

UNIVERSITÉ PARIS 6 PIERRE ET MARIE CURIE

UFR de Physique

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

SPÉCIALITÉ : Champs, Particules, Matières

présentée par

Thierry LASSERRE

Mesure de l'abondance des astres sombres
de masse stellaire dans le halo galactique
par la recherche de phénomènes de
microlentilles vers les Nuages de Magellan

soutenue le 09/05/2000 devant le jury composé de :

M.	J. CHAUVEAU	
Mme	M.-C. COUSINOU	
M.	A. MILSZTAJN	
M.	R. MOCHKOVITCH	Rapporteur
M.	J. SILK	Rapporteur
M.	F. VANNUCCI	Directeur de thèse

Table des matières

Introduction	15
1 La matière noire dans l'univers : Problématique et candidats	17
1.1 Matière noire à l'échelle Cosmologique	17
1.1.1 Cosmologie	17
1.1.2 Indices de la présence de matière noire	19
1.1.3 Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_{Λ}	21
1.2 Matière noire à l'échelle des amas de galaxies	23
1.2.1 Le rapport masse sur luminosité $\frac{M}{L}$	23
1.3 Matière noire à l'échelle des galaxies	24
1.3.1 L'hypothèse du halo galactique	24
1.3.2 Matière noire dans la Voie Lactée	25
1.4 Matière noire au voisinage du système solaire	26
1.5 Les candidats potentiels	26
1.5.1 Candidats baryoniques	26
1.5.2 Candidats non baryoniques	29
2 L'effet de microlentille gravitationnelle	33
2.1 Équation fondamentale des lentilles gravitationnelles	33
2.1.1 Équation de propagation d'un rayon lumineux	33
2.1.2 Amplification	34
2.2 Modèle simplifié : source et déflecteur ponctuels	35
2.2.1 Forme et amplitude du signal	35
2.2.2 Profondeur optique	36
2.2.3 Taux d'événements	38
2.3 Structures fines des courbes de lumière	40
2.3.1 Source étendue	40
2.3.2 Source binaire	43
2.3.3 Défecteur binaire	44
2.3.4 Effet de parallaxe annuelle	46
2.3.5 Effet de confusion (blending)	50
3 L'expérience EROS2 et le contexte des recherches de microlentilles	53
3.1 L'expérience EROS1	53
3.1.1 La recherche d'événements courts sur images numérisées	53
3.1.2 La recherche d'événements longs sur plaques photographiques	54
3.2 Les autres expériences de recherches de microlentilles	55
3.2.1 Agape	55
3.2.2 Columbia-Vatt	57
3.2.3 DUO	58
3.2.4 MACHO	58
3.2.5 MOA	59
3.2.6 OGLE	59

3.2.7	PLANET	60
3.3	Pourquoi EROS2	60
3.4	L'appareillage d'EROS2	61
3.4.1	Le télescope et son optique	62
3.4.2	Les caméras CCD et la cryogénie	62
3.4.3	Le système d'acquisition	63
3.4.4	La réduction des données	64
3.5	Les objectifs	64
3.6	Les différents programmes de recherche de microlentilles	64
3.6.1	Vers le Centre Galactique (CG)	64
3.6.2	Vers les bras Spiraux (BS)	65
3.6.3	Vers le Petit Nuage de Magellan (SMC)	65
3.6.4	Vers le Grand Nuage de Magellan (LMC)	69
3.7	Le système d'alerte en ligne	69
3.8	La recherche semi-automatique de supernovæ à décalage spectral intermédiaire	70
3.9	L'étude des étoiles Céphéides des nuages de Magellan	70
4	Prise de données vers les Nuages de Magellan	79
4.1	LMC et SMC	79
4.2	Les champs LMC et SMC. Stratégie observationnelle	80
4.3	Échantillonnage des données LMC	81
4.3.1	Saison 1996-97	81
4.3.2	Saison 1997-98	81
4.3.3	Saison 1998-99	82
4.4	Optimisation de la deuxième saison	82
4.4.1	Le problème de l'échantillonnage des clichés LMC	82
4.4.2	Algorithme d'optimisation	82
4.4.3	Bilan	83
5	Réduction Photométrique des données LMC	87
5.1	Analyse en ligne	87
5.2	Les étapes de la réduction photométrique	87
5.3	Fabrication des images de référence	89
5.3.1	Sélection des images de référence	89
5.3.2	Compositage	92
5.4	Le programme d'analyse d'images PEIDA	95
5.4.1	Le détecteur d'étoiles CORRFIND	95
5.4.2	Le principe de la photométrie	95
5.4.3	L'alignement photométrique	96
5.4.4	Détermination de l'erreur sur le flux d'une étoile	96
5.5	Bilan de la réduction photométrique	96
5.5.1	Gestion des données	97
5.5.2	Temps de calcul	97
5.5.3	Efficacité de la réduction photométrique	97
5.6	Les champs LMC produits	97
6	Éléments nécessaires à l'analyse	101
6.1	Nettoyage des données	101
6.1.1	Nettoyage des mauvaises images	101
6.1.2	Astrométrie des clichés	104
6.1.3	Élimination des mauvaises étoiles	105
6.1.4	Élimination des mauvaises mesures	108
6.2	Simulation d'événements microlentilles	109
6.2.1	Méthode de simulation des événements microlentilles	109
6.2.2	Lois de génération des paramètres	110

6.3	Détermination de la ligne de base	111
6.3.1	Test des changements de signe	111
6.3.2	Calcul du flux de base avec le test des changements de signe	112
6.3.3	Performances	112
6.4	Méthode de correction des flux	114
6.4.1	Les effets systématiques induits par l'étape de photométrie	114
6.4.2	Méthode phénoménologique de correction des flux	115
6.4.3	La méthode de correction des flux et la dispersion des flux des courbes de lumière	116
6.4.4	Résultats de la correction sur les données	116
6.4.5	Résultats de la correction sur les courbes simulées	117
6.4.6	Coefficient de corrélation entre les flux rouge et bleu	117
7	Filtrage : Création des fichiers de suivi réduits	133
7.1	Programme d'élimination des étoiles stables	133
7.2	Organisation générale du programme de filtrage et points techniques	134
7.3	Filtrage orienté sur la recherche de microlentilles	134
7.3.1	Filtrage de niveau 1 : Recherche de fluctuations significatives	134
7.3.2	Filtrage de niveau 2 : Amélioration du rapport signal/bruit	136
7.4	Filtrage des étoiles dont les flux rouge et bleu sont fortement corrélés	139
7.5	Filtrage des étoiles variables	139
7.5.1	Filtre variable 1 : Test de dispersion des flux	140
7.5.2	Filtre variable 2 : Test de Kolmogorov-Smirnov	140
7.6	Conservation d'un échantillon d'étoiles typiques	142
7.7	Bilan du filtrage	143
8	Analyse des fichiers de suivi réduits	149
8.1	Organisation de l'analyse	149
8.2	Filtrage de premier niveau : Recherche d'une bosse significative	150
8.3	Filtrage de second niveau : Amélioration du rapport signal sur bruit	150
8.3.1	Variable ψ : Algorithme de fenêtre glissante	150
8.3.2	Variable κ : Étude de la dispersion dans la bosse	150
8.4	Qualité de l'ajustement d'une courbe de Paczyński	151
8.4.1	Remarque sur l'ajustement d'une courbe de Paczyński sur les données	151
8.4.2	Étude du χ^2 de l'ajustement d'une courbe de Paczyński	152
8.4.3	Coupure sur la qualité de l'ajustement dans la base et dans le pic	153
8.5	Estimateur de la signification de l'ajustement d'une courbe de Paczyński	155
8.5.1	Estimateur $\Delta\chi_1$	156
8.5.2	Estimateur $\Delta\chi_2$	156
8.5.3	Estimateur $\Delta\chi_3$	158
8.6	Coupages sur les paramètres de l'ajustement microlentille	158
8.6.1	Coupage sur t_0	159
8.6.2	Coupage sur Δt	159
8.7	Sélection des candidats "bi-couleur"	159
8.7.1	Élimination des bruits de fonds	159
8.7.2	Signification combinée rouge/bleu	159
8.7.3	Amplification minimum et ajustement microlentille combiné rouge/bleu non marginal	159
8.8	Candidats en fin d'analyse	160
8.9	Bilan de l'effet des principales coupures	160

9	Étude des bruits de fond	165
9.1	Le problème du bruit de fond pour la recherche de microlentilles	165
9.2	Notion d'amplification effective	166
9.3	Les Bumpers	166
9.3.1	Caractérisation et détection	167
9.3.2	Détection des Blue Bumpers et phénomène de blending	170
9.3.3	Distribution des paramètres des Bumpers	171
9.4	Les Géantes Rouges Variables	172
9.4.1	Caractérisation et détection	172
9.4.2	Détection des Géantes Rouges Variables et phénomène de Blending	173
9.5	Le bruit de fond de supernovæ situées derrière le LMC	174
9.5.1	Caractérisation	174
9.5.2	Identification des supernovæ	175
9.6	Les étoiles "Bistables"	176
9.6.1	Caractérisation	176
9.6.2	Détecteur de Bistables	177
9.7	Les artefacts créés par des aigrettes lumineuses associées aux étoiles saturées	178
9.8	Les "faux" candidats à plusieurs pics	180
9.8.1	Premier cas	180
9.8.2	Deuxième cas	188
10	Efficacité de détection des microlentilles	191
10.1	Principe du calcul de l'efficacité	191
10.2	Efficacité globale	192
10.3	Efficacité par zone	192
10.4	Influence de l'effet de blending	192
10.4.1	Effet de blending et efficacité de détection	193
10.4.2	Le cas des données EROS	193
11	Les candidats microlentilles	199
11.1	Statut du candidat EROS1-LMC#2	199
11.1.1	Candidat EROS1-LMC#2 dans les données EROS1	199
11.1.2	Candidat EROS1-LMC#2 dans les données EROS2	200
11.2	EROS2-LMC#3	202
11.3	EROS2-LMC#4	203
11.4	EROS2-LMC#5	204
11.5	EROS2-LMC#6	204
11.6	EROS2-LMC#7	205
11.7	Alerte MACHO-LMC99#2	212
11.7.1	L'étoile dans les données EROS	212
11.7.2	L'événement MACHO-LMC99#2 vu par les autres expériences	212
11.7.3	Photométrie Différentielle (EROS)	213
11.8	Distributions des paramètres des candidats de l'analyse 3 saisons	215
11.9	Conclusion	218
12	Calcul du nombre d'événements attendus en direction des Nuages de Magellan	221
12.1	Dans l'hypothèse d'un halo galactique constitué de MACHOs	221
12.1.1	Estimation du nombre d'événements	221
12.1.2	Profondeur optique	222
12.1.3	Estimation de la profondeur optique et du taux d'événements	222
12.1.4	Modélisation la Voie Lactée	222
12.2	Dans l'hypothèse du "Self-Lensing"	225
12.2.1	Cas du LMC	227
12.2.2	Cas du SMC	234

13 Limites sur la contribution des MACHOs au halo galactique	239
13.1 Construction des intervalles de confiance	239
13.1.1 Diagrammes d'exclusion	240
13.2 Diagramme d'exclusion issu de l'analyse EROS2-LMC	242
13.2.1 Analyse 2 saisons	242
13.2.2 Analyse 3 saisons	242
13.3 Les autres contours d'exclusions d'EROS	242
13.3.1 L'exclusion d'EROS1-CCD et EROS1-plaques photographiques	242
13.3.2 L'exclusion d'EROS2-SMC	244
13.4 Combinaison des limites d'EROS	246
13.4.1 Méthode de combinaison	246
13.4.2 Combinaison EROS1 1990/1995 et EROS2 1996/1998	248
13.4.3 Combinaison EROS1 1990/1995 et EROS2 1996/1999	251
14 Comparaison avec l'analyse du groupe MACHO. Interprétation des résultats	259
14.1 Résultats de Macho disponibles début 2000	259
14.1.1 En direction du SMC	259
14.1.2 En direction du LMC	260
14.2 Recouvrement entre les données de MACHO et d'EROS	261
14.3 Candidats et alertes MACHO chez EROS2	262
14.3.1 Alertes MACHO	262
14.3.2 Événements de l'analyse MACHO 2 ans	263
14.4 Comparaison globale des résultats LMC de MACHO et d'EROS	263
14.5 Progrès prévisibles dans la comparaison EROS-MACHO	265
14.6 Comparaison SMC-LMC	268
A Paramétrisation du foyer du télescope	275
A.1 La focalisation du télescope	275
A.2 Paramétrisation de la position du miroir secondaire	276
A.2.1 Paramètres importants	276
A.2.2 Méthode	276
B Développement d'une méthode de calage astrométrique des images EROS	279
B.1 Intérêts d'une calibration astrométrique automatique	279
B.2 Représentation du système mondial de coordonnées (WCS) dans les images de format FITS	280
B.2.1 Principe du calage astrométrique	280
B.2.2 Stockage des informations astrométriques dans les en-têtes des images FITS	280
B.3 Le cas des images EROS	281
B.3.1 Utilisation d'un catalogue de référence astrométrique	282
B.3.2 Détermination de la transformation et écriture de l'en-tête de l'image	282
B.4 Le programme de calage automatique	283
B.5 Conclusion	284
C Détection et masquage des aigrettes lumineuses orientées selon la déclinaison (ALD)	285
C.1 Présentation du problème	285
C.2 Caractérisation des ALD	285
C.3 Méthode de détection des ALD	285
C.3.1 Nettoyage de l'image	285
C.3.2 Découpage de l'image en "super-pixels"	286
C.3.3 Principe d'identification des ALD	286
C.3.4 Méthode de rattrapage du fond de ciel	286
C.4 Résultats	287

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Spiro de m'avoir permis de faire cette thèse au Service de Physique des Particules du CEA/SACLAY, et de m'avoir confié l'importante et difficile tâche qu'est l'analyse des données du Grand Nuage de Magellan. Je remercie également Pierre Bareyre et Yannick Giraud-Heraud pour m'avoir conseillé dans le choix de cette thèse. Je suis aussi très reconnaissant à Jim Rich pour son initiation au problème de la matière noire galactique, et pour m'avoir introduit au sein de l'expérience EROS2. Je le remercie aussi pour son esprit critique et pour m'avoir fait partager sa vision de la physique.

Durant ces trois années, Alain Milsztajn a été un directeur de thèse formidable, tant pour ses compétences scientifiques, que pour ses qualités pédagogiques. Je souhaiterais souligner sa grande disponibilité, ses excellents conseils, son esprit critique, et ses qualités relationnelles. Je le remercie aussi pour son soutien de tous les jours, et pour nos longues et multiples discussions qui m'ont aidé à résoudre de nombreux problèmes et m'ont initié au monde de la recherche.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres de la collaboration EROS, et particulièrement ceux du CEA/SACLAY, du LAL/ORSAY, et de l'Institut d'Astrophysique de Paris. Je suis particulièrement reconnaissant à Eric Lesquoy pour m'avoir assisté lors de la phase de réduction de l'énorme quantité de données relatives aux Nuages de Magellan; sans son aide et sa grande disponibilité, une telle réduction de données aurait été difficilement envisageable; enfin, je le remercie simplement pour sa gentillesse de tous les jours. Je remercie Jean-Francois Glicenstein, pour son esprit critique, ses conseils techniques, et son soutien; nos profondes discussions m'auront finalement fait, de nombreuses fois, changer d'avis ... Je remercie Jean-Baptiste Marquette pour avoir pris du temps à m'initier sur de nombreux points informatiques, et avec qui ce fut un plaisir de travailler sur l'astrométrie des images EROS, et de prendre des données à La Silla. Je suis particulièrement reconnaissant à Christophe Magneville de m'avoir, des heures durant, accueilli dans son bureau pour répondre à toutes mes questions, qu'elles concernent la technique, la physique, ou l'informatique. Je remercie également Eric Aubourg, pour ses réponses toujours aussi rapides que précises, et Nathalie Delabrouille pour m'avoir transmis son expérience de l'analyse des données du Petit Nuage de Magellan. Un grand merci aussi à tous mes co-thésard(e)s d'EROS avec qui j'ai partagé ces trois dernières années.

Je voudrais aussi remercier Jacques Haissinski et Marc Moniez pour avoir accepté de relire attentivement ce manuscrit, et ainsi pour toutes les corrections et suggestions qu'ils y ont apporté. Je suis reconnaissant à Jacques Chauveau, Marie-Claude Cousinou, Robert Mochkovich, Joe Silk, et Francois Vannucci d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse, et par là même de juger mon travail.

Je tiens maintenant à remercier mes parents qui ont fait tant de sacrifices pour financer mes études; C'est à eux que je dois tout, je leur suis reconnaissant pour leur soutien qui n'a jamais cessé. Je remercie enfin Suzanne pour avoir été, depuis déjà trois années, toujours à mes côtés. Suzy, c'est à toi que je dédie cette thèse ...

Résumé

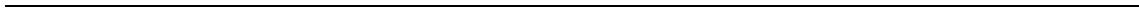
Différents indices incitent à penser qu'il y a entre cinq et dix fois plus de matière sombre que de matière visible dans notre galaxie. Une partie de cette matière noire pourrait être sous forme d'objets compacts de masse stellaire (les MACHOs), détectables en utilisant l'effet de microlentille gravitationnelle. Les expériences EROS1 et MACHO ont fortement contraint la présence d'objets de faible masse (moins que 10^{-2} masse solaire) dans le halo galactique à moins de 10 pourcent de la matière noire. Parallèlement, la découverte par le groupe MACHO d'un nombre de candidats massifs (0.5 masse solaire) suffisant pour expliquer 50 pourcent de la matière sombre a motivé le groupe EROS pour la seconde phase de l'expérience : EROS2.

Le travail présenté dans cette thèse concerne l'analyse des courbes de lumière de plus de 25 millions d'étoiles du Grand Nuage de Magellan, observées durant 3 années en vue d'extraire les rares candidats microlentilles et de mesurer la fraction de masse du halo galactique composée de MACHOs. Après avoir rappelé les motivations et les fondements théoriques, l'expérience EROS2 est présentée. La stratégie observationnelle et les procédures de réduction photométriques mises en œuvre pour gérer l'importante quantité de données (1.2 To) sont ensuite décrites. Une nouvelle méthode de détection des microlentilles est présentée, suivie d'une étude détaillée des bruits de fond. Les candidats découverts sont en nombre insuffisant pour rendre compte de la courbe de rotation de la Galaxie; ils confirment et améliorent les résultats d'EROS1 et ceux d'EROS2 sur le Petit Nuage de Magellan. La combinaison de l'ensemble des résultats d'EROS permet d'exclure que les MACHOs de masse comprise entre 10^{-7} et 10 masse solaire soient les constituants substantiels du halo. Cette affirmation est en accord avec les nouveaux résultats du groupe MACHO, bien que nos interprétations diffèrent sur la question des bruits de fond et de la localisation des lentilles.

Abstract

Many experimental and theoretical results lead to the conclusion that at least 80 percent of the mass of our Galaxy is dark. Part of this so-called dark matter could be in the form of stellar mass compact objects, called MACHOs; these could be detected using the gravitational microlensing effect. The first generation experiments EROS1 and MACHO have strongly constrained the galactic abundance of objects lighter than 0.01 solar mass to less than 10 percent of the total mass. In parallel, the observation by the MACHO group of massive candidates (half the Sun's mass), numerous enough to constitute 50 percent of galactic dark matter, was a further motivation for the EROS group to extend this search to stellar mass objects in a second phase, EROS2.

The present work deals with the analysis of 25 million stellar light curves in the Large Magellanic Cloud, observed for three years in order to extract the rare microlensing candidates and to measure the galactic halo mass fraction in the form of compact objects. After recalling the motivations of this search and the theoretical context, I describe the EROS2 experiment. The observational strategy and the photometric reduction procedures needed to deal with the 1.2 To of data are then presented. A new method to detect microlenses is detailed, as well as a discussion of background light curves, poorly known. We do not find enough microlensing candidates to explain the galactic rotation curve; this confirms, and improve on previous EROS1 and EROS2 results. Combining all results from EROS allows to exclude that MACHOs with a mass between $10e-7$ and 10 solar mass are important constituents of the galactic halo. This statement agrees with recent results from the MACHO group, although our interpretations differ, namely on the topics of the location of the lenses, and of a possible contamination of the microlensing sample by background phenomena.



Introduction

La compréhension du problème de la matière noire constitue aujourd’hui une des questions les plus importantes de la cosmologie et de la physique des particules. Cette énigme a pour origine la comparaison entre la quantité de matière déduite des objets lumineux (qui ne contribuent qu’à moins de 5 pour mille de la densité critique) à la quantité de matière déterminée de façon indirecte par l’étude des mouvements de masses tests (gaz, étoiles, galaxies) dans le champ gravitationnel d’un système astronomique (galaxie, amas de galaxies). À l’échelle galactique, on note déjà un désaccord d’un ordre de grandeur en défaveur de la matière lumineuse; ceci est confirmé à l’échelle des amas de galaxies, au sein desquels la densité de matière atteint au moins soixante fois la densité de matière visible. Enfin, à l’échelle cosmologique, les études de la luminosité des supernovæ de type Ia, et celles portant sur les fluctuations du rayonnement fossile de photons tendent à indiquer la présence d’une énergie dite “du vide”, comptant pour soixante dix pour cent de la densité critique; ces résultats favorisent aussi l’hypothèse d’un univers plat, prédit par la plupart des théories inflationnaires.

Ces indices ne nous renseignent cependant pas sur la nature (ou les natures) de cette (ces) matière(s) sombre(s), et les candidats se répartissent naturellement en deux catégories : baryonique et non baryonique. Les candidats baryoniques seraient cachés dans des systèmes non lumineux composés de protons et de neutrons; ces objets pourraient être diffus (gaz) ou compacts (étoiles avortées, cadavres d’étoiles, planètes); ce sont principalement ces derniers, que l’on réunit sous l’appellation “MACHOS” qui sont recherchés par les expériences dites de “microlentilles gravitationnelles”. Les candidats non baryoniques seraient d’éventuelles particules massives n’interagissant que très faiblement, et non encore découvertes par les expériences utilisant des accélérateurs; les principaux sont les neutralinos, les axions, et les neutrinos massifs.

Une contrainte très forte sur le contenu baryonique de l’univers est apportée par la comparaison des prédictions de la nucléosynthèse primordiale avec les abondances mesurées des éléments plus légers que le Béryllium : il y a au moins trois fois plus de baryons invisibles que de baryons visibles; c’est le problème de la matière noire baryonique. Ces baryons manquant pourraient presque expliquer la matière sombre galactique, bien qu’aucune preuve formelle n’indique qu’ils se cachent dans les galaxies. Par contre, il est nécessaire de faire appel aux candidats non baryoniques pour expliquer le manque de matière à partir de l’échelle des amas de galaxies; ceci constitue le problème de la matière noire non baryonique.

Bien que les objets sombres soient particulièrement difficiles à détecter, différentes méthodes indirectes ont été proposées pour les démasquer. Celle qui est abordée dans cette thèse est la recherche d’objets compacts sombres par l’effet de microlentille gravitationnelle, proposée en 1986 par B. Paczyński. Cette méthode consiste grossièrement à détecter une amplification apparente de la luminosité d’étoiles situées dans les Nuages de Magellan, induite par la présence d’objets compacts massifs dans un halo entourant notre Galaxie. La mesure de l’abondance de tels phénomènes comparée aux prédictions théoriques permet alors de tester cette hypothèse.

Les premiers grands “surveys” de microlentilles en direction des Nuages de Magellan, EROS et MACHO ont, en 1997 (au moment où cette thèse a débuté), apportés les premiers résultats de

telles recherches : le halo de notre Galaxie n'est pas constitué de plus de dix pourcent d'objets sombres compacts de moins de $0.001 M_{\odot}$; cependant, ce dernier semblait, selon le groupe MACHO, majoritairement constitué d'objets compacts de $0.1-1 M_{\odot}$ (entre 20 et 120 pourcent). Ce résultat n'était pas confirmé par le groupe EROS (ni infirmé d'ailleurs à cause de la faible statistique) .

C'est dans ce contexte qu'est née l'expérience EROS2, dotée d'un télescope de 1 mètre de diamètre, de nouvelles caméras CCD, et d'un nouveau système d'acquisition. Le tout étant dédié à l'augmentation de la sensibilité aux événements typiques détectés par les expériences de première génération. Fin 1997, les premiers résultats d'EROS2, issus de l'analyse des données du Petit Nuage de Magellan, confortèrent la position d'EROS1 et n'allaient donc pas en faveur du signal positif détecté par le groupe MACHO. Cependant, la statistique restait trop faible pour trancher sur la question car la sensibilité de cette recherche était trois fois inférieure à celle publiée par MACHO. Ainsi, l'analyse des données relatives au Grand Nuage de Magellan prenait toute son importance car elle allait permettre de surpasser, d'un facteur deux environ, la sensibilité de l'analyse publiée par le groupe MACHO. Cette analyse, ainsi que la combinaison et l'interprétation de l'ensemble des résultats d'EROS en direction des Nuages de Magellan, constitue l'objet de ce manuscrit.

Chapitre 1

La matière noire dans l'univers : Problématique et candidats

Dans ce premier chapitre je discute le problème de la matière noire, aussi nommée matière sombre ou matière cachée, aux différentes échelles de l'univers : à l'échelle cosmologique (sec. 1.1), à l'échelle des amas de galaxies (sec. 1.2), à l'échelle des galaxies (celle qui concerne le travail effectué dans cette thèse) (sec. 1.3), et dans notre environnement stellaire proche (sec. 1.4). Je décris ensuite les principaux candidats baryoniques et non baryoniques (sec. 1.5).

1.1 Matière noire à l'échelle Cosmologique

La cosmologie est l'étude de la structure et de la dynamique de l'univers. Elle doit rendre compte des observations suivantes : (1) le ciel est noir malgré les nombreuses étoiles (Paradoxe d'Olbers), (2) l'univers apparaît homogène et isotrope à l'échelle cosmologique, (3) Le spectre de la lumière des galaxies lointaines est systématiquement décalé vers les grandes longueurs d'onde (effet Hubble, [Hubble, 1929]), (4) On observe un rayonnement fossile cosmique de photons à une température de corps noir de 2.728 ± 0.002 Kelvins, ainsi que des fluctuations relatives en température $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$, à une échelle de quelques degrés, (5) On mesure les abondances relatives des éléments légers (^2D , ^3He , ^4He , ^7Li ...), (6) Différents indices suggèrent la présence d'une grande quantité de matière noire aux différentes échelles.

Pour formuler le cadre théorique standard, trois postulats sont nécessaires et suffisants : (a) on suppose que l'univers est homogène et isotrope à grande échelle, (b) L'ensemble des galaxies est assimilé à un fluide parfait de pression P et de densité ρ , (c) On suppose que les lois de la physique déterminées sur Terre restent valables en n'importe quel point de l'univers. On admet que les lois de la Relativité Générale décrivent la structure et la dynamique de l'univers.

Dans la section suivante je présente brièvement les résultats du modèle standard du Big-Bang qui seront réutilisés dans les discussions portant sur le problème de la matière cachée.

1.1.1 Cosmologie

La métrique la plus générale associée à un univers homogène et isotrope est celle de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \times \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right), \quad (1.1)$$

où (t, r, θ, ϕ) sont les coordonnées comobiles, $R(t)$ est le facteur d'échelle, et k caractérise la géométrie : hyperbolique ($k = -1$), euclidienne ($k = 0$), ou sphérique ($k = 1$). Les équations

d'Einstein associées à la géométrie FRW et à un fluide parfait de pression P et de densité d'énergie ρ mènent aux équations de Friedmann, voir par exemple [Kolb and Turner, 1990, Peacock, 1999] :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.2)$$

$$\left(\frac{\ddot{R}}{R}\right) = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P), \quad (1.3)$$

où $H(t)$ est le paramètre de Hubble, et Λ est la constante cosmologique. On définit le paramètre de densité actuel $\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}$ ¹, où ρ_c est la densité critique définie par

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 g \text{ cm}^{-3}, \quad (1.4)$$

où il est usuel d'absorber l'incertitude sur la constante de Hubble dans le paramètre $h(t)$: $H(t) = 100 h(t) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; on a les contraintes observationnelles $0.5 < h_0 \sim 0.65 < 0.8$. Si $\Lambda = 0$ l'équation (eq. 1.2) se réécrit

$$\frac{k}{R_0^2} = (\Omega_0 - 1)H_0^2. \quad (1.5)$$

Ainsi les trois types de courbures associées à la métrique FRW (eq. 1.1) caractérisent trois modèles distincts dans le cas des modèles avec une constante cosmologique nulle :

$k = -1$	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 .

La dynamique de l'univers est obtenue à partir d'une équation d'état (relation reliant ρ et P) et de l'équation de conservation de l'énergie

$$\dot{\rho} = -3 \frac{\dot{R}}{R}(\rho + P). \quad (1.6)$$

Si l'univers est dominé par la matière : $P = 0$ et $\rho \propto R^{-3}$ (ère de matière); tandis que si l'univers est dominé par le rayonnement : $P = \rho/3$ et $\rho \propto R^{-4}$ (ère de radiation). L'entropie par unité de volume comobile est donnée par $s = \frac{\delta Q}{T} = \frac{\rho + P}{T}$, où T est la température de corps noir du gaz de photons. L'expansion est adiabatique au premier ordre car les processus irréversibles mettent majoritairement en cause les baryons qui sont très minoritaires². La densité d'énergie de radiation est

$$\rho_R = \frac{\pi^2}{30} g(T) (k_B T)^4, \quad (1.7)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, et $g(T)$ est la somme des nombres de degrés de liberté internes des bosons (g_B) et des fermions (g_F) : $g(T) = \sum_B g_B(T) + \frac{7}{8} \sum_F g_F(T)$. Durant l'ère de radiation, la relation temps-température est donnée par

$$t = \frac{2.42}{\sqrt{g(T)}} \left(\frac{1 \text{ MeV}}{k_B T}\right)^2 \text{ secondes}. \quad (1.8)$$

On définit le décalage vers le rouge z d'un objet émetteur d'un signal électromagnétique par

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{R_0}{R_e}, \quad (1.9)$$

¹L'indice 0 indique qu'il s'agit de la valeur à l'instant présent.

²Le rapport $\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 10^{-10}$, avec n_B, n_γ , densités numériques des baryons, photons

où λ_e et λ sont respectivement les longueurs d'ondes émise et détectée. R_e et R_0 sont les facteurs d'échelle aux époques d'émission et de réception du signal. Le décalage spectral à l'équilibre entre matière et rayonnement (z_{eq}) est donné par : $1 + z_{eq} = 2.4 \cdot 10^4 \times \Omega_0 h_0^2$. Les atomes se forment à $z_{at} \simeq 1300$ et le rayonnement cosmique de photons se découple à $z_{dec} \simeq 1100$.

Une application cosmologique importante pour le problème de la matière noire est l'existence d'un rayonnement fossile de neutrinos (en plus du rayonnement de photons). Lorsque les interactions faibles n'ont plus été assez intenses pour contribuer aux réactions d'équilibre thermodynamique ($T \simeq 1 \text{ MeV}$), les neutrinos se sont découplés du reste de l'univers. La conservation de l'entropie permet de calculer la température de ce fond cosmique :

$$\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \left(\frac{g_\gamma}{g_\gamma + \frac{7}{8} g_e} \right)^{\frac{1}{3}} = (4/11)^{\frac{1}{3}} . \quad (1.10)$$

Si les neutrinos possèdent une masse $m_\nu = m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} + \dots$ leur contribution au paramètre de densité est

$$\Omega_\nu = \frac{\rho_\nu}{\rho_c} \simeq 0.56 G T_0^3 H_0^{-2} m_\nu \quad (1.11)$$

$$\simeq \frac{m_\nu}{92 h_0^2 \text{ eV}} , \quad (1.12)$$

où T_0 est la température actuelle des photons du rayonnement fossile.

1.1.2 Indices de la présence de matière noire

Une motivation théorique : l'inflation

Le modèle standard constitue un cadre de travail très satisfaisant pour expliquer de nombreuses observations. Cependant trois problèmes apparaissent quand on l'extrapole jusqu'aux premiers instants : le problème de l'horizon, le problème de la courbure et le problème de l'homogénéité [Peacock, 1999]. Ces pathologies disparaissent si on suppose que l'univers a subi une transition de phase à $T \simeq 10^{15} \text{ GeV}$ accompagnée d'une période de surfusion. Durant la phase inflationnaire, la densité d'énergie est dominée par le terme cosmologique (énergie du vide), ainsi l'équation d'état doit être modifiée : $P_\nu = -\rho_\nu$. L'équation (eq. 1.2) donne alors

$$R(t) \propto \exp \frac{8\pi G \rho_\nu}{3} t , \quad (1.13)$$

avec $\rho_\nu \simeq \rho_{GUT} \simeq 10^{92} \text{ Jm}^{-3}$, où ρ_{GUT} est la densité d'énergie typique des théories de grande unification (SU(5) par exemple). En plus de résoudre le problème des conditions initiales, l'inflation nous offre une prédiction fondamentale pour le problème de la matière cachée : $\Omega_0 = 1 \pm \epsilon$ ($\epsilon < 10^{-50}$). En effet d'après l'équation (eq. 1.2)

$$\lim_{t \rightarrow \infty} (\Omega(t) - 1) \propto \lim_{t \rightarrow \infty} e^{-\frac{8\pi G \rho_\nu}{3} t} = 0 . \quad (1.14)$$

La nucléosynthèse primordiale

La théorie de la nucléosynthèse primordiale permet le calcul des abondances relatives des éléments les plus légers : ^2D , ^3He , ^4He , ^6Li et ^7Li ... par rapport à l'hydrogène. Les nucléons se forment à $T \sim 100 \text{ MeV}$, après une transition (quarks/gluons)-hadrons. L'univers est alors constitué de nucléons, de photons et des trois familles de leptons, et d'une grande quantité de matière noire de nature indéterminée. Mais à cette température, les noyaux ne peuvent se former ($E_{liaison}/\text{nucl.} \sim \text{qq MeV}$) et les réactions prépondérantes sont :



Ces réactions sont réversibles jusqu'à ce que la température devienne trop faible pour maintenir une section efficace suffisante des interactions faibles : $T_{GEI} \sim 1$ MeV. En dessous de T_{GEI} , les nucléons cessent d'être en équilibre; protons et neutrons évoluent alors séparément. Les protons sont stables, tandis que les neutrons continuent à se désintégrer ($t_N \sim 887$ secondes). À la température $T_N \sim 70$ keV les noyaux de deutérium se forment en absorbant (presque) tous les neutrons, dont les proportions se trouvent ainsi définitivement fixées :

$$\frac{n_n}{n_p} \simeq 0.163 (\Omega_B h^2)^{0.004} \left(\frac{N_\nu}{3} \right)^{0.2}, \quad (1.17)$$

où n_n et n_p sont les densités de neutrons et de protons, Ω_B est la contribution baryonique à la densité totale de l'univers, et N_ν est le nombre de familles de neutrinos légers³. Puis, la température baissant, les noyaux de deutérium s'assemblent alors pour former les noyaux d'hélium, dont la fraction de masse Y_{He} est donnée par :

$$Y_{He} = 0.2228 + 0.010 \ln(\eta 10^{10}) + 0.185 \frac{t_N - 887}{887} + 0.012 (N_\nu - 3), \quad (1.18)$$

où $\eta = \frac{n_B}{n_\gamma}$, avec n_B et n_γ les densités de baryons et de photons. L'intervalle possible du paramètre

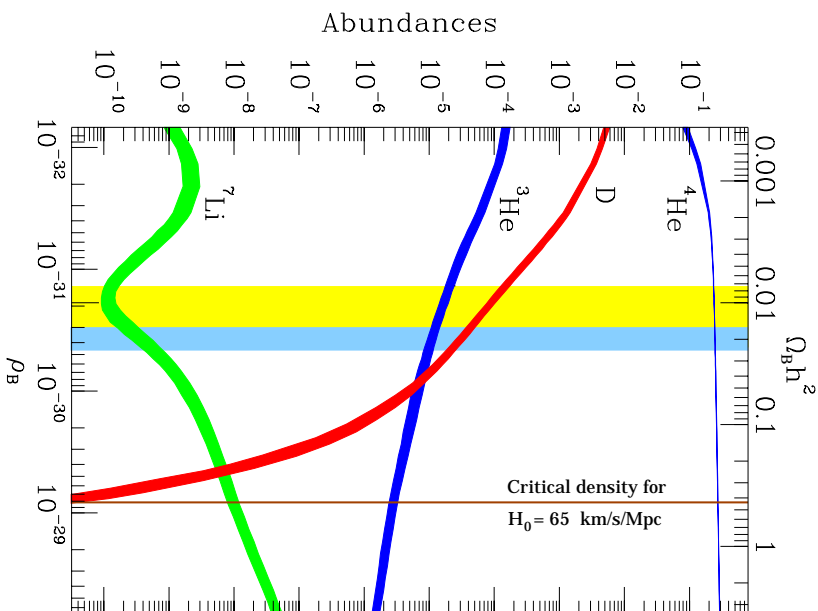


Fig. 1.1 : Abondances prédites et mesurées des éléments légers : ${}^4\text{He}$, D , ${}^3\text{He}$, et ${}^7\text{Li}$ (par rapport à l'hydrogène) en fonction du paramètre Ω_B [Turner, 1999]: La largeur des courbes indique l'intervalle théorique à 2σ . La bande grise donne les contraintes observationnelles sur la densité de baryons.

Ω_B est obtenu en comparant les observations et les valeurs prédites (fig. 1.1) :

$$0.007 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.025. \quad (1.19)$$

³ N_ν a été mesuré à 2.993 ± 0.011 par la combinaison de différentes mesures faites au LEP (Large Electron Positron Collider), au CERN [RPP, 1998]

La borne inférieure donne ainsi une limite inférieure sur la quantité de matière baryonique qu'il faut comparer à la quantité de matière visible donnée par (eq. 1.26) :

$$\frac{\Omega_B}{\Omega_{vis}} > \frac{0.007}{0.005} h^{-1} = 7/5 h^{-1} . \quad (1.20)$$

Les valeurs admises indiquent donc qu'il y a au moins deux fois plus de baryons noirs que de baryons visibles dans l'univers (avec $h_0 \sim 0.65$) ! Cependant, tandis que la mesure de l'abondance d'hélium (dans les régions H II pauvres en métaux) a constitué un pilier de la théorie du Big-Bang chaud, les mesures d'abondances du deutérium restent plus controversées. Le deutérium, élément faiblement lié ($E_L/\text{nucl.} = 1.1 \text{ MeV}$), est détruit dans les étoiles; son abondance est de plus très sensible à Ω_B (fig. 1.1). Ces dernières années, les recherches de deutérium primordial se sont focalisées vers les nuages de gaz, pauvres en métaux et à grands décalages spectraux, situés sur la ligne de visée de quasars [Hata and Steigman, 1996]. [Carswell et al., 1994, Rugers and Hogan, 1996, Songaila et al., 1994, Hogan, 1996] ont trouvé une grande quantité de deutérium en observant le système Q0014+813; cela implique une faible densité baryonique incompatible avec la fraction de baryons déterminée par les observations des rayons X des amas riches [Hata and Steigman, 1996].

$$\Omega_B = (6.2 \pm 0.8) 10^{-3} h^{-2} . \quad (1.21)$$

Par contraste, Tytler, Fan et Burles ont obtenu une quantité de deutérium plus faible vers les quasars QSO 1937-1009 et QSO 1009+2956 [Tytler et al., 1996, Burles and Tytler, 1996]; dans ce cas (controversé), la densité baryonique est :

$$\Omega_B = (24 \pm 4) 10^{-3} h^{-2} . \quad (1.22)$$

Ce désaccord, qui pourrait traduire des inhomogénéités de la répartition du deutérium, ou des erreurs d'interprétation des spectres⁴ est en passe d'être résolu avec le lancement en 1999 d'un satellite dédié à la recherche de deutérium primordial : FUSE⁵.

1.1.3 Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ

Ces dernières années, de nouvelles contraintes sur les paramètres cosmologiques ont été apportées par l'étude de la luminosité des supernovæ lointaines, ainsi que par les analyses des fluctuations du fond diffus cosmologique de photons.

Les supernovæ lointaines de type Ia

Une supernova de type Ia explose lorsque la naine blanche associée à un système binaire atteint une masse critique par accréation de matière de son compagnon. La magnitude absolue au maximum d'intensité (M) est la même pour tous ces objets (mis à part une dispersion intrinsèque de 0.15 magnitude); ils sont donc considérés comme des chandelles standard. La différence de magnitude apparente (m) de ces objets est donnée par :

$$m = M - 5 \times \log[H_0 d_L(z, \Omega_{mat}, \Omega_\Lambda)] , \quad (1.23)$$

où d_L est la distance de luminosité qui dépend du décalage spectral z et du modèle d'univers considéré [Peacock, 1999]. L'étude de la variation de luminosité de ces supernovæ en fonction du décalage spectral permet de contraindre la combinaison $4/3\Omega_{mat} - \Omega_\Lambda$. Deux groupes

- le Supernova Cosmology Project [Perlmutter et al., 1998, Perlmutter et al., 1999]
- le High z supernovæ Search [Filippenko et al., 1997]

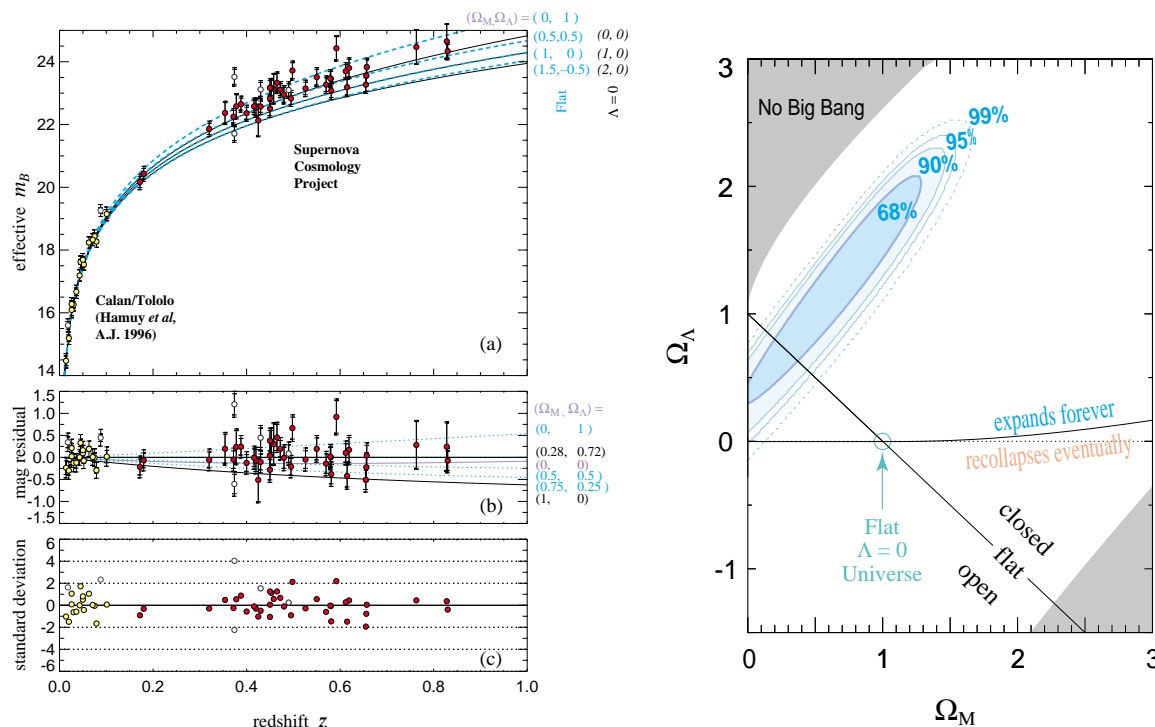
⁴Il est difficile de distinguer des raies de deutérium de raies d'hydrogène moins intenses mais à redshift différent.

⁵<http://fuse.pha.jhu.edu>

arrivent à des résultats comparables avec des supernovæ situées en moyenne à $z \sim 0.4$, et limitées pour le moment à $z_{max} \sim 0.8$:

$$0.8 \Omega_{mat} - 0.6 \Omega_{\Lambda} \simeq -0.2 \pm 0.1 . \quad (1.24)$$

Ces résultats sont illustrés à la figure (fig. 1.2). À l'heure actuelle, les paramètres préférés sont : $\Omega_{mat} \sim 0.3$ et $\Omega_{\Lambda} \sim 0.7$.



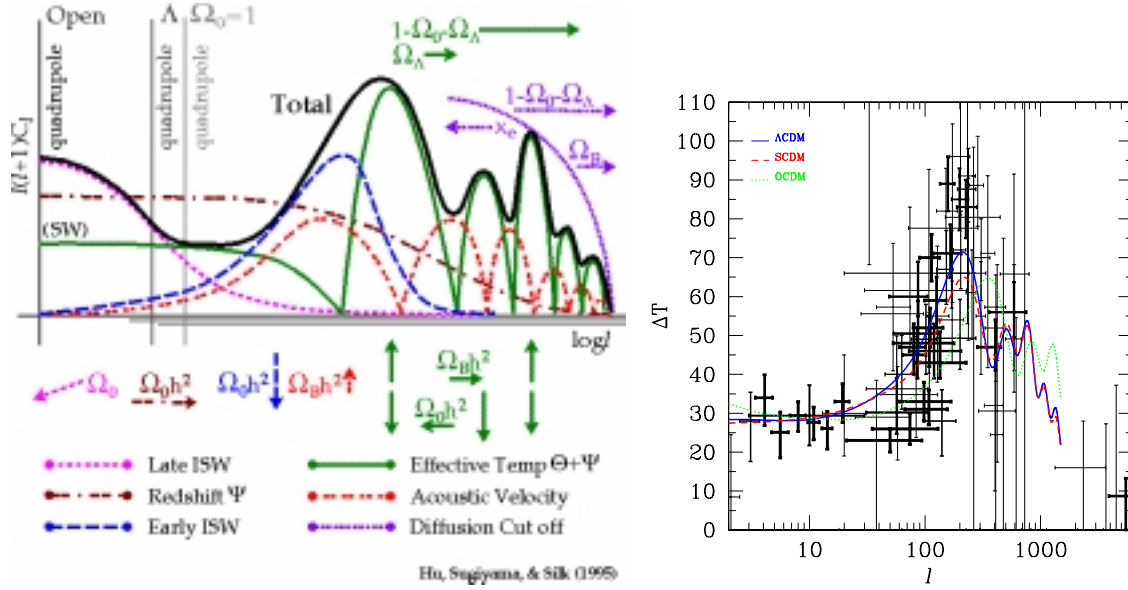
(a) Distribution des magnitudes au maximum en fonction de z . Les lignes indiquent les prédictions des modèles pour différents paramètres. Les résidus sont présentés en bas.

(b) Contours à 68%, 90%, 95%, 99% de niveau de confiance dans le plan $(\Omega_{mat}, \Omega_\Lambda)$.

Fig. 1.2 : Contraintes apportées par les recherches de supernovæ à grand décalage spectral. On présente ici les résultats du Supernova Cosmology Project [Perlmutter et al., 1998, Perlmutter et al., 1999]. 42 supernovæ situées en moyenne à $z \sim 0.4$ sont utilisées.

Les fluctuations du rayonnement fossile

Le fond cosmologique de photons, prédit dans les années 1950 et découvert en 1964, constitue un pilier du modèle du Big-Bang. Ce rayonnement, cartographié pour la première fois sur la totalité du ciel par le satellite COBE [Smoot, 1992], présente des fluctuations en température au niveau de $\sim 10^{-5}$ sur une échelle de 7 degrés. L'étude plus précise de ces fluctuations permettra de contraindre les paramètres cosmologiques au niveau du pour cent. Différentes expériences sont en cours, que ce soit avec des ballons-sondes (voir par exemple [De Bernardis et al., 1999]) ou des satellites [Prunet et al., 1999]. On trouvera une revue récente sur le sujet dans [Gawiser and Silk, 2000].



(a) Dépendance du spectre d'anisotropie du rayonnement fossile en fonction des paramètres cosmologiques (l'axe des abscisses représente l'échelle angulaire).

(b) Compilation des observations des anisotropies du rayonnement fossile. Les barres d'erreur (1σ) sont actuellement trop importantes pour avoir des contraintes précises sur les modèles; néanmoins, le premier pic acoustique semble présent à $l \sim 200$.

Fig. 1.3 : Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir des études des fluctuations du fond cosmologique de photons [Gawiser and Silk, 2000].

