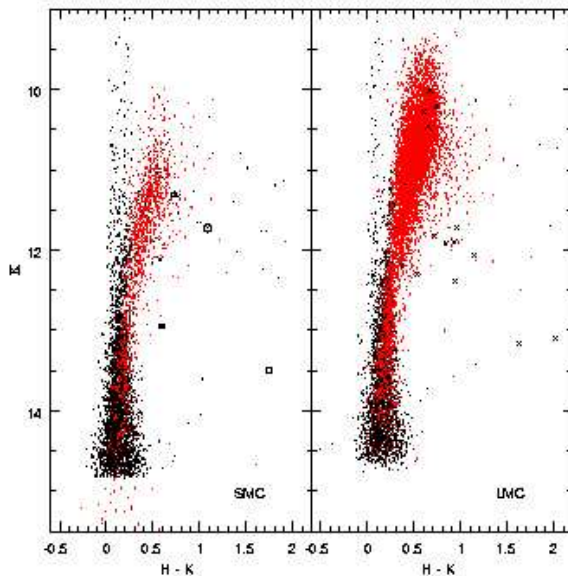
Figure 9 shows the 2MASS  $K$  versus  $H - K$  colour-magnitude diagram of our RCB candidates (left panel) compared to the RCB stars found in the LMC (right panel). For 3 LMC objects out of 17, no obvious 2MASS counterpart was found and they are omitted in the figure. The solid black dots are stars chosen as follows: for each RCB candidate a query was made on the 2MASS catalog through Vizier, to extract 1000 sources within a radius of  $10'$  around the object and with a  $JHK$  photometric quality flag equal to AAA. Finally, the red dots represent either the catalog of Morgan & Hatzidimitriou (1995) (for SMC) or that of Kontizas et al. (2001) (for LMC).

From this figure, it appears that both the SMC & LMC carbon star populations show similar patterns and that our SMC RCB candidates are located in similar regions



**Fig. 8.** Finding chart of sm0067m28134b which is indicated by the arrow. The size of the frame is  $168'' \times 168''$ . North is up, East is left.

with respect to these carbon stars. Notice that the four LMC DY Per stars proposed by Alcock et al. (2001) are well separated from the other objects (four upper crosses in the right panel of Fig. 9) while no such difference is seen on the SMC part of the figure. This indicates that the DY Per-like position of RAW 233 and [MH95] 431 in Fig. 7 is not confirmed



**Fig. 9.**  $K$  versus  $H - K$  colour-magnitude diagram. *Left panel:* SMC; the symbols for our 5 RCB candidates are the same as in Fig. 7; black solid dots are discussed in the text; red solid dots are the carbon stars of the catalog by Morgan & Hatzidimitriou (1995). *Right panel:* LMC; crosses represent RCB stars given by Alcock et al. (2001) in their Table 1 for which 2MASS data exist; black solid dots are discussed in the text; red solid dots are 7609 carbon stars extracted from the catalog of Kontizas et al. (2001).

in Fig. 9. Clearly spectroscopic measurements are necessary to disentangle this question.

Finally, we have estimated the absolute visual magnitude at maximum light ( $M_V$  in the Johnson system) of the RCB candidates in the SMC. They are presented in Table 3 together with their colour at maximum light. For that purpose, we assumed a distance modulus of 18.9 (Hacías et al. 2003) and  $A_V = 0.123$  (NED), constant over the whole SMC field covered by EROS 2. We neglected the circumstellar extinction around each RCB. The standard  $V$  and  $I$  magnitudes are estimated within a 10% accuracy for each field and CCD by matching the EROS catalogue of stars with those from DENIS and OGLE<sup>2</sup> (Udalski et al. 1998).

It should be noted that, for the first four stars in Table 3, we are confident that the quoted magnitudes and colours correspond to the maximum luminosity. For sm0067m28134b in contrast, we have evidence from the MACHO data that the maximum luminosity in Fig. 5 is about 2 mag fainter than the actual maximum.

RAW 21 and RAW 476 have absolute luminosities compatible with the faintest ( $M_V \sim -2.5$ ) and the brightest ( $M_V \sim -5$ ) RCB of the LMC respectively. It can also be seen that the faintest RCB candidates are the reddest as already noticed for LMC RCB (see Alcock et al. 2001). The two DY Per candidates of the SMC (RAW 233 and [MH95] 431) are the coolest SMC candidates and have an absolute luminosity slightly

**Table 3.** Estimated absolute luminosity and colour at maximum light of the RCB candidates in the SMC.

RCB candidate	$M_V$	$(V - I)$
RAW 21	-2.5	1.9
RAW 233	-2.1	2.1
RAW 476	-4.5	1.0
[MH95] 431	-2.1	2.0
sm0067m28134b	-1.3	2.4

fainter than, but still compatible with, that of LMC DY Per stars ( $M_V \sim -2.5$ ). Finally, conclusions on sm0067m28134b are more uncertain as EROS 2 did not observe this star at maximum light, while MACHO likely observed it but only in one passband.

To summarize, we find that all the RCB candidates in the SMC follow the classical relationship between absolute magnitude and effective temperature for the RCB variables and have absolute luminosities close to those found in the LMC.

## 6. Summary

A search has been performed for RCB candidates in the SMC among 4.2 millions light curves of the EROS 2 database. After applying various filters described in Sect. 3, five objects have been identified as possible stars undergoing the RCB phase of evolution (large declines, infrared excess at minimum light and semi-regular variations at maximum). Four of them being previously known as carbon stars, their RCB nature is reinforced.

One of them, RAW 21, being already known as exhibiting strong  $C_2$  bands but very weak CN-bands, is therefore the first confirmed RCB found in the SMC with an absolute luminosity close to that of the faintest known RCB in the LMC. On the other hand, RAW 476 is almost as bright as the brightest known RCB.

From their position in the  $J - H$  versus  $H - K$  two-colour diagram, their absolute luminosity and their symmetrical decline in the lightcurve, the RCB type of the stars RAW 233 and [MH95] 431 is possibly DY Per-like although no such evidence appears on the  $K$  versus  $H - K$  colour-magnitude diagram.

With the data for RAW 21, RAW 476 and sm0067m28134b, a linear correlation is observed in the  $J - H$  versus  $H - K$  two-colour diagram. The SMC candidates have similar infrared colours with respect to carbon stars as do LMC stars.

Little can be said about the abundance of RCB stars with only five candidates. Based on their study of galactic RCB stars, Alcock et al. (2001) suggested that only  $\sim 10^{-6}$  of all stars are RCB stars. We find that in the SMC,  $0.7 - 1.7 \times 10^{-6}$  ( $1\sigma$ ) of all stars display photometric features characteristic of RCB stars over the course of 6.5 years. (Taking into account our estimated detection efficiency, the actual fraction of RCB stars may be up to twice higher.) Thus, there is no significant detection of any environmental, historical, or metallicity dependence on the fraction of RCB stars.

<sup>2</sup> Available at the URL

[http://sirius.astrouw.edu.pl/~ogle/ogle2/smc\\_maps.html](http://sirius.astrouw.edu.pl/~ogle/ogle2/smc_maps.html)

Finally, we suggest that spectroscopic studies checking the relative strength of the  $C_2$  and CN bands be carried out to definitively confirm the RCB nature of RAW 233, RAW 476, [MH95] 431 and sm0067m28134b.

*Acknowledgements.* We thank the anonymous referee for his/her useful comments. This research has made use of VizieR and the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. The unpublished DENIS data have been kindly provided by Gary Mamon. The DENIS project has been partly funded by the SCIENCE and the HCM plans of the European Commission under grants CT920791 and CT940627. It is supported by INSU, MEN and CNRS in France, by the State of Baden-Württemberg in Germany, by DGICYT in Spain, by CNR in Italy, by FFwFBWF in Austria, by FAPESP in Brazil, by OTKA grants F-4239 and F-013990 in Hungary, and by the ESO C&EE grant A-04-046.

## References

- Afonso, C., Albert, J. N., Alard, C., et al. 2003, *A&A*, 404, 145  
 Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., et al. 1996, *Apl*, 470, 583  
 Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., et al. 2001, *Apl*, 554, 298  
 Ansari, R. 1996, *Vis. Astron.*, 40, 519  
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *Apl*, 345, 245  
 Clayton, G. C. 1996, *PASP*, 108, 225  
 Derue, F., Afonso, C., Alard, C., et al. 2001, *A&A*, 373, 126  
 Derue, F., Marquette, J.-B., Lupone, S., et al. 2002, *A&A*, 389, 149  
 Feast, M. W. 1997, *MNRAS*, 285, 339  
 Hatties, T. J., Hilditch, R. W., & Howarth, I. D. 2003, *MNRAS*, 339, 157  
 Kholopov, P. N., Samus, N. N., Frolov, M. S., et al. 1998, in *Combined general catalogue of variable stars*, 4.1 ed, II/214A, available through VizieR  
 Kontizas, E., Dapergolas, A., Morgan, D. H., & Kontizas, M. 2001, *A&A*, 369, 932  
 Lasserre, T., Afonso, C., Albert, J. N., et al. 2000, *A&A*, 355, L39  
 Morgan, D. H., & Hatzidimitriou, D. 1995, *A&AS*, 113, 539  
 Morgan, D. H., Hatzidimitriou, D., Cannon, R. D., & Croke, B. F. W. 2003, *MNRAS*, 344, 325  
 Palanque-Delabrouille, N., Afonso, C., Albert, J. N., et al. 1998, *A&A*, 332, 1  
 Rebeirot, E., Azzopardi, M., & Westerlund, B. E. 1993, *A&AS*, 97, 603  
 Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., et al. 1998, *Acta Astron.*, 48, 147  
 Westerlund, B. E., Azzopardi, M., Rebeirot, E., & Breysacher, J. 1991, *A&AS*, 91, 425

## A.4 Conclusion

Une recherche a été menée pour retrouver la trace d'étoiles rares de type R Coronae Borealis, qui possèdent une courbe de lumière typique, dans les données prises par l'expérience EROS2 en direction du petit Nuage de Magellan. En analysant les courbes de lumière de 4.2 millions d'objets, 5 d'entre eux montrent des variations de luminosité caractéristiques (chute soudaine de luminosité, jusqu'à 8 magnitude en 100 jours). Ces étoiles sont de très bons candidats pour appartenir à la famille des R Coronae Borealis : RAW21, avec un spectre montrant des raies importantes dues à la molécule  $C_2$  et une faible signature de CN (voir [90, Morgan et al., 2003]), est même maintenant la première étoile confirmée de type RCB dans le petit Nuage de Magellan.

Cette recherche a une importance toute particulière car la magnitude absolue de ce type d'étoile est mal connue : il est donc très utile de les répertorier dans des galaxies extérieures comme les Nuages de Magellan. Une recherche a aussi été réalisée dans les données prises en direction du Grand Nuage et 7 nouveaux objets ont été trouvés comme de nouveaux candidats RCB, ils se rajoutent aux 17 déjà connus dans cette direction. Ils seront prochainement la source d'une nouvelle publication comportant une étude de leur spectre qui sont en cours de réduction.



## Annexe B

# Les échos lumineux de la supernova SN1987a

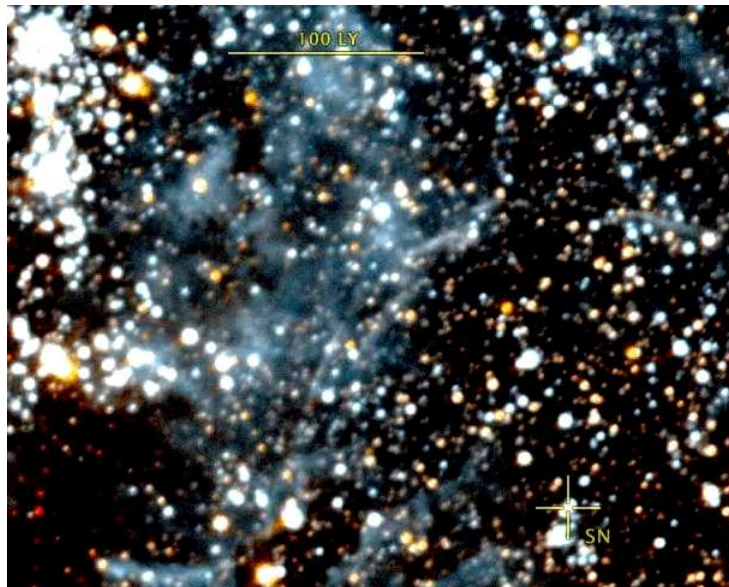


FIG. B.1 – Image, obtenue en combinant une dizaine d’images prises par EROS2 en septembre 2001 ( $R_{EROS}$  et  $B_{EROS}$ ), montrant les échos lumineux de la supernovae SN1987a. Les échos sont les arcs concentriques centrés sur la croix (position du résidu de la supernova). La barre représente une échelle de distance (100 année-lumière) au niveau du Grand Nuage de Magellan.

Lors de notre recherche d’effet de microlentilles gravitationnelles, il nous a été offert de redécouvrir un effet spectaculaire : les échos lumineux de la supernova SN1987a. En effet, ce phénomène est une source de bruit de fond inattendue pour notre recherche. On remarqua que, dans une zone du ciel pas plus grande qu’un quart de pleine lune, la luminosité de quelques étoiles variait quasiment simultanément. Cette étonnante variation avait lieu sur des arcs de même centre (voir fig B.1) dont la taille grandissait avec le temps à une vitesse supérieure à celle de la lumière. Tout prit un sens, lorsque l’on s’est aperçu que le centre de ces arcs était situé à l’endroit même où, une quinzaine d’années plus tôt, explosait la célèbre supernova SN1987a. Au travers de cet appendice, j’explique tout d’abord le principe de ces échos lumineux, suivi d’une description des bruits de fonds obtenus et enfin je discute du film, réalisé à cette occasion, qui permet de visualiser l’évolution dans le temps des arcs lumineux.

## B.1 Explication du phénomène d'échos lumineux

Cette section reprend largement un communiqué à but pédagogique diffusé sur le site web du DAPNIA<sup>1</sup>.

Cette appellation d'écho renvoie aux échos sonores : un son peut nous parvenir depuis sa source par un chemin direct, mais aussi par plusieurs chemins détournés, comme l'écho des montagnes. Si les échos sonores nous sont familiers, nous sommes moins habitués aux échos lumineux. À cause de la grande vitesse de la lumière, nous sommes incapables de voir la différence entre le moment où nous arrive la lumière d'un flash d'appareil photo et son reflet dans un miroir ! Mais quel est ce « flash » source des échos observés sur nos images ? Une chose est sûre, il doit être d'une intensité peu commune pour éclairer ainsi une zone de ciel aussi importante.

Une supernova, explosion brutale d'une étoile en fin de vie, peut justement produire un tel « flash ». Le 23 février 1987, date importante pour l'astronomie contemporaine, nous parvenait la lumière émise par la supernova SN1987a. Il s'agissait de la première explosion observable à l'oeil nu sur Terre depuis près de 4 siècles. SN1987a a explosé dans le Grand Nuage de Magellan, une galaxie naine satellite de la nôtre et suffisamment proche pour que la supernova soit visible durant plusieurs semaines à l'oeil nu. Le flash lumineux de cette explosion a mis environ 160 000 ans pour nous parvenir, une durée qui correspond à la distance du Grand Nuage, 160 000 années-lumière (~ 55 kpc).

$$\text{Coordonnées du résidu de SN1987a} : \begin{cases} \alpha_{2000} = 05 : 35 : 28.26 \\ \delta_{2000} = -69 : 16 : 13.0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

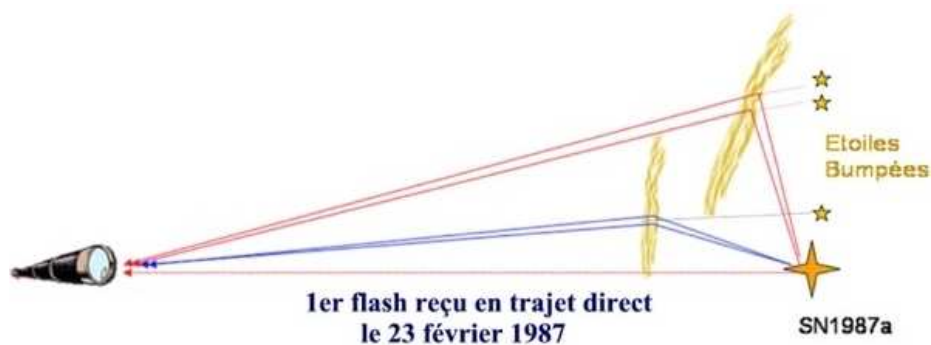


FIG. B.2 – Schéma représentant le principe des échos lumineux. Dans notre cas, deux anneaux concentriques sont observables simultanément. Ils sont dus à deux nuages de poussière distincts (en jaune) diffusant la lumière émise par la supernova SN1987a dans toutes les directions. La lumière observée en provenance de ces anneaux correspond à des trajets en ligne brisée. Les étoiles dites “bumpées” caractérisent les étoiles avec lesquelles il a été possible d’observer une variation de luminosité due au passage des échos lumineux. Ce sont des bruits de fonds dans notre recherche de microlentilles (voir la prochaine section).