1.2 Matière noire à l'échelle des amas de galaxies

De nombreuses indications de l'existence de matière sombre proviennent des observations des mouvements des galaxies et du gaz dans les amas de galaxies (échelle $\sim 10 Mpc$). Les différents résultats convergent vers $\Omega_{Amas} > 0.2$. Cependant ces méthodes nécessitent des hypothèses sur la formation des galaxies, et aucune de ces observations ne donne d'indication sur la nature de la matière noire.

1.2.1 Le rapport masse sur luminosité $\frac{M}{L}$

Le paramètre Ω_0 est le plus souvent estimé au travers du rapport $\Upsilon = (M/L)/(M_\odot/L_\odot)$, où M_\odot et L_\odot sont respectivement la masse et la luminosité du Soleil. On utilise alors la méthode classique ' $L \times M/L$ ' pour donner la masse d'un système astronomique. Aux différentes échelles, le système étudié est supposé avoir des dimensions suffisantes pour être représentatif de l'univers. Dans la bande B, la densité moyenne de luminosité est $L_B = (2 \pm 0.7) \times 10^8 h_0 Mpc^{-3}$ [Fukujita et al., 1998, Efstathiou et al., 1988]. La valeur Υ_c pour fermer l'univers est alors [Fukujita et al., 1998]:

$$\Upsilon_c = (1390 \pm 35\%)h_0. \quad (1.25)$$

La densité de matière sous forme lumineuse Ω_{vis} est obtenue par comptage des étoiles et des galaxies, puis par l'application de modèles donnant le rapport Υ du système en question. La valeur admise est

$$\Omega_{vis} = 0.003 - 0.005 h^{-1}, \quad (1.26)$$

avec une incertitude d'au moins un facteur 2.

Utilisation du théorème du viriel

Historiquement la matière sombre a été découverte à partir des mesures des dispersions de vitesse des galaxies composant l'amas de Coma; l'application du théorème du viriel : $2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0$ (T et U sont respectivement l'énergie cinétique et potentielle de l'amas) indiquait $\Upsilon \sim 300$ [Zwicky, 1933]. Dans un cas simplifié, la masse totale de l'amas est reliée au rayon de l'amas R_G et à la dispersion des vitesses radiales des galaxies σ_R selon :

$$M_{tot} = \frac{3R_G\sigma_R^2}{G}. \quad (1.27)$$

De nombreuses mesures utilisant des techniques plus modernes ont été effectuées; un rapport Υ de l'ordre de quelques centaines est systématiquement obtenu, ce qui correspond à $\Omega_{Amas} > 0.2$. Néanmoins, il faut mentionner que l'on suppose que les amas étudiés sont sphériques et en état d'équilibre hydrostatique.

Estimation de la masse à partir des données X

Un autre traceur de la masse est disponible pour les amas de galaxies; en effet, les gaz chauds inter-galactiques, supposés en équilibre hydrostatique dans le potentiel de l'amas, produisent des rayons X (rayonnement de bremsstrahlung des électrons). La masse est déduite des gradients de densité et de température observés selon :

$$\frac{GM(< r)}{r} = -\frac{k_B T(r)}{\mu m_p} \left(\frac{d \ln T}{d \ln r} + \frac{d \ln \rho}{d \ln r} \right), \quad (1.28)$$

où μ désigne le poids moléculaire moyen du gaz. La température $T(r)$, mesurée par spectroscopie X, n'est jamais vraiment bien contrainte et l'amas est souvent supposé isotherme. Cette méthode a l'avantage d'être indépendante des populations stellaires des amas, et les valeurs déduites sont compatibles avec les autres déterminations : $\Omega_{Amas} \sim 0.3$. À ce stade, il est important de noter que $\Omega_{Amas} \gg \Omega_B > \Omega_{vis}$; c'est un indice de présence d'une grande quantité de matière noire non baryonique à l'échelle des amas de galaxies.

1.3 Matière noire à l'échelle des galaxies

1.3.1 L'hypothèse du halo galactique

L'indice le plus probant de la présence d'une grande quantité de matière noire dans les galaxies provient de l'étude des courbes de rotation des galaxies spirales. En effet, si la masse lumineuse est distribuée comme la masse totale (la quasi-totalité de la luminosité est concentrée dans le bulbe), alors la vitesse de révolution des constituants des galaxies (v_G) doit suivre une courbe képlérienne

$$v_G(R) = \sqrt{\frac{GM(< R)}{R}}. \quad (1.29)$$

Or, les observations des décalages spectraux des étoiles (jusqu'à 15 kpc du centre galactique) puis de la raie d'émission à 21 cm de l'hydrogène neutre (au-delà de 10 kpc), montrent que les courbes de rotation sont croissantes puis se stabilisent au-delà de quelques kilo-parsecs du centre galactique (on ne voit pas les courbes décroître). On interprète cette stabilité comme une divergence linéaire de la masse avec le rayon : $M(R) \propto R$ (soit $\rho(R) \propto \frac{1}{R^2}$). On déduit donc que les galaxies sont entourées d'un halo sombre s'étendant jusqu'à au moins 50 kpc pour expliquer les courbes de rotation⁶! Les estimations du rapport masse-luminosité et du paramètre de densité des halos donnent :

$$\Upsilon_{halo} > 30 h \quad (1.30)$$

$$\Omega_{halo} \geq 0.02 h^{-1}, \quad (1.31)$$

⁶Certains auteurs portent le halo jusqu'à 200 kpc.

soit au moins 5 fois plus que la matière visible Ω_{vis} (eq. 1.26). Notons aussi que certaines galaxies elliptiques possèdent suffisamment d'hydrogène neutre loin de leur centre pour permettre le même genre de mesure et arriver à la même conclusion [Schweizer et al., 1989].

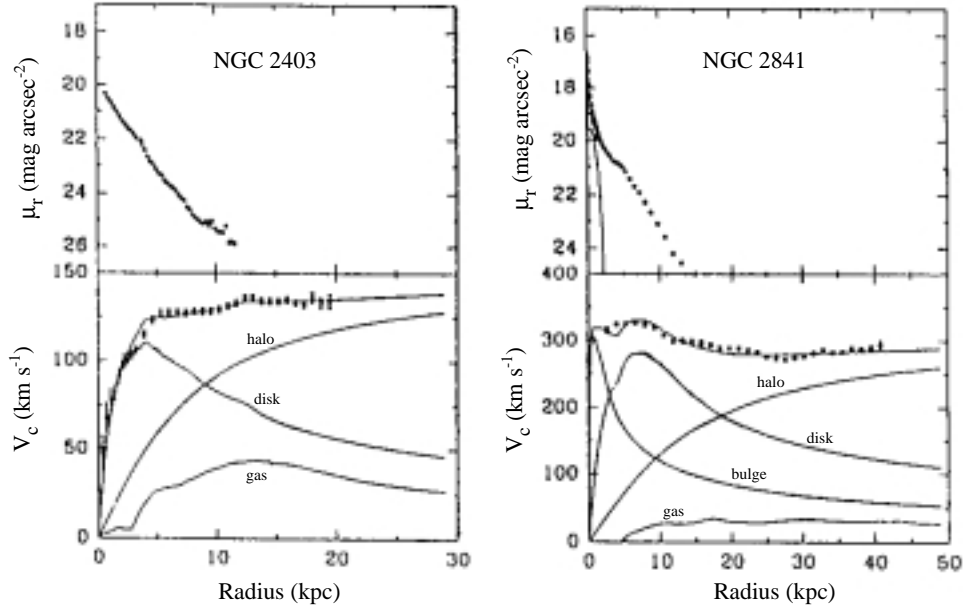


Fig. 1.4 : Courbes de rotation pour les galaxies NGC 2403 et NGC 2841. Les deux cadres supérieurs montrent la variation de la brillance de surface μ_r en fonction de la distance galactocentrique R . Les cadres inférieurs représentent les courbes de rotation $V_c(R)$. Les données sont superposées au meilleur ajustement d'un modèle de galaxie incluant un bulbe, un disque, du gaz, et un halo de matière sombre sphérique, nécessaire pour expliquer le plateau au-delà de 10 kpc [Begeman, 1987].

1.3.2 Matière noire dans la Voie Lactée

Le désaccord entre des vitesses prédites et mesurées se manifeste aussi au niveau du Soleil. En effet, le Soleil décrit une orbite circulaire de rayon $R_S \sim 8.5$ kpc autour du centre galactique à une vitesse $v_c \sim 220$ km s⁻¹. La densité surfacique de la matière lumineuse $\Sigma_{lum} = 2\rho_{lum}h \sim 60 M_\odot pc^{-2}$ (h est l'échelle d'épaisseur du disque) est-elle suffisante pour expliquer la vitesse du Soleil? Si on suppose que le halo galactique est sphérique et isotherme, on peut calculer la densité surfacique en fonction des paramètres observables V_c (vitesse circulaire) et R (rayon) :

$$\Sigma(R) = \frac{\sigma^2}{2GR} = \frac{V_c^2}{4GR}, \quad (1.32)$$

où σ est la dispersion des vitesses, et $V_c = \sqrt{2}\sigma$ (valable uniquement pour une distribution de matière sphérique et isotherme en $1/R^2$). Dans le cas du Soleil, on obtient $\Sigma \sim 450 M_\odot pc^{-2}$. Pour un disque fin avec une courbe de rotation plate, on obtient une relation similaire : $\Sigma(R) = \frac{V_c^2}{2\pi GR}$, soit $\Sigma \sim 285 M_\odot pc^{-2}$. La densité surfacique totale est bien supérieure à sa contribution sous forme lumineuse. D'autre part, le disque fin ne suffit pas à expliquer la grande vitesse du Soleil observée. Il existe donc une grande quantité de matière cachée hors du plan du disque. Cette dernière remarque est l'une des motivations principales des expériences de recherche de microlentilles.

1.4 Matière noire au voisinage du système solaire

Avant d'enquêter aux différentes échelles, il faut connaître la quantité de matière noire dans le voisinage du système solaire. Pour cela, on compare la quantité de matière sous forme d'étoiles, de gaz, et de poussières avec une détermination dynamique de la masse dans le disque galactique. Les expériences de recherche systématique de parallaxe et de mouvements propres permettent de mesurer la fonction de luminosité stellaire $\phi(L)$. La densité de matière lumineuse est alors obtenue par la relation [Freeman, 1987]

$$\rho_{lum} = \int_{M_c}^{\infty} m(L)\phi(L) dL \simeq 0.1 M_{\odot} pc^{-3}, \quad (1.33)$$

où $m(L)$ est le rapport masse-luminosité donné par les modèles stellaires, et $M_c \sim 0.08 M_{\odot}$ est la masse critique d'allumage de la réaction de fusion de l'hélium-3 (celle qui produit le plus d'énergie dans le cycle p-p de la nucléosynthèse stellaire). La quantité de matière totale (masse dynamique) est obtenue en mesurant la dispersion de vitesse des étoiles (σ) dans les plans perpendiculaires au disque galactique. On écrit alors l'équation de Poisson en considérant l'ensemble des étoiles comme un fluide parfait⁷ en équilibre hydrostatique [Binney and Tremaine, 1987]

$$-\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho_{\star}} \frac{d}{dz} (\sigma^2 \rho_{\star}) \right) = 4\pi G \rho_{tot}, \quad (1.34)$$

où ρ_{tot} et ρ_{\star} sont respectivement les densités totale et stellaire. On résout cette équation en supposant un profil de densité stellaire du disque : $\rho_{\star}(z) \propto \exp -z/h$, où h est l'échelle d'épaisseur du disque galactique ($h \sim 300 - 350$ parsecs). Dans le voisinage solaire, on obtient

$$\rho_{tot}(z=0) = \frac{\sigma^2(z=0)}{2\pi G h^2}. \quad (1.35)$$

Néanmoins, $\rho_{tot}(z=0)$ dépend fortement de la distribution des étoiles au dessus du plan galactique; il est plus approprié d'utiliser la densité surfacique $\Sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \rho dz$. Cette méthode de détermination de la masse totale tend à indiquer dans certains cas une valeur de $\rho_{tot}(z=0)$ plus importante que la masse visible directement observée. En effet [Bahcall et al., 1984] trouvent $\rho_{tot}(z=0) = 0.185 \pm 0.02 M_{\odot} pc^{-3}$. Cependant cet écart, d'un facteur deux, est compatible avec zéro. En outre, une valeur plus faible a été mesurée par [Bienaymé et al., 1987] : $\rho_{tot}(z=0) = 0.09 - 0.12 M_{\odot} pc^{-3}$. La grande difficulté de cette analyse est d'obtenir un échantillon d'étoiles qui trace correctement la masse.

1.5 Les candidats potentiels

Les sections (sec. 1.1) à (sec. 1.4) ont brièvement passé en revue les différents indices de la présence de matière noire; cependant, ces indices ne nous renseignent pas sur sa nature exacte. On sépare les candidats en deux classes : baryonique et non-baryonique. Il est ensuite plus aisé de raisonner par l'absurde et d'éliminer certains des candidats potentiels.

1.5.1 Candidats baryoniques

Planètes

Les planètes (associées aux étoiles des galaxies) ne peuvent pas contribuer de façon significative car il faudrait trouver au moins deux masses solaires sous forme de planètes dans chaque système solaire (eq. 1.20). La masse de Jupiter n'étant qu'un millième de la masse du Soleil, plus d'un millier de planètes géantes devraient graviter autour de chaque étoile. Quant aux éventuels objets compacts du halo galactique de masse "planétaire" ($M < 10^{-3} M_{\odot}$), leur contribution au halo galactique ne peut excéder 10% d'après les résultats des expériences de recherche de microlentilles de première génération EROS1 et MACHO (voir chapitre (chap. 3)).

⁷Le flux de quantité de mouvement des étoiles à travers un élément de surface s'identifie formellement à la pression d'un gaz parfait.

Gaz

La majeure partie du gaz moléculaire dans les galaxies spirales est sous forme de H_2 froid (10-20 K), et donc invisible. En effet, le premier niveau de rotation accessible via une transition quadrupolaire, se trouve à plus de 500 K du niveau fondamental [Combes et al., 1999]. Le gaz H_2 est donc un bon candidat à la matière noire baryonique galactique. Différents modèles proposent de prolonger le gaz visible du disque galactique avec du gaz H_2 afin d'expliquer la structure des courbes de rotation des galaxies [Pfenniger et al., 1994, Pfenniger and Combes, 1994]; le gaz est stabilisé grâce à une structure fractale, et un équilibre avec le rayonnement cosmologique. Un indice de présence matière noire sous forme de gaz vient de l'étude du rapport entre la densité de surface sous forme de matière noire (Σ_{MN}) et la densité de surface de HI (Σ_{HI}):

$$\frac{\Sigma_{MN}}{\Sigma_{HI}} \sim 7 - 10 . \quad (1.36)$$

Ce rapport est constant avec le rayon galactique, et varie légèrement selon le type de la galaxie (fig. 1.5); sur cette même figure est représentée la courbe de rotation de NGC 1560. On voit qu'il est possible de reproduire les observations en invoquant une composante gazeuse, qui aurait le même profil que le HI, mais en quantité 6 fois plus importante. On peut noter que les galaxies naines, dont la masse est dominée par la composante gazeuse, pourraient fournir des tests importants des modèles de matière noire galactique sous forme gazeuse. Un moyen prometteur de détection

Fig. 1.5 : A gauche : courbe de rotation (HI) de NGC 1560 (à gauche); les points représentent la courbe de rotation mesurée; on a aussi la composante due au gaz HI seul (pointillé) et la composante due aux étoiles (tirets). La ligne en trait plein indique la courbe de rotation déduite lorsque l'on multiplie la composante gazeuse HI par 6.2; celle-ci est en accord avec les observations. A droite : rapport $\frac{\Sigma_{MN}}{\Sigma_{HI}}$ pour différents types de galaxies; on remarque que ce dernier reste constant sur une large gamme de type de galaxie [Combes et al., 1999].

provient de l'absorption en UV du gaz H_2 . De telles mesures seront certainement possibles avec le

satellite FUSE, lancé en 1999. Récemment, l'observation des niveaux de rotation de H₂ a suggéré la présence d'une quantité substantielle de H₂ dans les galaxies [Valentijn and van der Werf P., 1999] qui pourrait suffire à expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales; ceci reste à confirmer avec une recherche plus systématique. Indépendamment, les observations d'EGRET ont révélé un excès de rayons γ diffus dans le halo galactique; cet excès peut s'interpréter par des interactions entre des rayons cosmiques et les nucléons du gaz moléculaire pour former des pions (π^0) qui se désintègrent en γ [Kalberla et al., 1999].

Snowballs

Les hypothétiques *Snowballs* sont des condensats d'hydrogène et/ou d'hélium non dégénérés de masse inférieure à $0.01 M_{\odot}$. Si de tels objets forment l'intégralité du halo, ils peuvent être très nombreux et entrer fréquemment en collision avec les corps du système solaire. La fréquence des collisions a été estimée par le comptage des cratères lunaires; l'étude de [Hills, 1986] exclut ainsi l'intervalle de masse $10^{-37} M_{\odot} < M_{SB} < 10^{-11} M_{\odot}$. Cependant, la limite de fragmentation est bien plus contraignante : tout objet (composé uniquement d'hydrogène) de masse inférieure à $10^{-7} M_{\odot}$ (formé il y a $\sim 10^{10}$ ans) doit s'être, à l'heure actuelle, évaporé [De Rújula et al., 1992]. Au delà de cette limite, les expériences de recherches de microlentilles EROS1 et MACHO ont exclu que le halo soit formé de plus de 10% d'objets compacts compris entre $10^{-7} M_{\odot}$ et $10^{-3} M_{\odot}$ [Renault et al., 1997a, Renault et al., 1997b, Alcock et al., 1998b], excluant ainsi, a priori, les *Snowballs*.

Naines brunes

Les naines brunes sont des étoiles de masses $[0.01 - 0.08] \pm 0.01 M_{\odot}$ trop faibles pour déclencher le cycle de fusion de l'hydrogène complet [Burrows and Liebert, 1993]. Ils peuvent tout au plus produire l'élément ³He par fusion de l'hydrogène et du deutérium. L'abondance de tels objets, inobservables dans le visible, est déjà contrainte par la limite commune d'EROS1 aux basses masses [Renault et al., 1997a, Ansari et al., 1996, Renault et al., 1997b]; des contraintes plus fortes seront données dans cette thèse.

Naines rouges

Les naines rouges, astres de masses $[0.08 - 0.5] M_{\odot}$, fusionnent leur hydrogène avec un très faible rendement. Elles peuvent être détectées par leur émission dans l'infrarouge, ou par leurs mouvements propres [Goldman, 2000]. Toutefois, l'utilisation des champs profonds du télescope spatial (HST), des nouveaux modèles stellaires, et des observations des étoiles faibles par parallaxe, a permis d'exclure que les naines rouges puissent contribuer à plus de 1% de la masse du halo de la Galaxie [Graff and Freese, 1996a]. Par cette même voie, [Flynn et al., 1996] excluent (à 95% de niveau de confiance) un halo composé à plus de 1% de naines rouges de magnitude $M_I < 14$ (système Johnson-Cousins). Dans l'hypothèse d'un halo de naines rouges, ces résultats sont en conflit avec l'analyse (microlentille) de groupe MACHO, basée sur 2 ans de données, en direction du LMC [Alcock et al., 1997a]. [Graff and Freese, 1996a] suggèrent que la fonction de masse pourrait croître brutalement pour des astres de masse inférieure à la masse limite de fusion de l'hydrogène [Graff and Freese, 1996b], ou que les résultats du groupe MACHO doivent être réinterprétés avec d'autres modèles de halo. D'autre part, si les halos des galaxies étaient majoritairement constitués de naines rouges, ceux-ci devraient émettre un rayonnement infrarouge qui n'est pas observé [Peacock, 1999].

Naines blanches

Les naines blanches, $[0.3 - 1.4] M_{\odot}$, sont les résidus des étoiles de masses inférieures à $\sim 8 M_{\odot}$. Aucun modèle ne fournit de scénario cohérent pour un halo composé entièrement de tels objets. Par exemple, [Fields et al., 1998] ont proposé un modèle dans lequel les naines blanches de $\sim 0.5 M_{\odot}$ forment l'intégralité de la masse du halo. Néanmoins, ce scénario est associé à l'éjection

d'éléments lourds, inobservés en quantité suffisante. L'étude de l'abondance du fer, éjecté par les supernovæ de type Ia proches (issues ou non d'un halo majoritairement constitué de naines blanches), contraint la fraction de naines blanches à 5 – 10% du halo [Canal et al., 1997]. De plus, [Kawaler, 1996] ont recherché les naines blanches avec le HST jusqu'à la magnitude limite $V = 29.8$; ils observèrent 12 fois moins de naines blanches que prévu, dans l'hypothèse d'un halo constitué à 50% de tels objets. Cependant, les naines blanches du halo pourraient avoir un éclat plus faible [Harris, 1999]. Finalement, [Goldman, 2000] recherche systématiquement les naines blanches du halo par leurs mouvements propres jusqu'à la magnitude limite $V = 21.5$. Sur 140 degrés carrés analysés, aucune naine blanche n'a été détectée alors que 5 événements étaient attendus dans l'hypothèse d'un halo rempli de naines blanches ($V \sim 17$). Une revue récente des différentes recherches de mouvements propres, à l'aide de télescopes au sol, par [Graff, 1999] exclut que les naines blanches (avec une atmosphère d'hydrogène) soient des constituants substantiels du halo. Néanmoins, une controverse s'était établie après l'annonce [Ibata et al., 1998] de la détection de naines blanches de $0.5 M_{\odot}$ pouvant constituer l'intégralité du halo de matière noire. Après l'analyse de données supplémentaires, la controverse n'est plus d'actualité, et les objets détectés ne compteraient que pour $\sim 10\%$ du halo standard de matière sombre [Ibata et al., 2000]. En conclusion, d'autres utilisations du HST sur un champ plus important, la combinaison des recherches de mouvements propres, ou bien la future mission GAIA, appliquée à la détection de mouvements propres [Figueras et al., 1999], pourraient contraindre précisément la fraction de naines blanches du halo. N'oublions pas non plus les contraintes que peuvent apporter les recherches de microlentilles dans cette gamme de masse (EROS2, OGLE, MACHO); d'ailleurs, le domaine de masse des naines blanches fait partie du cadre de cette thèse.

Cadavres d'étoiles massives

Les cadavres d'étoiles massives ($M > 10 M_{\odot}$), étoiles à neutrons [Mollerach and Roulet, 1997] et trous noirs [Turner and Umemura, 1997], ont été proposés comme candidats "baryoniques" ⁸ Mais, s'ils ne peuvent être observés directement, leur présence devrait avoir des répercussions sur le milieu interstellaire. En effet, en fin de vie, les étoiles massives éjectent de grandes quantités d'éléments lourds. Or, aucune observation spectroscopique ne confirme cette hypothèse. Ces éjectas d'éléments lourds devraient aussi affecter la métallicité des étoiles de deuxième génération. L'étude de [Carswell et al., 1994] exclut ainsi une contribution significative des trous noirs et des étoiles à neutrons. Toutefois, les trous noirs supermassifs ($M > 10^3 M_{\odot}$) peuvent être formés sans dispersion d'éléments lourds dans le milieu interstellaire. Mais ces derniers auraient dû provoquer la dislocation des amas globulaires et des galaxies naines (si $M > 10^6 M_{\odot}$), ce qui n'est pas observé [Carr, 1998, Murali et al., 1999]; une limite plus contraignante ($M > 10^4 M_{\odot}$), fondée sur des études similaires, est donnée dans [Arras and Wasserman, 1998].

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 ($t \sim 10^{-4}$ secondes), peuvent former des trous noirs de masse $\sim 1 M_{\odot}$ [Carr, 1998]. Cette hypothèse, bien qu'exotique, s'accorde avec la masse moyenne des candidats microlentilles détectés en direction du LMC [Alcock et al., 1997a, Ansari et al., 1996]. Cependant, ces objets sont très mal connus, et leur masse est intimement liée à la taille de l'horizon au moment de cette transition [Schaeffer et al., 1997].

1.5.2 Candidats non baryoniques

La matière noire baryonique présente de nombreux attraits, notamment parce que l'on possède aujourd'hui les moyens de la détecter; cependant, les résultats combinés de la nucléosynthèse (sec. 1.1.2), et de l'étude des amas de galaxies (sec. 1.2) montrent qu'il est presque indéniable que l'univers est constitué principalement de matière noire non baryonique dès l'échelle des amas. A

⁸Un trou noir n'est en fait pas considéré comme baryonique ("no hair theorem"), même s'il est formé à partir de baryons.

l'échelle des galaxies, la nature de la matière constituant le halo reste indéterminée. A l'heure où les programmes de recherche des candidats non baryoniques arrivent en fin de leur phase de recherche et développement, il est important de présenter les principaux candidats et les résultats préliminaires. A l'époque de la nucléosynthèse, l'univers est constitué (au moins) de nucléons, de photons, et des trois espèces de neutrinos. Une masse suffisante attribuée aux neutrinos, ou bien la présence de particules massives qui se seraient découplées du reste de l'univers avant la nucléosynthèse, pourraient rendre compte de la matière noire non baryonique.

Neutrinos

Les neutrinos n'ont pas de masse dans le modèle standard minimal de la physique des particules. Cependant, une simple extension de cette théorie permet de les rendre massifs. Une petite masse attribuée aux neutrinos ($< qq$ eV) n'affecte en rien les résultats de la nucléosynthèse primordiale; en effet, leur masse resterait très faible devant les énergies mises en jeu quelques minutes après le Big-Bang. Des neutrinos de quelques eV sont souvent désignés sous l'appellation de matière noire "chaude", car ces derniers sont relativistes au moment de leur découplage. Dans le cadre du modèle standard du Big-Bang et de neutrinos "chauds", une masse totale de trois familles d'environ $m_\nu \sim 50 - 100$ eV est nécessaire pour fermer l'univers, et $\Omega_\nu \propto m_\nu$ (eq. 1.12). Contrairement au cas précédent, des neutrinos de quelques MeV (GeV) appartiennent à la matière noire "froide", particules non relativistes au moment de leur découplage. Dans cette hypothèse, la quantité de neutrinos est réduite par leurs annihilations dès $m_\nu \sim 1$ MeV selon $\Omega_\nu \propto m_\nu^{-2}$; leur contribution exacte dépend du modèle de neutrinos utilisé (Dirac ou Majorana), qui influe sur la section efficace d'annihilation. L'univers peut ainsi être fermé par des neutrinos de masse $m_\nu \sim 3$ GeV. D'un point de vue expérimental, GALLEX [Anselman and others, 1995], HOMESTAKE [Davis, 1994], KAMIOKANDE [Suzuki, 1995], et SAGE [Abdurashitov and others, 1994] confirment le déficit de neutrinos électroniques provenant du Soleil par rapport à ce que prévoit le modèle standard solaire couplé au modèle standard minimal de la physique des particules. Les observations effectuées avec le satellite SOHO, notamment sur l'héliosismologie, ont fortifié le modèle solaire. Une propriété des neutrinos massifs permettrait d'expliquer le déficit observé. En effet, les neutrinos massifs peuvent osciller entre les trois saveurs (ν_e, ν_μ, ν_τ). Ces oscillations se produisent dans le vide [Pontecorvo, 1968] ou dans la matière (effet MSW, [Mikheyev and Smirnov, 1985, Wolfenstein, 1978]). Le déficit peut alors s'interpréter par l'oscillation de neutrinos ν_e , produits dans le cœur du Soleil, vers une autre famille; les neutrinos autres que le ν_e étaient indécélables par les expériences précédemment citées. L'expérience SNO sera sensible aux ν_μ, ν_τ . L'étude des neutrinos atmosphériques produits par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère a fourni l'indication la plus probante de l'existence d'oscillations de neutrinos. KAMIOKANDE [Kirata et al., 1992] a découvert une première anomalie dans le rapport du nombre de neutrinos muoniques à celui du nombre de neutrinos électroniques contenus dans le détecteur. En 1998, l'expérience SUPERKAMIOKANDE [Fukuda et al., 1998] a largement confirmé ce résultat. De plus, ces derniers ont détecté une variation dans la distribution zénithale des événements. La combinaison de ces résultats suggère un fort angle de mélange Θ_M entre les différentes saveurs ($\sin(\Theta_M) \sim 1$), ainsi qu'une différence de masse au carré $\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ eV². Toutefois, seul le paramètre Δm^2 peut être mesuré, et la contribution des neutrinos à la densité totale reste mystérieuse. Toutefois, dans le cas le plus simple d'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ alors $m_{\nu_\tau} \sim 0.03 - 01$ eV, on a les contraintes suivantes : $\Omega_\nu \sim 0.0003 - 0.001 h_0^{-2}$.

WIMPs

Les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) sont une appellation générique pour désigner l'ensemble des particules stables (notées χ) les plus légères des modèles supersymétriques de la physique des particules. En effet, la supersymétrie prévoit l'existence de 4 états quantiques : 2 higgsinos neutres, un photino, et un zino de même spin et même parité. Les combinaisons linéaires observables de ces différents états forment les WIMPs χ . Ils sont classés comme matière noire "froide", et leur grande masse (\gg GeV) fait qu'ils se découplent du reste de l'univers à T_χ , bien

avant la nucléosynthèse. Le calcul de leur reliquat donne

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \left(\frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}}{\sigma_A v} \right), \quad (1.37)$$

ou v est la vitesse des WIMPS au moment de leur découplage, et σ_A la section efficace d'annihilation. Les WIMPS interagissant par interactions faibles, on peut donc avoir un ordre de grandeur de la section efficace d'annihilation par

$$\sigma_{i.f} \simeq \frac{\alpha^2}{m_{i.f}^2} \sim 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}, \quad (1.38)$$

avec $\alpha \simeq 1/137$ constante de structure fine et $m_{i.f} \sim 100$ GeV échelle d'énergie de l'interaction faible. Si on injecte (eq. 1.38) dans (eq. 1.37) avec $v \sim c/4$ (vitesse à l'époque du découplage) on obtient $\Omega_\chi h^2 \sim 1$! coïncidence frappante qui fait des WIMPS des particules importantes à l'échelle cosmologique. Aucune trace de la supersymétrie n'a été détectée à ce jour au LEP; si elle existe, elle pourrait se dévoiler aux expériences : CDF et D0 à Fermilab (Chicago), ATLAS et CMS auprès du futur collisionneur p-p du CERN, le LHC (Large Hadron Collider).

Axions

Le lagrangien de la chromodynamique quantique comporte un terme

$$L \propto \theta \times \text{Trace} \left(F^{\mu\nu a} \tilde{F}_{\mu\nu}^a \right), \quad (1.39)$$

ou $F^{\mu\nu a}$ est le tenseur du champ de gluons, et $\tilde{F}_{\mu\nu}^a$ est le tenseur dual défini par

$$\tilde{F}_{\mu\nu}^a = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\delta} F^{\alpha\beta a}. \quad (1.40)$$

La présence de ce terme viole la symétrie CP^9 car le pseudo-tenseur ϵ change de signe sous P et non sous C. Un tel terme serait aussi à l'origine d'un moment magnétique du neutron qui n'a pas été détecté, impliquant la contrainte $|\theta| < 10^{-9}$. L'idée la plus communément admise pour résoudre ce problème consiste à introduire une nouvelle symétrie (Peccei-Quinn) qui, une fois brisée, conduit le paramètre θ à zéro. Si cette symétrie est globale, il s'ensuit l'existence d'un boson de Goldstone : l'axion [Peccei and Quinn, 1977]. Le calcul de leur reliquat donne

$$\Omega_a h^2 \simeq \left(\frac{m_a}{10^{-5} \text{ eV}} \right)^{-1}, \quad (1.41)$$

ou m_a est la masse des axions, limitée à 0.01 eV [Kolb and Turner, 1990]. L'étude de la supernova SN1987A a permis de donner des contraintes plus précises : $m_a \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ eV [Turner, 1988], précisant l'importance cosmologique de ces particules (eq. 1.41). Il n'y a actuellement aucune confirmation expérimentale de l'existence des axions.

⁹C est l'opération par conjugaison de charge et P est l'opération parité.

Chapitre 2

L'effet de microlentille gravitationnelle

Ce chapitre est consacré à la description du phénomène de microlentille gravitationnelle. Je commence par présenter le formalisme général (sec. 2.1), puis je décris le modèle standard des microlentilles : l'étoile source et le déflecteur sont considérés comme ponctuels (sec. 2.2). Je m'attache ensuite à détailler quelques écarts au modèle standard (sec. 2.3). Au cours de cette thèse, l'effet de parallaxe (sec. 2.3.4), ainsi que les effets de binarité (sec. 2.3.2) et (sec. 2.3.3) seront rencontrés.

2.1 Équation fondamentale des lentilles gravitationnelles

2.1.1 Équation de propagation d'un rayon lumineux

Selon la théorie de la Relativité Générale, un rayon lumineux passant près d'un corps sphérique de masse M , avec un paramètre d'impact ξ , est dévié d'un angle

$$\alpha(\xi) = \frac{4GM}{c^2\xi} = \frac{2R_s}{\xi}, \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de la lumière, $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{kg}^{-1} \text{m}^3 \text{s}^{-2}$ la constante de gravitation universelle et R_s est le rayon de Schwarzschild associé à l'objet de masse M ¹. L'équation (eq. 2.1) est uniquement valable dans l'approximation des champs faibles, $\xi \gg R_s$.

On considère un observateur O , une source S située à une distance D_s de O , et un déflecteur D situé à une distance D_d de O et D_{ds} de S . Soit β l'angle relatif entre l'observateur, le déflecteur et la source observée en l'absence de déflecteur et θ ce même angle observé en présence du déflecteur. Les plans perpendiculaires à la ligne OD (observateur-déflecteur) et contenant le déflecteur (D) et la source (S) sont respectivement appelés plan du déflecteur et plan de la source. L'équation fondamentale des lentilles gravitationnelles permet de quantifier l'effet d'un déflecteur sur la trajectoire d'un photon, cela se traduit par la relation algébrique

$$\beta D_s = \theta D_s - \alpha(\xi(\theta)) D_{ds}. \quad (2.2)$$

Soit $\psi = D_s \beta$, distance entre la source et le déflecteur, projetée dans le plan de l'étoile source; l'équation (eq. 2.2) devient

$$\psi = \xi \frac{D_s}{D_d} - D_{ds} \alpha. \quad (2.3)$$

On peut rendre cette équation sans dimensions en introduisant ξ_0 et $\psi_0 = \xi_0 \frac{D_s}{D_d}$, échelles caractéristiques dans les plans de la lentille et de la source. On pose $x = \frac{\xi}{\xi_0}$ et $y = \frac{\psi}{\psi_0}$. L'équation

¹L'effet de déflexion est aussi présent dans la théorie Newtonienne, mais la valeur prédite est alors deux fois plus faible car on ne prend pas en compte l'effet de distorsion "spatiale" de l'espace-temps.

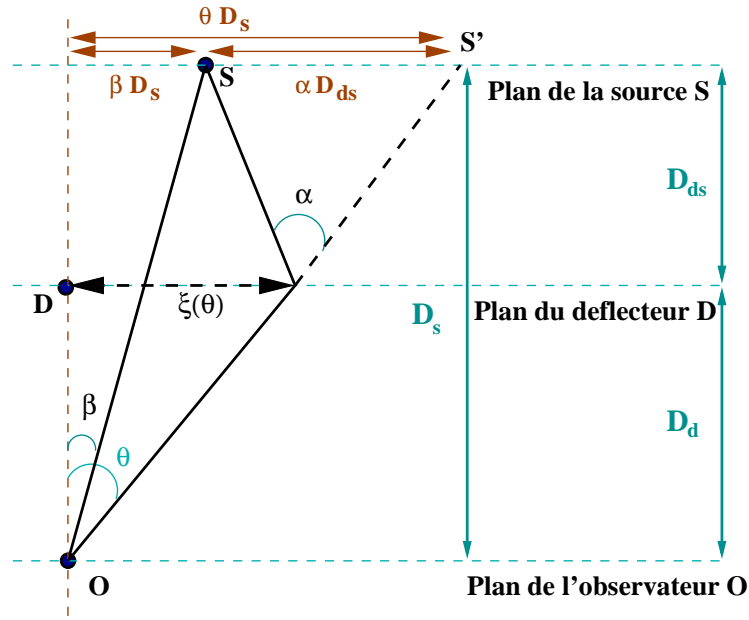


Fig. 2.1 : Géométrie associée à l'équation fondamentale des lentilles gravitationnelles. Les angles α , β et θ sont en réalité très petits ($\ll 10^{-8}$ radians dans le cas de l'effet de microlentille).

fondamentale s'écrit alors

$$y = x - \frac{1}{x}, \quad (2.4)$$

si on choisit

$$\xi_0 = R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d D_{ds}}{D_s}}, \quad (2.5)$$

où R_E est appelé rayon d'Einstein de la lentille [Paczynski, 1986]. On a aussi

$$\psi_0 = R'_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_s D_{ds}}{D_d}}, \quad (2.6)$$

où R'_E est le rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'étoile source.

2.1.2 Amplification

Le terme d'amplification traduit l'augmentation du flux mesuré lors d'un effet de lentille gravitationnelle, mais ce mot n'est pas réellement approprié, car chaque pinceau lumineux conserve son flux originel, et c'est la concentration de différents rayons lumineux vers l'observateur qui induit l'accroissement du flux mesuré. L'amplification mesurée correspond donc au rapport des angles solides sous lesquels on voit la source en présence et en l'absence du déflecteur. Localement, la distorsion s'exprime en fonction des composantes du jacobien de la transformation

$$\frac{\partial \beta_i}{\partial \theta_j} = \frac{\partial y_i}{\partial x_j}. \quad (2.7)$$

L'amplification \tilde{A} associée à une image localisée en \vec{x} est donc

$$\tilde{A}(\vec{x}) = \frac{1}{|\det(\frac{\partial \vec{y}}{\partial \vec{x}})|}. \quad (2.8)$$

Dans le cas d'une source ponctuelle située en \vec{y} , l'amplification totale s'exprime simplement comme la somme des amplifications des N différentes images

$$A_p(\vec{y}) = \sum_{i=1}^N \tilde{A}(\vec{x}_i) , \quad (2.9)$$

où N est le nombre d'images, dans la configuration considérée, correspondant à la source en \vec{y} . Dans le cas d'une source étendue (S), dont le profil d'intensité vaut $I(\vec{y})$, l'amplification se calcule en intégrant l'amplification associée à chaque point de la source

$$A_e = \frac{\int_S A_p(\vec{y}) I(\vec{y}) d^2 \vec{y}}{\int_S I(\vec{y}) d^2 \vec{y}} . \quad (2.10)$$

2.2 Modèle simplifié : source et déflecteur ponctuels

Dans ce cas très simple, soluble analytiquement, la position des images est donnée par (eq. 2.4) tandis que l'amplification est calculée par (eq. 2.9). Deux cas sont à distinguer :

◇ Source, déflecteur, et observateur alignés ($y = 0$)

Un anneau circulaire se forme dans le plan de la lentille.

$$|x| = 1 \text{ (Anneau dit d'Einstein)} . \quad (2.11)$$

$|\det(\frac{\partial \vec{y}}{\partial \vec{x}})|_{y=0} = 0$, le point $y = 0$ est appelé *point critique* du plan de la source. L'amplification associée, donnée par (eq. 2.8), est donc infinie dans ce modèle. Cette singularité disparaît lorsque l'on prend en compte la taille finie de l'étoile source (sec. 2.3.1).

◇ Source, déflecteur, et observateur non alignés ($y \neq 0$)

Deux images (x_+ , x_-) se forment dans le plan de la lentille de part et d'autre de l'anneau d'Einstein

$$x_{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{2}(y + \sqrt{y^2 + 4}) & x_+ \in [1, \infty] \\ \frac{1}{2}(y - \sqrt{y^2 + 4}) & x_- \in [-1, 0[\end{cases} , \quad (2.12)$$

et ($\tilde{A}(x_+), \tilde{A}(x_-)$) les amplifications associées aux images (x_+ , x_-) valent

$$\tilde{A}(x_{\pm}) = \begin{cases} \frac{1}{4} \left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + 4}} + \frac{\sqrt{y^2 + 4}}{y} + 2 \right) > 1 \\ \frac{1}{4} \left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + 4}} + \frac{\sqrt{y^2 + 4}}{y} - 2 \right) < 1 \end{cases} . \quad (2.13)$$

2.2.1 Forme et amplitude du signal

L'amplification totale du signal est calculée selon (eq. 2.9) [Einstein, 1936, Liebes Jr., 1964, Paczyński, 1986].

$$A_p(y) = \tilde{A}(x_+) + \tilde{A}(x_-) , \quad (2.14)$$

$$A_p(y) = \frac{y^2 + 2}{y\sqrt{y^2 + 4}} . \quad (2.15)$$

Il faut généraliser le cas $\beta = (\widehat{DOS}) = Cte$ au cas $\beta = \beta(t)$ traduisant le mouvement relatif du déflecteur et de la source. Il est usuel d'utiliser $u(t)$, distance entre le déflecteur et la source dans le plan de la lentille en unité de rayon d'Einstein R_E

$$u(t) = \frac{\psi(t) \frac{D_d}{D_s}}{R_E} = y(t) . \quad (2.16)$$

Soit v_\perp la vitesse transverse (orthogonale à la ligne de visée) du déflecteur par rapport à la ligne de visée. Soit Δt le temps mis par la source pour parcourir un rayon d'Einstein; Δt est appelé échelle

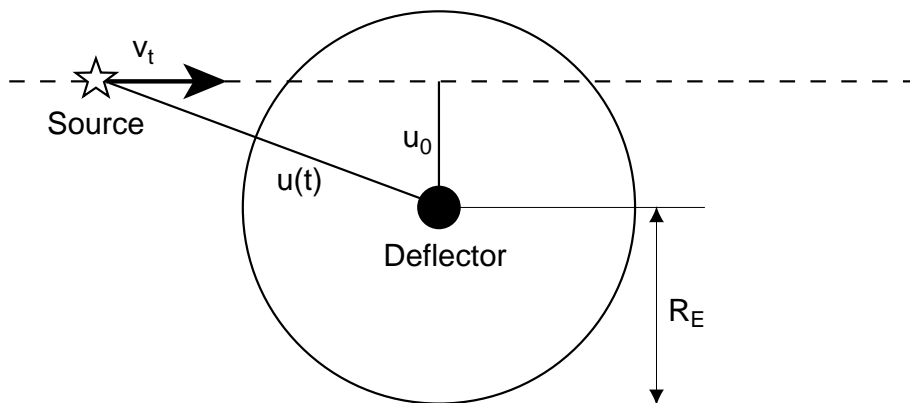


Fig. 2.2 : Géométrie de l'effet de microlentille dans le plan du déflecteur. L'étoile source se déplace de gauche à droite. Le paramètre d'impact $u(t)$ décroît jusqu'à atteindre sa valeur minimale u_0 à $t = t_0$; l'amplification est alors maximale.

de temps de l'événement ²

$$\Delta t = \frac{R_E}{v_\perp} . \quad (2.17)$$

On définit t_0 comme l'instant d'amplification maximale. Le mouvement de l'étoile source projeté dans le plan de la lentille est considéré comme une portion de droite en première approximation. On a donc

$$u(t) = \sqrt{u^2(t_0) + \left(\frac{t - t_0}{\Delta t}\right)^2} . \quad (2.18)$$

La courbe d'amplification transitoire, usuellement appelée "courbe de Paczyński" [Liebes Jr., 1964, Paczyński, 1986] est alors

$$A_p(u(t)) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}} . \quad (2.19)$$

La courbe de Paczyński est symétrique par rapport à t_0 , ne dépend que du paramètre $u(t)$, et est indépendante de la longueur d'onde d'observation ³. Une condition arbitraire pour qu'un observateur valide un événement est $A(u(t_0)) > A_{seuil}$. Si on choisit qu'un événement soit validé pour $u(t) < 1$, on a alors $A_{seuil} = A(1) = 1.34$.

2.2.2 Profondeur optique

On appelle profondeur optique la fraction du ciel recouverte par les disques d'Einstein associés aux microlentilles; de façon équivalente c'est la probabilité qu'une étoile source soit amplifiée d'un

²La définition de l'échelle de temps d'un événement varie selon les expériences : $\Delta t = \frac{R_E}{v_\perp}$ pour l'expérience EROS, et $2\frac{R_E}{v_\perp}$ pour l'expérience MACHO

³L'effet est indépendant de la longueur d'onde car la déflexion des rayons lumineux est une conséquence du principe d'équivalence

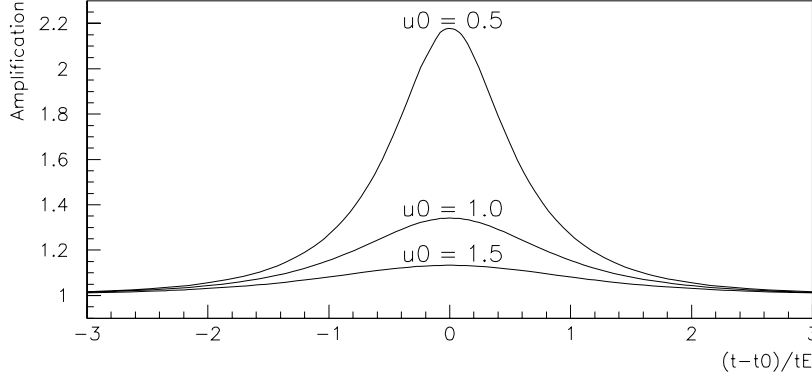


Fig. 2.3 : Courbes de Paczyński pour un déflecteur ponctuel et une source ponctuelle. Les différentes courbes sont associées aux paramètres d'impact $u_0 = 0.5$, $u_0 = 1.0$ et $u_0 = 1.5$.

facteur supérieur à 1.34, à un instant donné. La contribution à la profondeur optique d'une coquille sphérique située à une distance D_d , d'épaisseur dD_d et centrée sur l'observateur vaut

$$d\tau(D_d) = d\rho(D_d)\pi R_E^2(D_d) dD_d, \quad (2.20)$$

où $d\rho(D_d)$ est la densité volumique de microlentilles en D_d . Si on considère une éventuelle distribution de masse des microlentilles on a

$$d\rho(D_d) = \int_0^\infty \frac{\rho'(D_d, M)}{M} dM, \quad (2.21)$$

où ρ' est la densité de microlentilles de masse M en D_d . On déduit donc la profondeur optique totale

$$\tau(D_s) = \int_0^{D_s} d\tau(D_d) = \int_0^{D_s} dD_d \int_0^\infty dM \frac{4\pi GM}{c^2} \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} \frac{\rho'(D_d, M)}{M}. \quad (2.22)$$

En posant $x = \frac{D_d}{D_s}$ et en intégrant sur la masse (dans l'hypothèse où la distribution en masse des déflecteurs est indépendante de D_d) on a

$$\tau(x) = \frac{4\pi G D_s^2}{c^2} \int_0^1 x(1-x)\rho(x) dx. \quad (2.23)$$

La profondeur optique s'avère indépendante de la distribution de masse des déflecteurs, et coïncide avec la probabilité d'observer un événement dont l'amplification est supérieure à 34% sur une étoile source donnée. Ce calcul est valable pour une source à distance D_s donnée. Pour prendre en compte une éventuelle distribution des étoiles sources le long de la ligne de visée, on doit moyennner la profondeur optique sur la distributions des étoiles sources

$$\tau = \frac{\int dD_s \frac{dn_s}{dD_s} \tau(D_s)}{\int dD_s \frac{dn_s}{dD_s}}, \quad (2.24)$$

où $\frac{dn_s}{dD_s}$ décrit le profil de densité des étoiles détectables le long de la ligne de visée. On peut obtenir un ordre de grandeur de la profondeur optique avec l'expression suivante

$$\tau \simeq \frac{N_{\text{lentille}}}{4\pi D_d^2} \pi R_E^2. \quad (2.25)$$

Si les microlentilles appartiennent à un halo virialisé, alors

$$v_{\mu\text{lentille}} \simeq \sqrt{\frac{GM_{\text{halo}}}{D_d}}, \quad (2.26)$$

où $v_{\mu\text{lentille}} \sim 200\text{km/s}$ est la vitesse orbitale moyenne des microlentilles. En injectant (eq. 2.26) dans (eq. 2.25) on obtient

$$\tau \simeq \frac{v^2}{c^2} (1-x) \leq \frac{v^2}{c^2} \sim 10^{-6}. \quad (2.27)$$

La très faible valeur de la profondeur optique justifie a posteriori de négliger un possible recouvrement des disques d'Einstein dans l'équation (eq. 2.20).

2.2.3 Taux d'événements

Soit Σ une surface définie par la trace que laisserait un cercle d'Einstein associé à un déflecteur de masse M se déplaçant de l'observateur à la source le long de la ligne de visée; désormais, Σ sera nommé "microtube" [Griest, 1991]. Le taux d'événements ($A > 1.34$) $\frac{d\Gamma}{dm}$, dû à des objets de masse m , correspond au flux de microlentilles (de vitesse \vec{v}^\perp) qui entre dans le microtube de rayon $R_E(D_d)$

$$\frac{d\Gamma}{dm} = \frac{dn}{dm} v_\perp \cos\omega f(\vec{v}^\perp) d^2\vec{v}^\perp d\Sigma, \quad (2.28)$$

où ω est l'angle entre la normale à la surface du tube et la vitesse transverse relative \vec{v}^\perp , $d\Sigma = R_E d\alpha dD_d$ est un élément de surface du microtube, tandis que $f(\vec{v}^\perp)$ et $\frac{dn}{dm}$ sont respectivement les fonctions de distribution de vitesse et de masse des déflecteurs.

La vitesse $\vec{v} = \vec{v}^\perp + \vec{v}^\parallel$ traduit le mouvement relatif entre le microtube et le déflecteur; \vec{v}^\parallel est

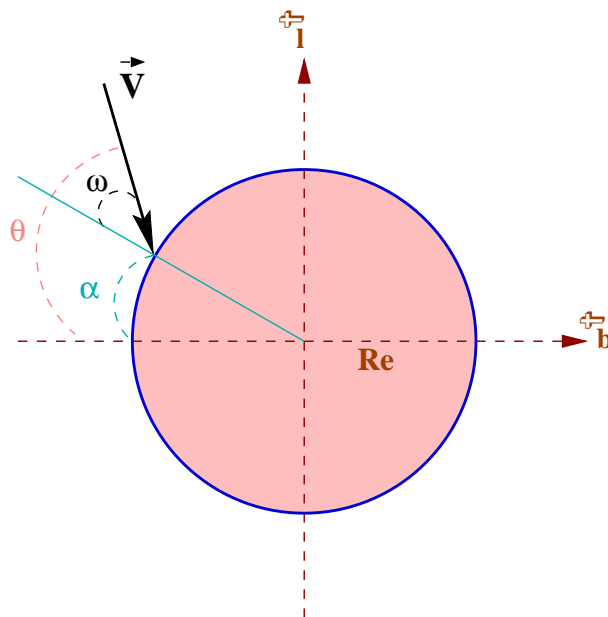


Fig. 2.4 : Coupe transverse d'un microtube à une distance D_d

la composante radiale de la vitesse; \vec{v}^\perp est la projection de cette vitesse dans le plan orthogonal à la ligne de visée.

$$\vec{v}^\perp = \vec{v}_d - x\vec{v}_s - (1-x)\vec{v}_o, \quad (2.29)$$

où \vec{v}_d^\perp , $x\vec{v}_s^\perp$ et $(1-x)\vec{v}_o^\perp$ sont respectivement les vitesses transverses du déflecteur, de la source et de l'observateur, projetées dans le plan de la lentille. Chaque vitesse considérée peut être décomposée en une composante d'entraînement et une composante de dispersion

$$\vec{v}_{ent}^\perp = \vec{v}_{d,ent}^\perp - x\vec{v}_{s,ent}^\perp - (1-x)\vec{v}_{o,ent}^\perp \quad (2.30)$$

$$\vec{v}_{disp}^\perp = \vec{v}_{d,disp}^\perp - x\vec{v}_{s,disp}^\perp. \quad (2.31)$$

Dans le système de coordonnées galactiques, la composante transverse se décompose selon la longitude \hat{l} et la latitude \hat{b} : $\vec{v}^\perp = v^l \hat{l} + v^b \hat{b}$. Dans un cas simple, la fonction de distribution de vitesse se modélise alors par le produit de deux distributions gaussiennes centrées $v_{disp}^i = 0$, et de dispersion $\sigma_{disp}^i = \sqrt{(\sigma_d^i)^2 + (x(\sigma_s^i))^2}$, $i = (l, b)$.

$$\begin{aligned} f(\vec{v}^\perp) d^2 \vec{v}^\perp &= f(\vec{v}^\perp) d\omega v^\perp dv^\perp \\ f(\vec{v}^\perp) d^2 \vec{v}^\perp &= G(v_{disp}^l) G(v_{disp}^b) dv_{disp}^l dv_{disp}^b \\ &= \prod_{i=l,b} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sigma^i)^2} \exp\left(-\frac{(v_{disp}^i)^2}{2(\sigma^i)^2}\right) \right) dv_{disp}^i. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Mais on conserve la forme $f(\vec{v}^\perp) d^2 \vec{v}^\perp$ dans le reste de cette analyse pour plus de généralité. Le taux d'événements différentiel s'exprime finalement par la relation

$$\frac{d\Gamma}{dm} = \frac{dn}{dm} \cos \omega f(\vec{v}^\perp) (v_\perp)^2 dv_\perp d\omega d\theta dD_d, \quad (2.33)$$

où $\theta = \alpha + \omega$. Après l'intégration triviale sur les vitesses entrantes dans le microtube $\omega \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$, le taux d'événements intégré vaut

$$\frac{d\Gamma}{dm} = 2 \int_0^{D_s} dD_d R_E(D_d) \frac{dn(D_d)}{dm} \int_0^\infty dv_\perp \int_0^{2\pi} d\theta (v_\perp)^2 f(\vec{v}^\perp). \quad (2.34)$$

Du point de vue observationnel il est plus pertinent de donner le taux d'événements de masse m et de durée $\Delta t = \frac{R_E}{v_\perp}$

$$\frac{d\Gamma}{dm d\Delta t} = 2 \int_0^{D_s} dD_d \frac{dn}{dm} \left(\frac{R_E(D_d)}{\Delta t} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\theta f(\vec{v}^\perp). \quad (2.35)$$

Dans cette dernière expression, on ne connaît ni la fonction de masse des microlentilles, ni les fonctions de distribution des vitesses des déflecteurs et des sources. On attribue souvent une même masse aux déflecteurs pour évaluer le taux d'événements, cela se traduit par

$$\frac{dn(D_d)}{dm} = \frac{\rho(D_d)}{m} \delta(m - M). \quad (2.36)$$

le taux d'événements par unité de durée, pour des déflecteurs de masse M , devient alors

$$\frac{d\Gamma}{d\Delta t} = \frac{2}{M} \int_0^{D_s} dD_d \rho(D_d) \left(\frac{R_E(D_d)}{\Delta t} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\theta f(\vec{v}^\perp). \quad (2.37)$$

Pour être réaliste il faut multiplier $\frac{d\Gamma}{d\Delta t}$ par l'efficacité $\epsilon(\Delta t)$ de l'expérience considérée; en principe, cette efficacité est une fonction de Δt , u_0 , et du flux de l'étoile source.; on intègre ici sur les deux derniers paramètres afin d'avoir une dépendance fonctionnelle en Δt uniquement. Le taux d'événements théorique intégré est alors

$$\Gamma = \int_0^\infty \epsilon(\Delta t) \frac{d\Gamma}{d\Delta t} d\Delta t. \quad (2.38)$$

Dans l'équation (eq. 2.37) la masse du déflecteur n'intervient pas dans le terme $R_E/\Delta t$, donc $\frac{d\Gamma}{d\Delta t} \propto 1/M$, de plus, $\Delta t \propto \sqrt{M}$; le taux d'événements (eq. 2.38), calculé avec l'approximation (eq. 2.36) a donc une dépendance fonctionnelle avec la masse donnée par

$$\Gamma \propto \frac{1}{\sqrt{M}}. \quad (2.39)$$

2.3 Structures fines des courbes de lumière

Le modèle simplifié des microlentilles gravitationnelles, source et déflecteur ponctuels, sans aucune autre source de lumière, est une modélisation simple décrivant les observations et dépendant de trois paramètres

- ◇ t_0 et u_0 : instant du maximum d'amplification et paramètre d'impact

Ceux-ci ne contiennent aucune information sur les caractéristiques du déflecteur. Il y a tout lieu de penser que ce sont des variables aléatoires de distribution plate a priori.

- ◇ Δt : durée de l'événement

Contient toutes les informations physiques concernant la lentille; Δt est une fonction de la distance du déflecteur D_d (ou x), de sa masse M et de sa vitesse transverse v_\perp .

$$\Delta t = \frac{R_E(D_d, M)}{v_\perp} . \quad (2.40)$$

Cette dégénérescence implique que la mesure seule de Δt est insuffisante pour caractériser complètement la microlentille. Deux approches sont alors envisageables

- Accumuler un grand nombre d'événements et leurs appliquer des tests statistiques afin de déterminer les paramètres physiques moyens.
- Aller au-delà du modèle simple en recherchant des perturbations d'origine physique, sur les courbes de lumière, apportant de nouvelles contraintes sur les paramètres M , x , et v_\perp .

C'est cette dernière voie qui va être présentée dans cette section, au travers de la description des effets de taille finie, de binarités (de la source et du déflecteur), et de parallaxe.

2.3.1 Source étendue

Dans le cas général d'une source étendue, l'amplification est donnée par l'équation (eq. 2.10). Un moyen de savoir rapidement si cet effet est non négligeable pour une configuration lentille-source donnée est de comparer la valeur de la projection du rayon de l'étoile source dans le plan de la lentille (U), en unité de rayon d'Einstein, avec le paramètre d'impact (u) (fig. 2.5). Néanmoins, on donne dans cette section la valeur exacte de la forme et de l'amplitude du signal attendu dans le cas d'une source uniforme. Dans le cas d'une source de brillance non uniforme on se référera à [Dominik, 1996]. A la fin de cette section on présente les contraintes possibles apportées par la recherche d'un effet de taille finie.

Source étendue de brillance uniforme

Dans le cas d'une source (S) de brillance uniforme l'équation (eq. 2.10) se simplifie

$$A_{e,unif} = \frac{\int_S A_p(\vec{y}) d^2 \vec{y}}{\int_S d^2 \vec{y}} . \quad (2.41)$$

Si la lentille possède la symétrie axiale, l'amplification ne dépend que du module $|\vec{y}| \equiv r$, elle s'écrit alors

$$A_{e,unif} = \frac{\int_S A_p(r) d\Theta r dr}{\int_S d\Theta r dr} . \quad (2.42)$$

Puisque l'intégrand ne dépend que de r , l'intégration sur Θ au numérateur s'exprime séparément

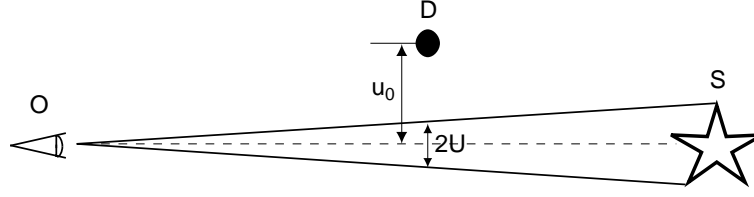


Fig. 2.5 : Paramètres associé à l'effet de taille finie de la source [Palanque-Delabrouille et al., 1997].

par la fonction $\Delta(r, S)$. L'intégration au dénominateur est juste la surface de l'étoile source. On considère une étoile source de rayon U en unité de rayon d'Einstein projeté dans le plan de la source ($U = \frac{R_s}{R_E}$); u est la distance entre la projection du déflecteur dans le plan de la source et le centre de l'étoile S , exprimé dans les mêmes unités. On réécrit (eq. 2.41)

$$A_{e,unif}(u, U) = \frac{1}{\pi U^2} \int r A_p(r) \Delta(r, u, U) dr. \quad (2.43)$$

Trois cas doivent être distingués pour résoudre l'équation (eq. 2.43)

		$\Delta(r, u, U)$
$u > U$	$u \in [u - U, u + U]$	$2 \arccos \frac{u^2 + r^2 - U^2}{2ur}$
$u = U$	$u \in [0, 2U]$	$2 \arccos \frac{r}{2U}$
$u < U$	$u \in [0, U - u]$	2π
	$u \in [U - u, U + u]$	$\arccos \frac{u^2 + r^2 - U^2}{2ur}$

L'amplification $A_{e,unif}(u, U)$ vaut alors

$$A_{e,unif}(u, U) = \begin{cases} \frac{2}{\pi U^2} \int_{u-U}^{u+U} r A_p(r) \arccos \frac{u^2 + r^2 - U^2}{2ur} dr & \text{si } u > U \\ \frac{2}{\pi U^2} \int_0^{2U} r A_p(r) \arccos \frac{r}{2U} dr & \text{si } u = U \\ \frac{2}{\pi U^2} \left[\int_{U-u}^{U+u} r A_p(r) \arccos \frac{u^2 + r^2 - U^2}{2ur} dr + \pi \int_0^{U-u} r A_p(r) dr \right] & \text{si } u < U \end{cases} \quad (2.44)$$

Dans le cas $u < U$ la deuxième intégrale du membre de droite peut être résolue analytiquement, il en est de même pour le cas $u = U$ [Dominik, 1996], on a donc

$$A_{e,unif}(u, U) = \begin{cases} \frac{2}{\pi U^2} \int_{u-U}^{u+U} r A_p(r) \arccos \frac{u^2 + r^2 - U^2}{2ur} dr & \text{si } u > U \\ \frac{2}{\pi} \left[\left(1 + \frac{1}{U^2}\right) \arcsin \left(1 + \frac{1}{U^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \frac{1}{U} \right] & \text{si } u = U \\ \frac{2}{\pi U^2} \int_{U-u}^{U+u} r A_p(r) \arccos \frac{u^2 + r^2 - U^2}{2ur} dr + \frac{U-u}{U^2} \sqrt{(U-u)^2 + 4} & \text{si } u < U \end{cases} \quad (2.45)$$

Il est important de noter que la singularité $\lim_{u \rightarrow 0} A_p(u) = \infty$ disparaît si on tient compte de la taille finie de la source

$$A_{e,unif}(0, U) = \left(1 + \frac{4}{U^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.46)$$

La courbe de lumière diffère de la forme observée dans le cas d'une source considérée comme ponctuelle, mais la courbe de lumière reste symétrique par rapport au maximum d'amplification. Différents exemples de courbes de lumière affectées par un effet de taille finie sont donnés dans la figure (fig. 2.6).

Contrainte sur la distance des déflecteurs

L'observation ou la non-observation de l'effet de taille finie peut être un moyen de contraindre la distance des microlentilles. Pour cela on doit déterminer un ordre de grandeur de la taille de

l'étoile source impliquant la détectabilité de cet effet.
On fait, par exemple, l'hypothèse que l'effet est détectable si

$$U = \frac{R_\star}{R'_E} = \frac{R_\star}{\sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_s} \sqrt{\frac{x}{1-x}}} \geq 0.1 . \quad (2.47)$$

Soit $\delta = \frac{R_\star}{R_\odot}$, le rayon de l'étoile source en unité de rayon solaire $R_\odot = 6.96 \cdot 10^8 m$. On déduit de (eq. 2.47) la contrainte suivante :

$$\delta \geq \delta_{min} = \frac{1}{10} \sqrt{\frac{4G M_\odot}{c^2} \frac{D_s^2}{R_\odot^2} \sqrt{\frac{1-x}{x}} \sqrt{\frac{M}{M_\odot}}} . \quad (2.48)$$

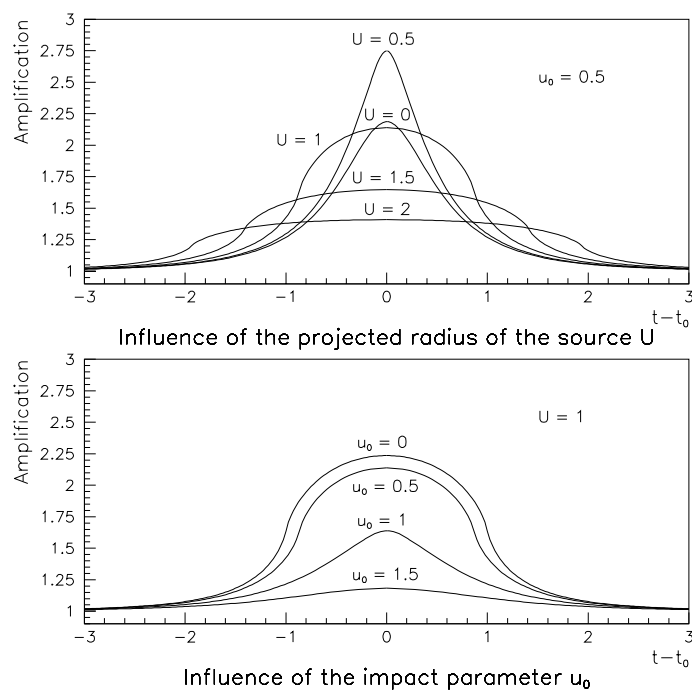


Fig. 2.6 : Exemples de courbes de lumière avec effet de taille finie de la source effet de taille finie de la source pour différents paramètres U [Renault, 1996, Renault et al., 1997a, Renault et al., 1997b]. (haut) Influence du rayon d'Einstein projeté dans le plan de la source U (le cas $U=0$ ne donne pas l'amplification maximale). (bas) Influence du paramètre d'impact minimum u_0 . En résumé, l'effet de taille finie sature les amplifications et fait disparaître la divergence du modèle simplifié à $u_0 = 0$.

◇ Événement lentille du halo / source du LMC

On se place ici dans le cas du LMC, mais les résultats qui vont être présentés restent qualitativement valables dans le cas du SMC. Le déflecteur dans le halo et la source dans un des Nuages de Magellan sont respectivement placés à $D_d \sim 10 \text{ kpc}$ et $D_s \sim 55 \text{ kpc}$. La table (tab. 2.3.1) indique, pour une masse des déflecteurs donnés, le type de l'étoile source sur laquelle on est susceptible de détecter un effet de taille finie.

M/M_{\odot}	δ_{min}	Type d'étoile source
10^{-3}	20	géante
10^{-1}	200	supergéante
1	550	supergéante
10	1600	

◇ Événement LMC/LMC, ou SMC/SMC

Dans ce cas, on fait l'hypothèse que le LMC peut avoir une épaisseur de 1 kpc, on a alors $D_{ds} \sim 1 \text{ kpc}$. La table (tab. 2.3.1) indique, pour une masse des défecteurs donnés, le type de l'étoile source sur laquelle on est susceptible de détecter un effet de taille finie. Dans ce cas, on a beaucoup plus de chance d'observer un tel effet.

M/M_{\odot}	δ_{min}	Type d'étoile source
10^{-3}	1.5	séquence principale
10^{-1}	15	séquence principale
1	50	géante
10	150	supergéante

En conclusion on notera que, compte tenu de la distribution de masse des étoiles $\frac{dn}{dM}$ (fonction de puissance décroissante de la masse) et de la faible profondeur optique τ , l'observation d'un effet de taille finie en direction du LMC (SMC) permet de signer un événement LMC/LMC (SMC/SMC) dit de "self-lensing" : la lentille et la source sont localisées dans le LMC (SMC). Cette information est cruciale pour l'interprétation des résultats.

2.3.2 Source binaire

Environ 50% des étoiles appartiennent à un système double; il est donc raisonnable de considérer le cas d'une étoile source binaire. Par rapport au cas d'une source simple, 5 paramètres supplémentaires sont nécessaires pour décrire le système (dans le cas simplifié d'une orbite circulaire) : l'angle θ entre la vitesse transverse du défecteur et le grand axe de la projection de l'orbite de la source dans le plan de la lentille, T la période de rotation du système, la séparation entre les deux composantes projetée dans le plan de la lentille (en unité de rayon d'Einstein) $\chi = a x/R_E$, l'angle η entre la normale à l'orbite des sources et la ligne de visée, et Φ_0 la phase de l'orbite à $t = t_0$ ⁴. Dans le cas général, les deux composantes de la source sont lumineuses, leur mouvement relatif est décrit par la troisième loi de Kepler

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM} . \quad (2.49)$$

ou M est la somme des masses des deux composantes, et a leur séparation. Les vecteurs $\vec{d}_1(t)$ et $\vec{d}_2(t)$ lient le défecteur et la projection des sources dans le plan du défecteur (en unité de rayon d'Einstein) sont donnés par

$$\begin{aligned} \vec{d}_1(t) &= (1-q)\vec{d}(t) \\ \vec{d}_2(t) &= -q\vec{d}(t) , \end{aligned} \quad (2.50)$$

ou q est la fraction de masse d'une composante, et $\vec{d}(t)$ est donné par

$$\vec{d}(t) = \begin{cases} -\chi \sin \Xi(t) + \frac{t-t_0}{\tau} \cos \theta - u_0 \sin \theta \\ \chi \cos \eta \cos \Xi(t) + \frac{t-t_0}{\tau} \sin \theta + u_0 \cos \theta \end{cases} , \quad (2.51)$$

⁴ t_0 est ici l'instant d'approche minimal entre le défecteur et la projection du centre de gravité des sources dans le plan de la lentille.

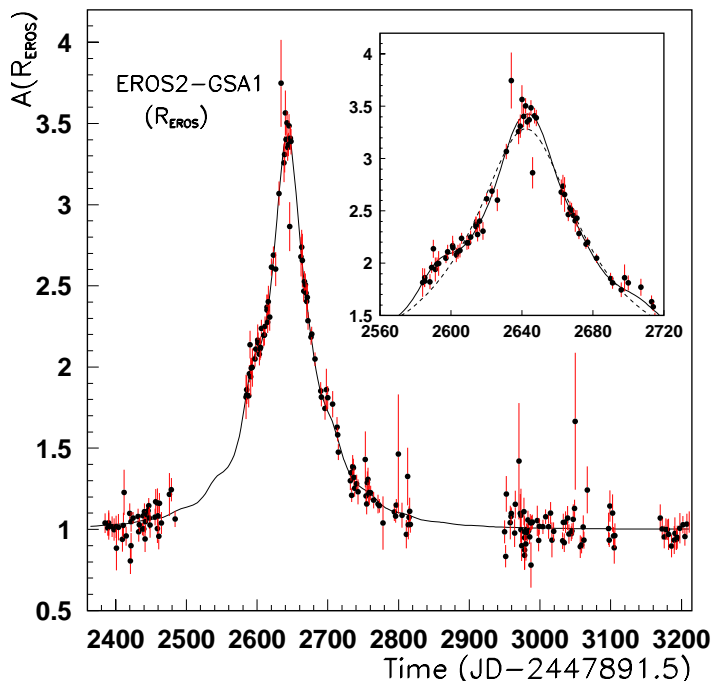


Fig. 2.7 : Événement EROS2 en direction des Bras Spiraux (BS) probablement produit par une source binaire [Derue, 1998]. L'amplification est représentée en fonction du temps exprimé en jours EROS. On voit deux épaulements, vers les jours 2580 et 2700, qui sont interprétés par la binarité de l'étoile source.

avec $\Xi(t) = 2\pi(t - t_0)/T + \Phi_0$. Chaque composante de la source subit l'effet de microlentille gravitationnelle, avec des paramètres d'impacts $u_{1,2}(t) = |\vec{d}_{1,2}(t)|$. Les amplifications individuelles sont données par (eq. 2.19). L'amplification totale est une combinaison linéaire des amplifications individuelles

$$A_{sb}(t) = (1 - \omega)A(u_1(t)) + \omega A(u_2(t)) , \quad (2.52)$$

ou

$$\omega = \frac{L_2}{L_1 + L_2} , \quad (2.53)$$

avec L_1 et L_2 les luminosités respectives des deux sources. Plusieurs pics peuvent apparaître sur une courbe de lumière d'un effet de microlentille provoqué par une source binaire, on peut aussi observer un épaulement sur la courbe de lumière (fig. 2.7). De plus, les deux sources n'étant pas forcément du même type spectral, l'amplification résultante a toute chance d'être chromatique (différente dans les voies rouge et bleue).

2.3.3 Déflecteur binaire

Puisque de nombreuses étoiles sont associées par paire, on peut alors supposer qu'il existe des phénomènes de microlentille provoqués par des déflecteurs binaires. On utilise les notations générales définies à la section (sec. 2.1). On distinguera le cas d'un système statique et celui d'un système en rotation.

déflecteur binaire statique

Il existe plusieurs façons de paramétrer un déflecteur binaire [Dominik, 1996, Mao and Stefano, 1995]. La principale différence réside dans la définition

de l'instant de moindre approche t_0 . On adopte ici les conventions décrites dans [Dominik, 1996]. Soit deux objets constituant un déflecteur binaire : D_1 et D_2 (fig. 2.8), de masses μ_1 et μ_2 ; l'axe optique est défini comme la droite passant par l'observateur et le milieu C du segment $[D_1 D_2]$. Le plan de la lentille est perpendiculaire à l'axe optique et centré sur C ; Le plan de la source est parallèle au plan du déflecteur et centré sur l'axe optique; dans le plan de la source, l'étoile est localisée en

$$\vec{\psi} = \frac{D_s}{D_d} R_E \vec{y} . \quad (2.54)$$

Dans le plan du déflecteur, un rayon lumineux reliant l'observateur à la source passe en

$$\vec{\xi} = R_E \vec{x} . \quad (2.55)$$

Toujours dans le plan du déflecteur, on choisit un système d'axes tel que $D_1 = (-\chi, 0)$ et $D_2 =$

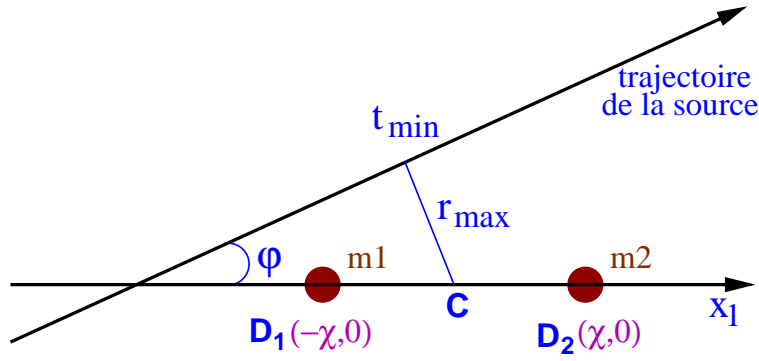


Fig. 2.8 : Géométrie associée à un déflecteur binaire statique.

$(\chi, 0)$, avec $\chi = \|\overrightarrow{CD_1}\| R_E$. Le système d'axes dans le plan de la source est parallèle à celui du plan du déflecteur et centré sur l'axe optique. Soit $M = \mu_1 + \mu_2$ la masse totale du système; on pose $m_1 = \frac{\mu_1}{M}$, et $m_2 = 1 - m_1$ les fractions de masse des objets D_1 et D_2 . On relie la position des images \vec{x} et la position réelle de la source \vec{y} par l'équation fondamentale des lentilles gravitationnelles (eq. 2.2) :

$$\begin{aligned} y_1(x_1, x_2) &= x_1 - m_1 \frac{x_1 - \chi}{(x_1 - \chi)^2 + x_2^2} - (1 - m_1) \frac{x_1 + \chi}{(x_1 + \chi)^2 + x_2^2} \\ y_2(x_1, x_2) &= x_2 - m_1 \frac{x_2}{(x_1 - \chi)^2 + x_2^2} - (1 - m_1) \frac{x_2}{(x_1 + \chi)^2 + x_2^2} , \end{aligned} \quad (2.56)$$

Ce système d'équations n'est pas soluble de façon analytique dans le cas général. Pour une position donnée de la source on obtient (numériquement) 3 ou 5 images. L'amplification de chacune des images est donnée par l'équation (eq. 2.8). Dans le plan de la source, les lignes d'amplification infinie sont appelées *courbes caustiques*. Les positions des images associées dans le plan de la lentille définissent les *courbes critiques*. On trouvera une excellente revue des différentes topologies possibles dans [Schneider and Weiß, 1986]. L'amplification totale est égale à la somme des amplifications des images individuelles. Dans le cas d'une source étendue, on doit sommer les amplifications calculées pour tous les points de la source. Soit v_{\perp} la projection de la vitesse de la source dans le plan du déflecteur. Le temps caractéristique de l'événement est $\Delta t = \frac{R_E}{v_{\perp}}$, où on définit le rayon d'Einstein par

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_d D_{ds}}{D_s}} . \quad (2.57)$$

Soit t_0 l'instant d'approche minimale au point C . La projection de la source et le point C sont alors séparés d'une distance $r_{\min} = u_{\min} R_E$. Soit φ l'angle entre la direction $(D_1 D_2)$ et la trajectoire de la source. Le signe de la vitesse de la source est choisi tel que le point C soit toujours à droite

de la trajectoire décrite par la source au cours du temps. On a alors : $u_{min} \geq 0$, $0 \leq \varphi < \pi$, et $0 \leq m_1 < 1$. Les lentilles binaires peuvent engendrer une très grande variété de courbes de lumière. On distingue essentiellement deux cas : avec et sans traversée de caustique, avec deux configurations différentes selon que la séparation entre les deux déflecteurs est plus grande (*wide binary*) ou plus petite (*close binary*) que le rayon d'Einstein. Dans le cas $\chi \ll 1$, les deux déflecteurs sont ressentis comme une lentille simple de masse $m_1 + m_2$, on retrouve donc une courbe de Paczyński. Si $\chi \gg 1$, les rayons lumineux sont principalement déviés par un seul des deux déflecteurs. On retrouve là aussi une courbe de microlentille simple.

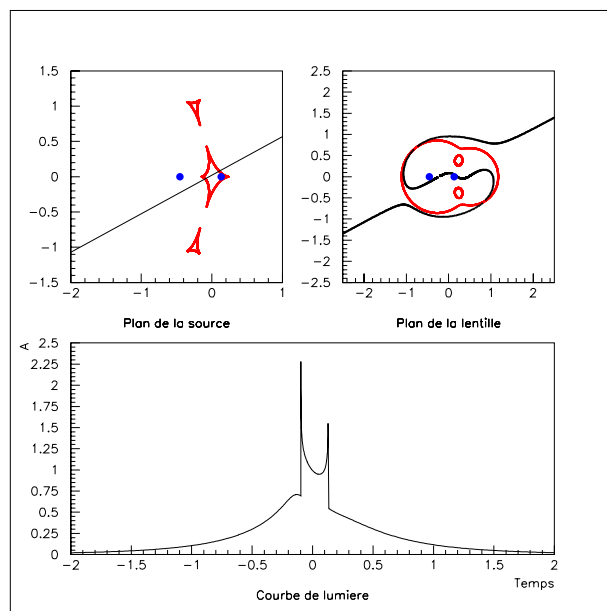


Fig. 2.9 : Simulation d'un déflecteur binaire avec traversée de caustique. La forme des caustiques est générique des faibles séparations des lentilles. Les paramètres de génération sont $\chi = 2.0$, $\frac{m_1}{m_2} = 0.3$, $u_{min} = 0.25$.

déflecteur binaire en rotation (Robin)

Le cas d'un déflecteur binaire en rotation est plus complexe. On trouvera une bonne description générale dans [Dominik, 1996]. Le cas d'un déflecteur binaire en rotation apparente (plan du ciel) circulaire est décrit au chapitre (chap. 9) dans le cadre de la tentative d'interprétation d'un événement de bruit de fond.

2.3.4 Effet de parallaxe annuelle

L'effet de parallaxe terrestre annuel, appliqué à la théorie des microlentilles gravitationnelles, consiste à prendre en compte la modulation de la ligne de visée due à la révolution de la Terre autour du Soleil. Cet effet prend de l'importance et devient détectable lorsque la projection de l'orbite terrestre dans le plan de la lentille devient comparable au rayon d'Einstein, et que l'événement est assez long pour que la Terre se soit déplacée de façon significative. Nous allons maintenant détailler cette correction de "structure fine", et voir quelles sortes de contraintes peuvent être apportées par la détection (ou la non détection) d'un tel phénomène.

Principe

Dans la section (sec. 2.1.2), on a considéré que la trajectoire transverse du déflecteur par rapport à la ligne de visée pouvait être approchée par une portion de droite. Ceci peut être affiné si l'on tient

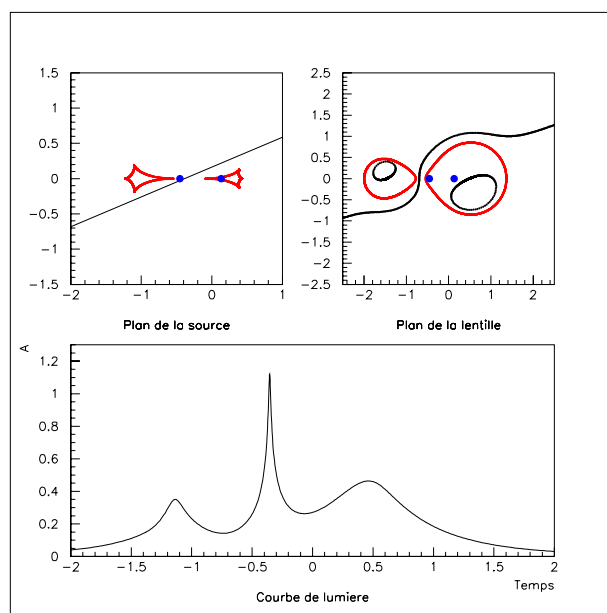


Fig. 2.10 : Simulation d'un déflecteur binaire sans traversée de caustique. La forme des caustiques est générique des grandes séparations des lentilles. Les paramètres de génération sont $\chi = 0.8$, $\frac{m_1}{m_2} = 0.8$, $u_{min} = 0.03$.

compte du mouvement de révolution de la Terre autour du Soleil. Dans le cas d'un événement dont l'échelle de temps n'est pas petite devant une révolution terrestre, cela se traduit par l'apparition d'une structure fine décelable sur la courbe de lumière sous certaines conditions.

On se place dans le système de coordonnées écliptiques; même si l'on va considérer que l'orbite terrestre est circulaire dans la suite, on choisit comme convention : \vec{X} en direction du périhélie, et \vec{Y} orthogonal à \vec{X} . L'angle (\vec{X}, \vec{Y}) est orienté positivement suivant le sens de révolution de la Terre. L'excentricité de l'orbite terrestre étant faible ($\epsilon \simeq 0.017$) l'ellipse de révolution est approchée par un cercle de rayon a_\oplus . α est l'angle entre la direction de la Terre et le périhélie à $t = t_0$, et β est l'angle entre la perpendiculaire à l'écliptique et la direction de la lentille. Pour quantifier l'effet

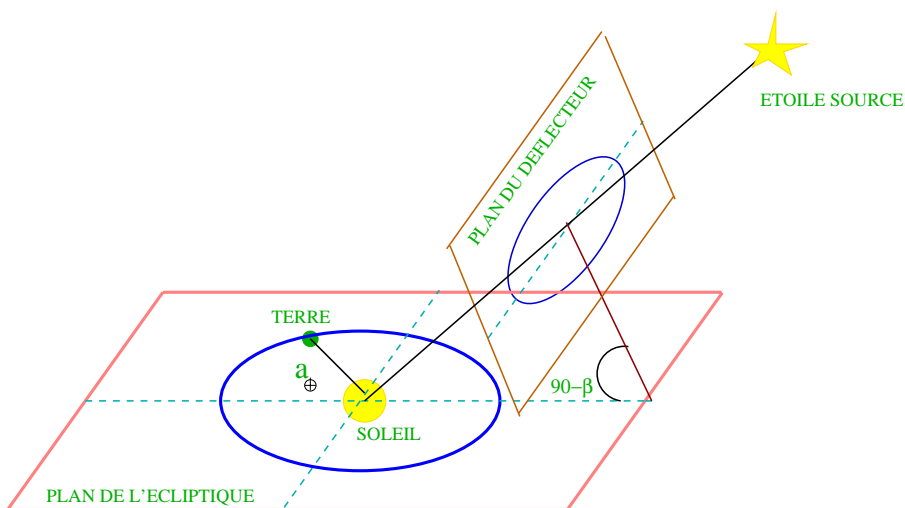


Fig. 2.11 : Géométrie de l'effet de parallaxe. β est l'angle entre l'écliptique et le plan du déflecteur.

du mouvement de la Terre sur la courbe de lumière, il suffit de projeter l'orbite terrestre dans le plan du déflecteur; or, un déplacement de la position de l'observateur de $\vec{\delta}_0$ est équivalent à un déplacement de la source projetée dans le plan de la lentille de

$$\vec{\delta}_d = \frac{D_{ds}}{D_s} \vec{\delta}_0 = (1-x) \vec{\delta}_0. \quad (2.58)$$

Dans le plan du déflecteur on considère un système de coordonnées orthonormé (\vec{x}, \vec{y}) tel que la direction du vecteur \vec{x} coïncide avec la direction de la projection du vecteur \vec{X} dans ce même plan (le repère est orienté comme précédemment). La projection de l'orbite terrestre dans ce plan est donc une ellipse de demi-grand axe $a_\oplus(1-x)$, orienté suivant \vec{x} , et de demi-petit axe $a_\oplus(1-x) \cos \beta$, orienté suivant \vec{y} . Soit $\vec{k}(t)$ le vecteur position définissant l'intersection entre la ligne de visée et le plan du déflecteur, exprimé en unité de rayon d'Einstein R_E

$$\vec{k}(t) = \begin{cases} \frac{a_\oplus(1-x)}{R_E} \cos(\Omega(t-t_0) + \alpha) \\ \frac{a_\oplus(1-x)}{R_E} \cos \beta \sin(\Omega(t-t_0) + \alpha) \end{cases}, \quad (2.59)$$

où $\Omega = \frac{2\pi}{T_\oplus}$, avec $T_\oplus = 1$ an, période de l'orbite terrestre. Soit θ l'angle entre la vitesse du déflecteur et le demi-grand axe de l'ellipse, le vecteur position $\vec{d}(t)$, exprimé en unité de rayon d'Einstein R_E est donné par

$$\vec{d}(t) = \begin{cases} \frac{v_\perp(t-t_0)}{R_E} \cos \theta - u_0 \sin \theta \\ \frac{v_\perp(t-t_0)}{R_E} \sin \theta + u_0 \cos \theta \end{cases}, \quad (2.60)$$

où v_\perp est la vitesse transverse du déflecteur, et u_0 la distance minimale d'approche au Soleil exprimée en unité de rayon d'Einstein. La distance entre la ligne de visée et le déflecteur, exprimée

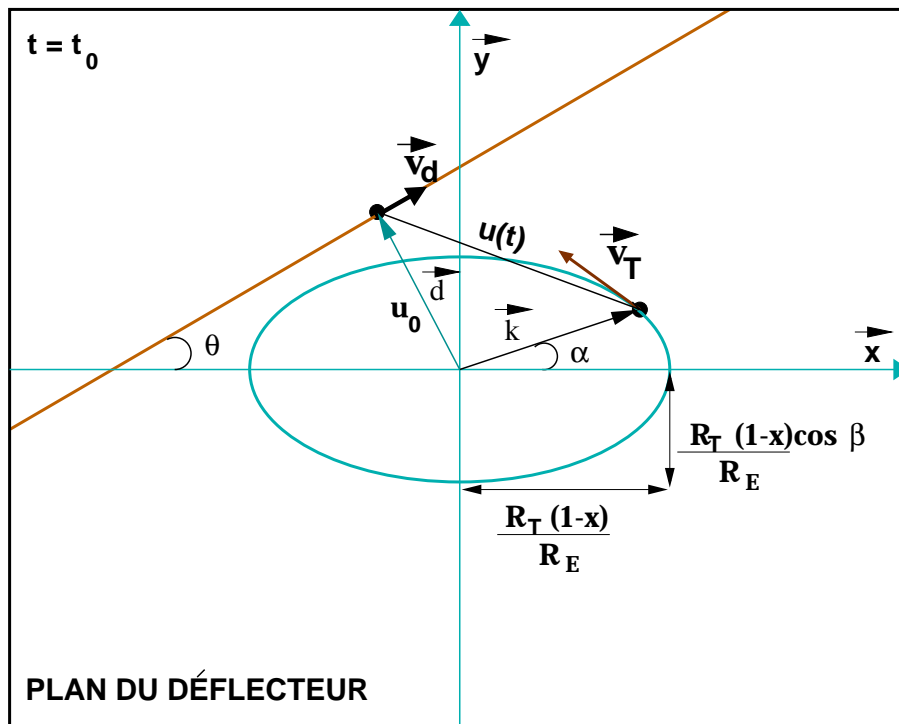


Fig. 2.12 : Géométrie de l'effet de parallaxe dans le plan du déflecteur; la configuration représentée à l'instant $t = t_0$ définit les conditions initiales utilisées dans les calculs.

en unité de rayon d'Einstein est simplement $u^2(t) = (\vec{k}(t) - \vec{d}(t))^2$, soit

$$\begin{aligned} u^2(t) &= \frac{(t - t_0)^2}{(\Delta t)^2} + u_0^2 + \delta u^2 [\cos^2(\Omega(t - t_0) + \alpha) + \cos^2 \beta \sin^2(\Omega(t - t_0) + \alpha)] \\ &+ 2 \frac{(t - t_0)}{\Delta t} \delta u [\cos \beta \sin \theta \sin(\Omega(t - t_0) + \alpha) + \cos \theta \cos(\Omega(t - t_0) + \alpha)] \\ &+ 2u_0 \delta u [\cos \beta \cos \theta \sin(\Omega(t - t_0) + \alpha) - \sin \theta \cos(\Omega(t - t_0) + \alpha)], \end{aligned} \quad (2.61)$$

avec

$$\delta u = \frac{a_{\oplus}(1 - x)}{R_E}, \quad (2.62)$$

qui représente le rayon terrestre projeté dans le plan du déflecteur en unité de rayon d'Einstein, et $\Delta t = \frac{v_{\perp}}{R_E}$, échelle de temps de l'événement.

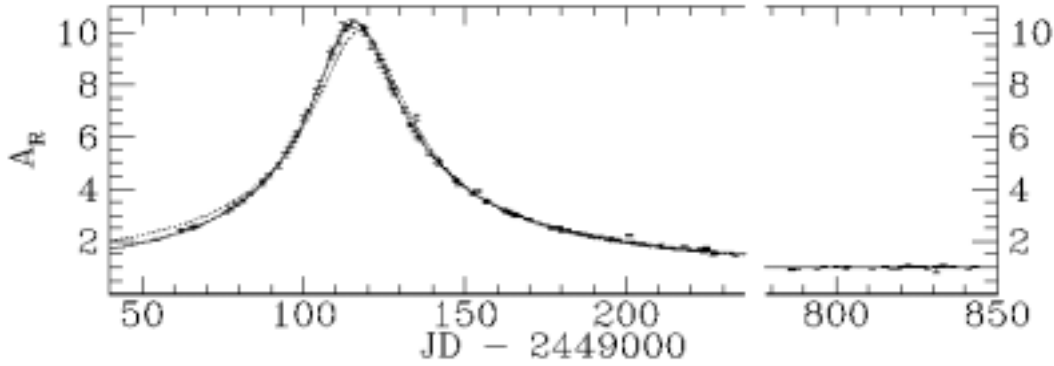


Fig. 2.13 : Premier événement présentant un effet de parallaxe découvert par le groupe MACHO en direction du centre galactique [Alcock et al., 1995]. On a $\Delta t = 72$ jours, et $\delta u = 0.322 \pm 0.035$, la détection de l'effet est donc très significative (plus de 9 sigmas).

Levée de dégénérescence partielle

L'observation de l'effet de parallaxe permet de mesurer la vitesse transverse projetée dans le plan de l'observateur.

$$\tilde{v} = v_{\perp} \frac{D_s}{D_{ds}} = \frac{v_{\perp}}{1 - x}. \quad (2.63)$$

En effet, l'équation (eq. 2.61), adjointe à l'équation (eq. 2.19), permet de calculer la courbe de lumière. L'ajustement permet de déterminer les paramètres δu et Δt . En exprimant \tilde{v} en fonction des paramètres ajustés on a

$$\tilde{v} = \frac{a_{\oplus}}{\Delta t \delta u}, \quad (2.64)$$

Cette variable dynamique indépendante de la masse du déflecteur permet de lever partiellement la dégénérescence de l'équation (eq. 2.40). On illustrera cette proposition dans le cas du LMC⁵.

Cas du LMC

La co-latitude écliptique du LMC est $\beta = 5$ degrés. On peut donc légitimement simplifier l'équation (eq. 2.61) en prenant $\beta \sim 0$; dans cette configuration le système devient symétrique par

⁵Le cas du SMC est légèrement différent car $\beta \sim 25$ deg. On ne peut donc pas simplifier l'équation (eq. 2.61), cependant les conclusions qualitatives restent identiques.

rapport à l'origine et il est possible de choisir le repère de façon à ce que $\theta = 0$.

$$\begin{aligned}
 u^2(t) = & \frac{(t-t_0)^2}{(\Delta t)^2} + u_0^2 + (\delta u)^2 \\
 & + 2u_0\delta u[\sin(\Omega(t-t_0) + \alpha) \\
 & + 2\frac{(t-t_0)}{\Delta t}\delta u[\cos(\Omega(t-t_0) + \alpha)].
 \end{aligned} \tag{2.65}$$

La détermination de δu et de Δt permet de mesurer la vitesse projetée \tilde{v} qui dépend fortement de la localisation du défecteur. Trois cas sont à distinguer :

◇ Événement lentille du halo / source du LMC

La vitesse transverse typique d'un défecteur dans le halo est $v_{\perp} \sim 160 \text{ km/s}$, sa distance typique est $x = 0.25$. on a donc

$$\tilde{v}_{\text{halo/LMC}} \sim 400 \text{ km/s}. \tag{2.66}$$

◇ Événement lentille du LMC / source du LMC

La vitesse transverse typique d'un défecteur dans le LMC est $v_{\perp} \sim 30 \text{ km/s}$, sa distance est $x \geq 0.98$.

$$\tilde{v}_{\text{LMC/LMC}} \geq 1500 \text{ km/s}. \tag{2.67}$$

◇ Événement du disque / source du LMC

La vitesse transverse typique d'un défecteur dans le disque galactique est $v_{\perp} \sim 50 \text{ km/s}$, sa distance est $x \sim 0$.

$$\tilde{v}_{\text{DISQUE/LMC}} \geq 50 \text{ km/s}. \tag{2.68}$$

La détection d'un effet de parallaxe conduit à une mesure de \tilde{v} et donc à une forte contrainte sur la position de la lentille. Par contre, en l'absence de parallaxe détectable, on a une limite supérieure sur $|\delta u|$ qui permet de donner une limite inférieure à \tilde{v} . Cette limite est intéressante si elle conduit à une valeur élevée de \tilde{v} , car elle permet alors de contraindre la localisation de la lentille. trois solutions sont envisageables : (1) le défecteur est un objet massif du halo (on peut donner une limite inférieure sur sa masse); (2) le défecteur est une étoile faible du LMC, et l'on est en présence d'un cas de "self-lensing"; (3) les vitesses transverses de la Terre et de la lentille sont colinéaires au moment du maximum d'amplification; dans ce cas la courbe reste symétrique. Néanmoins, il faut noter que cette dernière proposition est peu probable dans l'espace des phases.

Ces conclusions restent valables dans le cas du SMC.

2.3.5 Effet de confusion (blending)

Les expériences de recherche de microlentilles focalisent leurs observations sur des zones à forte densité stellaire. Mais dans de telles conditions le flux calculé d'une étoile peut être fortement "pollué" par la contribution d'astres voisins non résolus.