Avec nos images, nous pouvons observer simultanément deux anneaux concentriques distincts (voir fig. B.3), signature de deux échos lumineux. La lumière qui en provient a suivi un trajet plus long. Elle est partie dans des directions différentes jusqu’à rencontrer deux nuages de gaz et de poussières

<sup>1</sup>[http://www-dapnia.cea.fr/Phoce/Vie\\_des\\_labos/Ast/ast\\_fm.php?id\\_ast=220](http://www-dapnia.cea.fr/Phoce/Vie_des_labos/Ast/ast_fm.php?id_ast=220)



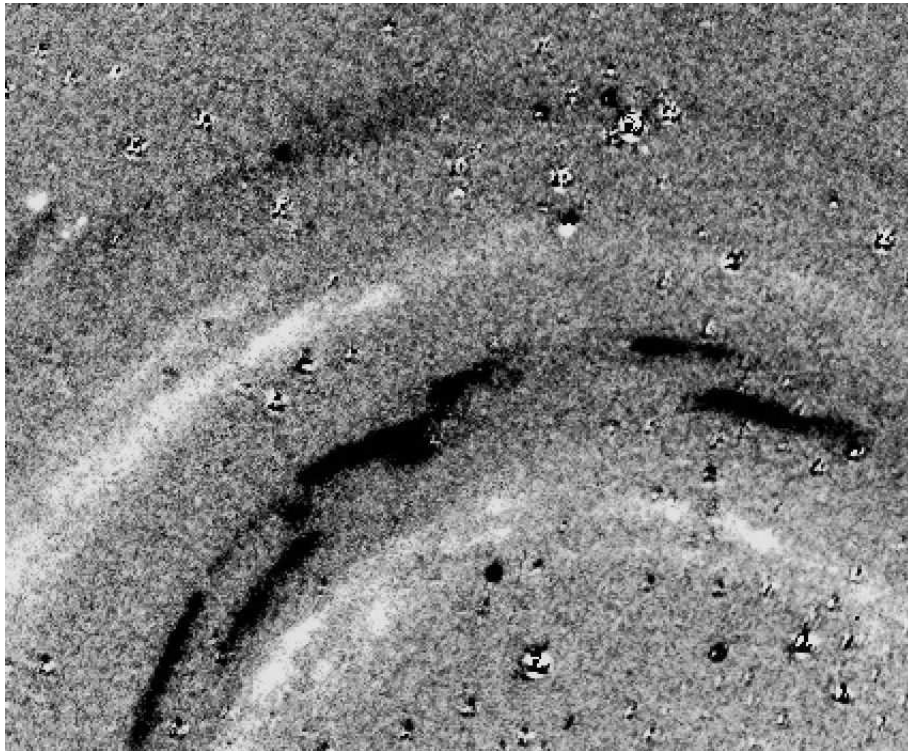


FIG. B.3 – Image obtenue en soustrayant 2 clichés pris à 5 ans d'intervalle. Deux anneaux brillants et deux anneaux sombres apparaissent. Ces derniers représentent la trace laissée par les échos lumineux observables à la date du 16 mars 2002, tandis que les premiers (les brillants) sont dus aux échos observables au début de l'expérience EROS2, le 9 février 1997. Cette image montre l'évolution des échos lumineux de la supernova SN1987a, dus à deux nuages de poussière situés respectivement à environ 300 et 1100 années-lumière de la supernovae, entre le début et la fin de l'expérience EROS2. La largeur des échos lumineux s'explique par l'épaisseur des nuages et par la durée d'explosion de la supernova ( la durée du pic de luminosité, soit environ une centaine de jours).

qui l'ont diffusée à leur tour. Elle n'a donc pas voyagé selon une simple ligne droite : cela explique le retard de quelques années avec lequel la lumière nous est parvenu. Le schéma de la figure B.2 permet d'expliquer simplement le processus.

On pourrait être surpris de constater que le diamètre de ces anneaux semble grandir à raison de plusieurs années-lumière par an ! Cela paraît impossible car on sait, grâce aux travaux d'Einstein, que rien ne peut aller plus vite que la lumière dans le vide. En fait, la vitesse de ces anneaux « immatériels » n'est qu'apparente : le déplacement des échos lumineux n'est pas un déplacement de matière. Il ne s'agit que de plusieurs faisceaux lumineux différents qui ont suivi des routes distinctes, même si leur source est commune. La mesure de la position de l'anneau lumineux par rapport à la supernova, ainsi que celle du retard, permettent de savoir où se trouvent les nuages diffuseurs ; il y en a principalement deux, l'un à 300 années-lumière en avant de la supernova, l'autre à 1100 années-lumière. Ils sont tous deux situés dans le Grand Nuage de Magellan, bien plus près de la supernova que de nous.

A un instant donné, les échos lumineux observables sont tous situés sur un parabolôïde (parabole

de révolution, vision 3D) centrée sur SN1987a. Les anneaux les plus éloignés sont ainsi dus à la diffusion par des nuages de poussière se trouvant le plus en avant de la supernova. La géométrie qui gouverne ce processus est le suivant :

$$z = \frac{D^2}{2ct} \alpha^2 - \frac{ct}{2} \quad (\text{B.2})$$

où  $z$  est la distance entre les poussières et la source lumineuse (SN1987a),  $t$  le temps écoulé depuis le pic de luminosité de celle-ci,  $\alpha$  la distance angulaire entre l'écho lumineux et SN1987a,  $c$  la célérité de la lumière et  $D$  la distance entre la Terre et SN1987a (le Grand Nuage de Magellan).

Il est à noter que la largeur observée pour un écho lumineux donné s'explique par l'épaisseur des nuages et par la durée d'explosion de la supernova (la durée du pic de luminosité, soit environ une centaine de jours).

## B.2 Exemple de bruits de fond obtenus

En passant sur la ligne de visée d'étoiles appartenant au Grand Nuage de Magellan (voir fig.B.2), les échos lumineux ont occasionné une variation de luminosité dans les courbes de lumières de celles-ci. Lors de notre recherche de phénomène de microlentille, une centaine d'étoiles comportaient cette variation (voir fig B.4) et ont ainsi passé nos critères de sélection. Elles sont positionnées le long des arcs de lumière observés. Une non prise en compte dans l'analyse de toutes les étoiles se trouvant dans une zone autour de la supernova a été nécessaire pour éliminer ces bruits de fond.

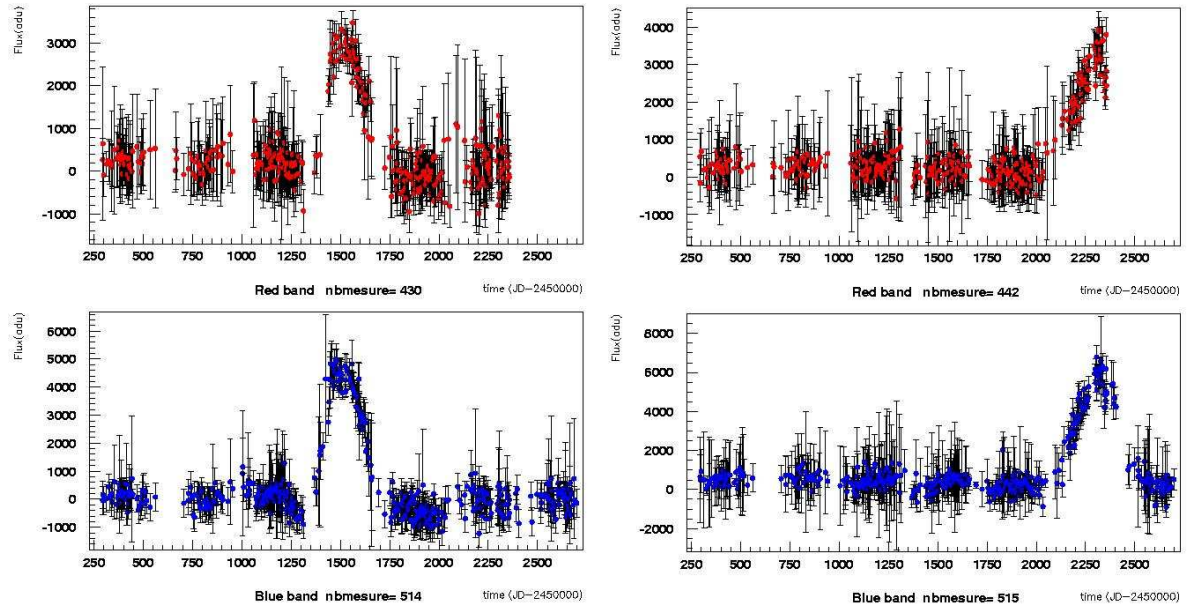


FIG. B.4 – Exemples de courbes de lumière d'étoiles situées non loin de la position de la supernova et possédant une variation de luminosité due au passage d'échos lumineux de SN1987a sur leur ligne de visée. La date du maximum de la variation est différente dans les deux cas : cela traduit l'évolution temporelle des arcs lumineux.

### B.3 Vision dynamique du phénomène, film

Une étude détaillée des échos de la supernova SN1987a a déjà été réalisée par [131, Xu et al., 1995] avec des images prises tous les 3 mois entre mars 1988 et mai 1993, laissant apparaître alors des régions se situant entre 310 et 3240 année-lumière en avant de la supernova. Ce phénomène permet d'éclairer progressivement tout l'environnement se trouvant autour de la supernova et ainsi de reconstruire une carte 3D de l'emplacement des nébulosités (SN1987a est située à proximité de la nébuleuse de la Tarentule). Aucune structure n'est apparue à moins de 30 années-lumière de la supernova. Des informations essentielles sur la densité et les caractéristiques des structures rencontrées peuvent alors être recueillies.