Principe

On considère deux étoiles (F_1 et F_2) trop proches angulairement pour être résolues. Le flux de base mesuré de "l'étoile" résultante est $F_{mes} = F_1 + F_2$. On suppose que l'étoile F_1 subit un effet

de lentille gravitationnelle; l'amplification observée est donnée par

$$A_{p,obs}(t) = A_{p,\frac{F_2}{F_1}}(t) = \frac{A_p(t)F_1 + F_2}{F_1 + F_2} = \frac{A_p(t) + \frac{F_2}{F_1}}{1 + \frac{F_2}{F_1}} < A_p(t). \quad (2.69)$$

Le pic d'amplification observé sous-estime l'amplification réelle, et l'amplification intrinsèque minimale pour qu'un événement soit détectable ($A > A_{seuil}$) devient

$$A_{p,seuil,\frac{F_2}{F_1}} = A_{p,seuil,0} \left(1 + \frac{F_1}{F_2}\right) - \frac{F_1}{F_2} > A_{p,seuil,0}. \quad (2.70)$$

On peut définir le paramètre d'impact seuil u_{seuil} correspondant à cette amplification seuil A_{seuil}

$$u_{seuil}^2 = u_{min}^2 + \left(\frac{t_d}{\Delta t}\right)^2, \quad (2.71)$$

où t_d est la durée réelle de l'événement. Le changement du seuil de détectabilité entraîne aussi une modification du paramètre d'impact u_{seuil}

$$u_{seuil,\frac{F_2}{F_1}} = \left(2(1 - A_{p,seuil}^{-2})^{-\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.72)$$

et donc une modification de la durée de l'événement

$$t_{d,obs,\frac{F_2}{F_1}} = \Delta t \left(u_{seuil,\frac{F_2}{F_1}}^2 - u_{min,0}^2\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.73)$$

En conséquence du changement de l'amplification et du paramètre d'impact on déduit une modification du temps d'Einstein $t_{E,obs}$

$$t_{E,obs} = \frac{t_{d,obs}}{\left(u_{seuil,0}^2 - u_{min,obs}^2\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.74)$$

où l'on a utilisé le seuil $u_{seuil,0}^2$ plutôt que $u_{seuil,\frac{F_2}{F_1}}^2$ car au niveau observationnel on ne prend pas encore en compte l'éventuel blending; $u_{min,obs}$ est le paramètre d'impact associé à l'amplification maximale. En remplaçant (eq. 2.73) dans (eq. 2.74) on obtient une relation analytique entre le temps d'Einstein réel Δt et le temps d'Einstein observé $t_{E,obs}$

$$t_{E,obs} = \Delta t \left(\frac{u_{seuil,\frac{F_2}{F_1}}^2 - u_{min,0}^2}{u_{seuil,0}^2 - u_{min,obs}^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.75)$$

Chromatisme

Les deux étoiles que l'on reconstruit en une seule n'ont aucune raison d'avoir des types spectraux identiques. L'amplification d'une étoile, d'un type spectral donné, va ainsi rendre l'événement chromatique. Les amplifications mesurées ainsi que les durées caractéristiques seront différentes dans les deux couleurs (sous-estimées dans les deux cas). Cette proposition est illustrée à la figure (fig. 2.14).

En conclusion, lorsqu'un événement est affecté par cet effet de confusion on constate que le temps d'Einstein diminue tandis que le paramètre d'impact augmente. Cet effet est d'autant plus important que le paramètre d'impact est petit, affectant donc particulièrement les événements à fortes amplifications. Les paramètres "blendés" suivent des fonctions différentes de la fraction $\frac{F_2}{F_1}$, paramétrisées par $u_{min,0}$. Enfin, un événement microlentille peut être chromatique, ce qui va rendre plus difficile la séparation entre ces derniers et les étoiles intrinsèquement variables (souvent chromatiques).

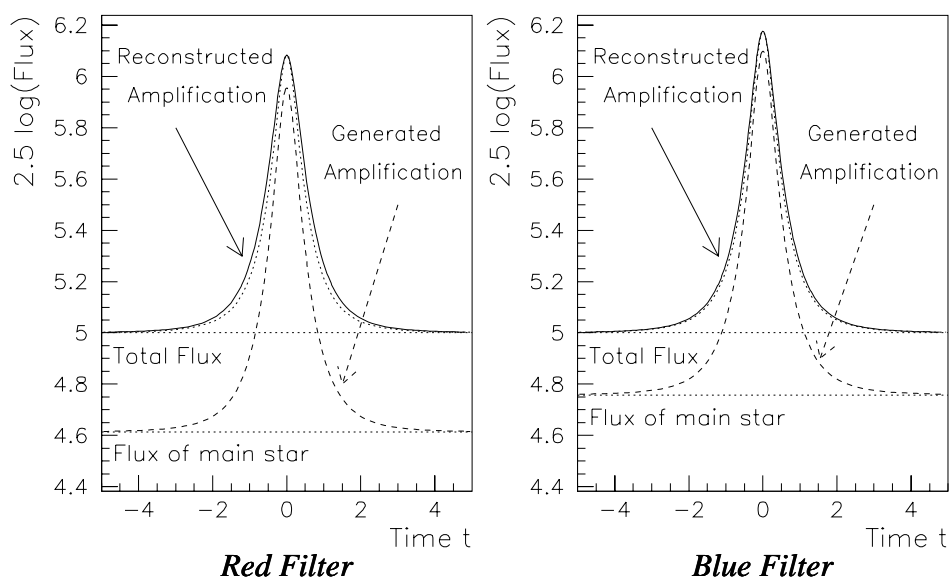


Fig. 2.14 : Illustration de l'effet de blending sur une courbe de lumière simulée [Renault, 1996]. Chaque graphique représente la situation dans une bande spectrale donnée (rouge et bleu par exemple). Le flux de base mesuré est supérieur au flux de base réellement amplifié. On sous-estime ainsi systématiquement l'amplification et la durée. Puisque la contamination du flux de l'étoile principale par l'étoile non résolue est différente dans les deux couleurs dans la majorité des cas, l'événement devient chromatique.

Chapitre 3

L'expérience EROS2 et le contexte des recherches de microlentilles

Ce chapitre comporte deux volets. Dans le premier volet, je présente le contexte de la recherche de microlentilles gravitationnelles en 1997, c'est à dire au commencement de cette thèse. Je rappelle les principaux résultats de l'expérience EROS1 (sec. 3.1) et je présente les autres groupes d'études fondées sur le phénomène de microlentilles (sec. 3.2).

Le deuxième volet est quant à lui dédié à l'expérience EROS2 (sec. 3.4). Je décris l'appareillage utilisé (sec. 3.4), les objectifs (sec. 3.5), ainsi que les différents programmes scientifiques en cours et leurs résultats (sec. 3.6), (sec. 3.7), (sec. 3.8), et (sec. 3.9).

3.1 L'expérience EROS1

Dans les années 70, P.J.E. Peebles et J.P. Ostriker proposèrent l'idée qu'un halo (plus ou moins sphérique) de matière noire entoure la partie visible des galaxies. De plus, comme $\Omega_{Gal} \sim \Omega_B \sim 0.1$, on émit l'hypothèse que ce halo est composé d'objets massifs compacts et sombres : les MACHOs. Il semblait impossible de tester une telle solution lorsque, en 1986, B. Paczyński suggéra de recourir à une détection indirecte de ces objets par recherche de microlentilles gravitationnelles [Paczynski, 1986]. A cet effet, l'expérience EROS1 commença à prendre des données dès 1990 à l'observatoire européen austral (ESO, La Silla, Chili) ¹. Dans l'hypothèse d'un halo sphérique, le nombre d'événements attendus en direction des Nuages de Magellan varie comme $1/\sqrt{M}$ (M est la masse du déflecteur) si on ne tient pas compte de l'efficacité expérimentale de détection. De plus, la durée caractéristique des phénomènes varie comme \sqrt{M} . Dans l'hypothèse d'un halo constitué de MACHOs de masse unique, on peut donc avoir beaucoup d'objets de faibles masses (courtes durées) ou peu d'objets de grandes masses (longues durées). Afin de garder une bonne sensibilité à ces deux solutions, deux types d'appareillages furent utilisés : une caméra CCD dédiée à la recherche d'événements courts et des plaques photographiques utilisées pour rechercher des événements longs.

3.1.1 La recherche d'événements courts sur images numérisées

L'expérience CCD était dédiée à la recherche d'événements courts, c'est à dire de durée typique comprise entre quelques heures et quelques jours. EROS1 CCD utilisait un télescope dédié de 40 cm (le T40) monté dans la coupole du GPO (Grand Prisme Objectif) à l'observatoire de La Silla. La caméra était constituée de 16 CCD Thomson TH3157 avec 579×400 pixels de $23 \mu m$ [Arnaud et al., 1994a, Arnaud et al., 1994b]. Les saisons 91-92 et 92-93 furent dédiées au LMC, la saison 93-94 fut mixte (LMC et SMC), alors que la saison 94-95 fut exclusivement

¹Les deux nuages de Magellan sont parfaitement visibles (et observables par notre télescope) durant environ 10 mois de l'année à cette latitude ($29^{\circ}15' S$).

	plaques de Schmidt	images CCD
télescope	1m Schmidt de l'ESO	40cm dédié au GPO
temps de pose	1 heure	10 minutes
fréquence	2 plaques/nuit	20 à 50 images/nuit
champ	$5.2^\circ \times 5.2^\circ$	$0.4^\circ \times 1.1^\circ$
nombre d'étoiles observées	$\approx 8 \cdot 10^6$	$\approx 1.5 \cdot 10^5$
nombre d'étoiles utilisables	$\approx 4 \cdot 10^6$	$\approx 10^5$
taille du pixel en μm	10 μm	23 μm
taille du pixel en arcsec	0.67''	1.2''
seeing moyen	2.4''	1.9''
résolution typique	15%	5%
quantité de données	400 plaques soit 480 Go	20000 clichés soit 160 Go
magnitudes limites	$17.0 < m_B < 21.0$ $16.5 < m_R < 20.5$	$m_B < 19.9$ $m_R < 19.4$
domaine de masse	$10^{-4} < m < 1M_\odot$	$10^{-7} < m < 10^{-3} M_\odot$
durée des événements	1 à 100 jours	1 heure à 10 jours
nombre de candidats détectés	2	aucun

Tab. 3.1 : Caractéristiques des expériences plaques de Schmidt et CCD dans l'expérience EROS1.

consacrée au SMC. Les clichés étaient alternativement pris dans deux bandes spectrales (rouge et bleu). Au total, plus de 300000 étoiles ont été analysées, cependant aucun signal compatible avec un phénomène de microlentille n'a été détecté [Aubourg et al., 1995, Renault et al., 1997b, Alcock et al., 1998b]. De même, aucun candidat de courte durée n'a été détecté par l'expérience MACHO [Alcock et al., 1996a]. Les deux groupes ont ainsi pu élaborer une limite commune qui exclut que le halo soit composé à plus de 10% de MACHOS de masses comprises entre $10^{-7} M_\odot$ et $10^{-3} M_\odot$ [Alcock et al., 1998b]. Ce résultat est, de loin, le plus important et le moins controversé de la première génération des expériences de recherche de microlentilles.

3.1.2 La recherche d'événements longs sur plaques photographiques

La recherche de microlentilles à l'aide de plaques photographiques s'orientait sur les événements longs, c'est à dire d'une durée typique comprise entre quelques semaines et plusieurs mois. Les plaques photographiques ont été prises entre 1990 et 1994 à l'aide du télescope Schmidt de 1 m de l'ESO, à La Silla, à raison d'une plaque dans les filtres rouge et bleu chaque nuit (où c'était possible). La numérisation des plaques a été réalisée avec la MAMA (Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie), à l'observatoire de Paris. Au total, 8 millions d'étoiles ont été suivies et 3.3 millions analysées. Deux événements compatibles avec un signal de type microlentille (fig. 3.3) ont été trouvés [Aubourg et al., 1993, Beaulieu et al., 1995, Ansari et al., 1996], et ce à partir de deux analyses indépendantes [Aubourg, 1992, Cavalier, 1994, Laurent, 1995]. Un suivi photométrique plus raffiné a montré que le candidat EROS1 #1 est demeuré stable hors de sa période d'amplification jusqu'à avril 1995 (fin de l'expérience EROS1), avec une précision de 0.06 magnitude. En revanche, l'étoile source du candidat EROS1 #2 s'est vite révélée être une variable (fig. 3.4), de 2.8 jours de période, avec une amplitude intrinsèque pic-à-pic de 0.5 magnitude [Ansari et al., 1995]. L'étoile en question présente en fait les caractéristiques d'une binaire à éclipse, bien que cette explication ne soit pas pleinement satisfaisante (fig. 3.4). Toutefois, l'interprétation de l'amplification de 1.1 magnitude comme événement microlentille ne peut être exclue en l'absence d'une autre explication : le signal est achromatique, et aucun plateau n'est observé sur la courbe de lumière repliée sur une période (cas de la plupart de binaires à éclipse).

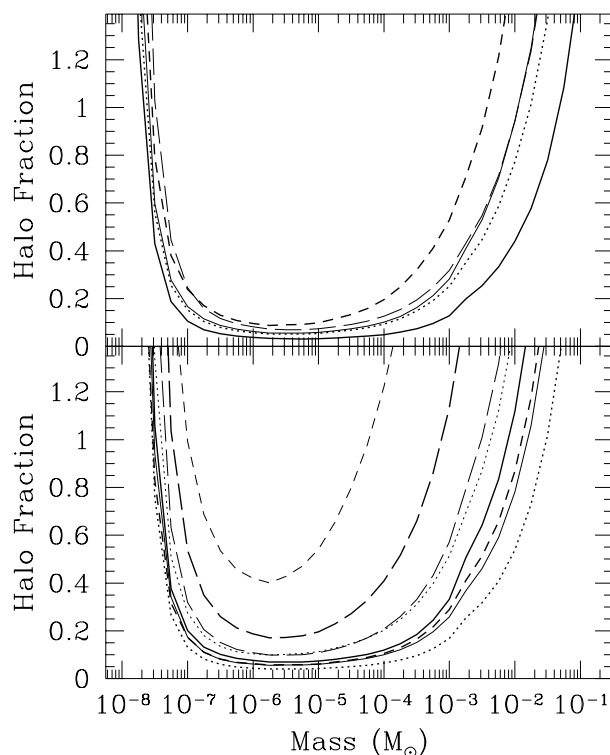


Fig. 3.1 : Résultats de la recherche d'événements courts (analyse combinées de EROS1 et MACHO). Les différentes courbes représentent les limites supérieures (à 95% de niveau de confiance) sur la fraction de masse du halo en fonction de la masse des défecteurs pour cinq modèles de halo de EROS (en haut), et pour 8 modèles de halo de MACHO (en bas). Ces figures montrent que, pour la plupart des modèles considérés, le halo ne peut pas être constitué à plus de 10% d'objets de masses $[10^{-7} - 10^{-3}] M_{\odot}$ [Alcock et al., 1998b].

	EROS #1	EROS #2
Magnitude dans la bande B	19.4 ± 0.2	19.2 ± 0.2
Magnitude dans la bande R	18.9 ± 0.2	19.1 ± 0.2
Type spectral des sources	B6-7 Ve or IVe	A0-2 V
Instant du maximum	Feb. 1, 1992	Dec. 29, 1990
Temps d'Einstein (jours)	23 ± 2	29 ± 2
Amplification maximale	2.5	2.8
χ^2 (fit combiné)	131/279 d.o.f.	154/273 d.o.f.

Tab. 3.2 : Caractéristiques des candidats microlentilles découverts à partir des plaques photographiques.

3.2 Les autres expériences de recherches de microlentilles

3.2.1 Agape

Agape (Andromeda Galaxy and Amplified Pixels Experiment) est une expérience française de recherche de microlentilles sur des étoiles non résolues de la galaxie d'Andromède (M31). Les télescopes de classe moyenne ($D \sim 1$ m) ne permettent pas de résoudre les étoiles de M31. Chaque pixel d'une image de cette galaxie contient ainsi la somme des luminosités de plusieurs milliers d'étoiles (environ 20000). Il a donc été décidé de suivre l'évolution de la luminosité de chaque pixel au cours du temps [Melchior, 1995, Ansari et al., 1996]. Seuls les événements de grande amplification peuvent se détacher du fond, cependant cette méthode est très prometteuse car le nombre d'étoiles suivies est bien plus important que celui des expériences actuelles sur étoiles résolues;

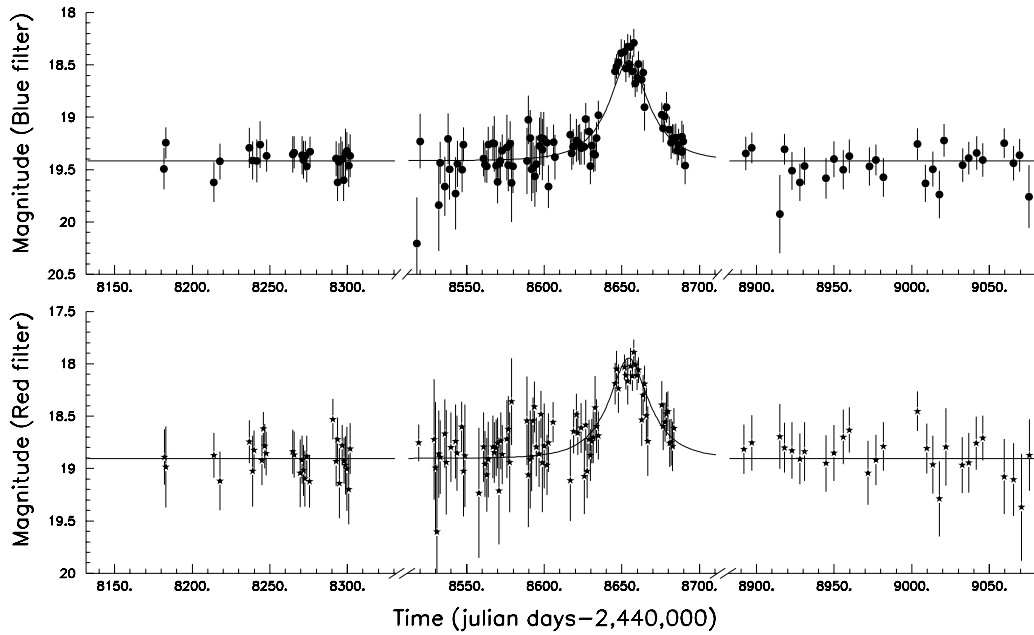


Fig. 3.2 : Courbe de lumière du candidat EROS1 #1, dans le filtre bleu (en haut), et dans le filtre rouge (en bas). Les points sont superposés au meilleur ajustement d'une courbe de Paczyński dont les caractéristiques sont données dans la table ((tab. 3.2)).

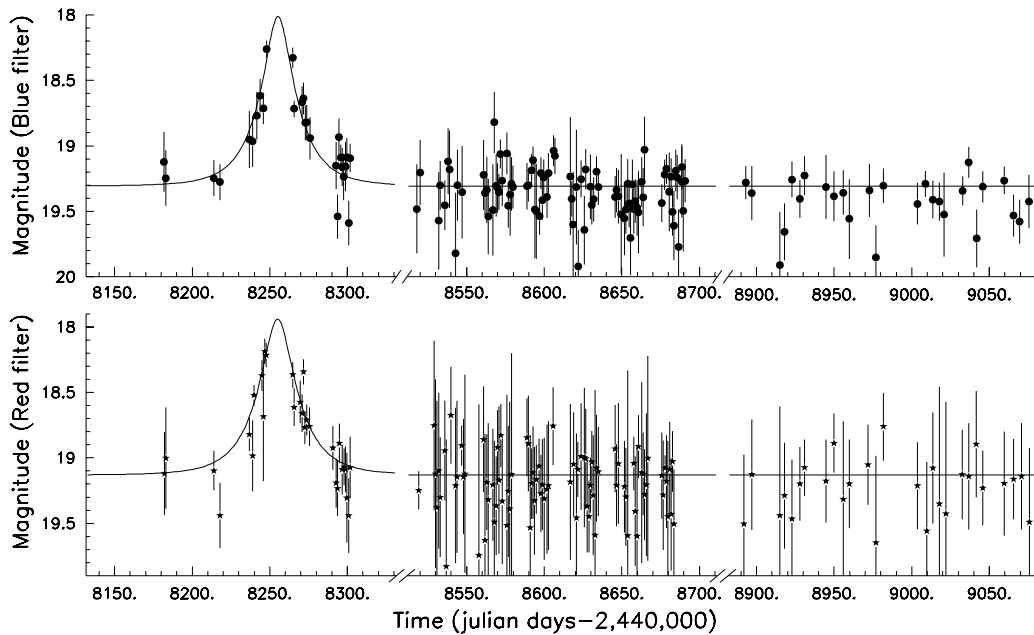


Fig. 3.3 : Courbe de lumière du candidat EROS1 #2, dans le filtre bleu (en haut), et dans le filtre rouge (en bas). Les points sont superposés au meilleur ajustement d'une courbe de Paczyński dont les caractéristiques sont données dans la table ((tab. 3.2)). L'étoile source présente une modulation caractéristique d'une binaire à éclipse.

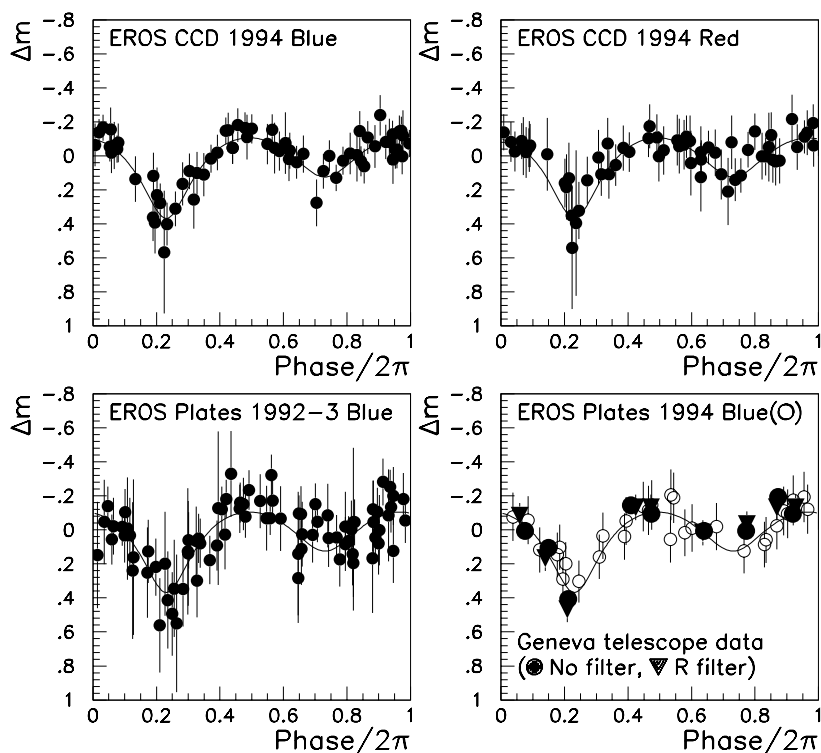


Fig. 3.4 : Courbe de lumière du candidat EROS1 #2, repliée sur une période de 2.8 jours, observée par différents télescopes : EROS1 CCD, filtre bleu (haut gauche). EROS1 CCD, filtre rouge (haut droit); EROS1 plaques, filtre bleu (bas gauche); EROS1 plaques, filtre bleu; télescope suisse de Genève (bas droite). Les données sont superposées à l’ajustement d’une courbe caractéristique de binaire à éclipse.

de plus, on sonde en même temps le halo de M31 et celui de notre galaxie. Au total, quelques dizaines d’événements de $0.1 M_{\odot}$ sont attendus chaque année dans le cas où les MACHOs sont les constituants des halos. Une idée originale consiste à mesurer la différence de taux d’événements entre la partie supérieure et la partie inférieure de M31; cette différence permet de contraindre la fraction du halo de M31 composée de MACHOs [Kerins et al., 2000] et plus fondamentalement de tester l’hypothèse du halo galactique composé d’objets compacts; ce dernier effet est illustré à la figure (fig. 3.5). Toutefois, pour un candidat donné, il sera difficile de discriminer entre un MACHO du halo galactique ou du halo de M31, voire d’un cas de “self-lensing” d’une étoile de M31.

3.2.2 Columbia-Vatt

Cette expérience américaine recherche des microlentilles en direction de M31 et du Centre Galactique. Les observations sont faites sur le temps des télescopes KPNO (Kitt Peak National Observatory) et VATT (Vatican Advanced Technology Telescope, Arizona). Ce groupe utilise la méthode de soustraction d’image développée par [Crotts and Tomaney, 1996]. Quelques candidats (~ 6) compatibles avec un effet de microlentille ont été détectés. Toutefois, l’absence de ligne de base (flux le plus probable) liée à la méthode de soustraction d’image (qui permet de détecter les apparitions) ne permet pas de discriminer les microlentilles des étoiles variables du type *Blue Bumper* par exemple qui peuvent simuler le signal attendu. Un long suivi des candidats (quelques années) est donc nécessaire.

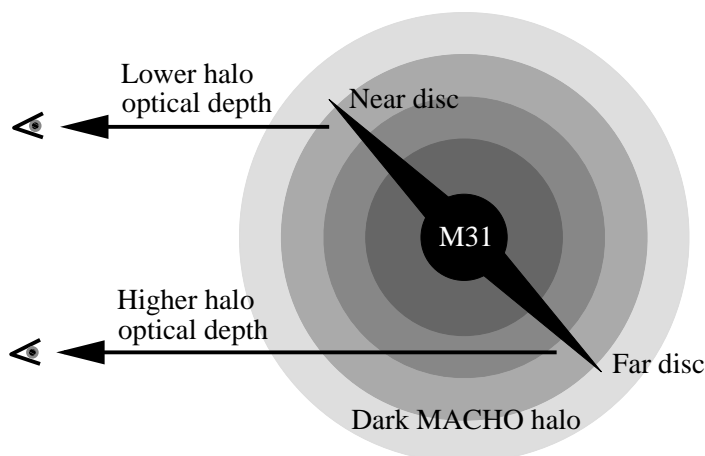


Fig. 3.5 : Asymétrie du taux d'événements détectés vers M31 par "pixel lensing". Si le halo de M31 est rempli de MACHOS, alors la profondeur optique mesurée sur la partie "éloignée" du disque doit être supérieure à celle mesurée sur la partie la plus "proche". Si les événements observés sont dûs à des étoiles du disque ou sont des bruits de fond d'étoiles variables on ne doit pas observer une telle asymétrie.

3.2.3 DUO

DUO (Disc Unseen Objects) était un projet français de recherche de microlentilles en direction du Centre Galactique à l'aide de plaques photographiques. Les observations ont été faites au télescope de Schmidt de l'ESO à La Silla. Les plaques ont été numérisées à la MAMA à l'observatoire de Paris. Un total de 13 millions d'étoiles furent analysées durant la première campagne d'observation, menant à la détection de 13 candidats [Alard et al., 1995] dont une (possible) microlentille binaire ([Alard, 1996], voir section (sec. 2.3.3)).

3.2.4 MACHO

MACHO (Massive Astronomical Compact Halo Objects) est un groupe australo-américain recherchant des microlentilles depuis 1992 en direction du LMC, du SMC et du centre galactique avec un télescope dédié de 1.27 m au Mount Stromlo en Australie [Hart et al., 1996]. Deux caméras (4K \times 4K pixels) de $0.7^\circ \times 0.7^\circ$ permettent une prise de vue simultanée dans les deux couleurs (rouge et bleu). La taille d'un pixel est de $(15\mu\text{m})^2$ avec un facteur d'échelle de 0.63 arcsec/pixel. La photométrie est faite avec une variante du programme DoPhot nommée SoDoPhot. En direction du LMC, une analyse de 2 ans de données (1992-1994) a révélé 6 à 8 candidats compatibles avec des microlentilles. Si ces objets sont assimilés à des déflecteurs localisés dans le halo de notre galaxie, leur masse moyenne serait de $\sim 0.5 M_\odot$; cela correspond à environ 50% d'un halo sphérique standard entièrement constitué de MACHOS. Cependant, ces objets sont trop massifs pour être des naines brunes, et s'identifieraient plutôt, d'après leurs masses, à des naines blanches (ou rouges). Pourtant de tels résidus d'étoiles n'ont pas encore été détectés visuellement, c'est ce qui constitue le problème des microlentilles massives observées en direction du LMC. La profondeur optique déduite de ces 8 événements est

$$\tau_{\text{MACHO}}^{\text{LMC}} = 2.9_{-0.9}^{+1.4} \times 10^{-7}. \quad (3.1)$$

Parmi ces événements, une (possible) microlentille double a été détectée [Bennett et al., 1996]. L'étude de la traversée d'une courbe caustique de ce candidat a permis de localiser la lentille dans le LMC à plus de 90% de confiance. Depuis 1995, MACHO dispose d'un système d'alerte en ligne [Stubbs et al., 1994]. En direction du LMC, 3 à 6 candidats potentiels sont détectés chaque année. Vers le SMC, deux candidats ont été découverts en ligne. Le premier candidat du SMC (MACHO-SMC97-1) est un événement très long ($\Delta t \sim 130$ jours, avec la définition d'EROS). Le deuxième est une lentille binaire. Ces deux phénomènes, aussi étudiés par le groupe EROS, seront détaillés

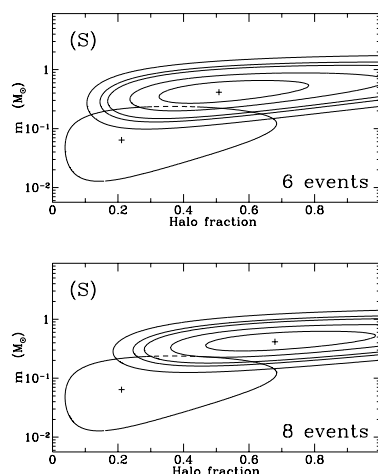


Fig. 3.6 : Zone permise par l'analyse du groupe MACHO de 2 ans de données en direction du LMC (à 95% de niveau de confiance). Les lignes en traits pleins foncés représentent les contours permis à 68, 90, 95, 99%. Deux cas ont été considérés selon que l'on considère 6 (en haut) ou 8 (en bas) candidats. Sur chaque graphique, le contour décalé vers le bas représente le résultat issu de l'analyse de la première année de donnée de MACHO, vers le LMC. Dans le cas de l'analyse 2 ans, la valeur centrale correspond à un halo standard à 50% constitué de MACHOs de $0.5 M_{\odot}$ si l'on considère 6 candidats; la fraction préférée du halo passe à 70% avec 8 candidats. Ce résultat n'a pas été confirmé par la recherche d'événements longs de l'expérience EROS1 plaques.

par la suite (sec. 3.6.3). Le groupe MACHO observe aussi assidûment le Centre Galactique. Depuis 1995, plus de 200 alertes ont pu être détectées en ligne. Parmi ces dernières, notons les observations d'un effet de parallaxe terrestre [Alcock et al., 1995], de lentilles binaires [Alcock et al., 1999], ainsi qu'un effet de taille finie de l'étoile source. Tous ces événements détectés en ligne sont à la disposition de la communauté de recherche de microlentille, un des buts ultimes étant l'observation de planètes. En particulier, MACHO a organisé un réseau de télescopes dans l'hémisphère sud, nommé GMAN (Global Microlensing Alert Network, [Pratt et al., 1995]), permettant de suivre les candidats les plus intéressants, susceptibles d'exhiber une déviation au modèle des microlentilles simples, et ce 24h sur 24. L'expérience MACHO a cessé de prendre des données fin 1999. Un projet nommé SUPERMACHO pourrait prendre le relai dans les prochaines années, avec pour but de gagner un ordre de grandeur sur le taux d'événements détectés en direction des Nuages de Magellan.

3.2.5 MOA

MOA (Macho Observation in Astrophysics) est une collaboration Nippo-Néo-Zélandaise. Elle dispose d'un télescope Boller-Chivens de 61 cm au lac Tekapo en Nouvelle Zélande avec une ouverture $F/7.3$. La caméra est constituée de 9 CCD TI215 $1K \times 1K$ non-aboutables couvrant une surface de $0.53^{\circ} \times 0.53^{\circ}$. Cette expérience est dédiée à l'observation du LMC, ainsi qu'à la recherche de planètes en direction du Centre Galactique.

3.2.6 OGLE

OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) est une expérience américano-polonaise observant initialement le Centre Galactique (OGLE1), et maintenant le LMC, le SMC, les bras spiraux, et toujours le Centre Galactique (OGLE2). Les premières observations furent prises à l'aide d'un télescope de 1m à Las Campanas au Chili (OGLE1); en 1996, un nouveau télescope fut installé, équipé d'une caméra avec des pixels de 0.4 seconde d'arc couvrant une surface totale de $0.21^{\circ} \times$

0.42° (OGLE2). La stratégie d'OGLE est légèrement différente de celle des autres expériences car 90 % des images sont prises dans la bande I et 10 % dans la bande R, afin de tester l'achromaticité des candidats. Depuis 1994, OGLE dispose d'un système d'alerte en ligne [Udalski et al., 1994a]. Parmi les événements détectés, notons la présence de la première lentille binaire [Udalski et al., 1994b]. De plus, l'analyse des résultats d'OGLE1 a permis de redécouvrir la barre de notre galaxie d'après l'excès de candidats observés dans cette région [Udalski et al., 1994c]. A côté des microlentilles, OGLE s'intéresse aussi à la production de catalogues d'étoiles variables (Céphéides ...) des Nuages de Magellan [Udalski et al., 1999]. Une nouvelle phase, OGLE3, est prévue en 2001 avec une couverture du ciel multipliée par 4.

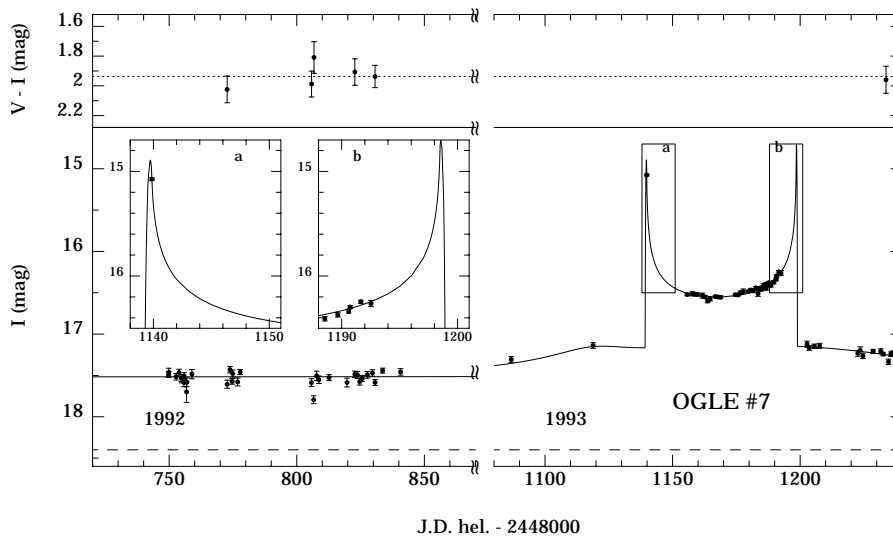


Fig. 3.7 : Événement double OGLE7 [Udalski et al., 1994b].

3.2.7 PLANET

PLANET (Probing Lensing Anomalies NETWORK) est une collaboration de recherche d'événements de microlentilles non-standard : principalement les perturbations causées par une planète, mais aussi l'effet de parallaxe, l'effet de taille finie, les lentilles binaires, les sources doubles ... Les événements suivis proviennent des alertes fournies par EROS, MACHO (jusqu'à fin 1999) et OGLE. Un réseau de télescopes dispersés à différentes longitudes dans l'hémisphère sud permet de suivre les candidats à raison d'un point toutes les deux heures dans les bandes V et I. Les télescopes utilisés sont :

- le 1m du SAAO à Sutherland en Afrique du Sud,
- le télescope hollandais de 90 cm de l'ESO à La Silla au Chili (maintenant désaffecté),
- un télescope de 60 cm à Bickley en Australie,
- un télescope de 1m à Hobart en Tasmanie.

3.3 Pourquoi EROS2

Je décris ici la motivation du programme EROS2 ainsi que la situation au moment où ce travail de thèse a débuté. Les expériences de première génération (EROS, OGLE, MACHO) ont démontré, sans équivoque, l'existence du phénomène de microlentille gravitationnelle. Concernant le problème de

la matière noire galactique, les groupes EROS et MACHO ont apporté deux résultats fondamentaux :

- Les objets compacts de masses comprises entre $[10^{-7} - 10^{-3}] M_{\odot}$ ne contribuent pas à plus de 10% de la masse d'un halo sphérique standard [Alcock et al., 1998b].
- La région des masses supérieures $10^{-3} M_{\odot}$ est plus controversée. En effet, 6 (8) candidats ont été détectés par le groupe MACHO vers le LMC. Ces objets, s'ils appartiennent au halo, ont une masse moyenne de $0.5 M_{\odot}$ [Alcock et al., 1997a]. Le point important est que le groupe MACHO affirme, au travers de ce résultat, que tous les candidats détectés sont des microlentilles. La situation d'EROS est conceptuellement différente. A partir de 2 candidats du LMC, nous avons donné une limite supérieure sur la fraction de masse du halo composé de MACHOs [Ansari et al., 1996]. Cela signifie que nous avons significativement moins de candidats que ce que l'on attendrait dans le cas où les MACHOs seraient un constituant substantiel du halo, et surtout que nous ne sommes pas certains que les événements observés soient de réelles microlentilles. L'avantage de donner une limite dans notre cas est de rester conservateur; de plus, si on trouve une autre explication pour un (ou plus) de ces événements, la limite publiée devra juste alors être révisée à la baisse.

Le premier résultat n'est pas contesté car les expériences EROS et MACHO sont arrivées indépendamment aux mêmes conclusions². En ce qui concerne les microlentilles du LMC, les résultats des deux groupes ont des valeurs centrales différentes (17 % d'un halo standard pour EROS, et 50 % pour MACHO), mais restent largement compatibles compte tenu des grandes barres d'erreurs associées au faible nombre de candidats. La masse de ces candidats (s'ils appartiennent au halo) pose problème car aucune confirmation visuelle directe n'a validé le signal détecté par le groupe MACHO. Les expériences de première génération étaient optimisées pour la recherche d'objets de masse $[10^{-7} - 0.2] M_{\odot}$; elles n'avaient pas la sensibilité nécessaire pour les candidats longs. En effet, le nombre d'événements attendu varie comme $1/\sqrt{M}$, de plus, l'efficacité chute fortement aux grandes masses ($M > 1 M_{\odot}$). Il faut aussi noter qu'une base de temps de plusieurs années est nécessaire pour acquérir une bonne "ligne de base" (flux le plus probable) des étoiles surveillées afin de discriminer les rares cas de microlentilles longues des étoiles intrinsèquement variables. Afin de pallier ces difficultés, et pour augmenter la statistique des événements microlentilles, il fallait une couverture plus large des Nuages de Magellan afin d'accroître le nombre d'étoiles suivies pour compenser la diminution du taux d'événements avec la masse des déflecteurs (fig. 3.8). A cette fin, le groupe EROS décida en 1994 de lancer la phase EROS2. En 1996, un télescope de 1m de diamètre (le MARLY), deux caméras à grand champ ainsi qu'un système d'acquisition plus performant furent installés dans l'ancienne coupole dédiée du GPO, à La Silla (Chili). L'appareillage d'EROS2, ainsi que les différents programmes scientifiques associés vont être brièvement décrits dans la suite.

3.4 L'appareillage d'EROS2

Cette section décrit succinctement l'appareillage relatif à l'expérience EROS2. Le télescope utilisé (le MARLY) est localisé à l'observatoire européen austral (ESO) de La Silla, au Chili. Ce site a été originellement choisi par l'ESO pour sa très bonne qualité de ciel (environ 220 nuits photométriques par an). Il se situe à une latitude de $29^{\circ}15' S$, propice à l'observation des Nuages de Magellan durant environ 10 mois de l'année. Pour des renseignements plus précis, on pourra se reporter à [Bauer, 1997] pour l'optique, la cryogénie et les caméras CCD, à [Mansoux, 1997] pour les systèmes de pointage et de guidage et à [Palanque-Delabrouille, 1997] pour le système d'acquisition et l'analyse en ligne de la qualité des données.

²La limite a même été améliorée par la combinaison des deux résultats.

3.4.1 Le télescope et son optique

Le télescope utilisé par EROS2 est le MARLY (MARseille/LYon), de type Ritchey-Chrétien, construit conjointement par les observatoires de Lyon et de Marseille. Le miroir primaire mesure 1m de diamètre, il reflète la lumière vers le miroir secondaire qui distribue alors le faisceau vers les deux caméras (dites rouge et bleue) après séparation par un prisme dichroïque. L'optique initiale a été modifiée afin d'adapter deux caméras grand champ (1 deg^2) au télescope. L'ouverture initiale a été changée de F/8 à F/5 à l'aide d'un réducteur de focale. Un prisme dichroïque a été installé derrière l'obturateur afin de séparer le faisceau incident vers les deux caméras, et d'obtenir ainsi des images simultanées dans deux couleurs (pour le test d'achromaticité). La bande dite improprement "rouge" s'étend de 620 nm à 920 nm; la bande "bleue" va de 420 nm à 720 nm. L'obturateur est placé en amont du prisme dichroïque. Les deux caméras sont situées respectivement au foyer des voies rouge et bleue. Le schéma de principe de l'optique est illustré sur la figure (fig. 3.9).

3.4.2 Les caméras CCD et la cryogénie

Les caméras CCD

Les deux caméras sont des mosaïques 2×4 CCD LORAL (modèle 2k3eb) de 2048×2048 pixels (de $15 \mu\text{m}$). Elles couvrent $0.7^\circ(\alpha) \times 1.4^\circ(\delta)$, soit 0.62 seconde d'arc par pixel. Le CCD 2 n'est pas utilisable depuis le début de l'expérience; le CCD 1 rouge présente un "offset" variable au cours du temps. Le signal de sortie S, en ADU (Analogic Digital Unit), est relié au nombre d'électrons N, à "l'offset" électronique O^3 , et au gain g (en électron/ADU) par la relation :

$$S_{(\text{ADU})} = \frac{1}{g} \times N_{(e^-)} + O_{(\text{ADU})}. \quad (3.2)$$

Le bruit associé au signal $\sigma_{S_{(\text{ADU})}}^2$ peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{S_{(\text{ADU})}}^2 = \frac{1}{g} < S_{(\text{ADU})} > + \sigma_{RO_{(\text{ADU})}}^2, \quad (3.3)$$

où $< S_{(\text{ADU})} >$ est la valeur moyenne du signal et $\sigma_{RO_{(\text{ADU})}}^2$ est le bruit de lecture.

CCD #	RO (en e^-)	Gain (en e^-/ADU)	Saturation (en ADU)	Offset (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. 3.3 : 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 [Bauer, 1997, Palanque-Delabrouille, 1997].

³"L'offset" électronique est mesuré à partir d'une exposition des caméras dans l'obscurité totale.

La cryogénie

Afin de ne pas utiliser un système de refroidissement avec de l'azote liquide (approvisionnement fréquent en azote nécessaire), l'équipe technique de l'expérience EROS2 a réalisé un nouveau système de cryogénie pour thermaliser les caméras CCD à 180 K durant les observations, avec une précision de l'ordre de 0.1 K. Le nouveau système (associé à chaque caméra) consiste en un bloc de 15 kg d'aluminium relié d'un côté à une tête froide commerciale, et de l'autre à la caméra. Le tout est placé sous vide. En mode normal de fonctionnement, les têtes froides refroidissent le bloc d'aluminium durant la journée, puis se décolle durant les observations de façon à éliminer les vibrations. Ainsi, les CCDs sont refroidis par l'inertie du bloc d'aluminium durant la nuit (l'autonomie est d'environ 12 heures). En fait, différents problèmes de fiabilité ont affecté le système qui fonctionne depuis 1999 avec les têtes froides collées en permanence. De plus, il s'est avéré que la période de fonctionnement donnée par le constructeur pouvait être diminuée dans les conditions atmosphériques de La Silla. L'expérience a ainsi fonctionné plusieurs mois avec une seule caméra au cours des trois dernières années.

3.4.3 Le système d'acquisition

L'expérience EROS2 se distingue de bon nombre de projets d'astrophysique. D'une part, les observations dédiées aux recherches de microlentilles ont lieu durant toute l'année; d'autre part, le flux de données est d'environ 10 Go dans chaque couleur pour chaque nuit observable. En ce qui concerne les programmes de recherche de microlentilles, plusieurs centaines de champs d'un degré carré chacun doivent être suivis le plus fréquemment possible afin d'augmenter l'efficacité de détection des rares candidats. Dans ce but, les deux caméras ont des systèmes d'acquisition complètement indépendants, mais synchronisés. L'architecture schématisée est illustrée dans la figure (fig. 3.11). Chaque chaîne d'acquisition est constituée d'une station VME (système OSF9) et d'une station alpha (DEC 600 266 MHz). En fonctionnement normal, les stations VME sont couplées en mode maître-esclave; elles sont en charge du contrôle électronique des caméras, de l'obturateur, du positionnement du miroir secondaire, et transmettent les informations concernant le guidage et le pointage au télescope. Toutes ces tâches sont contrôlées par le programme CATI (Calibration, Acquisition, et Traitement d'Images) qui permet aussi l'observation en ligne des images rouges et bleues. Le protocole d'observation se résume par le cycle suivant :

- Pointage. Le télescope et la coupole sont automatiquement positionnés sur le champ à observer. Le temps de pointage est d'environ 1min-1min30s.
- Guidage. Le guidage est assuré par un système (PC guidage) de suivi d'une étoile guide par champ (l'asservissement est assuré toutes les 5 secondes environ). La répétabilité des observations est assurée par un modèle de pointage. La coupole est déplacée si nécessaire durant la prise d'un cliché. Le guidage possède une limite "programmée" qui interdit au télescope de pointer en deçà de 25° de hauteur. Par précaution, des ampoules à mercure empêchent mécaniquement tout pointage sous 10°.
- Enregistrement des images. Une fois l'étoile guide localisée sur la caméra de guidage, l'obturateur est ouvert. La lumière s'accumule dans les caméras CCD. L'obturateur est refermé.
- Lecture des caméras. Les 16 images correspondant aux 2 caméras CCD sont lues simultanément, en 50 secondes environ. Cette lecture très rapide est assurée par des contrôleurs DSP (Digital Signal Processor), elle permet de réduire considérablement le temps mort entre deux clichés. Le contenu des images est ensuite transmis, via fibres optiques, aux VME.
- Archivage. L'ensemble des images⁴ est ensuite transmis aux stations DEC afin de subir une première réduction des données brutes en données réduites (calibration de la réponse des pixels, voir section (sec. 3.4.4)). Cette opération dure à peu près 3 minutes 20 secondes.

A la fin de la nuit les données, brutes et réduites, sont sauvegardées sur bandes DLT. Chaque semaine, les bandes magnétiques sont envoyées en France, au centre de calcul de Lyon (CCIN2P3)

⁴Les images sont mises sous format FITS (Flexible Image Transfert System).

pour subir une analyse hors-ligne.

3.4.4 La réduction des données

L'étape de réduction a pour but de calibrer la réponse des CCDs aux signaux lumineux. La charge S_{ij} d'un pixel d'une image brute s'écrit :

$$S_{ij} = g \times \epsilon_{ij} \times N_{ij} + O_{ij}, \quad (3.4)$$

où g est le gain de la chaîne électronique, N_{ij} est le signal provenant des étoiles et du fond de ciel⁵, O_{ij} est le bruit intrinsèque de lecture, et ϵ_{ij} est l'efficacité associée à chaque pixel (combinaison entre la transmission spatiale et le rendement quantique). L'opération de réduction consiste à extraire le paramètre N_{ij} correspondant au signal recherché. Pour y accéder, on prend chaque jour une série de plages de lumière uniforme⁶, dont le signal extérieur N_u est indépendant du pixel. L'application de l'équation (eq. 3.4) donne :

$$F_{ij} = g \times \epsilon_{ij} \times N_u + O_{ij}. \quad (3.5)$$

De plus, chaque semaine, on mesure O_{ij} en prenant des clichés de quelques secondes avec l'obturateur fermé. Ces séries de clichés sont ensuite "nettoyées" par un filtre médian afin d'éliminer les fausses détections (tels que les cosmiques). Les trois mesures permettent donc d'isoler le signal N_{ij} ; on sauve ce résultat sous forme d'une image dite réduite, dont le contenu des pixels est donné par :

$$N_{ij} = N_u \times \frac{S_{ij} - O_{ij}}{F_{ij} - O_{ij}}. \quad (3.6)$$

Après cette étape, un programme détermine la qualité des images au moyen de la détermination de grandeurs fondamentales telles que le fond de ciel, la dispersion du fond de ciel, le seeing, et une estimation du nombre d'étoiles [Palanque-Delabrouille, 1997].

3.5 Les objectifs

Le premier objectif de l'expérience EROS2 est la recherche de microlentilles gravitationnelles en direction des Nuages de Magellan (LMC et SMC) dans le but de mesurer la contribution des MACHOs à la masse du halo. Toutefois, les Nuages de Magellan ne sont pas observables à toute heure de la nuit toute l'année, et divers programmes ont été ajoutés :

- La recherche de microlentilles en direction du Centre Galactique [Afonso, 2000].
- La recherche de microlentilles en direction des bras spiraux [Derue, 1998].
- La recherche de naines rouges (blanches) par leur mouvement propre [Goldman, 2000].
- La recherche d'étoiles variables de type Céphéide dans les Nuages de Magellan [Bauer, 1997].
- La recherche de Supernovæ proches ($z \sim 0.1$) [Hardin, 1998, Hamilton, 1999, Regnault, 2000].