EROS2 a obtenu plusieurs centaines de clichés de ces échos lumineux, répartis assez régulièrement sur une longue période, de 1996 à 2003. Il a donc été possible de réaliser un film, reconstituant l'évolution des échos lumineux durant cette période. Celui-ci peut être téléchargé sur la page internet du fait marquant du CEA/DAPNIA créé pour cette occasion (le 23 juin 2004), qui au moment de l'écriture de ce manuscrit était la suivante : "[http://www-dapnia.cea.fr/Phoce/Vie\\_des\\_labos/Ast/ast\\_fm.php?id\\_ast=220](http://www-dapnia.cea.fr/Phoce/Vie_des_labos/Ast/ast_fm.php?id_ast=220)". Chaque image de ce film a été obtenue à partir de 10 images simples consécutives de bonne qualité, qui existent impérativement dans les bandes  $R_{EROS}$  et  $B_{EROS}$ . Après ré-alignement de celles-ci et ce pour chaque filtre, la moyenne du flux mesuré sur chaque pixel était alors calculée en ne prenant pas en compte les valeurs extrêmes (les 5 les plus éloignées de la valeur médiane). Le fond de ciel, qui avait été préalablement soustrait sur chaque image, a alors été rajouté sur l'image résultante avec une valeur artificielle de 1000 adu. Pour obtenir au final une image comportant des variations de couleur, le programme *STIFF*<sup>2</sup> a été utilisé : il a été nécessaire d'inventer une troisième image (vert), obtenue par interpolation linéaire des 2 autres (rouge et bleu).

Ce nouvel outil permet, à la manière d'un scanner, de repérer des inhomogénéités de brillance des échos lumineux. Un exemple étonnant apparaît en octobre 2001, il est décrit ci-dessous.

#### B.3.1 Exemple : globule de Bok

Une zone sur-brillante, par comparaison à tout autre arc observé, apparaît entre août 2000 et février 2001 (avec un maximum en octobre 2000) à la coordonnée suivante :

$$\text{Coordonnées centrales du globule de Bok} : \begin{cases} \alpha_{2000} = 05 : 35 : 56.4 \\ \delta_{2000} = -69 : 15 : 33 \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Cette grande structure d'environ 7.4 sec. d'arc de long (soit  $\sim 2$  parsecs au niveau du Grand Nuage de Magellan), s'est révélé être due, d'après les clichés pris par le HST et le satellite IRAS en Infrarouge (voir fig.B.5), à un globule de Bok, soit une zone de sur-densité de poussières (comme par exemple le célèbre "Sac de charbon" dans la direction du centre galactique), où des étoiles peuvent naître. Cette forte concentration de poussières a ainsi augmenté réciproquement la quantité de lumière diffusée en provenance de la supernova SN1987A.

<sup>2</sup>STIFF <http://terapix.iap.fr/cplt/oldSite/soft/stiff/>

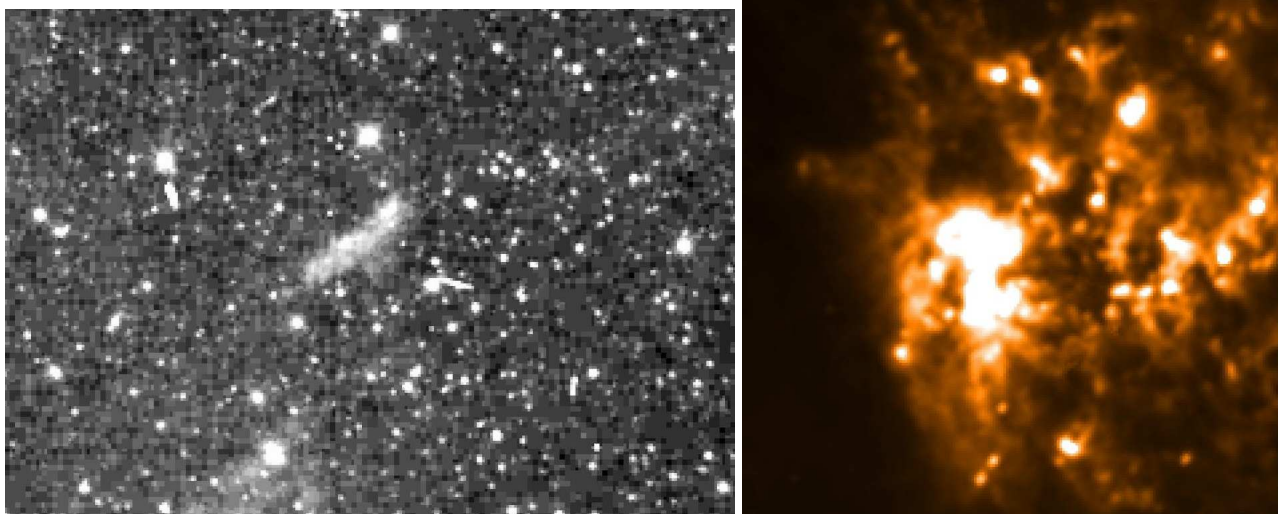
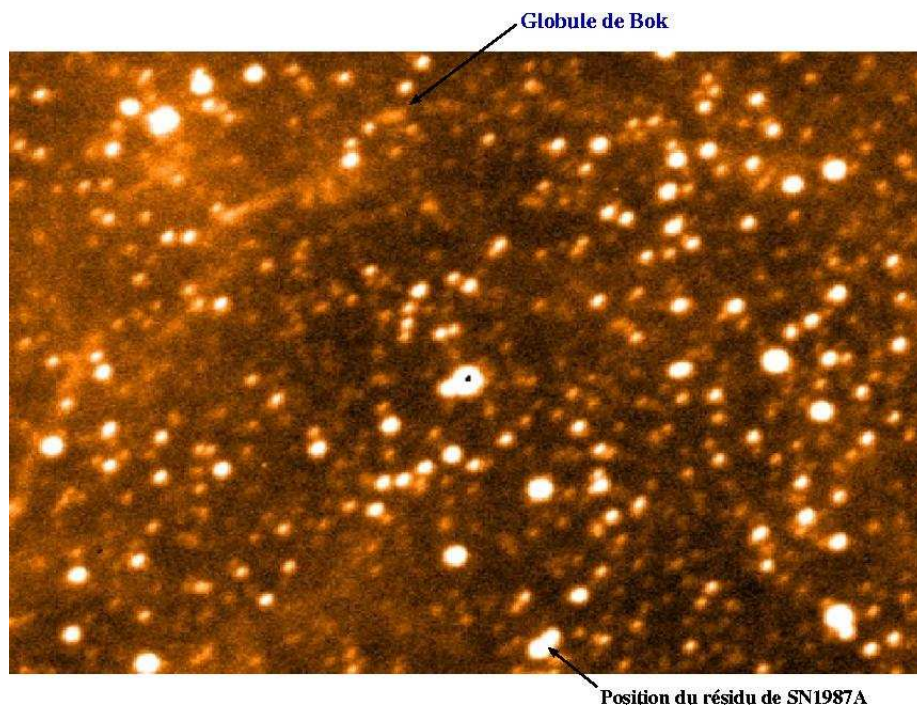


FIG. B.5 – *Globule de Bok*. En haut : image prise par EROS2 le 15 octobre 2000 (*lm00310tbraj1593.fits*) avec indication de la zone de sur-brillance et de la position du résidu de la supernova SN1987a ; En bas à gauche : image de la sur-brillance obtenue par le HST (le 8 mars 2001), des structures internes sont visibles ; En bas à droite : image obtenue avec le satellite IRAS en 1983 (à 100  $\mu\text{m}$ ) de la zone où se trouve la sur-brillance.

## B.4 Conclusion

L'explosion, le 23 février 1987, de la supernova SN1987a dans le Grand Nuage de Magellan permet, encore aujourd'hui, d'étudier les structures de poussières situées dans son environnement proche (à des centaines d'année-lumière). Cette carte 3D des nuages de poussière peut être obtenue grâce au phénomène d'échos lumineux.

Ces derniers, qui sont apparus comme une source de bruit de fond inattendue dans notre recherche d'effets de microlentilles gravitationnelles, ont été le sujet d'un film permettant de visualiser leur évolution. Il a alors été montré que ce nouvel outil peut être utilisé comme une sonde du milieu interstellaire pour repérer facilement des inhomogénéités de brillance des échos lumineux dues à des différences de densités ou de caractéristique des nuages de poussière. Ce travail pourrait être amélioré par une étude en photométrie différentielle de toute les images prises par l'expérience EROS2 (de juin 1996 à février 2003).



# Bibliographie

- [1] Becker A. et al. The supermacho microlensing survey. *Astroph*, 0409167, 2004.
- [2] C. Afonso, C. Alard, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, J. P. Beaulieu, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, J. C. Hamilton, D. Hardin, J. de Kat, A. Kim, T. Lasserre, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdereau, L. Prévot, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, S. Zylberajch, C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, K. H. Cook, A. J. Drake, K. C. Freeman, K. Griest, L. J. King, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, P. B. Stetson, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. Tomaney, T. Vandehei, S. H. Rhie, D. P. Bennett, P. C. Fragile, B. R. Johnson, J. Quinn, A. Udalski, M. Kubiak, M. Szymański, G. Pietrzyński, P. Woźniak, K. Zeburń, M. D. Albrow, J. A. R. Caldwell, D. L. DePoy, M. Dominik, B. S. Gaudi, J. Greenhill, K. Hill, S. Kane, R. Martin, J. Menzies, R. M. Naber, R. W. Pogge, K. R. Pollard, P. D. Sackett, K. C. Sahu, P. Vermaak, R. Watson, and A. Williams. Combined Analysis of the Binary Lens Caustic-crossing Event MACHO 98-SMC-1. *ApJ*, 532 :340–352, March 2000.
- [3] C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, G. Blanc, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, P. Fouqué, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, J. C. Hamilton, D. Hardin, J. de Kat, A. Kim, T. Lasserre, L. LeGuillou, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdereau, L. Prévot, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. Photometric constraints on microlens spectroscopy of EROS-BLG-2000-5. *AAP*, 378 :1014–1023, November 2001. (The EROS collaboration).
- [4] C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, G. Blanc, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, R. Ferlet, P. Fouqué, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, J. de Kat, T. Lasserre, L. Le Guillou, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdereau, L. Prévot, Y. R. Rahal, J. Rich, M. Spiro, P. Tisserand, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. *AAP*, 400 :951–956, March 2003. (The EROS collaboration).
- [5] Cristina Afonso. *Recherche de microlentilles gravitationnelles en direction du Centre Galactique dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université Paris 7, 2001.
- [6] Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen, J. D. Anglin, J. C. Barton, E. W. Beier, M. Bercovitch, J. Bigu, S. D. Biller, R. A. Black, I. Blevis, R. J. Boardman, J. Boger, E. Bonvin, M. G. Boulay, M. G. Bowler, T. J. Bowles, S. J. Brice, M. C. Browne, T. V. Bullard, G. Bühler,

- J. Cameron, Y. D. Chan, H. H. Chen, M. Chen, X. Chen, B. T. Cleveland, E. T. Clifford, J. H. Cowan, D. F. Cowen, G. A. Cox, X. Dai, F. Dalnoki-Veress, W. F. Davidson, P. J. Doe, G. Doucas, M. R. Dragowsky, C. A. Duba, F. A. Duncan, M. Dunford, J. A. Dunmore, E. D. Earle, S. R. Elliott, H. C. Evans, G. T. Ewan, J. Farine, H. Fergani, A. P. Ferraris, R. J. Ford, J. A. Formaggio, M. M. Fowler, K. Frame, E. D. Frank, W. Frati, N. Gagnon, J. V. Germani, S. Gil, K. Graham, D. R. Grant, R. L. Hahn, A. L. Hallin, E. D. Hallman, A. S. Hamer, A. A. Hamian, W. B. Handler, R. U. Haq, C. K. Hargrove, P. J. Harvey, R. Hazama, K. M. Heeger, W. J. Heintzelman, J. Heise, R. L. Helmer, J. D. Hepburn, H. Heron, J. Hewett, A. Hime, M. Howe, J. G. Hykawy, M. C. Isaac, P. Jagam, N. A. Jelley, C. Jillings, G. Jonkmans, K. Kazkaz, P. T. Keener, J. R. Klein, A. B. Knox, R. J. Komar, R. Kouzes, T. Kutter, C. C. Kyba, J. Law, I. T. Lawson, M. Lay, H. W. Lee, K. T. Lesko, J. R. Leslie, I. Levine, W. Locke, S. Luoma, J. Lyon, S. Majerus, H. B. Mak, J. Maneira, J. Manor, A. D. Marino, N. McCauley, A. B. McDonald, D. S. McDonald, K. McFarlane, G. McGregor, R. Meijer Drees, C. Mifflin, G. G. Miller, G. Milton, B. A. Moffat, M. Moorhead, C. W. Nally, M. S. Neubauer, F. M. Newcomer, H. S. Ng, A. J. Noble, E. B. Norman, V. M. Novikov, M. O'Neill, C. E. Okada, R. W. Ollerhead, M. Omori, J. L. Orrell, S. M. Oser, A. W. Poon, T. J. Radcliffe, A. Roberge, B. C. Robertson, R. G. Robertson, S. S. Rosendahl, J. K. Rowley, V. L. Rusu, E. Saettler, K. K. Schaffer, M. H. Schwendener, A. Schülke, H. Seifert, M. Shatkay, J. J. Simpson, C. J. Sims, D. Sinclair, P. Skensved, A. R. Smith, M. W. Smith, T. Spreitzer, N. Starinsky, T. D. Steiger, R. G. Stokstad, L. C. Stonehill, R. S. Storey, B. Sur, R. Tafirout, N. Tagg, N. W. Tanner, R. K. Taplin, M. Thorman, P. M. Thornewell, P. T. Trent, Y. I. Tserkovnyak, R. van Berg, R. G. van de Water, C. J. Virtue, C. E. Waltham, J.-X. Wang, D. L. Wark, N. West, J. B. Wilhelmy, J. F. Wilkerson, J. R. Wilson, P. Wittich, J. M. Wouters, and M. Yeh. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 89 :11301–+, July 2002.
- [7] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, R. Ansari, E. Aubourg, T. S. Axelrod, P. Bareyre, J.-P. Beaulieu, A. C. Becker, D. P. Bennett, S. Brehin, F. Cavalier, S. Char, K. H. Cook, R. Ferlet, J. Fernandez, K. C. Freeman, K. Griest, P. Grison, M. Gros, C. Gry, J. Guibert, M. Lachieze-Rey, B. Laurent, M. J. Lehner, E. Lesquoy, C. Magneville, S. L. Marshall, E. Maurice, A. Milsztajn, D. Minniti, M. Moniez, O. Moreau, L. Moscoso, N. Palanque-Delabrouille, B. A. Peterson, M. R. Pratt, L. Prevot, F. Queinsec, P. J. Quinn, C. Renault, J. Rich, M. Spiro, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. Tomaney, T. Vandehei, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. EROS and MACHO Combined Limits on Planetary-Mass Dark Matter in the Galactic Halo. *ApJL*, 499 :L9+, May 1998.
- [8] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, T. S. Axelrod, D. Baines, A. C. Becker, D. P. Bennett, A. Bourke, A. Brakel, K. H. Cook, B. Crook, A. Crouch, J. Dan, A. J. Drake, P. C. Fragile, K. C. Freeman, A. Gal-Yam, M. Geha, J. Gray, K. Griest, A. Gurtierrez, A. Heller, J. Howard, B. R. Johnson, S. Kaspi, M. Keane, O. Kovo, C. Leach, T. Leach, E. M. Leibowitz, M. J. Lehner, Y. Lipkin, D. Maoz, S. L. Marshall, D. McDowell, S. McKeown, H. Mendelson, B. Messenger, D. Minniti, C. Nelson, B. A. Peterson, P. Popowski, E. Pozza, P. Purcell, M. R. Pratt, J. Quinn, P. J. Quinn, S. H. Rhie, A. W. Rodgers, A. Salmon, O. Shemmer, P. Stetson, C. W. Stubbs, W. Sutherland, S. Thomson, A. Tomaney, T. Vandehei, A. Walker, K. Ward, and G. Wyper. Binary Microlensing Events from the MACHO Project. *ApJ*, 541 :270–297, September 2000.
- [9] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, K. C. Freeman, K. Griest, J. Guern, M. J. Lehner, S. L. Marshall, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, C. W. Stubbs, W. Sutherland, and D. L. Welch. The MACHO