3.6 Les différents programmes de recherche de microlentilles

3.6.1 Vers le Centre Galactique (CG)

Le but de la recherche de microlentilles en direction du Centre Galactique est double. D'une part, la grande quantité d'étoiles sur la ligne de visée du bulbe galactique est la cause d'une grande

⁵Le fond de ciel correspond à la contribution de toutes les étoiles non résolues, ainsi qu'à la pollution lumineuse.

⁶"flat field", ou "champ plat".

profondeur optique (d’ailleurs mal comprise)

$$\tau_{CG} \sim 2 - 3 \times 10^{-6}. \quad (3.7)$$

En conséquence, le grand nombre d’événements observés dans cette direction permet de mieux comprendre le phénomène de microlentille et d’observer des rares cas de candidats exotiques : effets de parallaxe, de taille finie, ou de lentille (ou source) double . . . D’autre part, la statistique accumulée permet de sonder la structure galactique, de façon indépendante des observations visuelles. Les observations vers le bulbe suscitent aussi l’intérêt de la communauté de recherche de planètes extra-solaires; ces planètes pourraient être découvertes par l’observation de structures fines particulières sur les courbes de lumière. Pour ce faire, les événements sont détectés en ligne et sont mis à disposition des réseaux d’observations intensives de microlentilles tels que GMAN, MPS, et PLANET. En ce qui concerne l’analyse, le groupe EROS2 a choisi la stratégie suggérée par Gould [Gould, 1995a]. Seules les étoiles au moins aussi brillantes que les Géantes Rouges du “clump” sont analysées, soit environ 5 millions d’étoiles réparties sur 80 champs, représentés sur la figure (fig. 3.13). Le nombre de Géantes Rouges est plus important dans le bulbe galactique que dans le disque; on s’attend donc à avoir beaucoup d’étoiles sources à une distance connue (environ 8.5 kpc). De plus, ces étoiles sont brillantes, les temps de pose sont ainsi raccourcis, la résolution photométrique est meilleure que pour les autres étoiles, et l’effet de confusion se trouve réduit. Pour finir, les Géantes rouges sont propices à l’observation d’effets de taille finie de la source, surtout si la lentille se trouve à une faible distance du bulbe. Les résultats de la première analyse d’EROS dans cette direction seront présentés dans la thèse de C. Afonso [Afonso, 2000].

3.6.2 Vers les bras Spiraux (BS)

En direction des bras spiraux, 9.1 millions d’étoiles, observées durant 3 années, ont été analysées [Derue, 1998, Derue et al., 1999, Derue et al., 2000]. Sept étoiles ont présenté un comportement caractéristique de microlentille. La profondeur optique déduite de ces observations est $\bar{\tau} = 0.45_{-0.11}^{+0.24} \times 10^{-6}$. Cette valeur est globalement compatible avec ce que l’on attend dans le cadre d’un modèle galactique standard, avec des étoiles sources situées en moyenne à 7 kpc. Mais en regardant dans le détail, un excès d’événements de courte durée est détecté vers la zone la plus proche du centre galactique (γ Sct, voir figure (fig. 3.13)). Néanmoins, la signification statistique est faible ($\sim 2\sigma$), et une fluctuation ne peut être exclue définitivement. Cependant, si cet effet était confirmé, les résultats pourraient être interprétés par l’effet de la barre de notre Galaxie, si celle-ci a une longueur de plus de 3 kpc.

3.6.3 Vers le Petit Nuage de Magellan (SMC)

La recherche de microlentilles vers le SMC est d’un très grand intérêt stratégique. Le SMC représente la deuxième (et la dernière) galaxie dont on peut résoudre les étoiles avec les télescopes de la classe des 1 mètre. Cette ligne de visée permet donc de sonder, indépendamment du LMC ⁷, le halo galactique. La recherche de microlentilles vers le SMC fournit en plus un test supplémentaire de l’hypothèse du halo galactique rempli de MACHOs; en effet, si les lentilles qui génèrent les événements observés appartiennent au halo, alors la durée moyenne des événements observés vers le SMC doit être comparable à celle du LMC, c’est à dire ~ 50 jours si l’on se base sur le signal détecté par le groupe MACHO d’après l’analyse de 2 ans de données du LMC [Alcock et al., 1997b]. Si l’on se base sur les deux événements observés par le groupe EROS1, et que l’on suppose qu’il s’agit de “réelles” microlentilles, la durée moyenne descend à 25 jours. Enfin, la profondeur optique attendue vers le SMC vaut environ 7×10^{-7} dans le cas d’un halo standard composé à 100% de MACHOs (contre $\sim 5 \times 10^{-7}$ pour le LMC).

Dans cette section on présente l’analyse de deux ans de données en direction du SMC; on présente aussi le deuxième événement du SMC qui s’explique par un déflecteur binaire, et nous concluons par l’interprétation de ces microlentilles en terme de “self-lensing” : les microlentilles semblent appartenir au SMC lui même.

⁷Le SMC se trouve dans le ciel à environ 20 degrés du LMC.

L'événement SMC97-1

L'analyse de la première année de données en direction du SMC a fait l'objet de la thèse de N. Palanque-Delabrouille [Palanque-Delabrouille, 1997, Palanque-Delabrouille et al., 1998]. L'analyse des deux premières années est détaillée dans [Afonso et al., 1999b]. On reprend ici les principaux résultats de l'analyse 2 ans.

La totalité des étoiles observées, soit 5.3 millions, a été analysée sur une période allant de juillet 1996 à mars 1998. Ces étoiles sont réparties sur 10 champs du SMC (fig. 3.15), mais la surface totale analysée n'est que de 8.6 degrés carrés car le CCD 2 n'est pas utilisable. L'analyse effectuée est indépendante de celle qui a été développée dans le cadre de cette thèse (le but étant de vérifier les résultats avec les 2 chaînes d'analyse); les critères de sélection sont décrits dans [Afonso et al., 1999b]. Un seul candidat (SMC97-1) a été découvert, conjointement par le groupe MACHO [Alcock et al., 1997b] et le groupe EROS; la courbe de lumière de SMC97-1 est donnée sur la figure (fig. 3.14), sa position dans les champs EROS2, ainsi que sa position dans le diagramme couleur-magnitude sont données sur la figure (fig. 3.15). L'étoile source est une étoile brillante du haut de la séquence principale; l'événement est légèrement "blendé", et l'étoile amplifiée ne représente que 75% du flux total de l'étoile reconstruite par le programme de photométrie PEIDA; cette valeur a été précisément mesurée par le groupe OGLE [Udalski et al., 1997]. L'ajustement d'une courbe de microlentille simple, tenant en compte le phénomène de blending, est assez mauvais : $\chi^2 = 268/161$, avec seulement la première année de donnée [Palanque-Delabrouille et al., 1998]. Une étude détaillée des résidus de cet ajustement en fonction du temps a montré que l'étoile source est en fait une étoile variable périodique ($P=5.1$ jours). En incluant cette modulation intrinsèque dans l'ajustement, on obtient, avec 2 ans de données, $\chi^2 = 261/279$, ce qui est tout à fait acceptable pour l'interprétation en terme de microlentille. Les caractéristiques de ce candidat sont données dans la table (tab. 3.4). Ce candidat a une échelle de temps très longue (129 jours), aussi l'on devrait pouvoir détecter une distorsion de la courbe de lumière due à la révolution de la Terre autour du Soleil (effet de parallaxe, voir section (sec. 2.3.4)) si le déflecteur n'est pas trop massif (de l'ordre ou moins de $1 M_{\odot}$) et qu'il est situé dans le halo. Cependant, aucune asymétrie n'a été détectée sur la courbe de lumière; une étude détaillée [Palanque-Delabrouille et al., 1998] a donc permis de contraindre à un niveau de confiance de 95% la valeur de la projection de l'orbite terrestre dans le plan de la lentille en unité de rayon d'Einstein :

$$\delta u = \frac{a_{\oplus}(1-x)}{R_E} < 0.054 \quad (95\% \text{ NC}) . \quad (3.8)$$

La signification des paramètres est donnée à la section (sec. 2.3.4). Puisque aucune asymétrie n'est observée, la lentille est soit un objet lourd du halo, avec une masse supérieure à $0.6 M_{\odot}$ à 95% de niveau de confiance et une masse la plus probable d'environ $3 M_{\odot}$ [Afonso et al., 1998], soit une étoile faible du SMC en avant-plan qui provoque un phénomène de microlentille sur une étoile située en arrière-plan (phénomène nommé "self-lensing" dans notre jargon). Il est aussi possible qu'aucune asymétrie ne soit détectée à cause d'une configuration particulière des vitesses transverses projetées du déflecteur et de la Terre au moment du maximum d'amplification; en effet, si à t_0 les vitesses transverses sont parallèles ou anti-parallèles alors la courbe de lumière reste symétrique; néanmoins, une telle configuration est rendue improbable car elle ne correspond qu'à 6% de l'espace des phases dans le cas étudié. En conclusion, il semble probable que le candidat SMC97-1 corresponde à un événement microlentille de "self-lensing"; cette hypothèse est plus naturelle que celle d'un objet lourd du halo car ces derniers devraient être détectés visuellement, directement ou par mouvement propre (du moins les plus proches), ce qui n'est pas le cas [Graff, 1999, Ibata et al., 2000]. On pourrait aussi invoquer la présence de trous noirs primordiaux dans le halo (voir chapitre (chap. 1)), mais de tels objets restent hypothétiques. L'interprétation de cet événement en terme de "self-lensing" est compatible avec les modèles décrivant le SMC [Palanque-Delabrouille et al., 1998]; cette galaxie est connue comme ayant une très grande extension sur la ligne de visée (voir chapitre (chap. 4)), et il est ainsi assez probable que des étoiles d'avant plan créent des phénomènes de microlentilles sur des étoiles d'arrière plan :

$$\tau_{\text{SMC/SMC}} \sim 1 - 2 \times 10^{-7} , \quad (3.9)$$

$\tau_{\text{SMC}/\text{SMC}}$ étant la profondeur optique de “self-lensing” du SMC. La profondeur optique mesurée d’après l’événement SMC97-1 vaut : $\tau \sim 3 \times 10^{-7}$.

En résumé 5.3 millions d’étoiles ont été analysées et un seul candidat a été découvert. C’est

u_0	$t_0(j)$	Δt	$Period\epsilon(j)$	$A_{\text{mod R}}$	$A_{\text{mod B}}$
0.424	2568.8	129	5.126	0.031	0.022
± 0.004	± 0.8	± 2	± 0.002	± 0.003	± 0.003

Tab. 3.4 : Résultat de l’ajustement microlentille de l’événement SMC97-1, en prenant en compte le blending et modulation de l’étoile source. Le coefficient de blending a été imposé à 75% en vertu de la mesure du groupe OGLE. t_0 est l’instant du maximum, les jours étant comptés depuis le 1 janvier 1990. Δt est le temps de traversée d’un rayon d’Einstein en jours. Le χ^2 est 261 pour 279 degrés de liberté.

en deçà de ce que l’on attend dans le cas d’un halo standard rempli de MACHOS (on attendrait 4 événements à $1 M_\odot$). Ce candidat ne peut être considéré comme microlentille du halo galactique qu’en vue de rester conservateur, et de donner une limite prudente sur la fraction de masse d’un halo standard. Cette limite est présentée au chapitre (chap. 13). On peut juste rappeler ici que cette analyse permet d’exclure un halo standard composé à 50% de MACHOS de $0.5 M_\odot$.

L’événement binaire SMC98-1

En juin 1998 s’est produit un événement rare de microlentille gravitationnelle créé par un déflecteur binaire. L’étude théorique des microlentilles doubles est faite au chapitre (chap. 2), et des informations complémentaires sur ce type d’événement sont aussi données au chapitre (chap. 9).

◇ Contexte observationnel

L’effet de microlentille (considéré comme “simple” à ce moment là) a été annoncé par les systèmes d’alerte des groupes MACHO et GMAN le 25/05/1998. L’étoile source est une étoile de magnitude 22 suivie depuis 1994 par le groupe MACHO. Deux semaines après sa découverte (08/06/1998), les analyses ont montré qu’il ne s’agissait pas d’un événement ordinaire, mais probablement d’un déflecteur binaire dont on venait de rater le premier passage de la source au travers d’une courbe caustique. Une alerte de deuxième niveau a donc été déclenchée, la deuxième traversée de caustique fut annoncée par ces deux groupes pour une date comprise entre le 21 et le 27 juin. Une collaboration internationale informelle est alors mise en place par les groupes disposant d’un télescope dans l’hémisphère sud : GMAN, MACHO, MPS, OGLE, PLANET et EROS. A ce moment, le groupe EROS était en période d’arrêt technique prévu de longue date; cette maintenance s’est achevée le 15/06/1998, juste avant la deuxième traversée de caustique. Cette dernière eut lieu dans la nuit du 17 au 18 juin; elle avait pu être prévue à cette date quelques jours plus tôt par le groupe PLANET. Par chance, le groupe EROS a pu observer (seul) en détail la fin de cette deuxième traversée, nous permettant ainsi de localiser le déflecteur dans le SMC [Afonso et al., 1998]. Cet événement a ensuite mené à différentes publications venant confirmer et améliorer le résultat d’EROS [Albrow et al., 1998, Alcock et al., 1998a, Rhie et al., 1998, Udalski et al., 1998]. Une analyse combinée regroupant les données des différents groupes a conclu l’analyse complète de cet événement [Afonso et al., 2000]; la courbe de lumière complète est donnée sur la figure (fig. 3.16).

◇ Analyse des données d’EROS

Les observations d’EROS utilisées pour cette analyse couvrent 5.3 heures, dans la nuit du 17 au 18 juin 1998. L’étoile source est trop faible pour appartenir au catalogue d’étoiles EROS utilisé pour nos analyses de recherche systématique de microlentilles; aussi, les données ont été réduites à l’aide du programme de photométrie différentielle de Alard & Lupton [Alard, 1998a, Alard, 1998b].

Cette technique est brièvement décrite au chapitre (chap. 9), l'important étant de savoir que l'on mesure la différence des flux par rapport à une référence plutôt que les flux eux-mêmes. Les données d'EROS sont représentées sur la figure (fig. 3.16). On retrouve exactement ce que prédit la théorie des microlentilles doubles : une décroissance linéaire suivie d'un plateau; on interprète la cassure comme le moment où le disque stellaire quitte la courbe caustique (mesuré avec une précision de 2 minutes).

L'étude de cette décroissance nous permet de localiser la lentille. On introduit 3 paramètres à cet effet :

- θ_* le diamètre angulaire de l'étoile source. Il peut être estimé à l'aide de la couleur de l'étoile et de sa magnitude; cette dernière a pu être obtenue d'après les informations communiquées par le groupe MACHO : $V_{\text{MACHO}} = 21.8$; en supposant une extinction $A_V = 0.22$ et une distance du SMC de 65 kpc on trouve une magnitude absolue $M_V = 2.5$ correspondant à une étoile de type A8 ou F0. Le rayon de l'étoile vaut alors $R_* \sim 1.5R_\odot$, et on déduit donc $\theta_* \sim 0.106 \times 10^{-6}$ seconde d'arc.
- Φ l'angle entre la trajectoire de la source et la courbe caustique. Cet angle ne peut être mesuré que par un ajustement global de la courbe de lumière, ce qui est impossible avec les données EROS seules. Il est donc ici indéterminé.
- $2 \times \delta t_{\text{cross}}$ le temps que met l'étoile pour franchir la caustique. C'est l'information que l'on tire de l'étude de la courbe de lumière d'EROS. On utilise la courbe de lumière dans la voie bleue qui est mieux mesurée (dispersion plus faible). En fait, on obtient une borne inférieure à 95% de niveau de confiance : $\delta t_{\text{cross}} > 3$ heures [Afonso et al., 1998].

La variable discriminante est ici le mouvement propre μ , i.e. le mouvement angulaire du déflecteur dans le plan du ciel, que l'on peut exprimer de 2 façons différentes :

$$\mu = \frac{v_\perp}{D_{\text{lentille}}} = \frac{\theta_*}{\delta t_{\text{cross}} \times \sin\Phi}, \quad (3.10)$$

où v_\perp est la vitesse transverse de la lentille et D_{lentille} sa distance. Deux cas sont essentiellement à distinguer :

- La lentille est dans le halo : $v_\perp \sim 220$ km/s et $D_{\text{lentille}} \sim 15$ kpc, donc $\mu \sim 15$ km/s/kpc.
- La lentille est dans le SMC : $v_\perp \sim 30$ km/s et $D_{\text{lentille}} \sim 65$ kpc, donc $\mu \sim 0.5$ km/s/kpc.

Le mouvement propre est en fait une variable doublement discriminante; en effet dans le cas d'une lentille dans le halo, non seulement la vitesse est plus élevée, mais en plus la distance est plus petite, et vice-versa dans le cas d'une lentille dans le SMC. En prenant en compte la limite inférieure sur le temps de traversée de caustique, on obtient une limite supérieure sur le mouvement propre à l'aide de l'équation (eq. 3.10) :

$$\mu \sin\Phi = \frac{\theta_*}{\delta t_{\text{cross}}} < 1.5 \text{ km/s/kpc}. \quad (3.11)$$

Cette "lente" traversée semble donc indiquer que le déflecteur se trouve dans le SMC. De plus, on peut vérifier qu'il est peu probable d'obtenir cette faible valeur mesurée de $\mu \sin\Phi$ dans le cas de lentilles dans le halo à l'aide d'une simulation représentée sur la figure (fig. 3.17). Dans 92.7% des cas, une lentille du halo a une valeur de $\mu \sin\Phi$ supérieure à celle que l'on a mesurée. La lentille est donc, à plus de 92% de niveau de confiance, localisée dans le SMC. Ce résultat a été amélioré avec l'analyse combinée [Afonso et al., 2000]. Le système reste dégénéré car deux configurations finales des lentilles mènent à des ajustements équiprobables. Néanmoins, la conclusion physique importante pour le problème de la matière noire galactique reste inchangée et même renforcée car, dans les deux cas, la lentille est localisée dans le SMC à plus de 99% de niveau de confiance.

Brève interprétation des événements SMC

On vient de voir que seulement deux événements ont été observés en direction du SMC. Dans les deux cas, le déflecteur semble localisé dans le SMC lui-même, avec cependant une légère incertitude sur cette affirmation dans le cas de SMC97-1. Ces résultats ne semblent donc pas confirmer le signal positif publié par le groupe MACHO d'après 2 ans d'observations du LMC [Alcock et al., 1997a]. On peut noter que le groupe MACHO n'a jamais publié une analyse complète de recherche de microlentille dans cette direction, alors qu'ils suivent environ 3 millions d'étoiles depuis 1993.

De plus, la durée moyenne des événements du SMC vaut environ 110 jours; elle est donc supérieure à ce que l'on attend dans le cas de lentilles du halo (d'après le résultat de MACHO LMC 2 ans). Néanmoins, cette moyenne n'est fondée que sur 2 événements, et 1 seul événement court supplémentaire détecté en direction du SMC suffirait à rendre les durées observées vers les 2 Nuages de Magellan compatibles. Cette tendance doit donc être vérifiée par plus d'observations. Il est aussi important de vérifier ou d'infirmer le résultat de MACHO vers le LMC par l'analyse des données EROS2 dans cette dernière direction.

3.6.4 Vers le Grand Nuage de Magellan (LMC)

Le première analyse des données EROS2 en direction du LMC fait l'objet de cette thèse, elle sera donc amplement décrite par la suite. On peut simplement mentionner notre objectif : analyser plus de 20 millions d'étoiles durant trois années avec un programme de sélection indépendant de celui utilisé pour la recherche de microlentilles vers le SMC dans le but de mesurer l'abondance de MACHOs de masses allant jusqu'à quelques masses solaires. Cette analyse est à comparer avec celle effectuée en direction du SMC : 5 millions d'étoiles suivies sur 2 ans; on peut aussi se comparer au résultat publié par le groupe MACHO : 8 millions d'étoiles suivies sur 2 ans⁸.

3.7 Le système d'alerte en ligne

Depuis 1998, l'expérience EROS2 dispose d'un système d'alerte de phénomènes de microlentille à La Silla. Ce système a pour but de détecter les événements en cours afin de rechercher des structures fines sur les courbes de lumières. Il y a deux motivations principales : (a) rechercher des effets de parallaxe sur les courbes de lumière des événements en direction des Nuages de Magellan (afin de tenter de localiser les lentilles); (b) rechercher des lentilles exotiques en direction du Centre Galactique, avec pour but ultime la détection de planètes extra-solaires par la technique des microlentilles. Le système d'alerte s'applique à un sous-échantillon des champs EROS2, en direction des deux Nuages de Magellan et du Centre Galactique uniquement. Les images prises la nuit sont réduites et analysées durant la journée suivante. Le temps de traitement (réduction photométrique et analyse) est d'environ 30 minutes pour 500000 étoiles dans une seule couleur; ainsi, 20 millions d'étoiles sont potentiellement analysables durant une journée. Il existe différentes conditions de détection, la plus simple d'entre elles consiste à demander plus de M mesures consécutives déviant de plus de N écarts standards du flux le plus probable (calculé préalablement)⁹. Les conditions de sélection dépendent des objets observés : LMC, SMC ou CG. La décision finale de rendre publique l'événement à la communauté mondiale d'étude des microlentilles est faite après avoir vérifié la qualité de l'ajustement de l'effet de microlentille supposé en cours. En direction du SMC, 7.8 degrés carrés (4.5 millions d'étoiles) sont en ligne depuis août 1999. 2 novæ ont été découvertes, donnant lieu à deux télégrammes IAU : IAU 7239, 7286. En direction du LMC, 12 degrés carrés (8 millions d'étoiles) sont en ligne depuis fin 1999. Aucun candidat n'a encore été découvert. Enfin, en direction du CG, 20 degrés carrés (4.5 millions d'étoiles) sont en ligne depuis août 1999; 8 candidats ont été découverts. Le système d'alerte doit fonctionner jusqu'à la fin de la prise de données de l'expérience EROS2, en 2002.

⁸Notons que le groupe MACHO a rendu publique, début 2000, l'analyse 11 millions d'étoiles suivies durant 5.7 années; on discutera de ce nouveau résultat au dernier chapitre.

⁹4 points à 4 écarts types par exemple, pour le Centre Galactique.

3.8 La recherche semi-automatique de supernovæ à décalage spectral intermédiaire

En 1996, EROS2 s'est lancé dans un programme de recherche semi-automatique de supernovæ relativement proches. A peu près 1 étoile explose tous les 30-50 ans dans chaque galaxie. Il est donc nécessaire d'observer une centaine de champs de 1 deg^2 durant plusieurs mois de l'année pour avoir un nombre de candidats suffisant pour extraire des informations sur le taux d'explosion, ou pour analyser les variations de luminosité intrinsèque des supernovæ de type Ia. Les observations ont majoritairement lieu entre le dernier quartier et le premier quartier lunaire afin de minimiser la contribution du fond de ciel. Les supernovæ sont détectées à l'aide d'une chaîne d'analyse spécialisée [Hardin, 1998], qui soustrait les galaxies détectées sur l'image courante des galaxies observées auparavant sur une image de référence, prise un mois plus tôt. Les candidats sont alors identifiés sur l'image différence de ces 2 clichés. Durant les campagnes de recherche, des demandes de temps de suivi des candidats sur d'autres télescopes permettent une étude photométrique et la réalisation de spectres qui donnent sans ambiguïté le type spectral de l'objet en question. La limite de détection se situe autour de la magnitude 22 dans la bande V_{EROS} pour des expositions de 10 minutes. Des supernovæ sont ainsi détectées jusqu'à un "redshift" $z = 0.2$. A la fin 1999, une soixantaine de supernovæ avaient été détectées.

3.9 L'étude des étoiles Céphéides des nuages de Magellan

La recherche de Céphéides était déjà au programme de l'expérience EROS1 [Beaulieu, 1995], qui a rapporté un éventuel effet de métallicité entre le LMC et le SMC dans la relation période-luminosité [Sasselov and EROS Coll., 1997]. Entre 1996 et 1997, un programme de recherche fut entrepris, afin d'étudier cet effet plus précisément, sur deux champs centraux du LMC et du SMC. Entre 110 et 160 images ont été prises pour chacun des champs. Au total, 300 Céphéides ont été identifiées dans le LMC, et 600 dans le SMC [Bauer, 1997], contre respectivement 40 et 400 dans les données d'EROS1 [Beaulieu, 1995]. Un résultat inattendu de cette étude est l'observation d'une rupture de pente dans la relation période-luminosité des Céphéides classiques du SMC de période inférieure à 2.5 jours [Bauer et al., 1998]. Une seconde étude des données d'EROS1 a montré que l'effet était déjà présent, avec cependant une moindre signification statistique. Néanmoins, cette brisure de pente n'affecte en rien les mesures de distances extra-galactiques qui utilisent les Céphéides de période supérieure à la période de transition entre les deux linéarités. Ce résultat a été récemment confirmé par le groupe OGLE [Udalski et al., 1999].

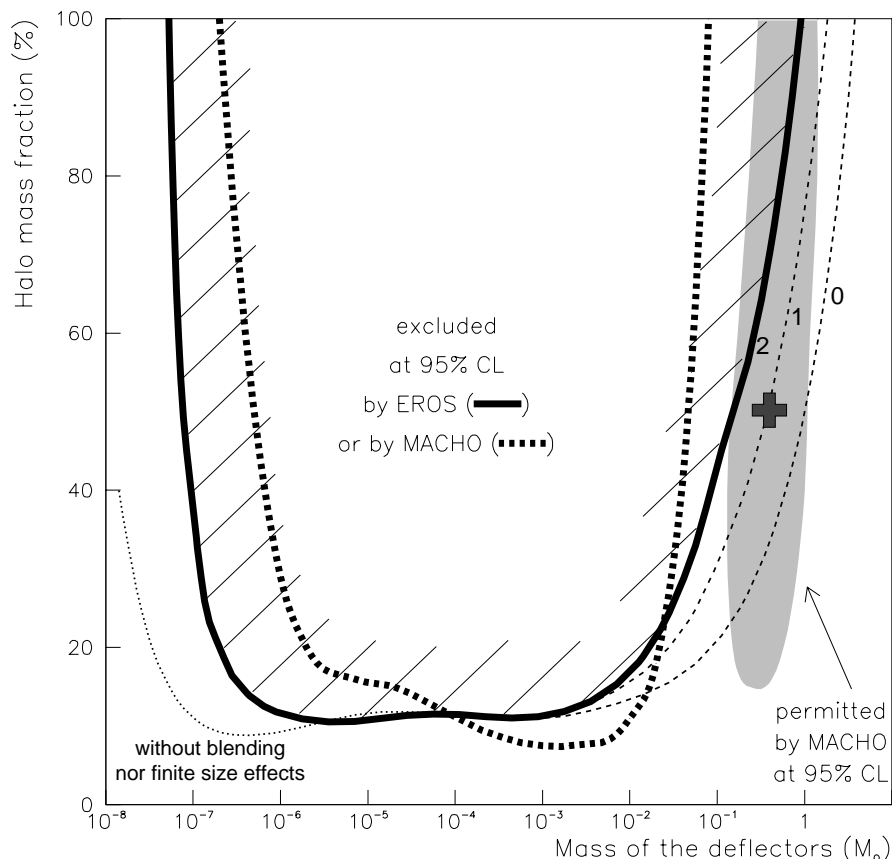


Fig. 3.8 : Diagramme d'exclusion sur la fraction de masse du halo par EROS1 (CCD+Plaques) à 95 % de niveau de confiance dans l'hypothèse d'une fonction de masse de Dirac pour les déflecteurs. Cette figure permet d'illustrer la nécessité d'expériences de recherche de microlentilles de deuxième génération. Les axes, des abscisses et des ordonnées, représentent respectivement la masse (en échelle logarithmique) et la fraction de masse du halo. Les résultats combinés d'EROS1 (CCD+Plaques) [Renault, 1996] et de MACHO (sur les événements courts) se traduisent par les courbes d'exclusion en traits épais, plein et tiret. Les résultats de l'analyse LMC MACHO (2 ans) [Alcock et al., 1997a] sont présentés par le contour de maximum de vraisemblance à 95 % (zone grisée); ils indiquent la présence d'un signal créé par des déflecteurs de $\sim 0.5 M_{\odot}$. Il n'y a aucune contrainte significative d'EROS sur la fraction de masse du halo au-delà de $\sim 0.5 M_{\odot}$. De plus aucune des deux expériences n'est sensible à des déflecteurs de plus de $\sim 2 M_{\odot}$. Ces deux dernières limites sont dues à la chute d'efficacité des expériences de première génération aux événements longs (quelques mois) Aux très basses masses, les limites (données par l'expérience CCD) sont dégradées par la prise en compte de l'effet de confusion (blending) et de l'effet de taille finie.

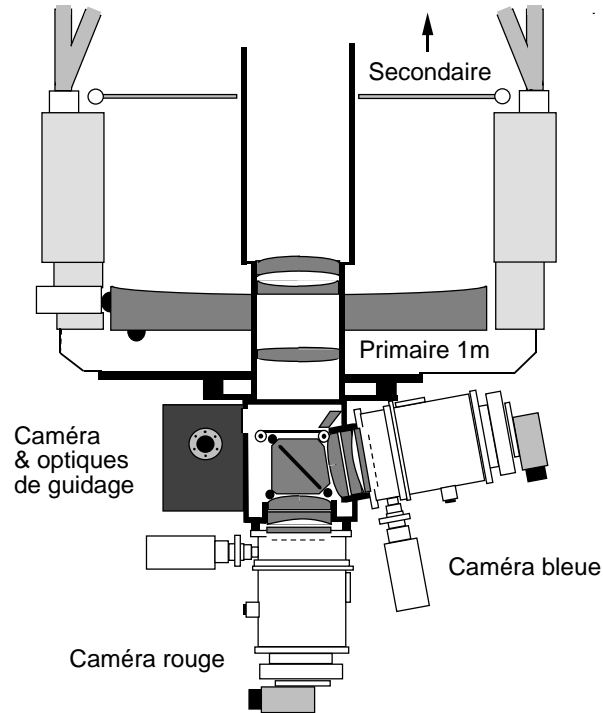


Fig. 3.9 : Schéma de l'optique du télescope

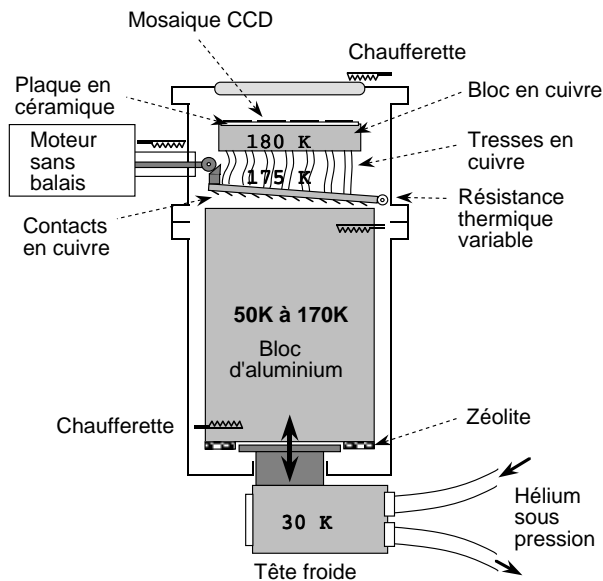


Fig. 3.10 : Vue schématique du système de cryogénie des caméras. Les têtes froides refroidissent le bloc d'aluminium pendant la journée. Ce bloc thermalise les caméras CCD à 180 K durant les observations.

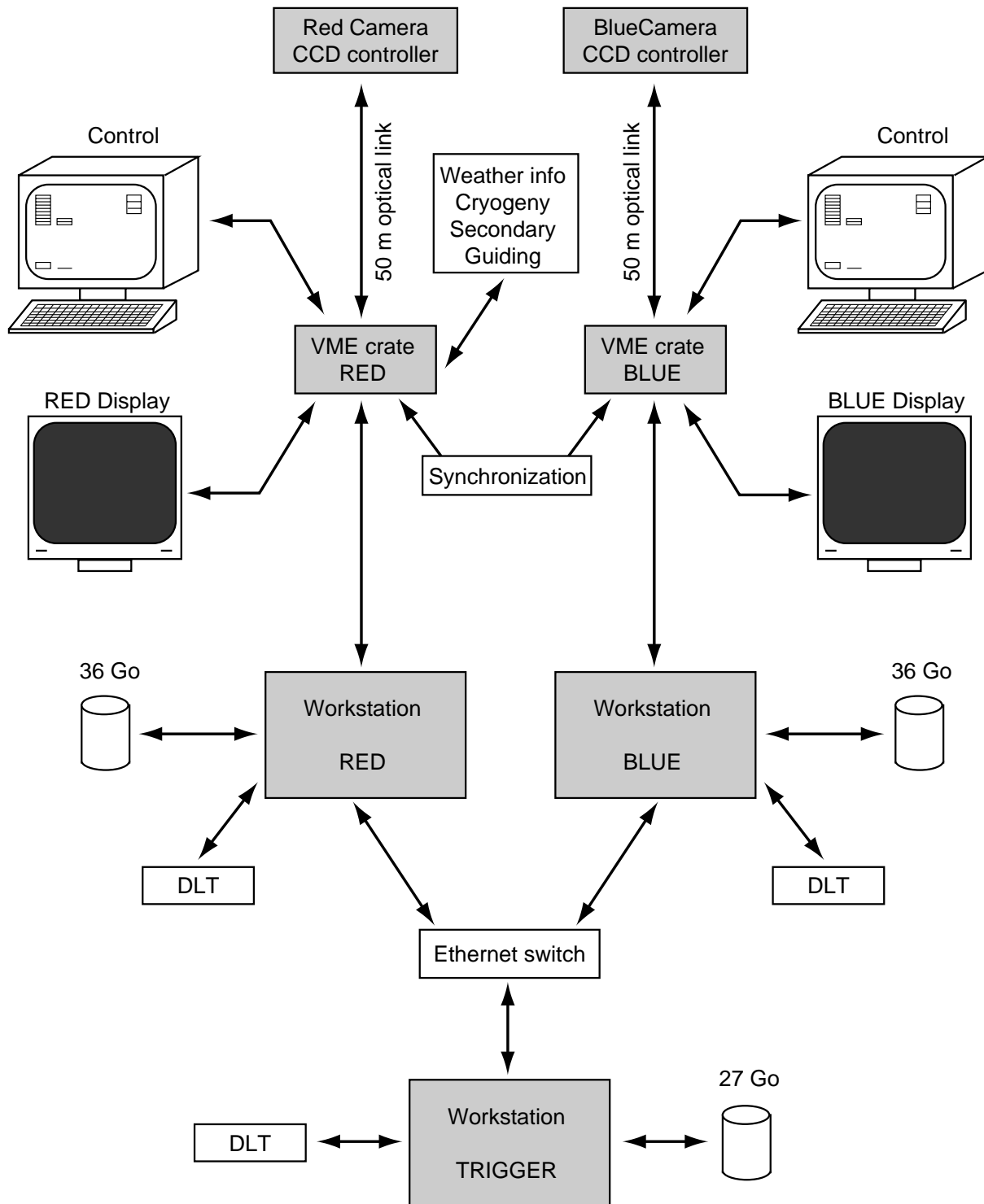


Fig. 3.11 : Schéma du système d'acquisition.

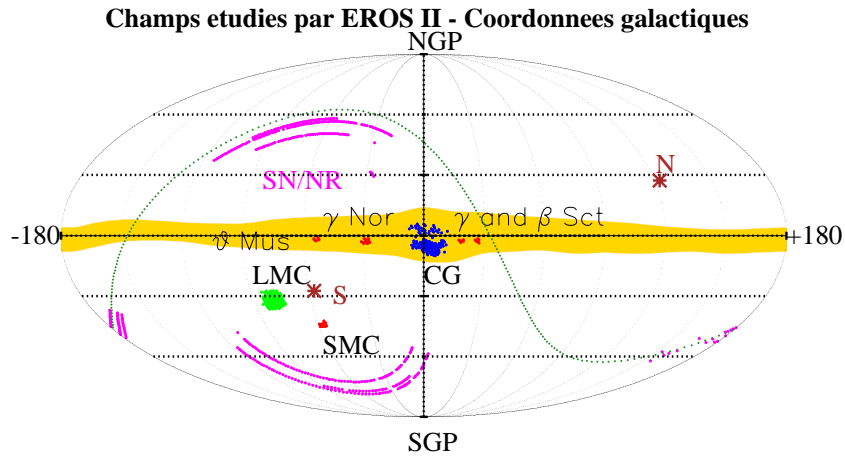


Fig. 3.12 : Les cibles observées par la collaboration EROS2 (coordonnées galactiques). La zone grisée matérialise la Voie Lactée. Mise à part la zone masquée SN/NR, toutes les cibles sont dédiées à la recherche de microlentilles gravitationnelles (BS, CG, LMC, SMC). Cependant, le halo galactique peut être uniquement sondé au travers des observations des Nuages de Magellan.

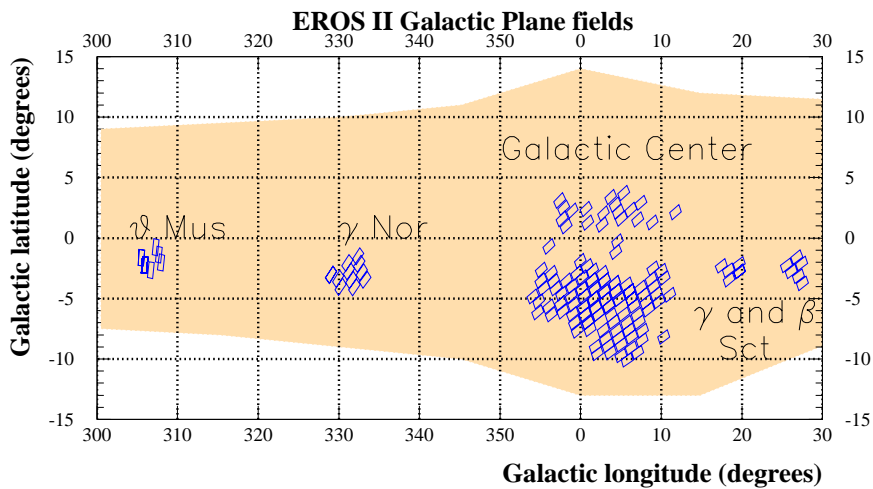


Fig. 3.13 : Cartes des champs EROS2 en direction du Centre Galactique et des bras spiraux.

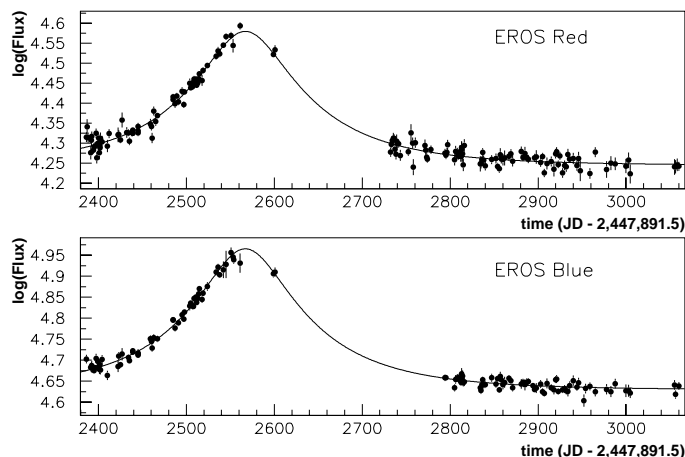
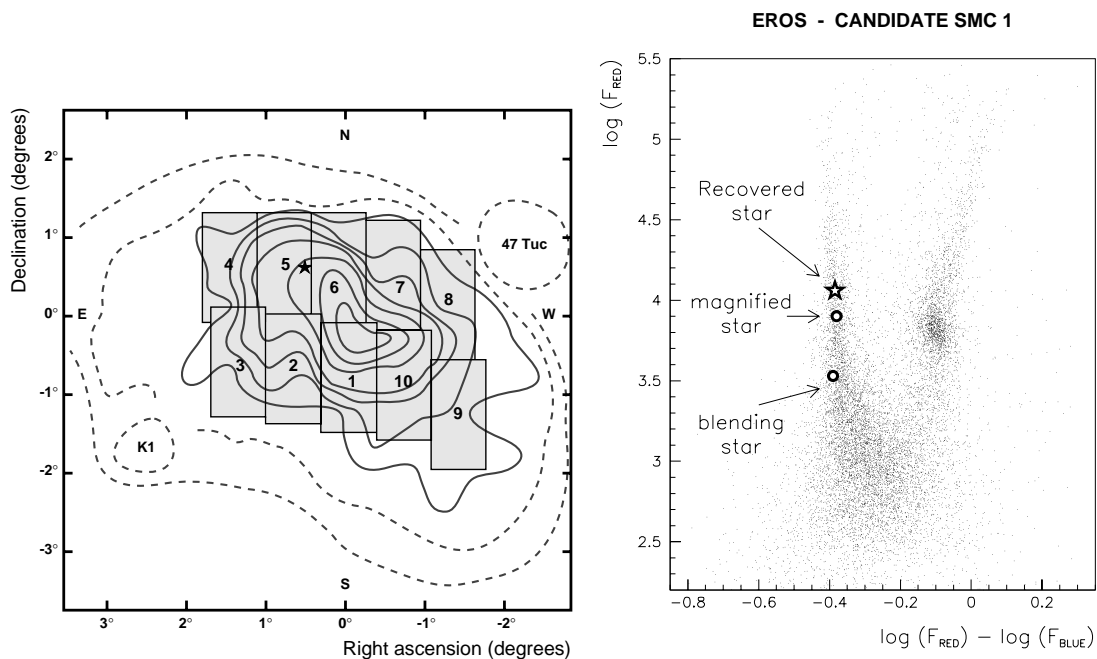


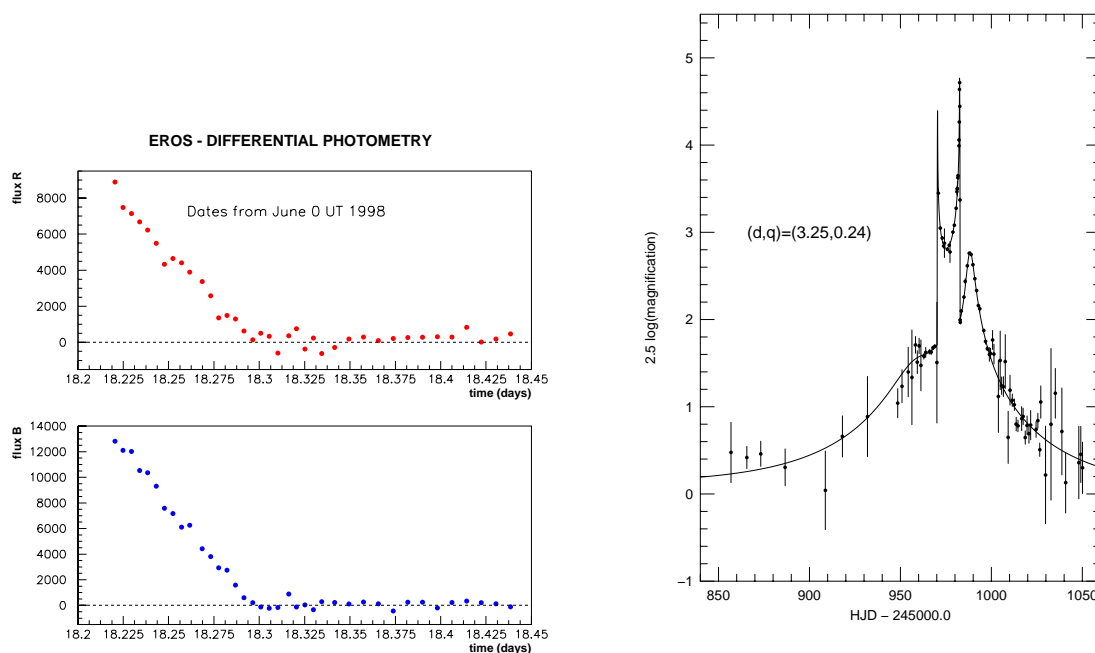
Fig. 3.14 : Événement SMC97-1 : courbe de lumière du candidat, en rouge (haut) et en bleu (bas), de 07/96 à 03/98. L'ajustement superposé aux points n'inclut pas la modulation périodique de l'étoile source.



(a) 11 champs de 1 degré carré ont été définis; 10 (1-10) ont été analysés (soit 8.6 degrés carré). Le candidat SMC97-1, marqué par une étoile, se trouve dans le champ sm005.

(b) Position de l'étoile reconstruite par le programme de photométrie d'EROS2; on a aussi représenté les positions des 2 étoiles "réelles" qui constitue notre étoile reconstruite (blending). Elles se situent toutes dans le haut de la séquence principale.

Fig. 3.15 : Événement SMC97-1 : carte des champs EROS2 et position du candidat dans le diagramme couleur-magnitude.



(a) Différences de flux (ADU) durant la deuxième traversée de caustique, mesurées par le groupe EROS. Les données rouges sont en haut et les bleues sont en bas. Les deux courbes ont un comportement similaire. Le rapport des pentes des deux courbes donne une estimation de la couleur de l'étoile source : $B_{\text{EROS}} - R_{\text{EROS}} = -0.35^{+0.03}_{-0.04}$.

(b) Courbe de lumière complète de l'événement SMC98-1 d'après les observations de 6 collaborations. Les points sont regroupés par cases de 10 jours avant le jour HJD 950, et par cases de 0.1 jours juste après la deuxième caustique.

Fig. 3.16 : Événement binaire SMC98-1 : courbe de lumière avec les données EROS seules, et avec les données des 6 collaborations. Dans le dernier cas on a représenté un des deux meilleurs ajustements déduits de l'analyse combinée. Ces deux solutions mènent à la même conclusion physique, c'est à dire la localisation de la lentille dans le SMC à plus de 99% de niveau de confiance.

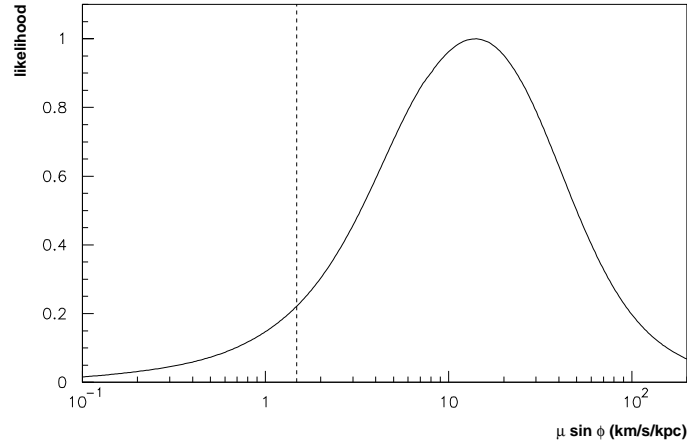


Fig. 3.17 : Événement binaire SMC98-1 : simulation de la valeur de la variable $\mu \sin\Phi$ attendue dans le cas de lentilles dans le halo. La probabilité relative est donnée en ordonnée, normalisée à 1 pour la valeur la plus probable. La ligne verticale matérialise la limite déduite de l'analyse des données EROS. L'aire sous la courbe correspondant à $\mu \sin\Phi < 1.5$ km/s/kpc vaut 7.3% de la totalité. Le déflecteur est donc localisé dans le SMC à plus de 92% de niveau de confiance.