- Project Large Magellanic Cloud Microlensing Results from the First Two Years and the Nature of the Galactic Dark Halo. *ApJ*, 486 :697–+, September 1997.
- [10] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, K. C. Freeman, K. Griest, M. J. Keane, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. B. Tomaney, T. Vandehei, and D. Welch. First Detection of a Gravitational Microlensing Candidate toward the Small Magellanic Cloud. *ApJL*, 491 :L11+, December 1997.
- [11] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, T. S. Axelrod, D. P. Bennett, K. H. Cook, K. C. Freeman, K. Griest, J. Guern, M. J. Lehner, S. L. Marshall, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, C. W. Stubbs, and W. Sutherland. First Observation of Parallax in a Gravitational Microlensing Event. *ApJL*, 454 :L125+, December 1995.
- [12] C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves, T. S. Axelrod, A. Becker, D. P. Bennett, G. C. Clayton, K. H. Cook, N. Dalal, A. J. Drake, K. C. Freeman, M. Geha, K. D. Gordon, K. Griest, D. Kilkeny, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, K. A. Misselt, C. A. Nelson, B. A. Peterson, P. Popowski, M. R. Pratt, P. J. Quinn, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. Tomaney, T. Vandehei, and D. L. Welch. The MACHO Project LMC Variable Star Inventory. X. The R Coronae Borealis Stars. *ApJ*, 554 :298–315, June 2001.
- [13] C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, N. Dalal, A. J. Drake, K. C. Freeman, M. Geha, K. Griest, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, C. A. Nelson, B. A. Peterson, P. Popowski, M. R. Pratt, P. J. Quinn, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. B. Tomaney, T. Vandehei, and D. Welch. The MACHO Project : Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations. *ApJ*, 542 :281–307, October 2000.
- [14] C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, N. Dalal, A. J. Drake, K. C. Freeman, M. Geha, K. Griest, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, C. A. Nelson, B. A. Peterson, P. Popowski, M. R. Pratt, P. J. Quinn, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. B. Tomaney, T. Vandehei, and D. L. Welch. MACHO Project Limits on Black Hole Dark Matter in the 1-30  $M_{\text{solar}}$  Range. *ApJL*, 550 :L169–L172, April 2001.
- [15] C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, A. J. Drake, K. C. Freeman, M. Geha, K. Griest, M. J. Lehner, S. L. Marshall, D. Minniti, C. A. Nelson, B. A. Peterson, P. Popowski, M. R. Pratt, P. J. Quinn, C. W. Stubbs, W. Sutherland, A. B. Tomaney, T. Vandehei, and D. Welch. MACHO 96-LMC-2 : Lensing of a Binary Source in the Large Magellanic Cloud and Constraints on the Lensing Object. *ApJ*, 552 :259–267, May 2001.
- [16] C. Alcock, R. A. Allsman, T. S. Axelrod, D. P. Bennett, K. H. Cook, K. C. Freeman, K. Griest, J. A. Guern, M. J. Lehner, S. L. Marshall, H.-S. Park, S. Perlmutter, B. A. Peterson, M. R. Pratt, P. J. Quinn, A. W. Rodgers, C. W. Stubbs, and W. Sutherland. The MACHO Project First-Year Large Magellanic Cloud Results : The Microlensing Rate and the Nature of the Galactic Dark Halo. *ApJ*, 461 :84–+, April 1996.
- [17] C. Alcock et al. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2867, 1995.
- [18] C. Alcock et al. (EROS & MACHO collaborations). *Astrophysical Journal*, 499 :9, 1998.
- [19] J. H. An, M. D. Albrow, J.-P. Beaulieu, J. A. R. Caldwell, D. L. DePoy, M. Dominik, B. S. Gaudi, A. Gould, J. Greenhill, K. Hill, S. Kane, R. Martin, J. Menzies, R. W. Pogge, K. R. Pollard, P. D. Sackett, K. C. Sahu, P. Vermaak, R. Watson, and A. Williams. First Microlens

- Mass Measurement : PLANET Photometry of EROS BLG-2000-5. *ApJ*, 572 :521–539, June 2002.
- [20] R. Ansari, F. Cavalier, M. Moniez, E. Aubourg, P. Bareyre, S. Brehin, M. Gros, M. Lachize-Rey, B. Laurent, E. Lesquoy, C. Magneville, A. Milsztajn, L. Moscoso, F. Queinnec, C. Renault, J. Rich, M. Spiro, L. Vigroux, S. Zylberajch, J.-P. Beaulieu, R. Ferlet, P. Grison, A. Vidal-Madjar, J. Guibert, O. Moreau, F. Tajahmady, E. Maurice, L. Prevot, and C. Gry. Observational limits on the contribution of sub-stellar and stellar objects to the galactic halo. *AAP*, 314 :94–103, October 1996.
- [21] P. Arras and I. Wasserman. *MNRAS*, astro-ph/9811370, 1998.
- [22] E. Aubourg, P. Bareyre, S. Brehin, M. Gros, J. de Kat, M. Lachize-Rey, B. Laurent, E. Lesquoy, C. Magneville, A. Milsztajn, L. Moscoso, F. Queinnec, C. Renault, J. Rich, M. Spiro, L. Vigroux, S. Zylberajch, R. Ansari, F. Cavalier, M. Moniez, J.-P. Beaulieu, R. Ferlet, P. Grison, A. Vidal-Madjar, J. Guibert, O. Moreau, F. Tajahmady, E. Maurice, L. Prevot, and C. Gry. Search for very low-mass objects in the Galactic Halo. *AAP*, 301 :1–+, September 1995.
- [23] E. Aubourg, P. Bareyre, S. Brehin, M. Gros, M. Lachize-Rey, B. Laurent, E. Lesquoy, C. Magneville, A. Milsztajn, L. Moscoso, F. Queinnec, J. Rich, M. Spiro, L. Vigroux, S. Zylberajch, R. Ansari, F. Cavalier, M. Moniez, J. P. Beaulieu, R. Ferlet, P. Grison, A. V. Madjar, J. Guibert, O. Moreau, F. Tajahmady, E. Maurice, L. Prevot, and C. Gry. Evidence for Gravitational Microlensing by Dark Objects in the Galactic Halo. *NAT*, 365 :623–+, October 1993.
- [24] N. A. Bahcall, L. M. Lubin, and V. Dorman. Where is the Dark Matter ? *ApJ*, 447 :L81+, July 1995.
- [25] Florian Bauer. *Développement et mise au point du détecteur EROS2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Etude comparative des céphéides dans les Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 7, 1997.
- [26] J. P. Beaulieu, R. Ferlet, P. Grison, A. Vidal-Madjar, J. P. Kneib, E. Maurice, L. Prevot, C. Gry, J. Guibert, O. Moreau, F. Tajahmady, E. Aubourg, P. Bareyre, C. Coutures, M. Gros, B. Laurent, M. Lachize-Rey, E. Lesquoy, C. Magneville, A. Milsztajn, L. Moscoso, F. Queinnec, C. Renault, J. Rich, M. Spiro, L. Vigroux, S. Zylberajch, R. Ansari, F. Cavalier, and M. Moniez. Spectroscopic studies of the two EROS candidate microlensed stars. *AAP*, 299 :168–+, July 1995.
- [27] V. Belokurov, N. W. Evans, and Y. Le Du. Light-curve classification in massive variability surveys - II. Transients towards the Large Magellanic Cloud. *MNRAS*, 352 :233–242, July 2004.
- [28] V. A. Belokurov and N. W. Evans. Astrometric microlensing with the GAIA satellite. *MNRAS*, 331 :649–665, April 2002.
- [29] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, C. Barnes, M. R. Greason, R. S. Hill, E. Komatsu, M. R. Nolte, N. Odegard, H. V. Peirs, L. Verde, and J. L. Weiland. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 2003. astro-ph/0302207.
- [30] D. Bennett. Magellanic cloud gravitational microlensing results : what do they mean ? *PhysRep*, 307 :97–106, 1998.
- [31] J.J. Binney and S. Tremaine. *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, 1987.

- [32] G. Blanc, C. Afonso, C. Alard, J. N. Albert, G. Aldering, A. Amadon, J. Andersen, R. Ansari, E. Aubourg, C. Balland, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, A. Conley, C. Coutures, T. Dahlén, F. Derue, X. Fan, R. Ferlet, G. Folatelli, P. Fouqué, G. Garavini, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Goobar, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, D. Hardin, I. M. Hook, J. de Kat, S. Kent, A. Kim, T. Lasserre, L. Le Guillou, E. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, E. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, M. Mouchet, H. Newberg, S. Nobili, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, Y. R. Rahal, N. Regnault, J. Rich, P. Ruiz-Lapuente, M. Spiro, P. Tisserand, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, N. A. Walton, and S. Zylberajch. Type Ia supernova rate at a redshift of 0.1. *AAP*, 423 :881–894, September 2004.
- [33] A. F. Boden, M. Shao, and D. van Buren. Astrometric Observation of MACHO Gravitational Microlensing. *ApJ*, 502 :538–+, August 1998.
- [34] J. A. R. Caldwell and J. P. Ostriker. The mass distribution within our Galaxy - A three component model. *ApJ*, 251 :61–87, December 1981.
- [35] R. Canal, J. Isern, and P. Ruiz-Lapuente. Further Constraints on White Dwarf Galactic Halos. *ApJL*, 488 :L35+, October 1997.
- [36] E. Cappellaro, R. Evans, and M. Turatto. A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation. *AAP*, 351 :459–466, November 1999.
- [37] B. J. Carr. Dynamical constraints on dark compact objects. *PhysRep*, 307 :83–96, 1998.
- [38] R. F. Carswell, M. Rauch, R. J. Weymann, A. J. Cooke, and J. K. Webb. Is There Deuterium in the Z=3.32 Complex in the Spectrum of 0014+813. *MNRAS*, 268 :L1+, May 1994.
- [39] the PLANET collaboration Cassan et al. Finite source effect : PLANET-2004-BLG-254 (attention, titre préliminaire).
- [40] S. Cazaux and A. G. G. M. Tielens. H<sub>2</sub> Formation on Grain Surfaces. *ApJ*, 604 :222–237, March 2004.
- [41] S. Charlot and J. Silk. Signatures of white dwarf galaxy halos. *ApJ*, 445 :124–132, May 1995.
- [42] G. C. Clayton. The R Coronae Borealis Stars. *PASP*, 108 :225–+, March 1996.
- [43] G. C. Clayton, F. Kerber, K. D. Gordon, W. A. Lawson, M. J. Wolff, D. L. Pollacco, and E. Furlan. The Ever-changing Circumstellar Nebula around UW Centauri. *ApJL*, 517 :L143–L146, June 1999.
- [44] F. Combes et al. *Astronomy and Astrophysics*, in H<sub>2</sub> in Space, Cambridge University Press, astro-ph/9910296, 1999.
- [45] M. Creze, E. Chereul, O. Bienayme, and C. Pichon. The distribution of nearby stars in phase space mapped by Hipparcos. I. The potential well and local dynamical mass. *A&A*, 329 :920–936, January 1998.
- [46] A.P.S. Crotts and A.B. Tomaney. *Astrophysical Journal*, 473 :L87, 1996.
- [47] R. Davis. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 32 :13, 1994.
- [48] J. T. A. de Jong, K. Kuijken, A. P. S. Crotts, P. D. Sackett, W. J. Sutherland, R. R. Ugesich, E. A. Baltz, P. Cseresnje, G. Gyuk, L. M. Widrow, and The MEGA collaboration. First microlensing candidates from the MEGA survey of M 31. *AAP*, 417 :461–477, April 2004.
- [49] A. de Rujula, P. Jetzer, and E. Masso. On the Nature of the Dark Halo of Our Galaxy. *AAP*, 254 :99–+, February 1992.

- [50] G. de Vaucouleurs and W. D. Pence. 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, October 1978.
- [51] P. deLaverny and D. Mékarnia. First detection of dusts clouds around R CrB variables stars. *AAL*, 428, October 2004.
- [52] D. D. Dixon, D. H. Hartmann, E. D. Kolaczyk, J. Samimi, R. Diehl, G. Kanbach, H. Mayer-Hasselwander, and A. W. Strong. Evidence for a Galactic gamma-ray halo. *New Astronomy*, 3 :539–561, November 1998.
- [53] M. Dominik. *Galactic microlensing beyond the standard model*. PhD thesis, Universität Dortmund, 1996.
- [54] M. Dominik and K. C. Sahu. Astrometric Microlensing of Stars. *ApJ*, 534 :213–226, May 2000.
- [55] A. J. Drake, K. H. Cook, and S. C. Keller. Resolving the Nature of the Large Magellanic Cloud Microlensing Event MACHO-LMC-5. *ApJL*, 607 :L29–L32, May 2004.
- [56] E. and Paulin-Henriksson. Seminaire, CEA/DAPNIA/SPP Saclay, Probe the galactic dark matter with gravitational microlensing towards M31, 2004.
- [57] A. Einstein. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84 :506–507, December 1936.
- [58] N. W. Evans. Simple galaxy models with massive haloes. *MNRAS*, 260 :191–201, January 1993.
- [59] N. W. Evans. The power-law galaxies. *MNRAS*, 267 :333–360, March 1994.
- [60] N. W. Evans and J. Jijina. Microlensing by the Milky-Way Halo. *MNRAS*, 267 :L21+, April 1994.
- [61] B. D. Fields, G. J. Mathews, and D. N. Schramm. *Space Science Reviews*, 84 :219–224, April 1998.
- [62] C. Flynn, A. Gould, and J. N. Bahcall. Hubble Deep Field Constraint on Baryonic Dark Matter. *ApJL*, 466 :L55+, August 1996.
- [63] M. Froeschle, F. Mignard, and F. Arenou. Determination of the PPN Parameter gamma with the HIPPARCOS Data. In *ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97*, pages 49–52, 1997.
- [64] B. Goldman, C. Afonso, C. Alard, J.-N. Albert, A. Amadon, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, J.-P. Beaulieu, G. Blanc, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, P. Fouqué, J.-F. Glicenstein, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, J.-C. Hamilton, D. Hardin, J. de Kat, A. Kim, T. Lasserre, L. Le Guillou, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, J.-B. Marquette, É. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, P. Tisserand, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. EROS 2 proper motion survey : Constraints on the halo white dwarfs. *AAP*, 389 :L69–L73, July 2002. (The EROS collaboration).
- [65] D. S. Graff, K. Freese, T. P. Walker, and M. H. Pinsonneault. Constraining the Cosmic Abundance of Stellar Remnants with Multi-TeV Gamma Rays. *ApJL*, 523 :L77–L80, September 1999.
- [66] Clarisse Hamadache. *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers le centre galactique et structure de la Voie Lactée*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2004.

- [67] B. M. S. Hansen and J. Liebert. Cool White Dwarfs. *ARAA*, 41 :465–515, 2003.
- [68] Hart et al. *PASP*, 108 :201, 1996.
- [69] J. G. Hills. Limitations on the masses of objects constituting the missing mass in the Galactic disk and the Galactic halo. *AJ*, 92 :595–599, September 1986.
- [70] P. M. W. Kalberla, Y. A. Shchekinov, and R.-J. Dettmar. H<sub>2</sub> dark matter in the galactic halo from EGRET. *AAp*, 350 :L9–L12, October 1999.
- [71] J. S. Kalirai, H. B. Richer, B. M. Hansen, P. B. Stetson, M. M. Shara, I. Saviane, R. M. Rich, M. Limongi, R. Ibata, B. K. Gibson, G. G. Fahlman, and J. Brewer. The Galactic Inner Halo : Searching for White Dwarfs and Measuring the Fundamental Galactic Constant, Theta<sub>0</sub>/R<sub>0</sub>. *ApJ*, 601 :277–288, January 2004.
- [72] S. D. Kawaler. Limits on the Halo White Dwarf Component of Baryonic Dark Matter from the Hubble Deep Field. *ApJL*, 467 :L61+, August 1996.
- [73] E. Kerins, J. Binney, and J. Silk. Observable consequences of cold clouds as dark matter. *MNRAS*, 332 :L29–L33, May 2002.
- [74] L. E. Kristensen, M. Gustafsson, D. Field, G. Callejo, J. L. Lemaire, L. Vannier, and G. Pineau des Forêts. H<sub>2</sub> excitation imaging of the Orion Molecular Cloud. *AAp*, 412 :727–734, December 2003.
- [75] C. G. Lacey and J. P. Ostriker. Massive black holes in galactic halos? *ApJ*, 299 :633–652, December 1985.
- [76] T. Lasserre, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, J. P. Beaulieu, G. Blanc, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haussinski, J. C. Hamilton, D. Hardin, J. de Kat, A. Kim, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, L. Prévot, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo. *AAp*, 355 :L39–L42, March 2000. (The EROS collaboration).
- [77] Thierry Lasserre. *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*. PhD thesis, Université Paris 6, 2000.
- [78] Laurent Le Guillou. *Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle*. PhD thesis, Université Paris 6, September 2003.
- [79] N. Lehner, E. B. Jenkins, C. Gry, H. W. Moos, P. Chayer, and S. Lacour. Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Survey of the Local Interstellar Medium within 200 Parsecs. *ApJ*, 595 :858–879, October 2003.
- [80] S. Liebes. Gravitational Lenses. *Physical Review*, 133 :835–+, 1964.
- [81] E. Loreta. Nota sulle stelle variabili R Coronidi. *Astronomische Nachrichten*, 254 :151–+, March 1935.
- [82] M. Kubiak M. Szymanski G. Pietrzynski I. Soszynski K. Zebrun O. Szewczyk L. Wyrzykowski M. Jaroszynski, A. Udalski. Binary Lenses in OGLE-III EWS Database. Seasons 2002–2003. *astro-ph*, August 2004.
- [83] P. Madau and M.J. Rees. Massive Black Holes as Population III Remnants. *ApJL*, 551 :L27–L30, April 2001.