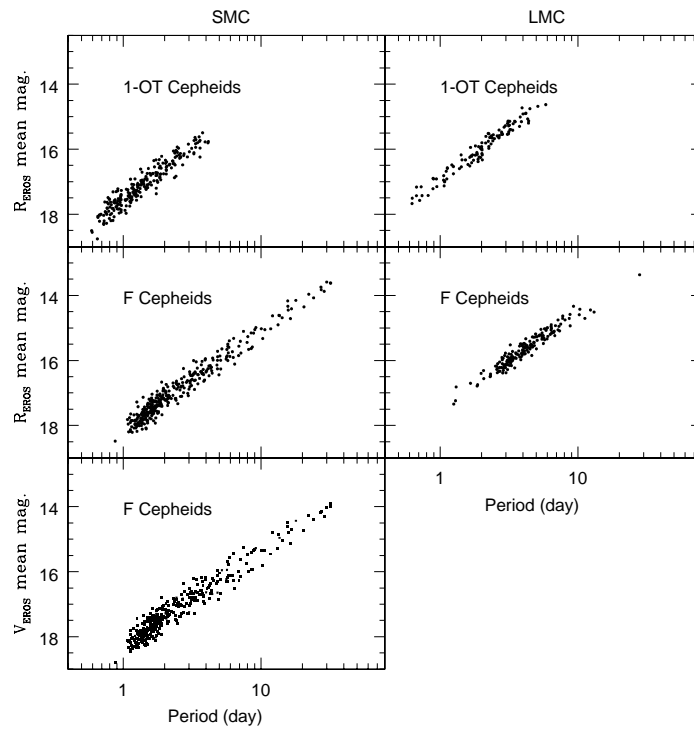


Fig. 3.18 : Diagrammes de période luminosité pour les Céphéides du LMC et du SMC dans la bande R_{EROS} . La rupture de pente est plus facilement visible sur la relation période-luminosité des Céphéides fondamentales dans la bande R_{EROS} .

Chapitre 4

Prise de données vers les Nuages de Magellan

Dans ce chapitre je m'attache à la description du Grand Nuage de Magellan (LMC) et du Petit Nuage de Magellan (SMC) (sec. 4.1). Je présente ensuite les champs EROS2 associés ¹ et les temps de pose utilisés (sec. 4.2). Je décris ensuite les stratégies observationnelles des saisons 1996-97, 1997-98, et 1998-99 et leurs résultats (sec. 4.3). Une attention particulière est apportée au LMC qui constitue le sujet de cette thèse. Pour finir, je présente une méthode d'optimisation de la prise de données qui a été utilisée en fin de deuxième saison (1997-1998) pour réduire la durée de la période où le LMC n'est pas observable (sec. 4.4).

4.1 LMC et SMC

Le Grand Nuage de Magellan (LMC) et le Petit Nuage de Magellan (SMC) sont deux galaxies de taille moyenne visibles essentiellement dans l'hémisphère austral. Ils furent décrits pour la première fois par les membres de l'expédition de Ferdinand Magellan en 1521. Le LMC est situé à une distance d'environ 55 kpc (incertaine à 10%); son diamètre est à peu près deux fois plus petit que celui de la Voie Lactée; son éclat est 7 fois plus faible et sa masse dix fois plus petite. Les mesures de l'émission de la raie à 21cm de l'hydrogène neutre ont permis de cartographier le champ de vitesse du disque du LMC, montrant ainsi que sa structure se rapproche plutôt de celle d'une galaxie spirale inclinée d'environ 20 degrés par rapport à la ligne de visée. On note aussi que le champ de vitesse est très chaotique sur le bord du disque le plus proche du SMC, preuve probable d'une interaction gravitationnelle, actuelle ou antérieure, entre les deux galaxies (effets de marée). Le SMC est une galaxie irrégulière située à environ 65 kpc; toujours en comparaison avec la Voie Lactée, son diamètre est trois fois moins grand et sa luminosité et sa masse sont respectivement 25 et 40 fois plus petits. Dans les années 1980, les mesures des dispersions de vitesse ont permis de mettre en évidence deux structures distinctes constituant le SMC. Une première composante s'approche du Soleil à 25 km/s tandis que la seconde s'en éloigne à une vitesse de 15 km/s ². D'autres études ont montré que le SMC est une galaxie irrégulière très étendue le long de la ligne de visée (10 – 30 kpc) (voir par exemple les références données dans [Palanque-Delabrouille et al., 1998]). Les deux nuages de Magellan sont reliés entre eux par une ceinture de gaz nommée *Courant Magellanique* (*Magellanic Stream*). Aucune étoile associée à cette structure n'a été observée. Cette ceinture aurait pu être formée par des interactions de marée lors du dernier rapprochement entre le LMC et le SMC il y a à peu près 200 millions d'années. Des hypothétiques objets sombres associés au *Magellanic Stream* ont été proposés pour expliquer les résultats issus de deux ans d'analyse de données du groupe MACHO en direction du LMC [Alcock et al., 1997a].

¹On appelle champ une zone du ciel de 1 degré carré.

²Après soustraction du mouvement du Soleil dans la Galaxie.

	ascension droite (α)	déclinaison (δ)
LMC	$5^h 23' 54''$	$-69^\circ 44' 22''$
SMC	$0^h 52' 45''$	$-72^\circ 49' 44''$

Tab. 4.1 : Coordonnées équatoriales des centres optiques du LMC et du SMC (J2000).

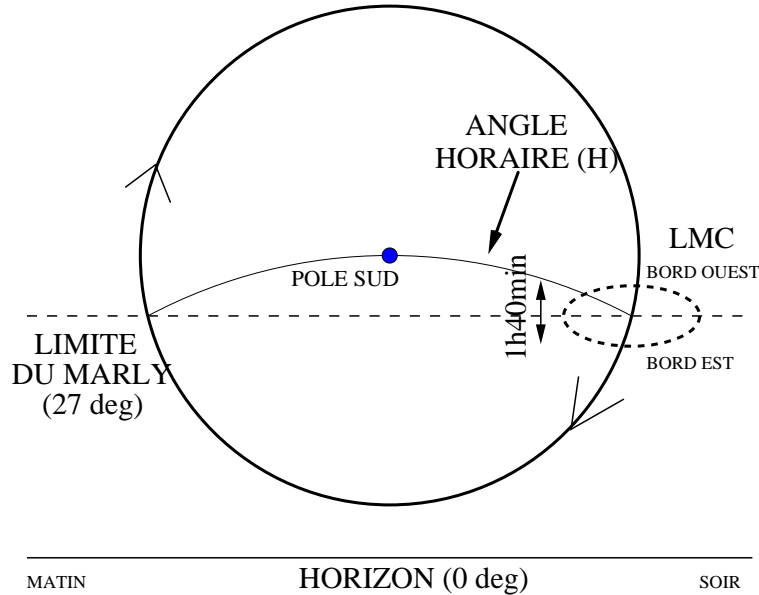


Fig. 4.1 : Diagramme d'observabilité du LMC. Le grand cercle représente la trajectoire céleste du LMC. Ce dernier est toujours au-dessus de l'horizon de l'observatoire de La Silla (Chili). Néanmoins, il y a deux limitations aux observations : la limite de hauteur et la limite d'angle horaire (voir texte). Le LMC s'étend sur 1h40min selon l'axe des ascensions droites, il est donc partiellement visible le soir en début de saison du LMC et le matin en fin de saison. Nous avons amélioré la prise de données durant ces périodes extrêmes à l'aide de la méthode décrite dans le texte.

4.2 Les champs LMC et SMC. Stratégie observationnelle

Les expériences de première génération EROS1 et MACHO ont considérablement contraint la fraction de masse du halo composée d'objets de masse inférieure à $10^{-3} M_{\odot}$. Cependant, la situation est moins claire pour des déflecteurs plus massifs puisque MACHO annonce la découverte d'un signal ($M \sim 0.5 M_{\odot}$) alors qu'EROS donne une limite supérieure. Deux stratégies sont utilisées pour lever cette ambiguïté : tester une autre ligne de visée (le SMC), et suivre le maximum d'étoiles du LMC pendant quelques années³ avec un échantillonnage typique de l'ordre du jour de façon à sonder les masses au-delà de $10^{-3} M_{\odot}$.

En direction du LMC, 88 champs de 1 degré carré (tab. 4.4), répartis en 10 zones, ont été définis pour EROS2 [Palanque-Delabrouille, 1997]; 88 degrés carrés du ciel sont donc potentiellement utilisables, en comparaison avec l'expérience MACHO qui a suivi 22 champs de 0.5 degrés carrés pour la première analyse de deux ans d'observations [Alcock et al., 1997a] et qui maintenant travaille sur 30 degrés carrés pour l'analyse de 5.7 ans de données. Il est important de noter que les champs du groupe MACHO sont tous regroupés dans la partie centrale du LMC. Les champs MACHO sont donc globalement plus encombrés, et ce d'autant plus que ce groupe utilise un télescope plus grand (1.27m de diamètre) et des temps de pose plus longs (300 s contre 180 s dans EROS2 pour la partie centrale du LMC). Les stratégies des deux groupes sont donc différentes à la base, et EROS2 a choisi de travailler sur une surface plus grande afin d'être plus apte à étudier la répartition des

³A ce jour il est prévu qu'EROS2 observe jusqu'en 2002.

événements sur la surface du LMC et par là-même d'être capable de discriminer plus facilement entre l'hypothèse d'un halo rempli de MACHOS et l'hypothèse que les lentilles soient situées dans le LMC (chapitre (chap. 12)). De plus, il n'est pas exclu que la zone centrale du LMC soit plus peuplée en étoiles variables, et la stratégie d'EROS2 diminue donc l'effet d'un tel biais. L'observation de champs externes a conduit à l'utilisation de temps de pose plus longs (tab. 4.4). L'échantillonnage des champs est donc moins bon (sec. 4.3) et la sensibilité aux événements d'une durée de l'ordre de quelques jours est considérablement diminuée, ce qui constitue le point faible de cette stratégie. En direction du SMC, 10 champs répartis dans 2 zones sont observés. Les détails des temps de pose sont donnés dans la table (tab. 4.5). Le temps mis pour couvrir le SMC dans son intégralité est 7 fois plus petit que pour le LMC. Ainsi, en cas de problème durant une nuit entière d'observation (technique ou météorologique), l'échantillonnage du LMC sera plus dégradé que celui du SMC (si l'on observe toujours les champs dans le même ordre, sans revenir sur les champs "manqués").

<i>Zone</i>	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<i>Isophote moyen</i>	21	21.5	22.1	22.6	22.9	23.4	23.7	23.7	23.9	24.1
<i>Densité Lum.</i>	20	10	6	4	3	2	1.5	1.5	1.2	1

Tab. 4.2 : Isophotes (magnitude/arcmin²) associés aux zones du LMC [de Vaucouleurs and Freeman, 1970].

<i>Zone</i>	1	2
<i>Isophote moyen</i>	22.5	23.2
<i>Densité Lum.</i>	4	2

Tab. 4.3 : Isophotes (magnitude/arcmin²) associés aux zones du SMC [de Vaucouleurs and Freeman, 1970].

4.3 Échantillonnage des données LMC

Dans cette section, je présente les stratégies d'observations du LMC pour les saisons 1996-97, 1997-98, 1998-99 : temps d'observation disponible, motivations des choix et échantillonnages résultant.

4.3.1 Saison 1996-97

Environ 35000 minutes ont été dédiées au LMC entre août 1996 et avril 1997, et 66 champs ont été suivis (zones 1 à 8). Un tel cycle nécessite environ 9 heures d'observations. L'échantillonnage moyen de ces champs est environ 1 mesure/4 jours. Quelques clichés ont été pris pour chacun des 22 autres champs les plus externes (zones 9 et 10) afin d'avoir une information sur le flux de base des étoiles dans ces zones externes, et par là-même de conserver la possibilité d'observer plus intensivement ces champs et/ou de les placer en ligne dans le système d'alerte.

4.3.2 Saison 1997-98

Comme en première saison, à peu près 35000 minutes ont été dédiées au LMC entre août 1997 et mai 1998. La stratégie a évolué pour cette saison d'observation. En effet, nous avons tenté de suivre les 88 champs du LMC afin de rechercher des événements microlentilles dans les 22 champs les plus externes. D'après la table (tab. 4.6) on voit qu'il faut autant de temps pour observer les zones 7 et 9 ou 8 et 10 que pour observer les zones 1 à 6. Aussi, pour ne pas trop défavoriser les zones 1 à 6, on a choisi de définir un cycle court (zones 1 à 6 + 7 et 9) et un cycle long (zones 1 à 10). Ces deux cycles ont été observés en alternance. Le bilan de cette saison a été assez négatif, puisque en avril 1998 40 clichés avait été accumulés sur les zones 1 à 6 + 7 et 9 (soit 1 cliché/7 jours), et 20 clichés sur les zones 8 et 10 (soit 1 cliché/15 jours). Il va sans dire que ce nombre de clichés, avant toute coupure, est loin d'être optimum pour mener à bien la recherche d'événements

de durée inférieure à 30 jours. On verra à la section suivante (sec. 4.4) que l'on a essayé d'améliorer au maximum la prise de données de la fin de cette saison. On peut aussi expliquer en partie le faible nombre d'observations par la présence cette même année du phénomène climatologique *El Niño* qui a causé plus de mauvais temps qu'en moyenne (on s'attendait à pouvoir dépasser les 350000 minutes ...).

4.3.3 Saison 1998-99

Nous avons recommencé à observer dès juillet 1998, et nous avons disposé de 38000 minutes jusqu'en mai 1999. Compte tenu de la difficulté de suivre l'intégralité du LMC avec un bon échantillonnage, nous avons choisi d'utiliser cette saison pour augmenter la sensibilité aux événements de faibles durées (inférieures à 15 jours). Les zones 1 à 6 ont été observées en boucle, tandis que les zones 7 à 10 n'ont été observées qu'une dizaine de fois de façon à suivre globalement les flux de base des étoiles ⁴.

4.4 Optimisation de la deuxième saison

4.4.1 Le problème de l'échantillonnage des clichés LMC

On peut estimer que l'on dispose d'environ 35000 minutes d'observations potentielles pour chaque saison du LMC ⁵. Ce capital temps est à répartir parmi les champs du LMC, dont les temps de pose varient de 180 à 900 secondes. Si l'on choisit d'observer peu de champs avec des temps de poses courts (zones centrales) l'échantillonnage est meilleur, mais on perd une partie de la sensibilité pour étudier la répartition des événements microlentilles sur la surface du LMC, et vice versa. Nous avons suivi respectivement 66 et 88 champs durant les deux premières saisons d'observations (1996-97, et 1997-98) ce qui a abouti à un échantillonnage moyen de 1 cliché tous les 6.5 jours, insuffisant pour avoir une sensibilité intéressante aux événements microlentilles de quelques jours; c'est le premier problème lié à l'échantillonnage. En théorie, le centre du LMC est observable par notre télescope le soir jusqu'au 7 juin à l'ouest, et réapparaît dès le 20 juin le matin à l'ouest (valeurs données pour l'année 1998); on ne devrait donc pas avoir de "trou" de plus de 15 jours entre deux saisons. Or, la période de non observation entre les deux premières saisons s'est étendue sur près de 4 mois, de mi-avril jusqu'à mi-août; c'est le deuxième problème lié à l'échantillonnage. La combinaison de ces deux problèmes nous a amené à réagir afin d'améliorer l'échantillonnage de la deuxième saison. Pour cela, nous avons développé une stratégie pour repousser au plus tard la fin de cette saison d'observation du LMC. Nous avons mis au point un algorithme de fabrication de plannings d'observation optimum; ces plannings ont été envoyés de façon hebdomadaire à l'observatoire. Une base de données a été associée à ce programme afin de comparer les observations planifiées à celles réellement effectuées. Cette boucle s'est répétée durant un mois, jusqu'à un arrêt technique programmé (proche de la fin de la période de visibilité du LMC). Je présente ici la stratégie d'optimisation, l'algorithme associé, et le bilan du programme réalisé.

4.4.2 Algorithme d'optimisation

Pour construire le planning d'une nuit d'observation, on sélectionne déjà le sous-ensemble des champs observables depuis notre télescope à un temps sidéral donné ⁶. On choisit d'abord dans notre base de données le champ qui nécessite le plus d'être observé (selon les critères définis ci-dessous). On incrémente alors le temps sidéral du temps de pose du champ sélectionné T_{pose} et du

⁴En observant ces champs tous les mois on accumule les mesures nécessaires pour calculer le flux de base; si on change de stratégie pour observer plus régulièrement ces champs on est alors immédiatement capable d'y détecter des microlentilles. Cette "mise en sommeil" permet aussi de préparer ces champs au système d'alerte en ligne.

⁵Par saison du LMC, on entend la période de l'année durant laquelle le LMC est observable par notre télescope situé à l'observatoire de La Silla (Chili); cette période est limitée par les contraintes mécaniques du télescope.

⁶Le temps sidéral est l'angle horaire du point vernal (première intersection entre l'écliptique et l'équateur céleste). Un jour sidéral est défini par l'intervalle de temps séparant deux passages consécutifs du point vernal au méridien. Pour une étoile donnée E d'ascension droite α_E , on a la relation $TS_L = \alpha_E + H_{E,L}$, où $H_{E,L}$ définit l'angle horaire de l'étoile E en un lieu donné L .

temps nécessaire pour lire l'image et repointer le télescope dans une autre direction T_{mort} ; puis on itère le processus, à partir du nouveau temps sidéral obtenu, jusqu'à ce que l'on ne trouve plus aucun champ observable au temps sidéral cumulé.

Détermination des champs observables

A un temps sidéral donné TS, un champ i de temps de pose T_{pose_i} est observable s'il se situe dans la limite des coordonnées azimutales présentées ci-dessous à $TS + T_{pose_i}$. Le télescope ne peut pas pointer à une hauteur $h < 25$ degrés au dessus de l'horizon à cause de la hauteur de la coupole et pour des raisons de qualité d'image. Pour prendre une petite marge de manoeuvre, nous avons décidé d'appliquer une limite en hauteur $h_{lim} = 27$ degrés. Pour des raisons mécaniques, le déplacement du télescope est limité suivant l'angle horaire H à $[-6h30min, +6h30min]$. On peut aisément vérifier que ces deux limites apportent des contraintes du même ordre de grandeur dans le cas du LMC.

Choix du champ à observer

Parmi l'ensemble des champs observables, il faut choisir celui qui nécessite le plus d'être observé. On choisit naturellement le champ dont la dernière observation est la plus ancienne. En cas d'égalité entre deux champs (au jours près), on choisit d'observer le champ le plus près angulairement du champ précédemment observé dans la séquence de façon à minimiser les déplacements du télescope (diminution du temps de pointage).

Estimation des paramètres

On dispose de 2 à 3.5 heures d'observation potentielle durant la période de mise en oeuvre de la méthode, aussi, afin de maximiser le temps réel de prise de clichés, il est impératif de commencer à observer dès la tombée de la nuit et d'estimer correctement le temps mort entre 2 clichés. Les observations dédiées à la recherche de microlentilles peuvent démarrer durant le crépuscule nautique ($-18 < h_{\odot} < -12$ degrés). Les plannings commencent donc 10 minutes avant le crépuscule astronomique $h_{\odot} < -18$ degrés. Une moyenne sur 200 clichés donne $\langle T_{mort} \rangle \sim 2min15s$; ce dernier ne dépasse pas 2min30s, c'est cette valeur qui est injectée dans le programme. Des problèmes d'acquisition sont aussi susceptibles de se produire, perturbant ainsi le planning distribué aux observateurs, mais on peut estimer que l'effet en est faible car, sur une période s'étendant du 15/03 au 10/04/1998, les observateurs ont dû intervenir 8 fois pour 200 clichés LMC pris.

4.4.3 Bilan

Le programme d'observation optimisé s'est déroulé du 28/04 au 26/05/1998 (arrêt technique). 4900 minutes d'observations étaient potentiellement disponibles ($\sim 1/7$ de la totalité); 39% de ce temps a été perdu pour des raisons météorologiques, et 19% du temps du LMC a été cédé au programme Naine Rouge, donc 42% du temps total a été utilisé pour observer le LMC. Au total 160 clichés LMC ont été pris, et aucun problème n'est survenu avec l'algorithme présenté. La majeure partie des champs internes ont été observés entre 2 et 3 fois et seulement quelques champs externes n'ont été pris qu'une seule fois. Cette méthode a donc permis de rattraper considérablement la prise de données en fin de saison, d'autant plus qu'une période de 20 jours de mauvais temps avait créé un "trou" dans les observations en mars 1998. On a pu vérifier a posteriori que la qualité des images était légèrement dégradée en raison des conditions extrêmes d'observation. Néanmoins ces mauvais clichés (grand seeing et grande masse d'air) ont été d'une grande utilité pour l'élaboration de la méthode de correction des flux (chap. 6), tandis que les bons clichés ont permis de diminuer la perte d'efficacité liée aux inter-saisons. Notons qu'à l'issue de l'arrêt technique de mai-juin 1998 un nouveau programme de gestion automatisée du planning des observations, plus performant que celui qui vient d'être présenté mais fonctionnant sur le même principe, a été installé pour optimiser l'échantillonnage de l'ensemble des champs EROS.

<i>Numérotation des zones</i>	<i>Numérotation des champs</i>	<i>Temps d'exposition Par champ (Intégré)</i>	
1	1 2 9	180 sec	(9')
2	3 10 58 59	180 sec	(21')
3	4 11 17 18 19 20 56 57 60	180 sec	(48')
4	21 22 33 34 55	300 sec	(1h 13')
5	5 12 16 23 29 30 31 32 35 54 61 71 72	450 sec	(2h 50')
6	24 25 36 44 45 46 47 67 70 73	600 sec	(4h 30')
7	26 28 37 42 43 53 66 68 69 82 83	700 sec	(6h 39')
8	6 15 27 38 39 40 48 49 62 63 74	700 sec	(8h 47')
9	7 8 13 30 64 75 76 78 79 84 88	900 sec	(11h 32')
10	14 41 51 52 65 77 80 81 85 86 87	900 sec	(14h 17')

Tab. 4.4 : Temps d'exposition utilisés pour les champs LMC. Le temps intégré désigne le temps nécessaire pour observer les zones de numéro inférieur ou égal à celle de la ligne correspondante.

<i>Numéro des zones</i>	<i>Numéros des champs</i>	<i>Temps d'exposition Par champ (Intégré)</i>	
1	1 6 10	300 sec	
	2 5 7	300 sec	(30')
2	3 4 8	600 sec	(1h 00')
2	9	900 sec	(1h 15')

Tab. 4.5 : Temps d'exposition utilisés pour les champs SMC. Le temps intégré désigne le temps nécessaire pour observer les zones de numéro inférieur ou égal à celle de la ligne correspondante.

<i>Zones</i>	<i>Nombre de champs</i>	<i>temps de pose</i>	<i>temps intégré</i>
<i>1 à 6</i>	44	3 à 10 min.	360 min.
<i>7 et 9</i>	23	12 à 15 min.	350 min.
<i>8 et 10</i>	21	12 à 15 min.	320 min.
<i>1 à 6 + 7 et 9 (cycle court)</i>	67	3 à 15 min.	710 min.
<i>1 à 10 (cycle long)</i>	88	3 à 15 min.	1030 min.

Tab. 4.6 : Temps total pour observer différents groupes de zones du LMC. Dans cette table, le temps intégré désigne le temps total nécessaire pour observer les zones de la ligne considérée. Les valeurs des temps données incorpore le temps mort entre deux clichés nécessaire pour lire l'image (50s) et pointer le télescope ($\sim 2min$).

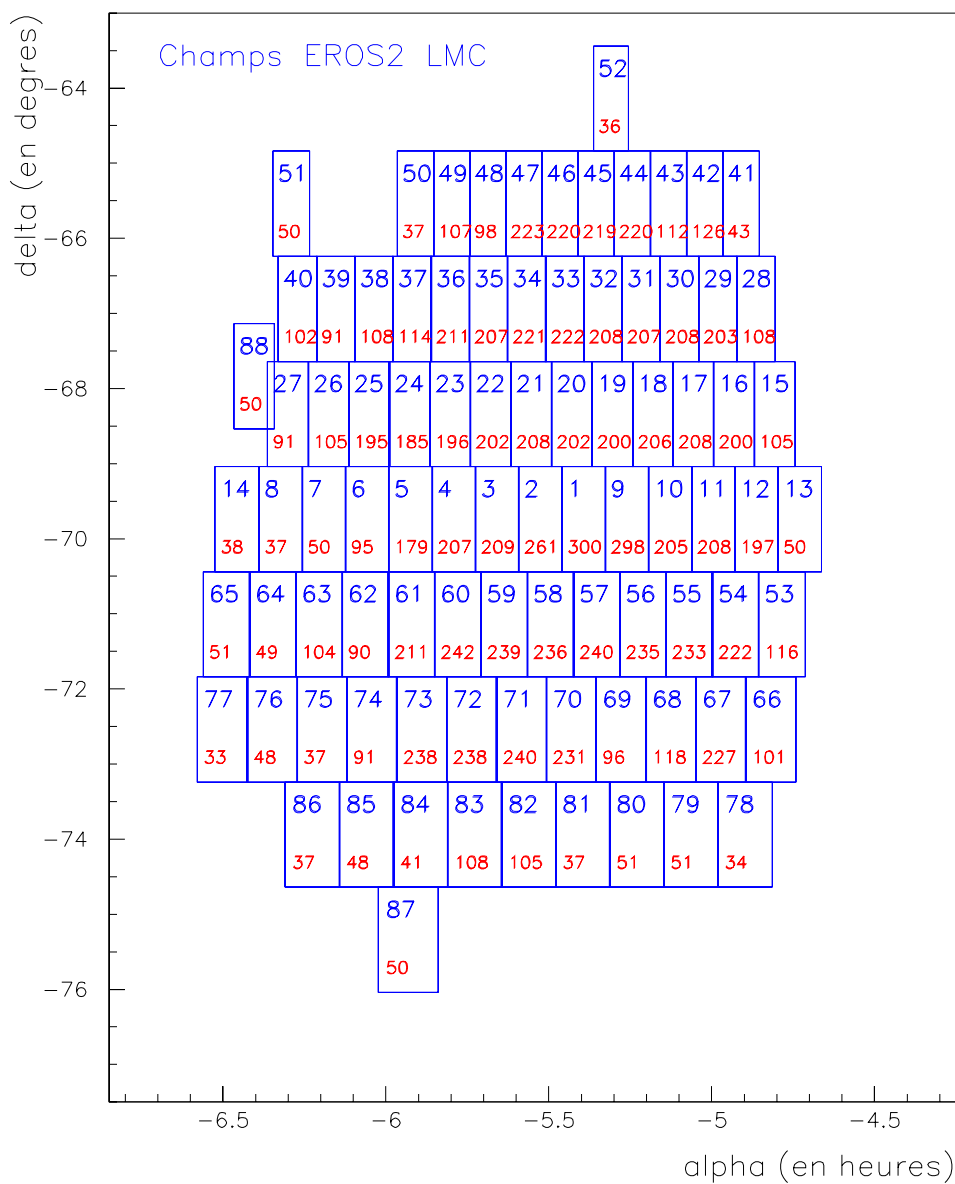


Fig. 4.2 : Nombre de mesures par champ pour 3 saisons d'observation (de 08/1996 à 05/1999). Les chiffres supérieurs sont les numéros des champs, et les chiffres inférieurs sont les nombres de mesures correspondantes (avant l'élimination des mauvais clichés).

Chapitre 5

Réduction Photométrique des données LMC

Dans le cadre d'un programme d'observation donné, le terme *réduction photométrique* désigne l'ensemble des opérations nécessaires pour passer des clichés du ciel pris par le télescope et les caméras CCD aux fichiers contenant les courbes de lumière. Comme on va le voir dans ce chapitre, l'ensemble de ces traitements demande une quantité considérable de temps de calcul et de manipulations de données. Aussi, la réalisation d'un tel projet n'a pu être rendue possible que grâce à l'utilisation des ressources du centre de calcul de Lyon (CCIN2P3). Un accès rapide aux images est facilité par l'utilisation d'un robot de cartouches magnétiques, et toutes les informations nécessaires à la gestion efficace des données sont stockées dans une base de données relationnelle Oracle. Nous n'insisterons pas sur les aspects techniques de la réduction photométrique.

Dans ce chapitre, je décris brièvement les différentes étapes de la réduction des données (sec. 5.2) en insistant particulièrement sur la méthode de fabrication des images de références servant à créer les catalogues d'étoiles (sec. 5.3). Le logiciel de photométrie utilisé est succinctement présenté (sec. 5.4). Pour conclure, je présente le bilan global du processus de réduction photométrique (sec. 5.5).

5.1 Analyse en ligne

Un programme permet de contrôler en ligne la qualité des données. Nous n'en donnerons ici que les grandes lignes car il est abondamment décrit dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. Outre le fait de contrôler les images en temps réel (pour détecter d'éventuels problèmes lors de l'acquisition) ce programme écrit aussi des informations cruciales dans l'en-tête de l'image; celles-ci vont nous être précieuses pour la sélection des images de référence (sec. 5.3). Il s'agit du fond de ciel, de la dispersion du fond de ciel, du seeing, et du nombre d'étoiles détectées sur l'image (voir section (sec. 5.3.1) pour une définition précise de ces paramètres).

5.2 Les étapes de la réduction photométrique

La réduction photométrique se déroule séquentiellement en six étapes. On commence par construire un catalogue d'étoiles de références à partir d'une image minutieusement construite (image de référence, (sec. 5.3)), et on fabrique ensuite les courbes de lumière de chaque étoile détectée sur cette image de référence. Les images EROS2 correspondant originellement à un cliché sont composées de 8 CCDs dans 2 couleurs. Néanmoins, le CCD 2, inutilisable dans la couleur rouge, est ignoré à toutes les étapes de la réduction des données. Pour diminuer la taille des fichiers manipulés, chaque CCD est subdivisé en quatre quarts de CCD. Toutes ces étapes sont donc effectuées par quart de CCD, pour les couleurs rouge et bleue.

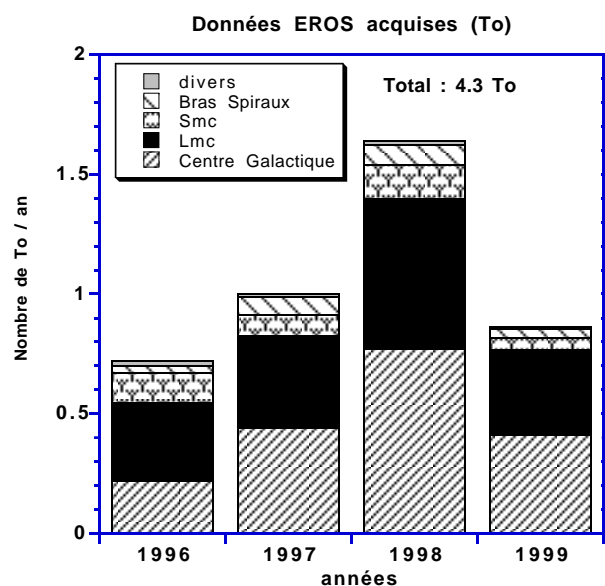


Fig. 5.1 : Données EROS2 acquises sous forme d'images entre août 1996 et mai 1999. Au total, 5.5 To de données étaient disponibles à cette date, répartis principalement entre les deux plus gros programmes : le Centre Galactique et le LMC.

◇ Fabrication des images de référence

Les étoiles suivies appartiennent à une image construite à partir des meilleures images disponibles (sec. 5.3).

◇ Fabrication des catalogues d'étoiles de référence

Les étoiles sont détectées sur l'image de référence à l'aide du logiciel de reconstruction photométrique PEIDA¹ élaboré pour l'expérience EROS (sec. 5.4). Cette dernière doit être de très bonne qualité. Seuls le nombre d'étoiles et les positions de ces dernières sur l'image sont pertinents à cette étape.

◇ Fusion des catalogues rouges et bleus

Les deux catalogues d'étoiles "rouge" et "bleu" sont consolidés en fusionnant les catalogues initiaux. On écrit toutes les étoiles rouges détectées dans le catalogue bleu et vice-versa. Cette étape est cruciale pour améliorer la qualité de la reconstruction photométrique (sec. 5.4).

◇ Calcul des flux moyens

Les flux moyens des étoiles, qui vont nous servir de base pour la détection des signaux recherchés, sont calculés en moyennant les flux d'une dizaine d'images de très bonne qualité. Dans le cas du LMC, on a pris les images employées pour la construction de l'image de référence (sec. 5.3).

¹Programme d'Etude d'Images Destiné à l'Astronomie.

◇ Photométrie

Après un alignement géométrique de l'image courante sur l'image de référence, les images sont traitées en calibrant les flux des étoiles sur les flux mesurés sur l'image de référence (alignement photométrique, (sec. 5.4)). On aboutit ainsi aux courbes de lumière, i.e. courbes représentant la variation de la luminosité d'une étoile en fonction du temps.

5.3 Fabrication des images de référence

La détection des étoiles qui vont être suivies photométriquement se fait sur une seule image. Cette image doit être d'une excellente qualité afin de maximiser le nombre d'étoiles identifiées et doit posséder un très bon rapport signal sur bruit. Une façon simple d'obtenir un tel cliché serait de sélectionner (dans la base de données) la meilleure image de la période d'observation; cependant, on peut améliorer d'environ 50% le nombre d'étoiles détectées en additionnant une série d'images scrupuleusement choisies : c'est le compositage. Cette technique a déjà été utilisée dans la réduction des données d'EROS1 [Renault, 1996], du SMC [Palanque-Delabrouille, 1997] et des Bras Spiraux [Derue, 1998]. Je ne présente ici qu'une amélioration de la sélection des images utilisées pour le compositage.

5.3.1 Sélection des images de référence

Une image de référence est fabriquée pour chaque quart de CCD. Ainsi, pour le LMC pris dans sa totalité on a en théorie

$$88 \text{ champs} \times 2 \text{ couleurs} \times 7 \text{ CCDs} \times 4 \text{ quarts de CCD} = 88 \times 56 = 4928 \text{ images} . \quad (5.1)$$

En pratique, 3640 images correspondant à 65 champs ont été fabriquées. La qualité des clichés est déterminée à partir des informations de l'analyse en ligne stockées dans l'en-tête de l'image (sec. 5.1). La sélection s'effectue par champ, mais on se restreint à l'étude d'un CCD de l'image pour évaluer la qualité d'un champ. On utilise le CCD 3 car il est proche du centre de la mosaïque (faibles distorsions) et ne possède que peu de défauts cosmétiques. Contrairement aux analyses précédentes, on traite les deux couleurs indépendamment. Les quinze meilleures images de chaque couleur sont choisies selon les critères définis ci-après. On utilise alors les images prises simultanément, mais sélectionnées séparément dans les deux couleurs, pour le compositage. Cette méthode a l'avantage de s'affranchir des problèmes électroniques ou informatiques qui auraient pu affecter un cliché de bonne qualité dans une seule couleur, et ainsi détériorer l'image de référence résultante.

Coupure sur le fond de ciel

Le fond de ciel est défini par la contribution en photons de la diffusion atmosphérique et des étoiles trop faibles pour être résolues. Par exemple, les clichés pris dans les quelques jours qui entourent la pleine lune présentent un fond de ciel important qui dégrade le rapport signal sur bruit, et empêche ainsi une mesure convenable des étoiles faibles (les plus nombreuses!). Il est donc nécessaire d'éliminer les fonds de ciel trop importants. Les temps de pose des 88 champs du LMC varient de 180 à 900 secondes, et le fond de ciel est proportionnel au nombre de photons $N_\gamma \propto T_{pose}$. On définit donc une variable normalisée

$$FDC_{norm} = \frac{FDC}{T_{pose}} \quad (5.2)$$

On conserve les clichés tels que : $FDC_{norm} < (FDC_{norm})_{MAX}$, où $(FDC_{norm})_{MAX}$ est estimé pour chaque champ et chaque couleur par l'inspection visuelle de la distribution de FDC_{norm} (fig. 5.2). Typiquement, $(FDC_{norm})_{MAX} \sim 15$.

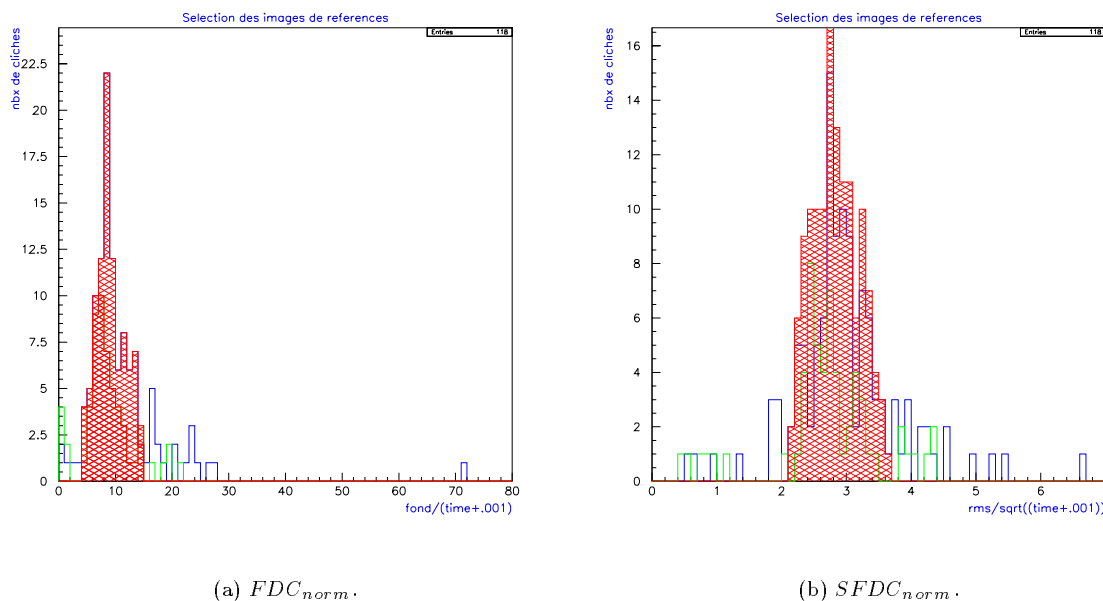


Fig. 5.2 : Distribution des fonds de ciel et des dispersions des fonds de ciel pour le champ *lm009*. Les zones hachurées représentent les images admises, pour la coupure considérée, pour rester en lice dans la construction de l'image de référence. La valeur exacte des coupures n'a ici que peu d'importance car le but est d'éliminer les images marginales pour le paramètre considéré.

Coupure sur la dispersion du fond de ciel

Durant les premiers mois de fonctionnement d'EROS2, le rideau de l'obturateur se refermait de temps en temps quelques secondes après son ouverture. Cependant, le temps de pose nominal était inscrit dans l'en-tête de l'image (empêchant ainsi une détection directe du problème). Dans un tel cas, les fluctuations du fond de ciel prennent des valeurs arbitrairement faibles. Comme précédemment, on construit une variable normalisée en remarquant que la dispersion du fond de ciel SFDC doit être proportionnelle à $SFDC \propto \sqrt{N_\gamma} \propto \sqrt{T_{pose}}$. On définit

$$SFDC_{norm} = \frac{SFDC}{\sqrt{T_{pose}}} . \quad (5.3)$$

On conserve les clichés tel que : $(SFDC_{norm})_{MIN} < SFDC_{norm} < (SFDC_{norm})_{MAX}$, où $(SFDC_{norm})_{MIN}$ et $(SFDC_{norm})_{MAX}$ sont déterminés pour chaque champ et chaque couleur à partir de la distribution de $SFDC_{norm}$ (fig. 5.2). Typiquement, on a : $(SFDC_{norm})_{MIN} \sim 2$ et $(SFDC_{norm})_{MAX} \sim 3.5$.

Coupure sur le seeing

Le seeing est la largeur à mi-hauteur de la distribution du flux d'une étoile sur une image considérée. Il dépend des turbulences atmosphériques, des turbulences dans la coupole, de la qualité de l'optique et du guidage; c'est un très bon estimateur du rapport signal sur bruit de l'image. Il est calculé par le programme d'analyse en ligne des images (sec. 5.1) en utilisant les 500 étoiles isolées

les plus brillantes. Un estimateur de la valeur du seeing est la moyenne géométrique des dispersions de gaussienne (2 dimensions) ajustée sur les étoiles selon les axes de l'image (les dispersions sont données directement dans l'en-tête du cliché)

$$VAR_{seeing} = \sqrt{\sigma_x \cdot \sigma_y} . \quad (5.4)$$

On conserve les clichés tel que : $VAR_{seeing} < (VAR_{seeing})_{MAX}$, où $(VAR_{seeing})_{MAX}$ est estimé pour chaque champ et chaque couleur d'après la distribution de VAR_{seeing} (fig. 5.3). La limite

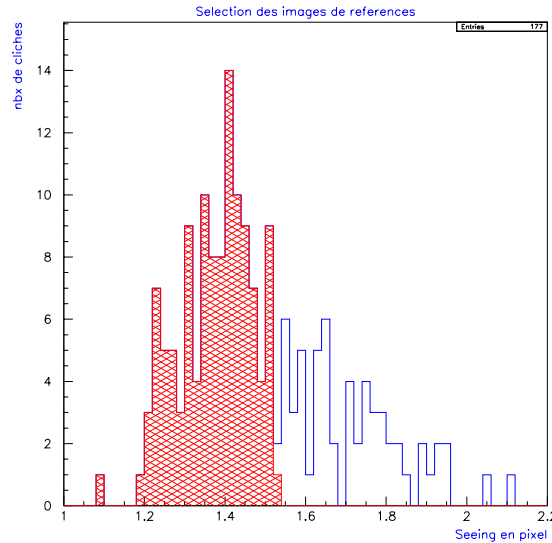


Fig. 5.3 : Distribution de la variable de seeing VAR_{seeing} pour le champ lm009. Les zones hachurées représentent les images admises pour cette coupure pour la construction de l'image de référence.

supérieure équivalente varie de 2.1 à 2.5 secondes d'arc. Dans le cas où plus de quinze clichés satisfont les trois coupures précédentes on classe les images par VAR_{seeing} décroissant et on conserve les quinze meilleures entrées.

Vérification de la distribution des images sur la période d'observation

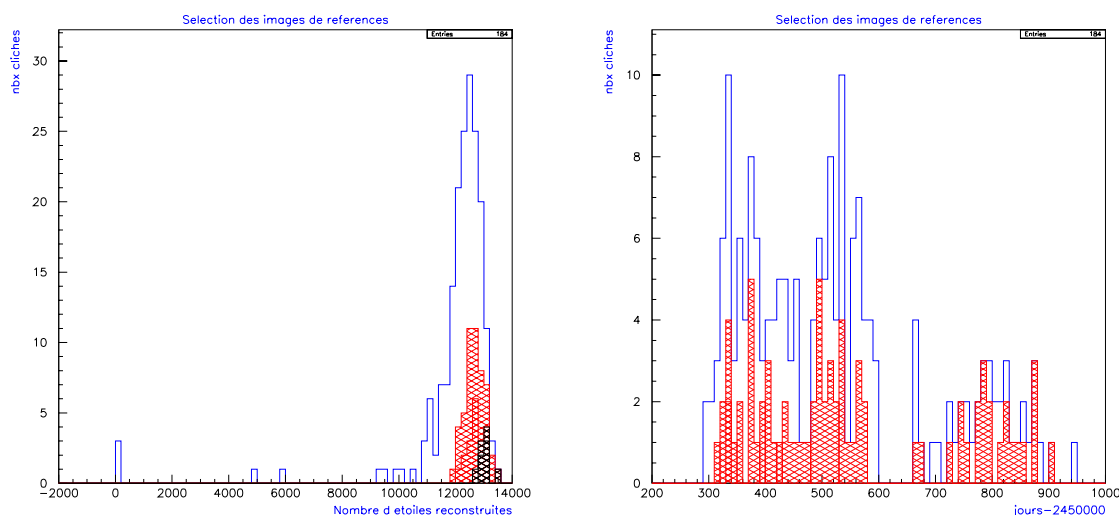
En analysant la distribution en temps des clichés satisfaisant les trois coupures précédentes on peut détecter d'éventuels problèmes à des périodes données. On vérifie ainsi que l'on sélectionne bien des images réparties sur l'intégralité de la période des observations (fig. 5.4).

Vérification du nombre d'étoiles détectées sur les images

Un test permettant de s'assurer qu'une image choisie est correcte consiste à vérifier que le nombre d'étoiles détectées se trouve dans la queue supérieure de la distribution (fig. 5.4). Dans le cas contraire, on impose une limite inférieure sur le nombre d'étoiles. Les valeurs typiques des bornes inférieures s'étendent de 8000 (10000) à 9000 (11000) étoiles en rouge (bleu) par quart de CCD.

Vérification de la "distance à la nouvelle lune"

Le LMC est moins affecté par l'effet de la lune que les autres programmes car il se trouve près du pôle écliptique ($\beta_{LMC} \sim 5^\circ$); en effet, la lune qui se déplace sur une orbite inclinée à 5.9° par rapport à l'écliptique se situe à peu près toujours à la même distance orthodromique du LMC. Il



(a) Nombre d'étoiles dans les images pré-sélectionnées. La zone hachurée foncée caractérise les images avec les meilleurs seings.

(b) Distribution des images pré-sélectionnées sur la période d'observation.

Fig. 5.4 : Premières vérifications de la qualité des images pré-sélectionnées pour la fabrication de l'image de référence. Les zones hachurées (claires) représentent les images pré-sélectionnées par la série de coupures décrites dans cette section.

est néanmoins prudent de vérifier que les images retenues sont dans une zone de plus ou moins 7 jours de part et d'autre de la nouvelle lune. Dans le cas contraire on élimine le cliché en cause.

5.3.2 Compositage

Les différentes procédures nécessaires au compositage restent inchangées par rapport aux analyses précédentes [Palanque-Delabrouille, 1997, Derue, 1998]. On distingue essentiellement trois étapes: le rééchantillonnage, l'alignement géométrique et l'addition des images sélectionnées.

Rééchantillonnage

Les CCDs comportent 2048×2048 pixels de 0.6 seconde d'arc. Pour améliorer la précision astrométrique on divise les quarts de CCD en $1024/0.7 \times 1024/0.7$ pixels de $0.6 \times 0.7 = 0.42$ seconde d'arc. La première image utilisée pour le compositage est projetée sur cette nouvelle grille, quart par quart. La valeur de chaque pixel est obtenue en prenant l'interpolation bilinéaire du pixel original par ses quatre plus proches voisins.

Alignement géométrique et addition des images

La première image de la liste des clichés à composer est projetée sur la nouvelle grille sans aucune transformation géométrique. Mais le pointage du télescope n'est pas exactement répétitif, et il est nécessaire de recalibrer géométriquement les autres images (images courantes) à additionner sur la première image (image de référence géométrique). La procédure d'alignement géométrique consiste à déterminer la similitude géométrique S , de translation $(\Delta x, \Delta y)$, rotation (θ) et homothétie (h) permettant de passer de l'image courante à l'image de référence géométrique (notée

refgeom)

$$\begin{aligned} X_{\text{courante}} &= \Delta x + h \times (x_{\text{refgeom}} \cos \theta + y_{\text{refgeom}} \sin \theta) \\ Y_{\text{courante}} &= \Delta y + h \times (-x_{\text{refgeom}} \sin \theta + y_{\text{refgeom}} \cos \theta) \end{aligned} \quad (5.5)$$

Pour trouver la similitude géométrique S , on utilise les 500 étoiles non saturées les plus brillantes. On cherche d'abord la translation $(\Delta x, \Delta y)$ en considérant toutes les distances entre les paires d'étoiles des deux images à caler (limitées à un rayon de 200 pixels). On ajuste une gaussienne à 2 dimensions dans le plan $(\Delta x, \Delta y)$ correspondant à toutes les transformations déterminées pour chaque paire d'étoiles; le maximum de la gaussienne indique la valeur de la translation. On peut alors ajuster la similitude S par la méthode des moindres carrés (eq. 5.5) en initialisant la translation par la valeur trouvée préalablement. En cas d'échec de cette méthode d'histogramation pour trouver la translation initiale (translation trop importante), on essaye la méthode de reconnaissance de forme des triangles semblables (utilisée dans EROS1) à partir des 16 étoiles non saturées les plus brillantes. Mais cette méthode est coûteuse en temps de calcul et assez souvent vouée à l'échec dans cette deuxième itération. Cette procédure est répétée pour toutes les images sélectionnées pour le compositage. A chaque itération on additionne l'image courante recalée à l'image de référence en construction.

Temps de calcul

Le compositage est effectué au centre de calcul CCIN2P3 de Lyon et, compte tenu du très grand nombre de références à fabriquer (environ 3500), il faut se préoccuper du temps de calcul nécessaire. Avec en moyenne 10 images à additionner pour chaque champ, 9100 images ont été utilisées. Pour accélérer le travail au centre de calcul, le compositage a été effectué par quart de CCD en regroupant les deux couleurs, soit un total de 28 tâches informatiques (jobs) par champ (1820 pour 65 champs), si aucun problème ne se produit.

Problèmes rencontrés

Essentiellement deux type de problèmes ont été rencontrés :

◇ Les satellites

Le processus de sélection des images servant à la construction de la référence ne nous met pas à l'abri de la présence de la trace d'un satellite artificiel sur l'image finale. Ceci arrive assez fréquemment vu le grand champ (1 deg. carré). Si l'on voulait se prémunir contre un tel effet, il faudrait inspecter visuellement toutes les images pré-sélectionnées ou construire un détecteur de satellites ... Mais de telles réalisations auraient été trop coûteuses en temps. On aurait aussi pu éliminer d'office toutes les images prises à l'aurore ou au crépuscule, c'est à dire aux moments où le Soleil se réfléchit sur les satellites. Cependant, le nombre d'images disponibles lors de la création des images de référence était déjà trop limité pour se permettre d'éliminer d'éventuels bons clichés. On détecte donc les satellites par inspection visuelle des mosaïques de chaque champ (fig. 5.5). Si un satellite est détecté, on élimine l'image en cause pour tous les CCDs et les deux couleurs de façon à conserver un jeu cohérent d'images et on relance le processus de compositage.

◇ Mauvais "déflatages"

Il arrive parfois qu'une image pré-sélectionnée soit mal "déflatée" à cause de mauvaises plages de lumière uniforme ou de mauvaises obscurités. Ces images se retrouvent pré-sélectionnées car l'effet est moins fort sur le CCD 3 qui nous sert d'indicateur de la qualité globale du cliché. On détecte les mauvais déflatages par inspection visuelle des mosaïques de chaque champ (fig. 5.5). Dans de

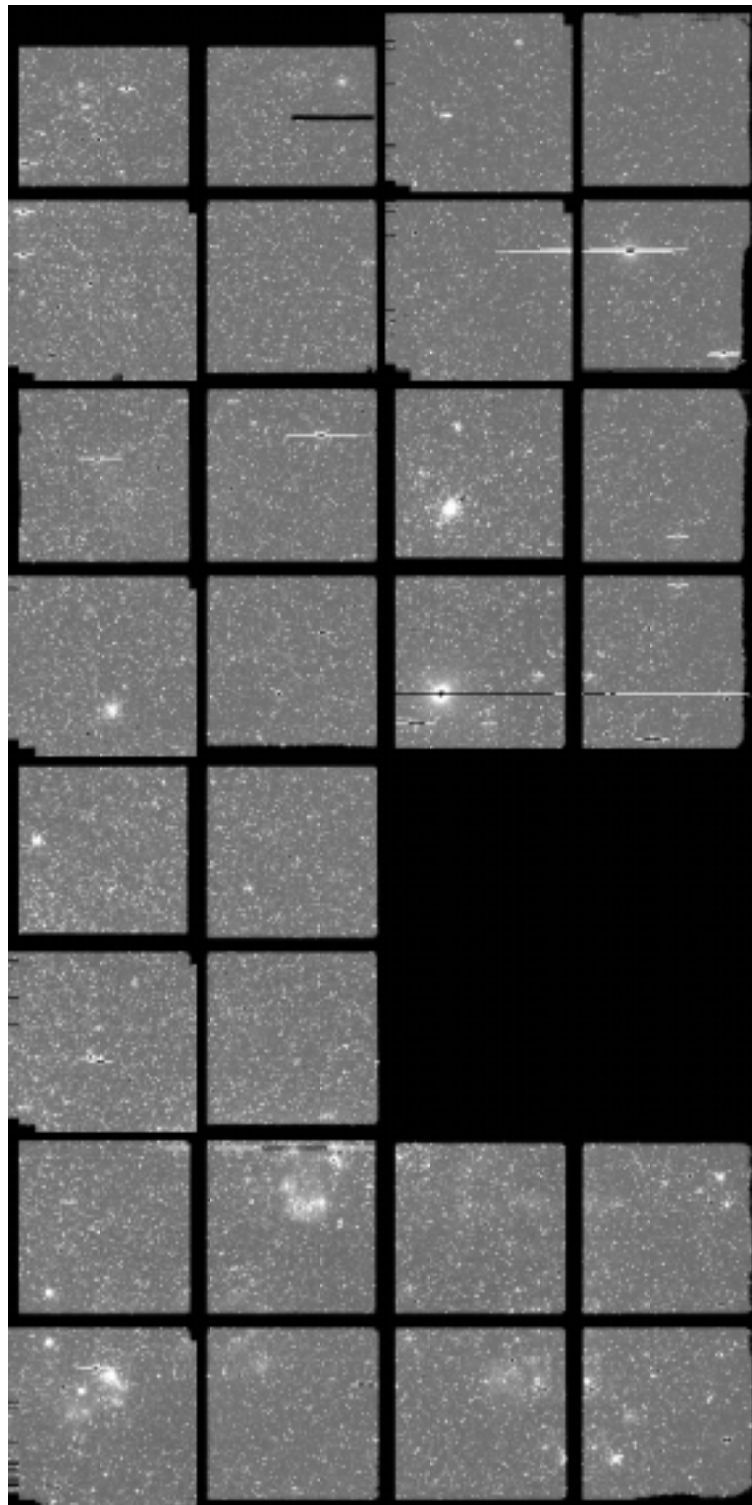


Fig. 5.5 : Mosaïque EROS2 du champ lm012. On visualise toutes les images de références des champs sous cette forme pour un ultime contrôle visuel des images de tous les CCDs. On peut ainsi détecter d'éventuels problèmes liés à la présence d'une trace de satellite sur l'image ou à un mauvais déflatage. On voit ici la trace (en noir) du CCD 2 inutilisable pour l'analyse.

tels cas, on recherche l'image en cause dans le processus de compositage, on l'élimine pour tous les CCDs et pour les deux couleurs, et on relance le compositage.

5.4 Le programme d'analyse d'images PEIDA

Le programme PEIDA comprend un ensemble de classes C++ destinées au traitement d'image. Ce programme est utilisé dans tous les projets scientifiques du groupe EROS. On présente ici les principales caractéristiques utilisées pour la recherche de microlentilles : la détection d'étoiles, l'alignement géométrique, et la photométrie.

5.4.1 Le détecteur d'étoiles CORRFIND

La détection des étoiles se fait uniquement sur l'image de référence à l'aide du détecteur CORRFIND conçu pour l'expérience EROS2 [Palanque-Delabrouille, 1997]. On définit la PSF² comme la réponse impulsionnelle de l'ensemble de l'appareillage au signal créé par une étoile. Pour une étoile centrée en (x_0, y_0) , avec un seeing moyen $(\sigma_x, \sigma_y, \rho_{xy})$ déterminé pour l'ensemble de l'image selon les axes (x, y) à partir des étoiles les plus brillantes les plus isolées, la PSF est approchée par une gaussienne à 2 dimensions :

$$\text{PSF}(x, y) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2\rho_{xy} \frac{(x - x_0)(y - y_0)}{\sigma_x \sigma_y} \right) \right], \quad (5.6)$$

où ρ_{xy} est le coefficient de corrélation entre les deux axes. Le détecteur CORRFIND calcule une image de corrélation entre les flux de chaque pixel (i, j) et une PSF centrée en (x_0, y_0) . Tout maximum local de cette nouvelle image au-dessus d'un certain seuil est alors retenu comme étant une étoile dont la position est affinée par l'ajustement d'une parabole sur le maximum considéré.

5.4.2 Le principe de la photométrie

Le choix du principe de photométrie utilisé par l'expérience EROS découle du programme scientifique envisagé. En effet, plusieurs Téra-octets d'images doivent être réduits, et on peut estimer grossièrement que cela revient à effectuer une dizaine de milliards de mesures de flux stellaire. Or, l'ajustement brut d'une PSF est non-linéaire dans les positions (x_0, y_0) des centres des étoiles et dans les paramètres de seeing (σ_x, σ_y) , ce qui serait extrêmement coûteux en temps de calcul. Un ajustement complet est donc fait sur les *images de référence uniquement* et, pour traiter les images courantes, le groupe EROS a choisi de ramener l'ajustement non-linéaire à un ajustement linéaire en imposant, pour chaque PSF, des positions d'étoiles identiques à celles du catalogue de référence (après ré-alignement géométrique) et les coefficients de seeing déterminés une fois pour toutes sur l'image (voir ci-dessus). De plus, les champs EROS étant très encombrés, il est impératif de tenir compte des étoiles voisines ($N_{voisines}$) et du fond de ciel (FDC) lors de la mesure du flux d'une étoile. Autour de chaque étoile, on définit donc 2 pavés centrés sur l'étoile à ajuster. Le pavé numéro 1, de taille 13×13 pixels, contient tous les pixels qui vont être ajustés par la méthode des moindres carrés. Le pavé numéro 2, de taille 21×21 pixels, contient toutes les étoiles dont l'influence est à prendre en compte pour l'ajustement ($N_{voisines}$). Le flux brut $F_{b,0}(i, j)$ de l'étoile E_0 dans le pixel (i, j) est alors donné par

$$F_{b,0}(i, j) = FDC + A_0 \times \text{PSF}_0(i, j) + \sum_{k=1}^{N_{voisines}} A_k \times \text{PSF}_k(i, j), \quad (5.7)$$

où A_0 est l'amplitude de la PSF de l'étoile à mesurer et A_k celle de l'étoile voisine numéro k . On note Err_b l'erreur associée à cet ajustement, nommée *erreur brute*. Le problème est bien linéaire dans les paramètres A_0 et A_k et le fond de ciel est paramétrisé par une constante.

²Point Spread Function

5.4.3 L’alignement photométrique

Pour une même étoile, mesurée sur des images différentes à des époques différentes, le *flux brut* peut évidemment changer en raison de l’évolution des conditions atmosphériques, des conditions d’observation, et de l’état des instruments de mesure. Cependant, dans la majorité des cas, le flux de l’étoile n’a pas intrinsèquement évolué (on estime à moins de 1% la proportion d’étoiles variables de seuil détectable par nos instruments). Il est donc nécessaire de calibrer ces différents flux de manière à se ramener à des conditions expérimentales identiques. Compte tenu de la faible proportion d’étoiles intrinsèquement variables on choisit de se ramener statistiquement, pour chaque image courante (F_b), au flux mesuré sur l’image de référence (F_r). On calcule donc, pour une série d’intervalles de *flux de référence* $i = 1, \dots, N$ la variable Θ_i

$$\Theta_i = \left\langle \frac{F_b - F_r}{F_r} \right\rangle_i . \quad (5.8)$$

Puis on ajuste une droite sur l’ensemble des points de coordonnées (Θ_i, F_b) . Les deux coefficients de cette droite sont alors utilisés pour calculer le flux renormalisé, appelé couramment *flux calibré* (F_c)

$$F_c = \alpha_0 + \alpha_1 \times F_b , \quad (5.9)$$

auquel on associe une *erreur calibrée* (Err_c).

5.4.4 Détermination de l’erreur sur le flux d’une étoile

L’*erreur calibrée* n’est pas pleinement satisfaisante car la distribution de la variable $(F_c - F_r)/Err_c$ s’écarte significativement de la gaussienne unité attendue. En fait, cette erreur nous indique essentiellement l’écart entre la forme réelle de l’étoile et notre modèle de PSF gaussienne. Une série de corrections ont donc été implémentées [Renault, 1996], et l’erreur globale Err_g pour une image I et une étoile \star de flux appartenant à l’intervalle Δf se réécrit

$$Err_g(I, \star) = Err_c(I, \star) \times \frac{Err_e(I, \Delta f)}{Err_m(I, \Delta f)} . \quad (5.10)$$

où $Err_m(I, \Delta f)$ et $Err_e(I, \Delta f)$ sont respectivement *l’erreur moyenne* et *l’erreur externe* définies ci-dessous.

Erreur moyenne

L’*erreur moyenne* est calculée pour chaque image I et pour une série de gammes de *flux calibrés* en paramétrisant la moyenne des *erreurs calibrées* $\langle (F_c - F_r)/Err_c \rangle_{\Delta f}$ par tranche de flux de référence Δf selon

$$g = ae^{-b \times \log(F_r)} , \quad (5.11)$$

où a et b sont deux coefficients à déterminer ³.

Erreur externe

L’*erreur externe* traduit la qualité du cliché; elle est aussi déterminée pour chaque image I et par gamme de *flux de référence* Δf par l’ajustement de la fonction $(g + \text{Constante})$ ⁴ sur la dispersion de la distribution $(F_c - F_r)/F_r$.

5.5 Bilan de la réduction photométrique

Dans cette section, je discute brièvement la gestion des données, le temps de calcul, et l’efficacité de la réduction photométrique.

³Dans ce modèle *l’erreur moyenne* est supposée nulle pour un *flux de référence* infini.

⁴On ajoute ici une constante pour prendre en compte la limite instrumentale de la résolution photométrique à grands *flux de référence*.

5.5.1 Gestion des données

Les images CCD, stockées sur cartouche DLT (10 Go), sont envoyées par la poste du Chili au centre de calcul de Lyon. Les données arrivent en séquences spatiales, et une difficulté vient du fait que le traitement doit être séquentiel en temps; celles-ci sont donc réorganisées et recopiées sur cartouches 3480 (1 Go); ce support a été imposé par le système du CCIN2P3.

5.5.2 Temps de calcul

Le temps de calcul des données EROS est d'environ 100000 heures CPU au CCIN2P3 par To de données. Cependant, 1 heure CPU au CCIN2P3 vaut environ 1/5 d'heure d'une machine moderne. Dans le cas du LMC, environ 1 To a été réduit, ce qui correspond à 20000 heures CPU d'une machine moderne. En pratique, la réduction photométrique utilise simultanément entre 15 et 20 machines du centre de calcul. Le traitement a donc demandé 20000 heures CPU, soit environ 100 jours CPU.

5.5.3 Efficacité de la réduction photométrique

L'efficacité globale de la réduction photométrique, comparée à toutes les images disponibles dans la base de données jusqu'à mai 1999 dépend de 4 facteurs :

- La fraction des images appartenant aux champs non processés (24/88); cela correspond à 10% de toutes les images car ces champs ont été observés moins souvent et à la fraction de chaque champ processée : 7/8, car le CCD 2 est inutilisable.
- L'efficacité de la création des catalogues d'étoiles de référence est de 69%. Dans le cas du LMC, la perte d'efficacité de fabrication des catalogues d'étoiles de référence n'a pas une cause dominante (tab. 5.1). Ainsi, compte tenu de la quantité de données à traiter, il n'a pas été possible de reprendre au cas par cas ces échecs.
- La fraction de mauvais clichés (problème technique ou météorologique) $f = 7%$; parmi ces 7%, 5% correspondent à des erreurs du programme de photométrie PEIDA (peut être des mauvaises images ...), et le reste correspond à des problèmes informatiques divers (écriture des fichiers sur disque. ...).

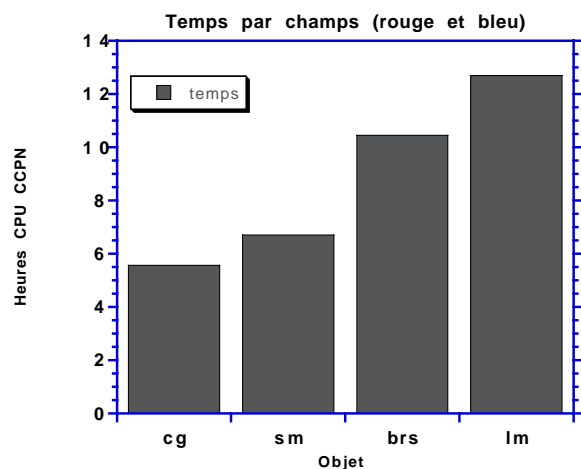
Étape	fraction d'échecs
Construction des catalogues d'étoiles	27%
Fusion des catalogues rouge et bleu	37%
Calcul des flux de référence moyens	20%
Association des catalogues rouge et bleu	16%

Tab. 5.1 : Répartition des échecs pour les différentes étapes de la création des catalogues d'étoiles de référence à partir des images de référence.

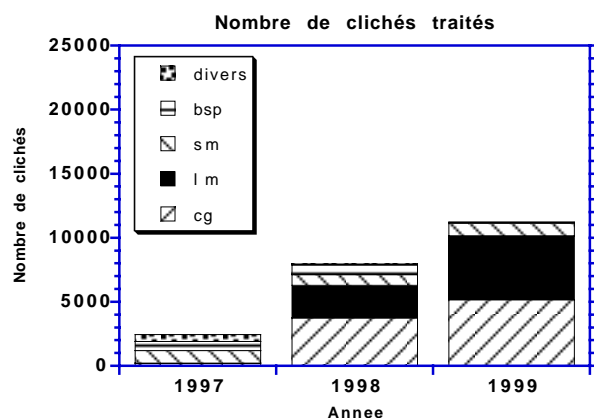
Compte tenu de ces facteurs, l'efficacité globale de la réduction photométrique est de 64%. Ceci correspond à 54% de toutes les images de la base de données du CCIN2P3. Diverses informations complémentaires sont données dans les figures (fig. 5.6) et (fig. 5.7).

5.6 Les champs LMC produits

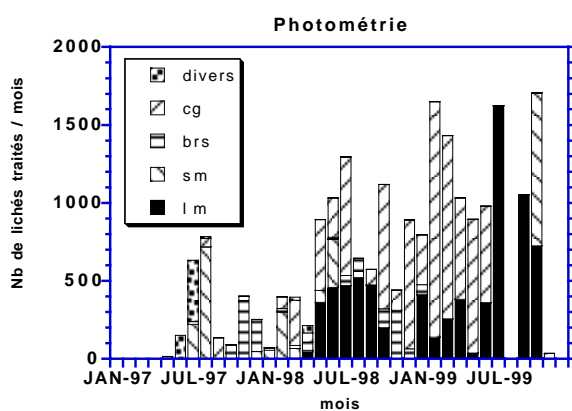
Lors de cette thèse, 43 champs ont d'abord été réduits sur 2 saisons (1996/98) pour une première analyse [Lasserre et al., 2000]. Ensuite, 21 champs supplémentaires (externes pour la plupart) ont été rajoutés, et l'ensemble de la réduction photométrique a été étendu à 3 saisons (de août 1996 à mai 1999). Les champs réduits sur 3 saisons sont représentés à la figure (fig. 5.8).



Temps CPU pour le traitement au CCPN d'une image courante d'un champ d'un programme d'observation donné. Le temps dépend de la densité des zones observées et des réglages photométriques. Dans le cas du CG, seules les étoiles de la classe des géantes rouges sont traitées, ce qui explique le faible temps de traitement. Dans les cas des programmes BS et LMC, on a utilisé des réglages photométriques différents de ceux du SMC pour améliorer la qualité des mesures. Il en résulte un accroissement du temps de calcul. Le LMC nécessite plus de temps car la densité d'étoiles y est plus importante.

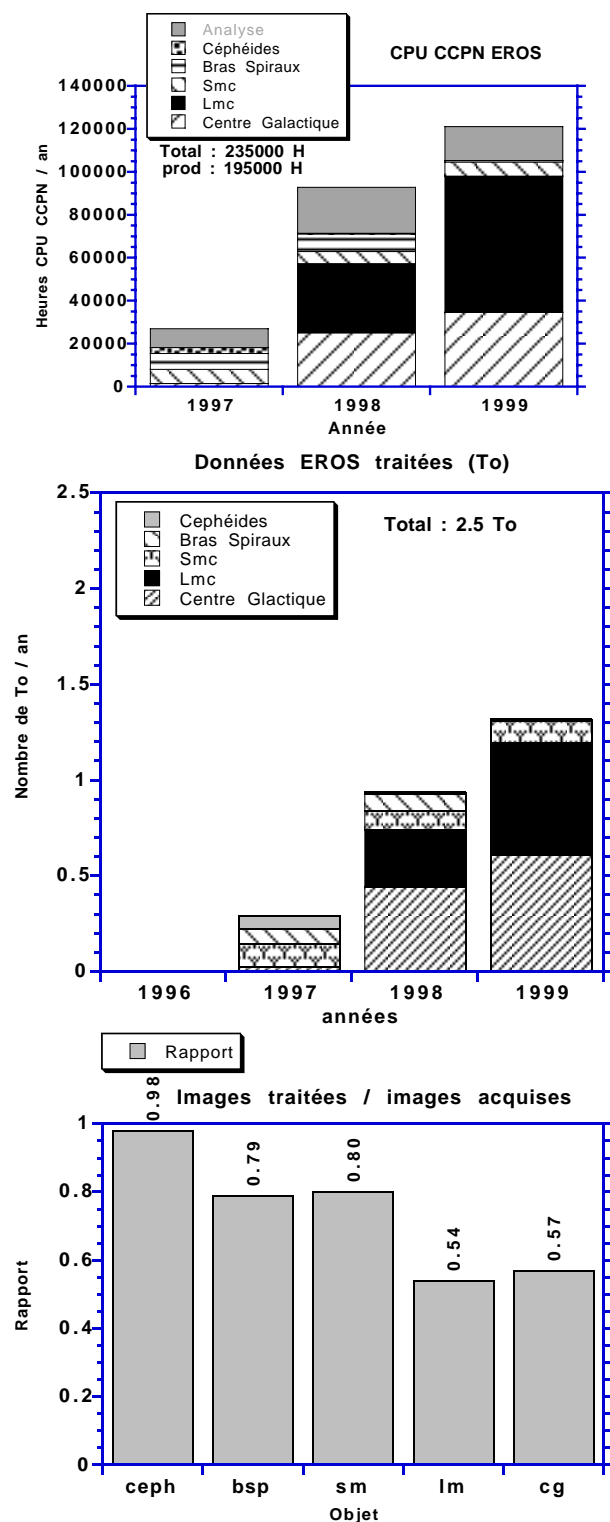


Nombre de clichés traités en 1997, 1998, et 1999. On voit l'évolution de la quantité d'images processées avec le démarrage des réductions photométriques CG et LMC en 1998. L'année 99 est meilleure car une nouvelle version du logiciel a été installée pour optimiser les traitements.



Évolution du nombre de clichés traités par mois. La réduction des données LMC a duré 16 mois, entre juin 1998 et septembre 1999. On voit nettement la transition correspondant au changement de logiciel de gestion de la réduction photométrique en juin 1999 (pour le LMC).

Fig. 5.6 : Diagrammes détaillant le processus de réduction photométrique



Temps CPU CCPN utilisé par année par les différents programmes. La réduction photométrique en masse des données a débuté en 1997 avec le SMC. La réduction photométrique LMC s'est faite en 1998 et 1999, occupant plus de la moitié des ressources CPU d'EROS. La réduction photométrique CG a aussi débuté en 1998, mais elle n'était pas entièrement terminée fin 1999. Les parties grisées correspondent essentiellement au temps utilisé pour la recherche de microlentilles sur les courbes de lumière.

Volume de données (sous forme d'images) traitées par année par les différents programmes. Le programme CG peut traiter une plus grande quantité de données en un temps CPU plus court car le temps mis pour processor un cliché est deux fois plus faible, car seules les étoiles brillantes sont conservées.

Rapport du nombre d'images réduites sur le nombre d'images acquises. Deux effets tendent à faire chuter l'efficacité des deux plus gros programmes CG et LMC : les erreurs de réduction sont trop diversifiées pour être rattrapées "à la main" (25% de perte nette pour le LMC) et tous les champs disponibles n'ont pas été processés (65 sur 88 pour le LMC).

Fig. 5.7 : Diagrammes détaillant le processus de réduction photométrique.

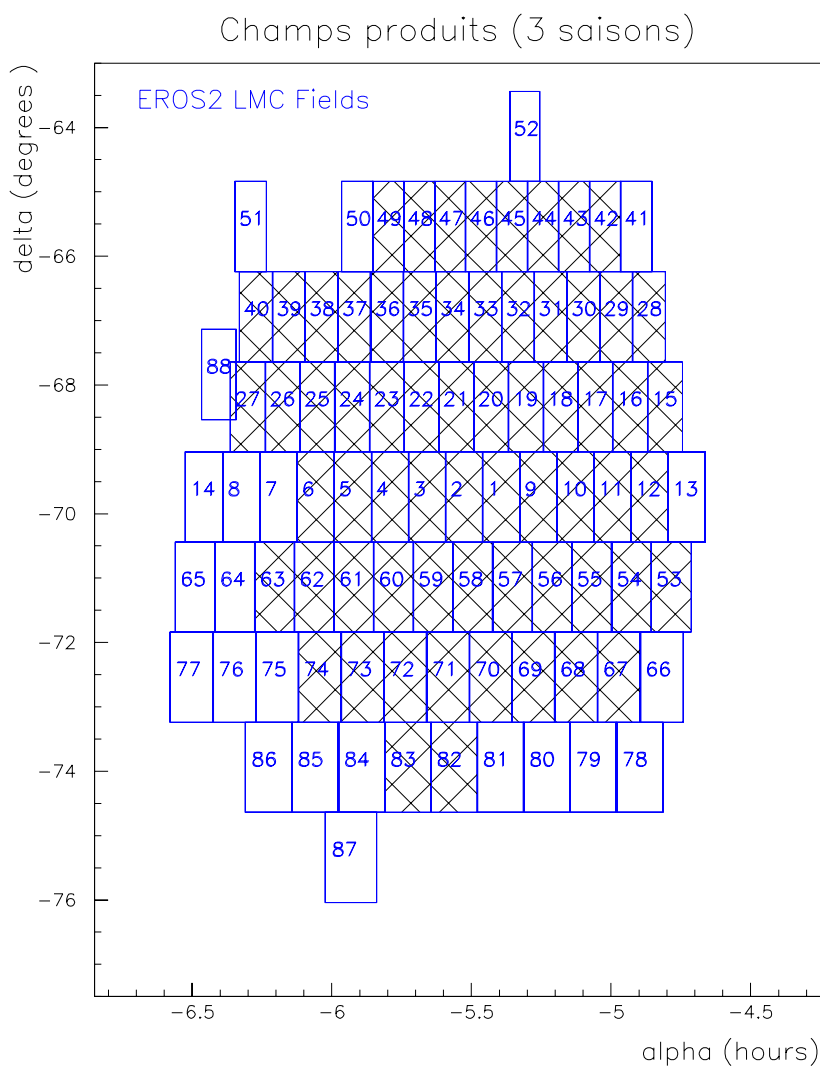


Fig. 5.8 : Champs produits sur 3 saisons d'observations. Dans le cadre de cette thèse, la réduction photométrique a été faite sur 65 champs (marqués par une croix). Parmi ces champs, 39 degrés carrés sont réellement analysables; le reste correspond à des problèmes de réduction photométriques non récupérés car trop diversifiés, et au CCD 2 inutilisable.)

Chapitre 6

Éléments nécessaires à l'analyse

Dans ce chapitre, je présente quelques études préalables à l'analyse des courbes de lumière créées à l'issue de l'étape de réduction photométrique des images (chap. 5). Je commence par discuter du “nettoyage” des mauvais clichés (sec. 6.1.1), des mauvaises étoiles (sec. 6.1.3) et des mauvaises mesures (sec. 6.1.4); je présente ensuite le principe de génération des événements microlentilles simulés (sec. 6.2). Après cela, je propose une nouvelle méthode de calcul du flux le plus probable d'une étoile (sec. 6.3), et pour conclure, je développe une nouvelle méthode de correction des flux des étoiles affectées par des effets systématiques liés à la reconstruction photométrique (sec. 6.4).

6.1 Nettoyage des données

6.1.1 Nettoyage des mauvaises images

Avant de commencer l'analyse systématique des courbes de lumière, il est plus prudent de faire un premier nettoyage des mauvais clichés : images prises durant des périodes de mauvaise météo (nuages, vent, humidité), images très affectées par la Lune (ou ses reflets), problèmes d'entraînement du télescope, problèmes d'obturateur. Or, l'échantillonnage des données est loin d'être optimal en direction du LMC, il faut donc essayer de conserver le maximum de clichés pour la recherche de microlentilles. Cette première étape de nettoyage a donc pour unique but d'éliminer les clichés vraiment marginaux, qui peuvent affecter le bon déroulement de l'analyse. Certains des paramètres prennent des valeurs différentes en rouge et en bleu. On définit donc un jeu de coupures par couleur. Dans la pratique, on fait une première analyse sur quelques dizaines de champs afin d'obtenir les distributions des paramètres sur un nombre conséquent d'images; les coupures à appliquer apparaissent alors naturellement d'après les histogrammes des distributions des paramètres. L'étude suivante a été réalisée avec environ 540 quarts de CCD, répartis dans les six premières zones du LMC, et ce sur les deux premières saisons d'observation. On présente 3 coupures dont on doit prendre le “ou”.

Coupure sur le fond de ciel

Il serait illusoire, et inutile à ce stade, de déterminer un jeu de coupures pour chacun des 64 champs analysés. Pour avoir une coupure “universelle” sur les valeurs permises du fond de ciel (FDC), on utilise le fait que $FDC \propto T_{pose}$, ou T_{pose} est le temps d'exposition moyen du cliché. On a donc immédiatement la variable normalisée

$$FDC_{norm} = \frac{FDC}{T_{pose}}. \quad (6.1)$$

Durant les premiers mois de la prise des données, en 1996, l'obturateur se refermait quelquefois accidentellement durant une exposition. Malgré tout, l'image était archivée avec un en-tête tout à fait normal, et notamment avec le temps de pose nominal. Ces images, qui ont parfois un temps de pose réel de quelques dizaines de secondes, ne sont pas utilisables. Elles se caractérisent par un

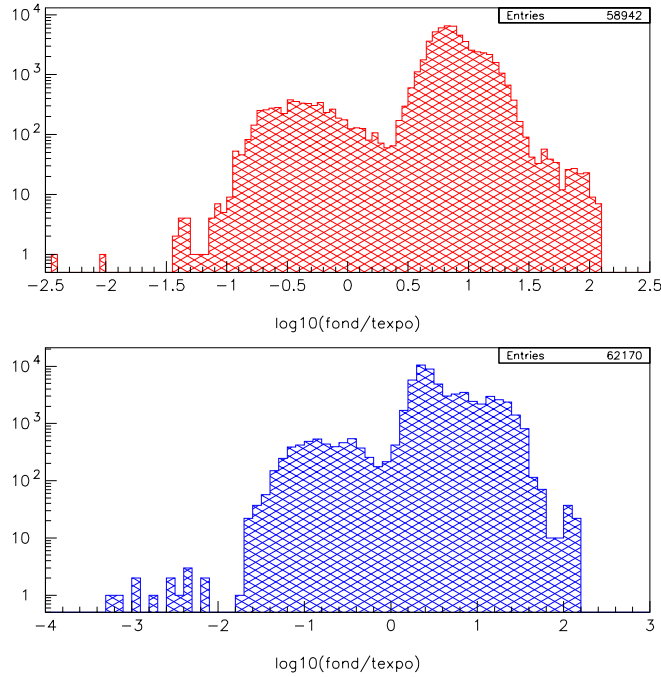


Fig. 6.1 : Nettoyage des mauvaises images : coupure sur le fond de ciel, dans les deux couleurs : rouge (en haut), et bleu (en bas). Pour plus de commodité, la variable $\log(FDC_{norm})$ est représentée. Notez l'échelle logarithmique de l'axe des ordonnées. En rouge, les images telles que $\log(FDC_{norm}^R) < 0.3$ ($FDC_{norm}^R \sim 2$) correspondent à des problèmes d'obturateur; en bleu, les valeurs associées sont $\log(FDC_{norm}^B) < -0.2$ ($FDC_{norm}^B \sim 0.6$). On remarque aussi la présence de quelques valeurs de FDC_{norm} anormalement élevées : $FDC_{norm}^{R,B} > 60$, conséquences de mauvaise météo et/ou de pleine Lune.

fond de ciel très bas, complètement atypique. Ce problème d'obturateur justifie la coupure sur les petits fonds de ciel. Les coupures appliquées dans l'analyse sont (fig. 6.1):

$$\underline{\text{Acceptance en } FDC_{norm}} : \begin{cases} 2 < FDC_{norm}^R < 60 \\ 1 < FDC_{norm}^B < 60 \end{cases} \quad (6.2)$$

Cette coupure élimine environ 9 % des images, principalement de première saison.

Coupure sur la dispersion du fond de ciel

Une coupure sur la dispersion (SFDC) permet, tout comme celle sur le fond de ciel, d'identifier les problèmes d'obturateur de l'été 1996. Afin d'avoir une coupure valable pour tous les champs, on remarque que $SFDC \propto \sqrt{T_{pose}}$. On utilise donc la variable normalisée

$$SFDC_{norm} = \frac{SFDC}{\sqrt{T_{pose}}}, \quad (6.3)$$

où T_{pose} est le temps d'exposition nominal. Les très faibles $SFDC_{norm}$ signalent les problèmes d'obturateur car le temps de pose réel est bien inférieur à la valeur nominale. Les coupures appliquées dans l'analyse sont (eq. 6.2):

$$\underline{\text{Acceptance en } SFDC_{norm}} : \begin{cases} 1.2 < SFDC_{norm}^R < 100 \\ 0.8 < SFDC_{norm}^B < 100 \end{cases} \quad (6.4)$$

Cette coupure élimine environ 9 % des images, principalement de première saison.

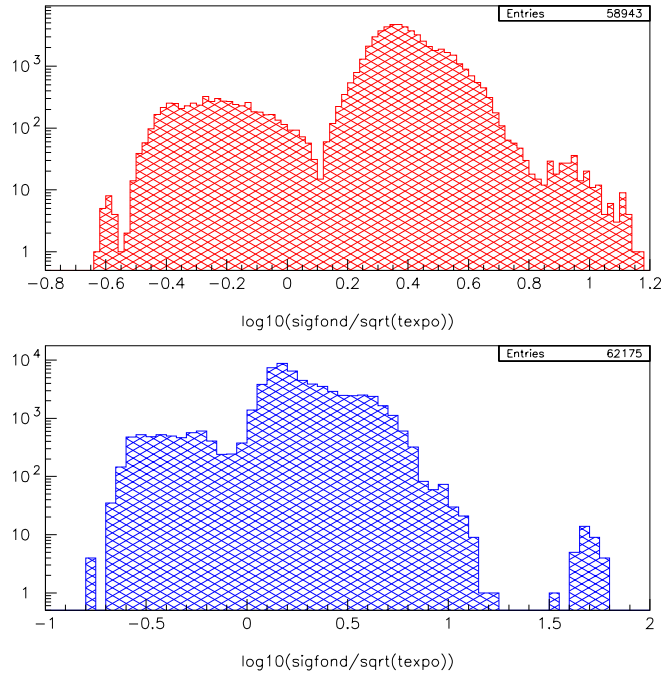


Fig. 6.2 : Nettoyage des mauvaises images : coupure sur la dispersion du fond de ciel, en rouge (haut) et en bleu (bas). Pour plus de commodité, la variable $\log(SFDC_{norm})$ est représentée et l'axe des ordonnées est en échelle logarithmique. Les images telles que $\log(SFDC_{norm}^R) < 0.1$ ($SFDC_{norm}^R < 1.2$), et/ou, $\log(SFDC_{norm}^B) < -0.1$ ($SFDC_{norm}^B < 0.8$), correspondent à des problèmes d'obturateur. On note aussi qu'il y a des valeurs de $SFDC_{norm}$ très élevée, spécialement en bleu : $\log(SFDC_{norm}^{R,B}) > 1$.

Coupure sur l'absorption

L'absorption est calculée lors de l'alignement photométrique (section (sec. 5.3.2)). Elle est définie par

$$F_{cal} = ABSO \times F_{brut} + constante , \quad (6.5)$$

où F_{brut} et F_{cal} sont respectivement le flux brut et le flux calibré. Une grande absorption (> 3) traduit la présence de nuages ou d'un temps de pose très inférieur à la valeur nominale du champ considéré (conséquence directe du problème d'obturateur). Les coupures appliquées dans l'analyse sont (fig. 6.3):

$$\underline{\text{Acceptance en ABSO}} : \begin{cases} 0.5 < ABSO < 3 \\ 0.5 < ABSO < 3 \end{cases} \quad (6.6)$$

Environ 10 % des images sont éliminées par cette coupure. Les trois variables FDC, SFDC, ABSO sont redondantes pour détecter les problèmes d'obturateur. Elles ont à peu près la même efficacité car la combinaison des trois rejette environ 10 % des clichés.

Coupure sur le seeing

On choisit de couper sur la variable SA, longueur du grand-axe (au sens de 2 fois un sigma) de la PSF (i.e., on se place dans le repère associé aux axes propres de la gaussienne modélisant la PSF). Le seeing en secondes d'arc est défini par :

$$SEEING = 0.6 \times 2.33 \times SA/2 \text{ secondes d'arc} \quad (6.7)$$

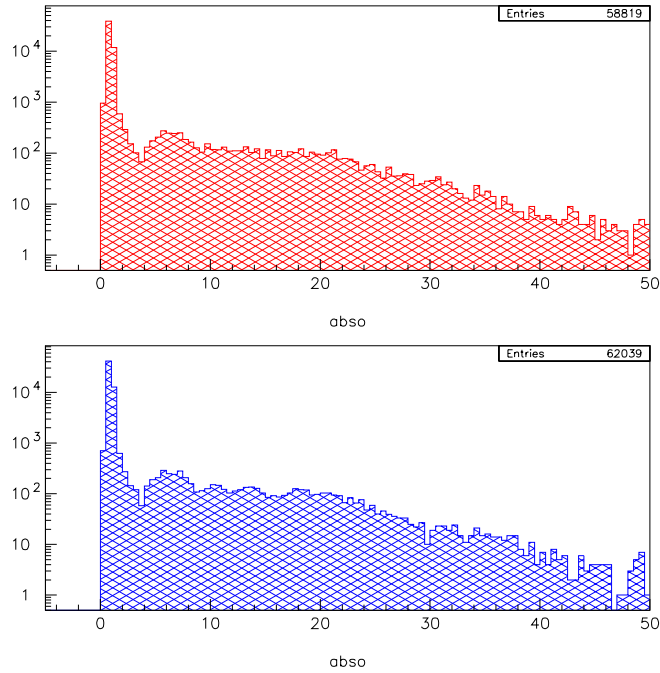


Fig. 6.3 : Nettoyage des mauvaises images : coupure sur l'absorption.

$$= 0.699 \times SA \text{ secondes d'arc ,} \quad (6.8)$$

où l'on a 0.6 arcs/pixel et 2.33 pour la conversion du sigma de la gaussienne en seeing. Les seeing élevés ($> 2''$) sont la conséquence de mauvaises conditions météorologiques, ou d'une mauvaise focalisation du miroir secondaire. Il est aussi possible d'avoir des mouvements d'air importants dans la coupole qui détériorent le seeing [Bauer, 1997]. Les coupures naturelles à appliquer dans les deux couleurs sont (fig. 6.4):

$$\underline{\text{Acceptance en seeing}} : \begin{cases} SA_R < 4. \rightarrow SEEING_R < 2.8'' \\ SA_B < 4. \rightarrow SEEING_B < 2.8'' \end{cases} \quad (6.9)$$

Moins de 1 % des images sont éliminées par cette coupure.

Coupure sur la non-circularité de la PSF (Point Spread Function)

Une coupure sur l'allongement de la PSF permet de détecter d'éventuels problèmes d'entraînement du télescope ou des problèmes de focalisation. On coupe sur le rapport ($RAP=SB/SA$) des axes propres de la PSF (gaussienne).

$$\underline{\text{Acceptance en SA}} : \begin{cases} SA_R > 0.5 \\ SA_B > 0.5 \end{cases} \quad (6.10)$$

Moins de 1 % des images sont éliminées par cette coupure.

6.1.2 Astrométrie des clichés

Durant les trois saisons d'observation, nous avons progressivement essayé d'augmenter le nombre de clichés du LMC (voir chapitre (chap. 4)). Pour ce faire, nous avons observé le LMC

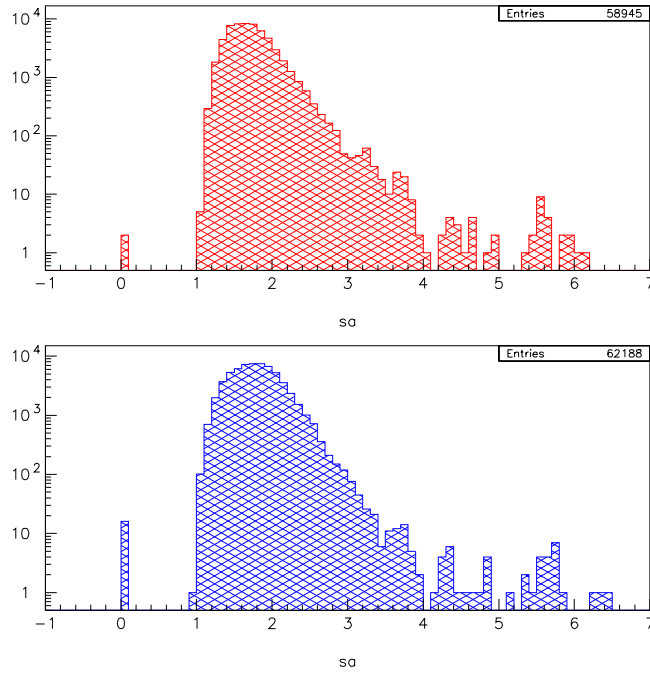


Fig. 6.4 : Nettoyage des mauvaises images : coupure sur le seeing, en rouge (haut) et en bleu (bas). On voit nettement un groupe d’images se détacher de la distribution pour $SA_{R,B} > 4$; cette coupure est équivalente à éliminer les seeing supérieurs à $2.8''$ d’arc.

dans les conditions limites de pointage du télescope, c’est-à-dire à une hauteur proche de 25° et à des angles horaires dépassant 6 heures (en valeur absolue). L’asymétrie de la distribution de l’angle horaire (fig. 6.6) vient d’un biais opératoire; en effet, il est plus facile d’observer le LMC jusqu’à la fin de la nuit (angle horaire positif) que de commencer à observer dès le crépuscule nautique (angle horaire négatif). Il faut aussi remarquer que l’on ne commence pratiquement jamais une nuit d’observation par le LMC, mais plutôt par CG (centre galactique) ou BS (bras spiraux), suivis du SMC. Ces deux raisons combinées expliquent que l’on n’ait pas d’images du LMC avec des angles horaires en-deçà de -4 heures. Dans le cas d’un champ central très bien échantillonné (lm009, voir (fig. 6.6) et (fig. 6.7)) le nettoyage présenté à la section précédente donne

$$\underline{\text{Champ lm009}} : \begin{cases} \text{ROUGE} & : 205 \text{ mesures} \rightarrow \text{Nettoyage} \rightarrow 190 \text{ mesures} \\ \text{BLEU} & : 203 \text{ mesures} \rightarrow \text{Nettoyage} \rightarrow 190 \text{ mesures} \end{cases} \quad (6.11)$$

Dans ce cas, environ 10 % des mesures sont éliminées. Il faut remarquer que ce ne sont pas systématiquement les images prises à grand angle horaire ou petite hauteur; ceci justifie l’effort que nous avons fait pour maximiser la période d’observation des Nuages de Magellan (voir chapitre (chap. 4)).

6.1.3 Elimination des mauvaises étoiles

Plusieurs dizaines de millions d’objets ont été détectés comme étoiles sur les images de référence. Certains de ces objets ne sont pas des étoiles utilisables pour l’analyse. Deux critères permettent de les identifier :

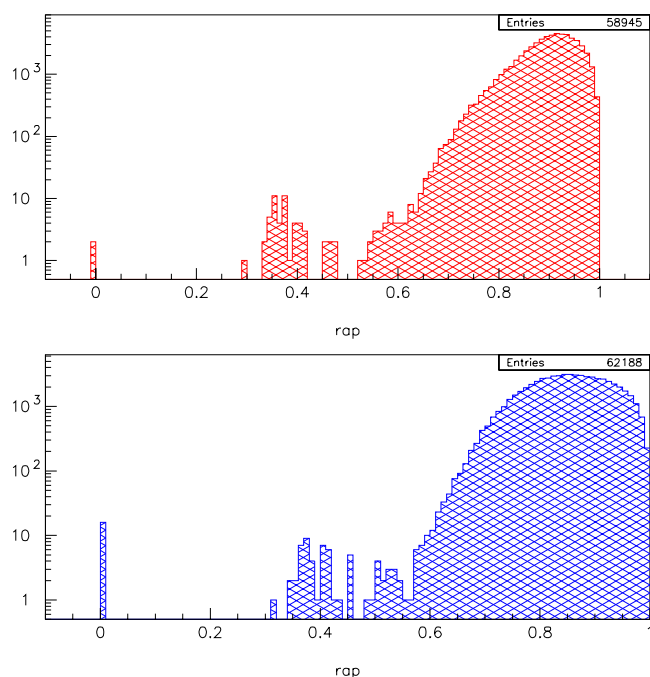


Fig. 6.5 : Nettoyage des mauvaises images : coupure sur l'allongement de la PSF, en rouge (haut) et en bleu (bas). On voit nettement une groupe d'images se détacher de la distribution pour $RAP_{R,B} < 0.5$.

Elimination des doublons

Il y a un recouvrement entre les quarts de CCD. On délimite donc des zones d'acceptances dans chaque quart de CCD de façon à éliminer les doublons. Les valeurs utilisées sont données dans la table (tab. 6.1).

quart	Intervalle en X	Intervalle en Y
k	0-1563	0-1563
l	237-1800	0-1563
m	0-1563	237-1800
n	237-1800	237-1800

Tab. 6.1 : Elimination des doublons dans les quarts de CCD. On sélectionne, pour chaque quart, les étoiles dans l'intervalle défini dans les colonnes 2 et 3.

Association non ambiguë

La première chose est de vérifier si l'étoile est bien associée dans les catalogues rouge et bleu. Pour cela, on requiert que l'objet le plus proche dans l'autre catalogue soit à une distance de moins de 0.1 pixel; on vérifie aussi que le deuxième objet le plus proche de l'autre catalogue est assez éloigné, à plus de 2 pixels, pour éviter toute confusion.

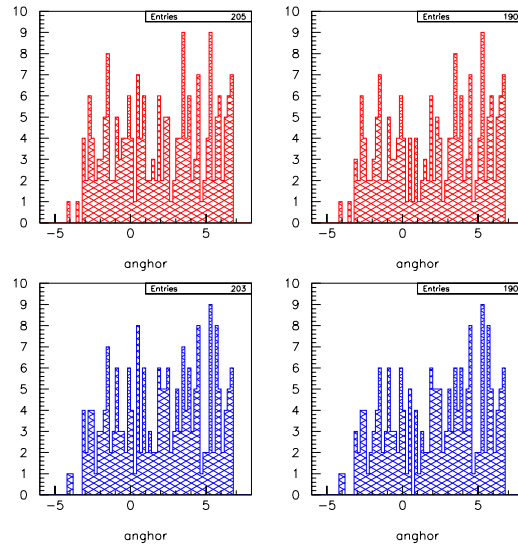


Fig. 6.6 : Distribution des angles horaires d'observation (en heures) d'un champ central (1m009), en rouge (haut) et en bleu (bas). Dans la colonne de gauche (droite) on a représenté les distributions avant (après) le nettoyage présenté à la section (sec. 6.1.1). On remarque que ce ne sont pas les images prises à grands angles horaires qui sont systématiquement éliminées, ce qui montre l'intérêt de prolonger au maximum la période d'observation du LMC.

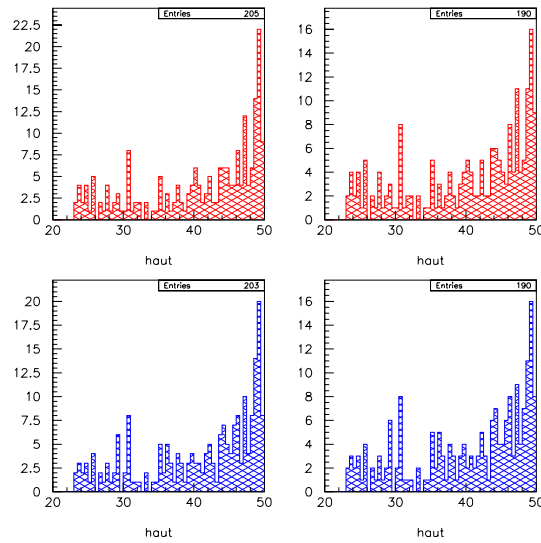


Fig. 6.7 : Distribution des hauteurs (en degrés) de prises de clichés d'un champ central (1m009), en rouge (haut) et en bleu (bas). Dans la colonne de gauche (droite) on a représenté les distributions avant (après) le nettoyage présenté dans (sec. 6.1.1). On remarque que ce ne sont pas les images prises à une hauteur faible qui sont systématiquement éliminées (même conclusion que dans le cas de grands angles horaires).