- [84] L. Mancini, S. Calchi Novati, Ph. Jetzer, and G. Scarpetta. LMC Self-lensing from a new perspective. *astro-ph/0405257...Accepted for publication in A&A*.
- [85] Bruno Mansoux. *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université Paris 7, 1997.
- [86] S.P. Mikheyev and A.Y. Smirnov. *Sov. J. Nucl. Phys*, 42 :913, 1985.
- [87] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *ApJ*, 270 :365–370, July 1983.
- [88] A. Milsztajn and T.Lasserre for the EROS collaboration. Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo. *NPBS*, 91 :L413–L419, January 2001.
- [89] S. Mollerach and E. Roulet. *Astrophysical Journal*, 479 :147+, April 1997.
- [90] D. H. Morgan, D. Hatzidimitriou, R. D. Cannon, and B. F. W. Croke. Suspected cool R Coronae Borealis stars in the Magellanic Clouds. *MNRAS*, 344 :325–335, September 2003.
- [91] C. A. Nelson, K. H. Cook, T. S. Axelrod, J. R. Mould, and C. Alcock. A Proper-Motion Survey for White Dwarfs with the Wide Field Planetary Camera 2. *ApJ*, 573 :644–661, July 2002.
- [92] R. J. Nemiroff, J. P. Norris, W. A. D. T. Wickramasinghe, J. M. Horack, C. Kouveliotou, G. J. Fishman, C. A. Meegan, R. B. Wilson, and W. S. Paciesas. Searching gamma-ray bursts for gravitational lensing echoes - Implications for compact dark matter. *ApJ*, 414 :36–40, September 1993.
- [93] J. A. O'Keefe. Remarks on Loreta's Hypothesis Concerning R Coronae Borealis. *ApJ*, 90 :294–+, September 1939.
- [94] B. R. Oppenheimer, N. C. Hambly, A. P. Digby, S. T. Hodgkin, and D. Saumon. Direct Detection of Galactic Halo Dark Matter. *Science*, 292 :698–702, April 2001.
- [95] J. P. Ostriker and P. J. E. Peebles. A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies : or, can Cold Galaxies Survive ? *ApJ*, 186 :467–480, December 1973.
- [96] B. Paczyński. Gravitational microlensing by the galactic halo. *ApJ*, 304 :1–5, May 1986.
- [97] B. Paczynski. Gravitational Microlensing in the Local Group. *ARAA*, 34 :419–460, 1996.
- [98] N. Palanque. *Qualité*. Technical documentation (EROS), 1995.
- [99] N. Palanque-Delabrouille, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, E. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, J. P. Beaulieu, A. Bouquet, S. Char, X. Charlot, F. Couchot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, J. C. Hamilton, D. Hardin, J. de Kat, E. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, J. B. Marquette, E. Maurice, A. Milsztajn, M. Moniez, O. Perdureau, L. Prevot, C. Renault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. Microlensing towards the Small Magellanic Cloud EROS 2 first year survey. *AAP*, 332 :1–9, April 1998. (The EROS Collaboration).
- [100] Nathalie Palanque-Delabrouille. *Research on Galactic Dark Matter Implied by Gravitational Microlensing*. PhD thesis, Université Paris 7 and University of Chicago, 1997.
- [101] S. Paulin-Henriksson, P. Baillon, A. Bouquet, B. J. Carr, M. Crézé, N. W. Evans, Y. Giraud-Héraud, A. Gould, P. Hewett, J. Kaplan, E. Kerins, Y. Le Du, A.-L. Melchior, S. J. Smartt, D. Valls-Gabaud, and The POINT-AGAPE Collaboration. The POINT-AGAPE survey : 4 high signal-to-noise microlensing candidates detected towards M 31. *AAP*, 405 :15–21, July 2003.
- [102] J.A. Peacock. *Cosmological Physics*. Cambridge University Press, 1999.

- [103] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *APJ*, 142 :419–421, July 1965.
- [104] D. Pfenniger and F. Combes. *Astronomy and Astrophysics*, 285 :94, 1994.
- [105] D. Pfenniger, F. Combes, and L. Martinet. *Astronomy and Astrophysics*, 285 :79, 1994.
- [106] Pigott.E. *Phil. Trans. R. Soc. London* 1, 133. 1797.
- [107] D. L. Pollacco, P. W. Hill, L. Houziaux, and J. Manfroid. Nebulae around R Coronae Borealis stars - Clues to their evolutionary status ? *MNRAS*, 248 :1P–4P, January 1991.
- [108] S. Refsdal. The gravitational lens effect. *MNRAS*, 128 :295–+, 1964.
- [109] C. Renault, C. Afonso, E. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, S. Brehin, C. Coutures, C. Gaucherel, J. F. Glicenstein, B. Goldman, M. Gros, D. Hardin, J. de Kat, M. Lachieze-Rey, B. Laurent, E. Lesquoy, C. Magneville, A. Milsztajn, L. Moscoso, N. Palanque-Delabrouille, F. Queinnee, J. Rich, M. Spiro, L. Vigroux, S. Zylberajch, R. Ansari, F. Cavalier, F. Couchot, B. Mansoux, M. Moniez, O. Perdereau, J.-P. Beaulieu, R. Ferlet, P. Grison, A. Vidal-Madjar, J. Guibert, O. Moreau, E. Maurice, L. Prevot, C. Gry, S. Char, and J. Fernandez. Observational limits on MACHOS in the Galactic Halo. *AAP*, 324 :L69–L72, August 1997. (The EROS collaboration).
- [110] Cecile Renault. *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle sous forme d'objets compacts de faible masse*. PhD thesis, Université Paris 7, 1996.
- [111] Rich.J. The Eros Photometric Calibration. *AAP*, January 2003. (The EROS collaboration).
- [112] P. Richter, K. R. Sembach, and J. C. Howk. H2 absorption in a dense interstellar filament in the Milky Way halo. *AAP*, 405 :1013–1023, July 2003.
- [113] A. G. Riess, L. Strolger, J. Tonry, S. Casertano, H. C. Ferguson, B. Mobasher, P. Challis, A. V. Filippenko, S. Jha, W. Li, R. Chornock, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. Dickinson, M. Livio, M. Giavalisco, C. C. Steidel, T. Benítez, and Z. Tsvetanov. Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  from the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. *ApJ*, 607 :665–687, June 2004.
- [114] A. Riffeser, J. Fliri, R. Bender, S. Seitz, and C. A. Gössl. The Wendelstein Calar Alto Pixelensing Project (WeCAPP) : First MACHO Candidates. *ApJL*, 599 :L17–L20, December 2003.
- [115] K. C. Sahu and M. S. Sahu. Spectroscopy of MACHO 97-SMC-1 : Self-Lensing within the Small Magellanic Cloud. *ApJL*, 508 :L147–L150, December 1998.
- [116] R. Schaeffer, D. Mera, and G. Chabrier. *Acta Phys. Polonica B*, 29 :1905, 1997.
- [117] S. Schindler.  $\Omega_m$  - Different Ways to Determine the Matter Density of the Universe. *Space Science Reviews*, 100 :299–309, January 2002.
- [118] P. Schneider and A. Weiss. The two-point-mass lens - Detailed investigation of a special asymmetric gravitational lens. *AAP*, 164 :237–259, August 1986.
- [119] J. M. Shull and S. Beckwith. Interstellar molecular hydrogen. *ARAA*, 20 :163–190, 1982.
- [120] G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, J. Aymon, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, S. Gulkis, M. G. Hauser, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall, P. Keegstra, C. Lineweaver, K. Loewenstein, P. Lubin, J. Mather, S. S. Meyer, S. H. Moseley, T. Murdock, L. Rokke, R. F. Silverberg, L. Tenorio, R. Weiss, and D. T. Wilkinson. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *ApJL*, 396 :L1–L5, September 1992.

- [121] Y. Sofue, Y. Tutui, M. Honma, A. Tomita, T. Takamiya, J. Koda, and Y. Takeda. Central Rotation Curves of Spiral Galaxies. *ApJ*, 523 :136–146, September 1999.
- [122] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 2003. astro-ph/0302209.
- [123] C. Stubbs, C. Alcock, K. Cook, R. Allsman, T. Axelrod, K. Freeman, B. Peterson, P. Quinn, A. Rodgers, D. Bennett, S. Perlmutter, K. Griest, S. Marshall, M. Pratt, and W. Sutherland. The MACHO Project : Real Time Detection of Microlensing. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 26 :1337–+, December 1994.
- [124] P. Tisserand, J. B. Marquette, J. P. Beaulieu, P. de Laverny, É. Lesquoy, A. Milsztajn, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, G. Blanc, X. Charlot, C. Coutures, F. Derue, R. Ferlet, P. Fouqué, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, J. de Kat, T. Lasserre, L. Le Guillou, C. Loup, C. Magneville, B. Mansoux, É. Maurice, A. Maury, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdereau, L. Prévot, Y. Rahal, N. Regnault, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, and S. Zylberajch. EROS 2 photometry of probable R Coronae Borealis stars in the Small Magellanic Cloud. *AAP*, 424 :245–252, September 2004.
- [125] M. S. Turner. Cosmology Solved ? Quite Possibly ! *PASP*, 111 :264–273, March 1999.
- [126] A. Udalski, M. Szymanski, J. Kaluzny, M. Kubiak, M. Mateo, W. Krzeminski, and B. Paczynski. The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Early Warning System : Real Time Microlensing. *Acta Astronomica*, 44 :227–234, July 1994.
- [127] A. Udalski, M. Szymanski, M. Kubiak, G. Pietrzyński, P. Wozniak, and K. Zebrun. Optical Gravitational Lensing Experiment. Photometry of the MACHO-SMC-1 Microlensing Candidate. *Acta Astronomica*, 47 :431–436, October 1997.
- [128] A. Udalski, M. Szymanski, S. Mao, R. Di Stefano, J. Kaluzny, M. Kubiak, M. Mateo, and W. Krzeminski. The optical gravitational lensing experiment : OGLE no. 7 : Binary microlens or a new unusual variable ? *ApJL*, 436 :L103–L106, December 1994.
- [129] T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman, and R. Sancisi. Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. *ApJ*, 295 :305–313, August 1985.
- [130] L. Wolfenstein. *Phys. Rev. D*, 17 :2369, 1978.
- [131] J. Xu, A. P. S. Crotts, and W. E. Kunkel. A Three-dimensional Study Using Light Echoes of the Structure of the Interstellar Medium in Front of SN 1987A. *ApJ*, 451 :806–+, October 1995.
- [132] J. Yoo, J. Chanamé, and A. Gould. The End of the MACHO Era : Limits on Halo Dark Matter from Stellar Halo Wide Binaries. *ApJ*, 601 :311–318, January 2004.