Flux moyen positif

Le flux d'une étoile est déterminé par l'ajustement d'une PSF (gaussienne), dont les variances sont calculées une fois par image donnée, en tenant compte des voisines situées dans un rayon d'une dizaine de pixels. Lorsque les ailes des distributions des étoiles proches sont surestimées, le flux de l'étoile en question est sous-estimé. En conséquence, le flux de certaines étoiles faibles peut être mesuré négatif (par simple fluctuation statistique), car il y a une conservation locale du flux sur le pavé de l'ajustement considéré. Le flux d'une étoile peut aussi être négatif si cette dernière est très faible et affectée par une grande fluctuation négative du bruit de photons. Quelques mesures négatives ne perturbent pas l'analyse, mais, en revanche, on élimine toutes les étoiles dont la moyenne des flux sur la courbe de lumière est négative.

6.1.4 Elimination des mauvaises mesures

Avant d'examiner la qualité des mesures en détail, on vérifie certains paramètres de base qui leur sont associés par le programme de photométrie : χ^2 de l'ajustement de la PSF, valeur du flux brut ... On élimine les mesures pour lesquelles les valeurs de ces paramètres prennent des valeurs anormales; ceci affecte 3% des mesures. Cela traduit souvent la présence de défauts sur l'image courante à l'endroit de l'étoile. Après ces premières vérifications, on cherche les mesures qui peuvent perturber le bon déroulement de l'analyse à l'aide des deux critères définis ci-après.

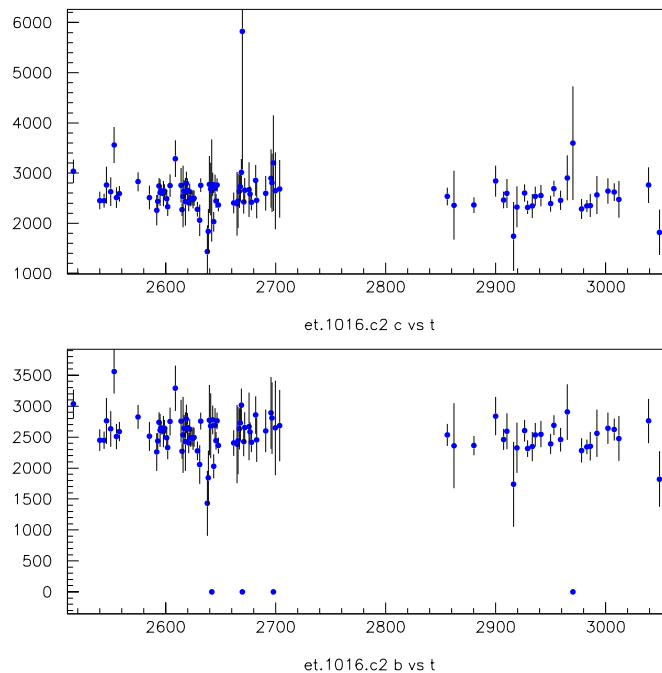


Fig. 6.8 : Effet du nettoyage sur une courbe de lumière du champ lm009 (couleur bleu). Les valeurs des flux sont données en ADU. La courbe de lumière avant le nettoyage des mauvaises mesures est en haut. Le résultat du nettoyage est en bas. Les mesures éliminées de l'analyse sont placées à 0 pour l'illustration. Dans l'exemple ci-dessus, les quatre points nettoyés ont respectivement des erreurs égales à 3.2, 8.7, 3.1, 3.6 fois l'erreur typique.

Elimination des mesures aux erreurs atypiques

Pour chaque courbe de lumière, on calcule la moyenne et l'écart-type des flux, pondérés par l'inverse carré des erreurs, en deux passes. Durant la première passe on utilise toutes les mesures (après le nettoyage des mauvaises images). Pour la deuxième passe, on ne prend pas en compte les mesures qui sont à plus de 3 écarts-type de la moyenne calculée à la première passe. L'erreur typique est définie comme la moyenne des erreurs des mesures considérées pour la deuxième passe. On élimine de l'analyse les mesures dont l'erreur est au moins 3 fois plus grande ou au plus 3 fois plus petite que l'erreur typique. Comme l'erreur est une fonction décroissante du flux, on n'applique la coupure sur les petites erreurs que sur les mesures dont le flux est inférieur à 2 fois le flux moyen. Cela permet, éventuellement, de conserver les mesures du pic d'un événement microlentille à grande amplification qui peuvent présenter de faibles erreurs. Cette coupure affecte environ 1% des mesures.

Elimination des mesures marginales comparées aux deux plus proches voisins

Sur les courbes de lumière on a souvent, hors période de variation, des points très éloignés de leurs deux plus proches voisins en temps. Soit σ_{cdl} la dispersion des flux de la courbe de lumière. Soit un triplet de mesures consécutives $i-1$, i , $i+1$, et e_{i-1} , e_i , et e_{i+1} leurs écarts à la moyenne définis par

$$e_i = \frac{F_i - F_{cdl}}{\sigma_{cdl}}, \quad (6.12)$$

où F_i est le flux du point considéré, et F_{cdl} le flux moyen de la courbe de lumière (calculé en deux passes). On élimine toute mesure i tel que :

$$\underline{\text{Pour tout } i} : \begin{cases} e_i - e_{i-1} < -3 & \& e_i - e_{i+1} < -3 \\ e_i - e_{i-1} > 3 & \& e_i - e_{i+1} > 3 \end{cases} \quad \text{ou} \quad (6.13)$$

Environ 1 % des mesures sont éliminées par ce critère.

6.2 Simulation d'événements microlentilles

Pour déterminer les paramètres physiques tels que la profondeur optique, ou la fraction de masse du halo composée de MACHOS, il nous faut connaître l'efficacité globale de la chaîne de détection. Il est donc nécessaire de simuler le signal attendu. On se restreint, dans un premier temps, à la simulation d'événements de microlentilles gravitationnelles simples, c'est-à-dire avec source et déflecteur ponctuels. L'efficacité finale, et les résultats physiques qui l'utilisent ne seront donc valables que dans l'hypothèse où les microlentilles simples sont représentatives de la population des objets du halo. Au-delà de cette simple simulation, on pourra aussi simuler la variation d'efficacité qu'entraîne l'effet de confusion (chap. 10). Cette simulation permet aussi d'ajuster les critères de sélection lors de la construction de la chaîne de recherche de microlentilles. Une simulation théorique complète du télescope, de l'appareillage, des étoiles observées, et des effets systématiques associés (météorologiques, instrumentales ...) est illusoire. En conséquence, on choisit d'engendrer les événements microlentilles directement sur les courbes de lumière réelles mesurées, après la réduction photométrique. Cette méthode a l'avantage de simuler des microlentilles sur la même population d'étoiles, observées dans les mêmes conditions. La fabrication de la courbe de lumière simulée d'une étoile est décrite ci-après.

6.2.1 Méthode de simulation des événements microlentilles

Etant donnée une courbe de lumière comportant N points, on calcule le flux de base F_{base} (flux le plus probable) par la méthode décrite à la section (sec. 6.3), à partir des flux $F(t_i)$, et de leurs erreurs $\sigma(t_i)$. On tire au hasard les paramètres caractérisant la courbe de Paczyński u_0 , t_0 , Δt (sec.

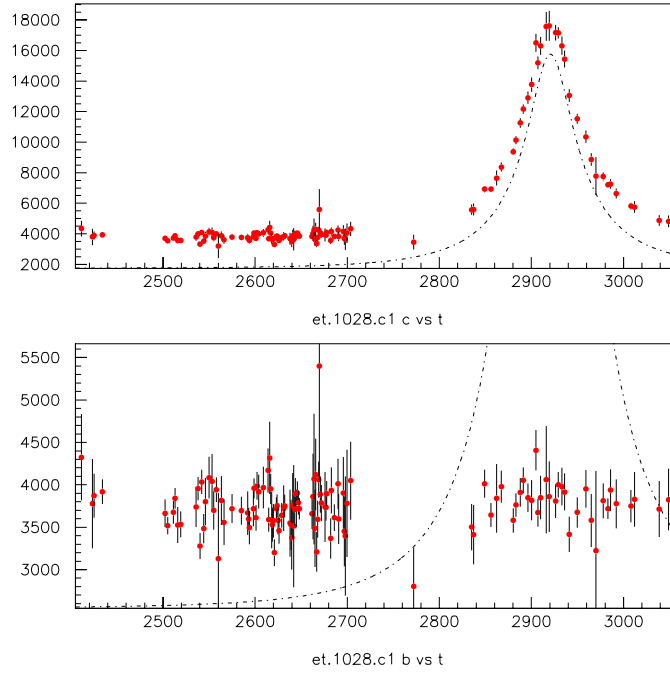


Fig. 6.9 : Simulation d’une courbe de Paczyński sur les données, avec les caractéristiques suivantes : $u_0 = 0.22$, $t_0 = 2920.7$, $\Delta t = 115.6$ jours. Les courbes de lumière avant et après simulation sont respectivement représentées en bas et en haut. Dans les deux cas, on a superposé la courbe de Paczyński théorique (légèrement décalée vers le bas afin d’améliorer la lisibilité).

6.2.2). Pour chaque point i de la courbe de lumière, on a ainsi l’amplification $A(t_i)$, au temps t_i . Pour chaque point i de la courbe originale supposée plate, on définit l’écart en “sigmas” par :

$$n_\sigma(t_i) = \frac{F(t_i) - F_{base}}{\sigma(t_i)}. \quad (6.14)$$

L’erreur associée au point amplifié dépend fonctionnellement du flux selon $C_{err}(F(t_i))$. L’erreur renormalisée $\sigma^A(t_i)$ du point amplifié est donc

$$\sigma^A(t_i) = \sigma(t_i) \times \frac{C_{err}(A(t_i) \times F(t_i))}{C_{err}(F(t_i))}. \quad (6.15)$$

Le flux amplifié $F^A(t_i)$ est obtenu d’abord en amplifiant la ligne de base d’un facteur $A(t_i)$, puis en déplaçant le point de mesure à $n_\sigma(t_i)$ fois l’erreur renormalisée $\sigma^A(t_i)$:

$$F^A(t_i) = F_{base}(t_i) \times A(t_i) + n_\sigma(t_i) \times \sigma^A(t_i). \quad (6.16)$$

6.2.2 Lois de génération des paramètres

Après avoir décrit la méthode de génération des courbes simulées, intéressons nous aux distributions des paramètres des microlentilles : u_0 , t_0 , Δt . On se restreint ici au cas du modèle de microlentille simplifié, sans blending (chap. 2).

Tirage de u_0

Le paramètre d’impact u_0 est distribué de façon plate; en effet, il ne s’agit que d’un effet géométrique dépendant uniquement des positions respectives de la lentille et de la source. Pour la

génération, on se limite à $u_0 = 2$, qui correspond à une amplification maximale de 6%, déjà très difficile à détecter ... On tire donc u_0 plat dans l'intervalle $[0, 2]$.

Tirage de t_0

L'instant t_0 du maximum d'amplification est aléatoire. Afin de préserver la possibilité de détecter des événements dont le maximum se trouve légèrement avant ou après la période d'observation, on tire t_0 uniformément entre $[T_{min} - 150, T_{max} + 150]$ jours; T_{min} et T_{max} sont respectivement les instants de début et de fin des observations.

Tirage de Δt

Le paramètre Δt recèle toutes les informations physiques sur la lentille : masse, vitesse transverse et position. La distribution de ces paramètres est inconnue a priori, et ceci se répercute directement sur la distribution du paramètre Δt . Différentes solutions sont alors envisageables :

◇ Loi de distribution uniforme

Il est possible de considérer tout simplement que tous les Δt sont équiprobables. On engendre alors Δt dans un intervalle possible de détection : $[1, 500]$ jours par exemple.

◇ Loi de distribution uniforme en $\ln(\Delta t)$

À une masse donnée des déflecteurs correspond une durée "plus probable" dans le cadre d'un modèle de halo donné : $\Delta t \propto \sqrt{M}$ (voir chapitre (chap. 2)). De plus, le taux d'événements attendus varie comme $1/\sqrt{M} \propto 1/\Delta t$. Il semble donc naturel d'engendrer une distribution qui favorise les événements courts; on utilise ici une génération plate en $\ln(\Delta t)$. Soit Δt_{min} et Δt_{max} les durées minimum et maximum envisagées. On tire un nombre aléatoire X dans l'intervalle $[\ln(\Delta t_{min}), \ln(\Delta t_{max})]$. La durée associée est alors

$$\Delta t = e^X . \quad (6.17)$$

◇ Loi de distribution log normale

Afin d'avoir une efficacité globale, intégrée sur u_0 , Δt , t_0 , et $F_{base,R,B}$, réaliste compte tenu de la distribution des durées des événements observés par EROS et MACHO, on peut générer la variable Δt selon une loi log normale de moyenne égale à 40 jours, et de dispersion égale à 20 jours [Alcock et al., 1997a].

6.3 Détermination de la ligne de base

La ligne de base désigne le flux le plus probable d'une étoile. Je présente ici un nouvel estimateur robuste de ce flux particulier.

6.3.1 Test des changements de signe

Soit D une distribution constituée de n variables aléatoires $x_1, \dots, x_i, \dots, x_n$ réparties selon la même loi L . Le test statistique des changements de signe consiste à déterminer le nombre de paquets de points consécutifs situés de part et d'autre d'une certaine valeur du flux v . Si v est la valeur

médiane de la distribution D , la probabilité P_B d'obtenir une séquence de $run = p$ changements de signe est donnée par la loi binomiale

$$\begin{aligned} P_B(run = p) = B(n, p, \frac{1}{2}) &= C_n^p \left(\frac{1}{2}\right)^n \times \left(\frac{1}{2}\right)^{n-p} \\ &= C_n^p \left(\frac{1}{2}\right)^{2n-p}. \end{aligned} \quad (6.18)$$

La valeur moyenne $\langle run \rangle$ du nombre de changements de signe est

$$\langle run \rangle = \frac{n}{2}, \quad (6.19)$$

la variance (σ_{run}^2) s'exprime par

$$\sigma_{run}^2 = \frac{n}{4}. \quad (6.20)$$

Lorsque n devient grand, nous pouvons utiliser l'approximation normale à la loi binomiale pour calculer le degré de signification de l'obtention de $run = x$ changements de signe, où x peut être une variable continue. La probabilité P_G d'obtenir une séquence de $run = x$ changements de signe devient alors

$$P_G(run = x) = G\left(\frac{n}{2}, \frac{n}{4}, x\right) = \sqrt{\frac{2}{\pi n}} \times e^{-\frac{(x-n/2)^2}{n/2}}. \quad (6.21)$$

La probabilité P_δ de trouver une valeur $run = x$ dans l'intervalle $[-\delta, +\delta]$, avec $\delta = \pm k \times \sigma_{run}$, est

$$P_\delta = \int_{-\delta}^{+\delta} G\left(\frac{n}{2}, \frac{n}{4}, x\right) dx. \quad (6.22)$$

Dans le cas général, il est utile de travailler avec la variable normalisée

$$NRUN = \frac{x - n/2}{\sqrt{\frac{n}{4}}}. \quad (6.23)$$

Pour un ensemble de M distributions D_1, \dots, D_M , la distribution de $NRUN_{(run)}$ est alors une gaussienne réduite centrée en 0 dans le cas de l'hypothèse nulle.

6.3.2 Calcul du flux de base avec le test des changements de signe

La recherche de microlentilles gravitationnelles est fondée sur la détection d'une fluctuation de la luminosité de l'étoile en question par rapport à un flux donné que l'on nomme : **flux de base** ou **ligne de base**. Le flux de base est ainsi la valeur la plus probable de la luminosité d'une étoile. Plus on dispose de points de mesure, meilleure est sa détermination. Plusieurs méthodes ont été proposées pour la calculer : [Laurent, 1995, Renault, 1996, Palanque-Delabrouille, 1997, Derue, 1998]. Une nouvelle façon d'estimer la ligne de base consiste à utiliser la méthode des changements de signe décrite à la section (sec. 6.3.1). La ligne de base F_{base} est définie par la valeur du flux qui maximise le nombre de changements de signe de part et d'autre du flux en question. Autrement dit, pour chaque valeur test F_{test} on calcule le nombre de paquets de points consécutifs (variable $NRUN$) situés de chaque côté de F_{test} . On sélectionne ensuite le maximum de paquets $NRUN_{max}$, associé au flux test $(F_{test})_{NRUN_{max}}$ que l'on définit comme flux de base :

$$F_{base} = (F_{test})_{NRUN_{max}}. \quad (6.24)$$

6.3.3 Performances

Dans le cas d'une courbe de lumière plate, le flux de base doit être aussi proche que possible de la moyenne. Si l'étoile subit un effet de microlentille gravitationnelle, la valeur optimale de la ligne de base serait la valeur moyenne qu'aurait l'étoile en l'absence de cet effet. Pour estimer la

précision de détermination de la ligne de base on procède de la façon suivante. On calcule le flux moyen F_{moy}^{NoA} et la **dispersion intrinsèque** σ_I^{NoA} des courbes de lumière avant la génération d'un événement microlentille. F_{moy}^{NoA} est calculé en deux passes, en excluant les points à plus de 3σ à la seconde passe; c'est un estimateur robuste du flux de base pour une courbe de lumière plate. La dispersion intrinsèque σ_I^{NoA} est calculé à partir de l'écart-type de la distribution des $S(t_i)$, définis par l'écart des mesures à l'interpolation linéaire des deux points voisins :

$$S(t_i) = F(t_i) - \left(F(t_{i-1}) + (F(t_{i+1}) - F(t_{i-1})) \times \frac{(t_i - t_{i-1})}{(t_{i+1} - t_{i-1})} \right). \quad (6.25)$$

On définit le biais B dans le calcul de la ligne de base par

$$B = \frac{F_{base} - F_{moy}^{NoA}}{\sigma_{int}^{NoA}}. \quad (6.26)$$

On note B_p l'estimateur pour les courbes plates, et B_s celui des courbes simulées en incluant un événement microlentille. L'estimation de la ligne de base est d'autant meilleure que le biais est faible. Il est aussi important d'avoir des dispersions des biais aussi faibles que possible.

Résultats sur les courbes de lumière plates

Les distributions de la variable B_p sont illustrées sur la figure (fig. 6.10)), pour les couleurs rouge et bleu, sur trois saisons d'observations. Les distributions sont symétriques, et le biais moyen est assez faible, ce qui prouve que la méthode des changements de signe est un estimateur non biaisé de la moyenne d'une distribution plate. Quantitativement, on a (champ *lm010*) :

	$\langle B_p \rangle$	σ_{B_p}
<i>rouge</i>	~ -0.02	~ 0.25
<i>bleu</i>	~ 0.02	~ 0.30

(6.27)

Explication du biais sur les courbes de lumière simulées

Dans le cas des événements simulés, les distributions des biais B_s sont illustrées sur les figures (fig. 6.10) et (fig. 6.11) pour le champ *lm010*. Quantitativement, on a les résultats suivants :

	$\langle B_s \rangle$	σ_{B_s}
<i>rouge</i>	~ 0.25	~ 0.5
<i>bleu</i>	~ 0.33	~ 0.5

(6.28)

Pour les valeurs du tableau précédent, u_0 est tiré uniformément entre 0 et 2, t_0 est tiré uniformément sur toute la période d'observation plus ou moins 150 jours, et Δt est aussi tiré uniformément entre 10 et 250 jours. On note l'apparition d'un biais positif systématique. Néanmoins, ce biais n'est pas imputable à la méthode utilisée, mais il traduit l'effet des événements longs sur la ligne de base. Avec de tels événements, pratiquement tous les points de la courbe de lumière peuvent se trouver amplifiés. Prenons l'exemple d'un événement de durée $\Delta t = 200$ jours. Lorsque la lentille se trouve à $\pm 2 R_e$, c'est-à-dire pendant 800 jours, l'amplification est supérieure à 6 %. La période d'observation étant de l'ordre de 1000 jours (avec des trous dans les données), il est impossible de reconstruire le flux de de base. L'effet est bien évidemment accentué pour les événements longs et très amplifiés $u_0 < 1$. Cette erreur systématique est illustrée sur la figure (fig. 6.11). Dans la colonne de gauche, on a représenté les distributions des biais (rouge et bleu) pour des événements "courts" $\Delta t < 150$ jours, typiquement attendus d'après les premiers résultats des recherches de microlentilles vers les Nuages de Magellan (voir le chapitre (chap. 3)). Dans ce lot d'événements, qui compte 60 % de la totalité, les biais sont pratiquement deux fois plus faibles. On fait alors rarement une erreur supérieure à 1 fois la dispersion intrinsèque. Au contraire, les événements "longs" $\Delta t > 150$ jours sont responsables des grandes valeurs des biais observés (fig. 6.11).

6.4 Méthode de correction des flux

6.4.1 Les effets systématiques induits par l'étape de photométrie

Description du problème

Lorsque l'on visualise les courbes de lumière des étoiles, censées être non variables, on se rend compte qu'un grand nombre d'entre elles sont déformées (voir (fig. 6.18) et (fig. 6.19)). Ces déformations traduisent des problèmes systématiques de la reconstruction photométrique des flux; elles sont présentes dans les deux couleurs bien qu'elles soient plus marquées en bleu. Ces effets systématiques affectent une série de quelques points consécutifs dans le temps; ils doivent avoir une origine commune en rouge et en bleu, il faut donc étudier l'influence des variables telles que : le seeing, la masse d'air, le fond de ciel, l'angle caractéristique de la PSF (voir chapitre (chap. 5)), l'angle horaire . . . Ces séries de points déviants, corrélés en temps, peuvent sans aucun problème simuler le début ou la fin d'un effet de microlentille. Ainsi, si on ne corrige pas les flux, les très rares candidats microlentilles se retrouvent noyés parmi ces problèmes photométriques après quelques coupures de l'analyse. On est alors obligé d'être plus exigeant sur les coupures ultérieures, ce qui diminue l'efficacité de la chaîne d'analyse. On constate essentiellement trois types de déformations qui vont être présentées ci-dessous. On propose ensuite une méthode phénoménologique de correction des flux des courbes de lumière afin de rattraper, en partie, les problèmes systématiques induits par la photométrie.

Effets systématiques corrélés au seeing

Parmi les déformations observées on remarque de nombreuses courbes de lumière qui présentent des formes de "U" (ou "∩") sur chaque saison d'observation (fig. 6.18). Or, cette forme de "U" est typique de l'évolution du seeing des images prises au cours d'une saison (fig. 6.12). Le calcul du coefficient de corrélation seeing-flux ρ_{s-f} , dans les deux couleurs, permet de quantifier cet effet (fig. 6.13). Les seeings sont mauvais en début de saison (juillet-août) en fin de saison (avril-mai), lorsque le LMC et le SMC sont observés bas sur l'horizon, en début ou en fin de nuit. S'il n'y avait aucune corrélation entre le seeing et le flux, on s'attendrait à avoir des distributions gaussiennes des coefficients de corrélation, centrées sur 0 et de dispersion $\sigma \sim 0.07$ (fig. 6.13). En conséquence, les distributions observées montrent une très forte corrélation dans le cas des données. Dans le cas des courbes simulées, l'effet est moins important car les pics d'amplification engendrés n'ont aucune raison de coïncider avec les pics de seeing. Cependant, quelques grands coefficients de corrélation sont encore présents à cause des événements engendrés lors des pics de seeing, et des événements dont le pic simulé se trouve hors de la période d'observation.

Effets systématiques corrélés à la masse d'air

On remarque aussi que certaines courbes de lumière d'étoiles constantes se comportent bien jusqu'en fin de saison où l'on constate une montée (ou une descente) drastique, ordonnée en temps, d'une série de points. Les flux des points de fin de saison peuvent même être multipliés ou divisés par 3 (fig. 6.19). La courbe de la masse d'air (calculée à partir de la hauteur du LMC lors de la prise des clichés) en fonction du temps montre les mêmes caractéristiques (fig. 6.15). Le calcul du coefficient de corrélation entre la masse d'air et le flux ρ_{am-f} , pour un grand nombre de courbes de lumière est illustré sur la figure (fig. 6.15). Comme dans le cas du seeing, on s'attendrait, en l'absence de corrélations, à avoir des distributions gaussiennes, centrées sur 0 et de dispersion $\sigma \sim 0.07$ (fig. 6.13). Dans le cas des données, les distributions observées sont symétriques, centrées près de 0, mais de dispersions complètement anormales, traduisant une forte corrélation pour une grande fraction des courbes de lumière. Dans le cas des événements simulés, les distributions sont un peu dégradées. En outre, on note l'apparition de coefficients de corrélation proches de 1 (surtout en rouge). Ces grands coefficients s'expliquent par la génération de microlentilles dont le pic se situe au même moment que la montée de la masse d'air (en fin de saison).

Effets systématiques corrélés à l'angle horaire

Les corrélations entre les flux et l'angle horaire ont été recherchées. Elles sont bien moins significatives que celles liées au seeing et à la masse d'air. On ne les considérera pas dans la suite.

6.4.2 Méthode phénoménologique de correction des flux

Principe

Le principe est d'appliquer une correction linéaire des flux, dépendant des variables : seeing, masse d'air. Les autres variables, mentionnées précédemment, ne seront pas utilisées car leur corrélation avec le flux n'est pas significative. On pose F^ϵ , et $F c^\epsilon$ les flux, avant et après corrections; $\epsilon = R, B$ dénote les couleurs rouge et bleu. On corrige les flux d'après les relations suivantes :

$$F c_i^\epsilon = F_i^\epsilon - \alpha^\epsilon \times S_i^\epsilon - \beta^\epsilon \times A_i^\epsilon - \gamma^\epsilon \times S_i^\epsilon . A_i^\epsilon + K^\epsilon , \quad (6.29)$$

ou α_i^ϵ , β_i^ϵ , γ_i^ϵ , K^ϵ sont les coefficients à déterminer, S_i^ϵ est un estimateur du seeing de l'image i , et A_i^ϵ est la masse d'air associée à l'image i . Pour résoudre le problème analytiquement, on néglige le terme du second ordre $\gamma^\epsilon \times S_i^\epsilon . A_i^\epsilon$. Le coefficient K^ϵ n'est qu'une constante de normalisation. On choisit de se normaliser à un seeing de référence S_0 , ainsi qu'à une masse d'air A_0 tels que

$$F c_i^\epsilon = F_i^\epsilon \text{ si } S_i^\epsilon = S_0^\epsilon \text{ et } A_i^\epsilon = A_0^\epsilon . \quad (6.30)$$

Avec ces contraintes l'équation (eq. 6.29) se réécrit alors

$$F c_i^\epsilon = F_i^\epsilon - \alpha^\epsilon \times (S_i^\epsilon - S_0^\epsilon) - \beta^\epsilon \times (A_i^\epsilon - A_0^\epsilon) . \quad (6.31)$$

Les trois prochaines sections décrivent la méthode de détermination des coefficients.

Corrélation seeing-flux

On veut obtenir des courbes de lumière plates, qui ne présentent plus qu'une faible corrélation avec le seeing. On choisit d'annuler le coefficient de corrélation entre le seeing et les flux corrigés ρ_{s-fc}^ϵ :

$$\rho_{s-fc}^\epsilon = \frac{\langle F c^\epsilon - \langle F c^\epsilon \rangle \rangle \langle S^\epsilon - \langle S^\epsilon \rangle \rangle}{\sigma_{F c^\epsilon} . \sigma_{S^\epsilon}} , \quad (6.32)$$

où $\sigma_{F c^\epsilon}$, et σ_{S^ϵ} sont les écarts type des distributions des flux corrigés et du seeing. En utilisant (eq. 6.29), l'équation (eq. 6.32) se réécrit

$$\rho_{s-fc}^\epsilon = \frac{\sigma_{F^\epsilon}}{\sigma_{F c^\epsilon}} . \rho_{s-f}^\epsilon - \alpha^\epsilon \times \frac{\sigma_{S^\epsilon}}{\sigma_{F c^\epsilon}} - \beta^\epsilon \times \frac{\sigma_{A^\epsilon}}{\sigma_{F c^\epsilon}} . \rho_{s-am}^\epsilon , \quad (6.33)$$

où ρ_{s-am}^ϵ est le coefficient de corrélation entre le seeing et la masse d'air.

Corrélation masse d'air-flux

Il en va exactement de même pour la masse d'air. Le coefficient de corrélation ρ_{am-fc}^ϵ entre la masse d'air et les flux corrigés est

$$\rho_{am-fc}^\epsilon = \frac{\langle F c^\epsilon - \langle F c^\epsilon \rangle \rangle \langle A^\epsilon - \langle A^\epsilon \rangle \rangle}{\sigma_{F c^\epsilon} . \sigma_{A^\epsilon}} , \quad (6.34)$$

L'équation (eq. 6.34) se réécrit

$$\rho_{am-fc}^\epsilon = \frac{\sigma_{F^\epsilon}}{\sigma_{F c^\epsilon}} . \rho_{am-f}^\epsilon - \beta^\epsilon \times \frac{\sigma_{A^\epsilon}}{\sigma_{F c^\epsilon}} - \alpha^\epsilon \times \frac{\sigma_{S^\epsilon}}{\sigma_{F c^\epsilon}} . \rho_{am-s}^\epsilon . \quad (6.35)$$

Détermination des coefficients

On détermine les coefficients en résolvant les deux systèmes (un par couleur) de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} \rho_{s-fc}^\epsilon &= 0 \\ \rho_{am-fc}^\epsilon &= 0 \end{cases} \quad (6.36)$$

Les coefficients α^ϵ et β^ϵ sont donc :

$$\begin{cases} \alpha^\epsilon &= \frac{\sigma_{F^\epsilon}}{\sigma_{S^\epsilon} \cdot (1 - (\rho_{a-s}^\epsilon)^2)} \times (\rho_{s-f}^\epsilon - \rho_{am-f}^\epsilon \cdot \rho_{am-s}^\epsilon) \\ \beta^\epsilon &= \frac{\sigma_{F^\epsilon}}{\sigma_{A^\epsilon} \cdot (1 - (\rho_{a-s}^\epsilon)^2)} \times (\rho_{am-f}^\epsilon - \rho_{s-f}^\epsilon \cdot \rho_{am-s}^\epsilon) \end{cases} \quad (6.37)$$

Dans l'analyse, on remplace donc les flux par les flux corrigés avant la recherche de microlentilles. Les résultats de cette correction sur les données sont présentés à la section (sec. 6.4.4). L'effet de cette méthode sur les événements microlentilles simulés est donné à la section (sec. 6.4.5).

6.4.3 La méthode de correction des flux et la dispersion des flux des courbes de lumière

Il y a une autre façon de déterminer les coefficients α^ϵ et β^ϵ de l'équation (eq. 6.29). Pour ce faire, on cherche à minimiser la dispersion de la courbe de lumière des flux corrigés Fc en fonction des paramètres α^ϵ et β^ϵ . Avec

$$Fc_i^\epsilon = F_i^\epsilon - \alpha^\epsilon \times (S_i^\epsilon - S_0^\epsilon) - \beta^\epsilon \times (A_i^\epsilon - A_0^\epsilon), \quad (6.38)$$

la dispersion des flux corrigés s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_{Fc^\epsilon}^2 &= \langle Fc^\epsilon - \langle Fc^\epsilon \rangle \rangle^2 \\ &= \langle (F^\epsilon - \alpha^\epsilon \times S^\epsilon - \beta^\epsilon \times A^\epsilon) - \langle (F^\epsilon - \alpha^\epsilon \times S^\epsilon - \beta^\epsilon \times A^\epsilon) \rangle \rangle^2. \end{aligned} \quad (6.39)$$

Après développement de l'équation (eq. 6.39), on a

$$\begin{aligned} \sigma_{Fc^\epsilon}^2 &= \sigma_{F^\epsilon}^2 + 2\alpha^\epsilon \beta^\epsilon \times \rho_{s-a}^\epsilon \sigma_A^\epsilon \sigma_S^\epsilon \\ &\quad + (\alpha^\epsilon)^2 \times (\sigma_S^\epsilon)^2 - 2\alpha^\epsilon \times \rho_{s-f}^\epsilon \sigma_S^\epsilon \sigma_F^\epsilon \\ &\quad + (\beta^\epsilon)^2 \times (\sigma_A^\epsilon)^2 - 2\beta^\epsilon \times \rho_{a-f}^\epsilon \sigma_A^\epsilon \sigma_F^\epsilon. \end{aligned} \quad (6.40)$$

On minimise maintenant la dispersion des flux par rapport à α^ϵ et β^ϵ :

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial \sigma_{Fc^\epsilon}^2}{\partial \alpha} \right]_{\beta=cte} &= 0 \\ \left[\frac{\partial \sigma_{Fc^\epsilon}^2}{\partial \beta} \right]_{\alpha=cte} &= 0 \end{cases} \quad (6.41)$$

Ces systèmes de deux équations à deux inconnues sont équivalents aux systèmes obtenus en cherchant à annuler les corrélations entre les flux corrigés et le seeing et la masse d'air (eq. 6.36). En conséquence, les coefficients calculés en minimisant la dispersion des flux sont identiques à ceux de l'équation (eq. 6.37); les deux méthodes sont donc strictement équivalentes.

6.4.4 Résultats de la correction sur les données

Conformément aux résultats de la section (sec. 6.4.3), la méthode de correction des flux est équivalente à la minimisation de la dispersion des flux sur la courbe de lumière. Sur la figure (fig. 6.17) on a représenté le rapport des dispersions des flux après et avant correction. Dans la couleur rouge, on observe une diminution moyenne de la dispersion d'environ 12 %. Dans le bleu, l'effet est plus important, et l'on améliore en moyenne les dispersions de près de 17 %.

6.4.5 Résultats de la correction sur les courbes simulées

Il peut y avoir un effet pervers dans la méthode de la correction des flux (fig. 6.22). En effet, il peut exister une corrélation artificielle entre les flux et la masse d'air ou le seeing si on a un événement microlentille dont le pic est localisé en fin de saison, lorsque les effets de seeing et de masse d'air sont les plus importants. Dans ce cas, il peut être dangereux de remplacer les flux par ces flux corrigés, sous peine de modifier la forme de l'événement en question. Une façon simple de s'affranchir de cet inconvénient est de corriger la courbe de lumière d'une étoile seulement si l'on ne dégrade pas la dispersion intrinsèque des flux de la courbe de lumière de plus de 10 %. La dispersion intrinsèque peut être considérée comme un estimateur de la qualité de la régularité d'une courbe de lumière. Cette coupure est illustrée sur la figure (fig. 6.21). Dans le cas des données, le rapport des sigmas internes après et avant correction est presque toujours inférieur à 1. En revanche, la situation serait plus préoccupante dans le cas des événements simulés. La moyenne du rapport des sigmas internes avant et après correction reste presque égale à 1, mais un nombre non négligeable de courbes voient leur dispersion interne détériorée. Cette proportion de mauvaises corrections est intrinsèque à la méthode qui ne distingue pas les corrélations physiques des corrélations accidentelles.

6.4.6 Coefficient de corrélation entre les flux rouge et bleu

Outre l'amélioration des courbes de lumière, la méthode de correction des flux développée précédemment a un attrait supplémentaire. En effet, les courbes de lumière originales sont fortement corrélées avec le seeing et la masse d'air, il en résulte donc une corrélation induite entre les flux rouge et bleu. Dans le cadre de la recherche de microlentilles gravitationnelles, le signal est achromatique (s'il n'y a pas de blanding), et l'on observe ainsi dans deux bandes spectrales différentes pour s'affranchir des fausses détections. On souhaiterait donc pouvoir sélectionner les microlentilles, ou plus généralement les étoiles variables, par leur grand coefficient de corrélation entre les mesures des deux couleurs. Une telle coupure n'est pas envisageable à cause des corrélations communes des mesures rouge et bleue avec le seeing et la masse d'air. Les microlentilles seraient alors noyées dans un bruit systématique, et on est alors obligé d'être très exigeant. En revanche, cette corrélation est considérablement diminuée avec la correction des flux. Il est maintenant possible de faire une sélection de premier niveau à l'aide du coefficient de corrélation $\rho_{f_{rc}-f_{bc}}$ des flux corrigés rouge et bleu (sec. 7.4).

Le problème des grands coefficients de corrélation

On peut quantifier l'anormalité du coefficient de corrélation des flux rouge et bleu. Sur la figure (fig. 6.23) on a représenté la distribution de $\rho_{f_r-f_b}$. Cette figure est issue de l'analyse d'un champ central dont environ $N \sim 200$ mesures sont exploitables (en moyenne) pour l'analyse. En l'absence d'effet systématique, la distribution des coefficients de corrélation devrait être une gaussienne centrée en 0 et de dispersion

$$\sigma_{nul} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim 0.07. \quad (6.42)$$

On s'attend donc à avoir moins de 2.5 % des points, de chaque côté de la distribution, à $|\rho_{f_r-f_b}| > 0.14$. Cette contrainte est bien reproduite du côté des anticorrélations; on s'attendrait donc à avoir normalement le symétrique de la partie gauche de la distribution dans le cas de l'hypothèse nulle (fig. 6.23). La distribution observée est en fait loin d'être symétrique, et à peu près 70 % des étoiles se trouvent à plus de $2 \sigma_{nul}$ de la moyenne. Environ 6 % des étoiles seraient alors sélectionnées par la coupure $\rho_{f_r-f_b} > 0.7$, tandis qu'on s'attend à moins de 1 % d'étoiles intrinsèquement variables. La même coupure appliquée aux flux corrigés sélectionne moins de 2 % des étoiles; on peut ainsi isoler les étoiles variables avec un rapport signal sur bruit 3 fois meilleur.

Corrélation des flux et variable de Fisher

Pour ajuster la coupure visant à isoler les étoiles intrinsèquement variables, il est pratique d'utiliser la variable de Fisher $f_{f_r-f_b}$ associée au coefficient de corrélation entre les flux rouge et

bleu ρ_{fr-fb} :

$$f_{fr-fb} = \frac{1}{2} \times \ln \left(\frac{1 + \rho_{fr-fb}}{1 - \rho_{fr-fb}} \right). \quad (6.43)$$

Cette variable a l'avantage de projeter l'ensemble des coefficients de corrélation de l'intervalle $[-1, 1]$ sur l'intervalle $]-\infty, +\infty[$. Il est ainsi plus aisé de dissocier deux coefficients de corrélation proches. Toutes les courbes de lumière n'ont pas le même nombre de points, on normalise donc la variable de Fisher à sa dispersion attendue dans le cas de l'hypothèse nulle : $\sigma_f = \sqrt{N-3}$, où N est le nombre de paires de points des courbes de lumière rouge et bleue. On travaille donc avec la variable normalisée f_n

$$f_{n,fr-fb} = \frac{1}{2\sqrt{N-3}} \times \ln \left(\frac{1 + \rho_{fr-fb}}{1 - \rho_{fr-fb}} \right). \quad (6.44)$$

Les distributions de cette variable sont illustrées sur la figure (fig. 6.23), pour toutes les étoiles (en haut) et pour les 50 % des étoiles les plus faibles (en bas). La visualisation des histogrammes fait apparaître les coupures naturelles à imposer pour sélectionner les étoiles variables, par extrapolation de la décroissance jusqu'à l'axe des abscisses. Dans le cas des flux non corrigés, la distribution de f_n chute à 29 pour toutes les étoiles et à 25 pour les étoiles faibles. Une coupure à $f_n > 20$ (accepté) sélectionne 2.5 % des étoiles. La situation est différente pour les flux corrigés, où la distribution de f_n chute à 25 pour toutes étoiles et à 17 pour les étoiles de flux inférieurs à 3000 ADU. Une coupure à $f_n > 10$ (accepté) sélectionne moins de 1 % des étoiles, ce qui correspond (à un facteur 2 près) à la fraction d'étoiles intrinsèquement variables que nous sommes capables de détecter. On peut aussi noter que l'on gagne plus sur la correction des étoiles faibles (fig. 6.24).

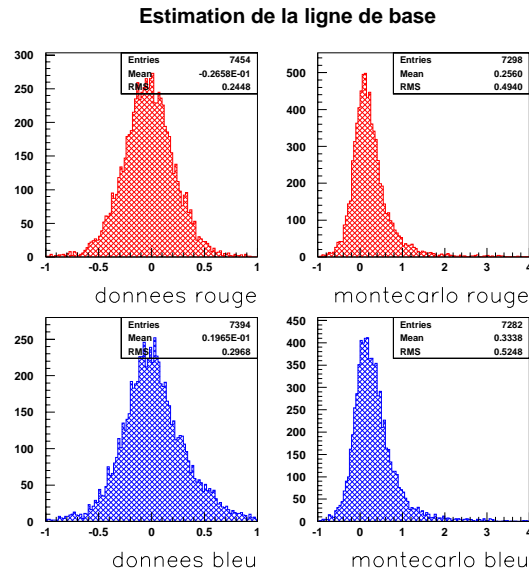


Fig. 6.10 : Estimation de la ligne de base (données à gauche et Monte Carlo de microlentilles à droite), dans le rouge (haut), et dans le bleu (bas). Dans le cas des courbes plates, le biais B_p est compatible avec 0. On note l'apparition systématique d'un biais positif pour les courbes simulées (voir texte).

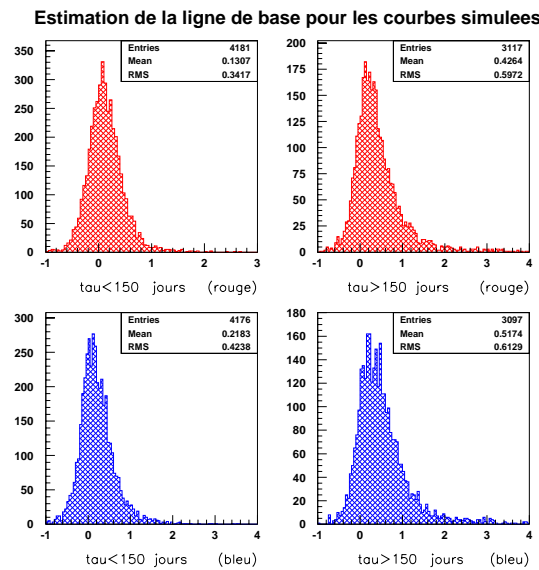


Fig. 6.11 : Illustration du biais dans la détermination du flux de base, dans le rouge (haut), et dans le bleu (bas). Le biais est faible pour les événements "courts" $\Delta t < 150$ jours (gauche). Dans le cas des événements longs $\Delta t > 150$ (droite), l'ensemble des flux sur la période d'observation est amplifié. On ne peut donc pas estimer la ligne de base réelle, ce qui crée un biais positif systématique (voir texte).

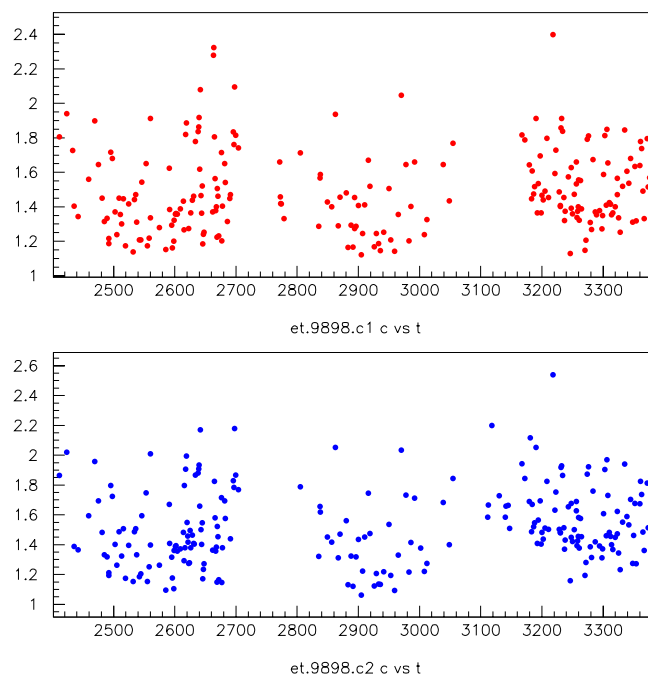


Fig. 6.12 : Courbe de l'évolution du seeing sur 3 saisons d'observations d'un champ, en rouge (haut) et en bleu (bas). La variable représentée est $(S_x + S_y)/2$, en pixels. Pour chaque saison d'observation, le seeing évolue en forme de "U" (en moyenne). Cette forme ou son opposé sont aussi présentes sur les courbes de lumière de certaines étoiles censées être non variables.

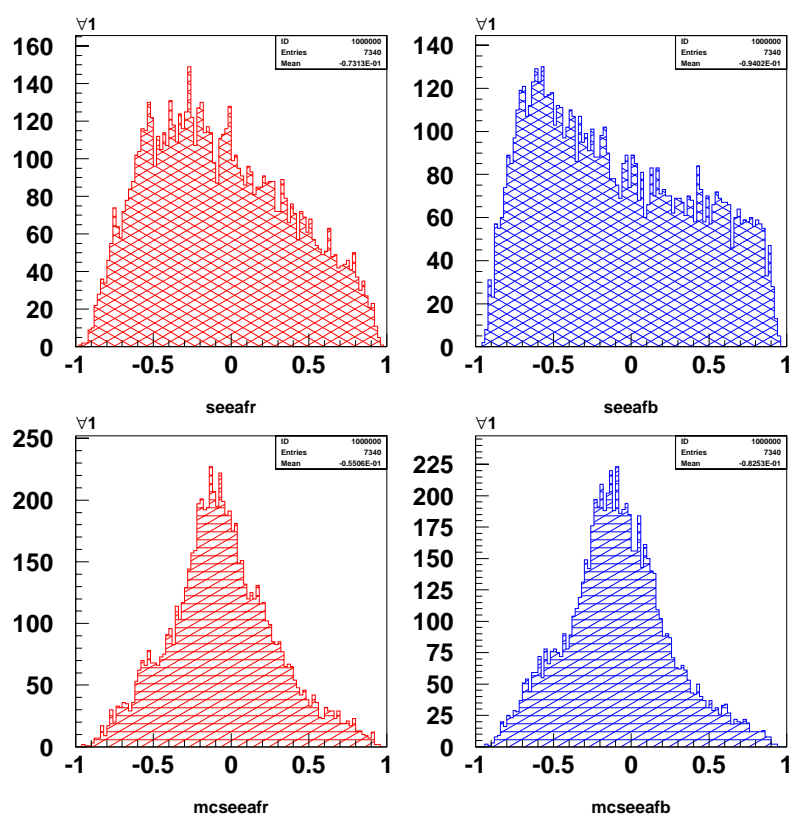


Fig. 6.13 : Coefficient de corrélation entre le seeing et le flux (données et Monte Carlo de microlentilles), pour les données (haut) et pour les courbes de lumière simulées (en bas). Les deux couleurs sont respectivement représentées dans la colonne de gauche et la colonne de droite.

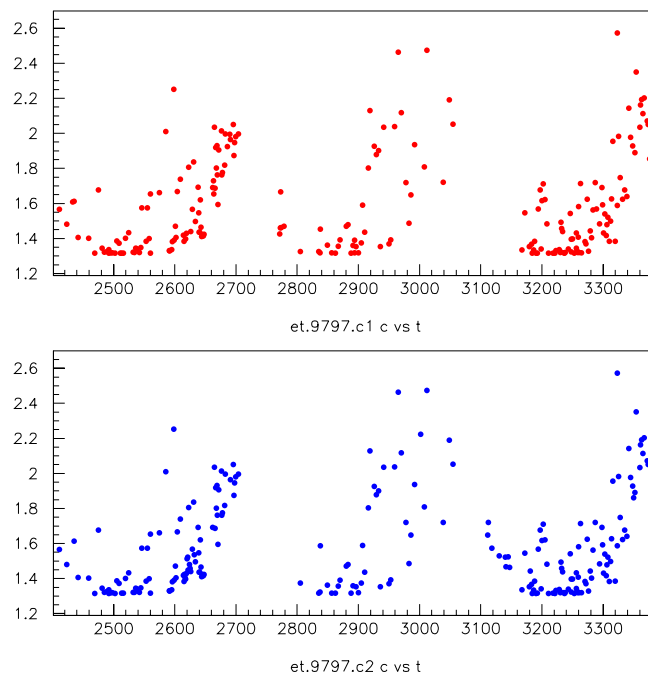


Fig. 6.14 : Courbe de l'évolution de la masse d'air sur trois saisons d'observations d'un champ, en rouge (haut) et en bleu (bas). La masse d'air reste stable durant les trois premiers quarts de chaque saison; ensuite, les Nuages de Magellan sont observés plus bas sur l'horizon, et la masse d'air croît continuellement jusqu'à la fin de la saison en question. On remarque cette même évolution sur certaines courbes de lumière d'étoiles censées être plates.

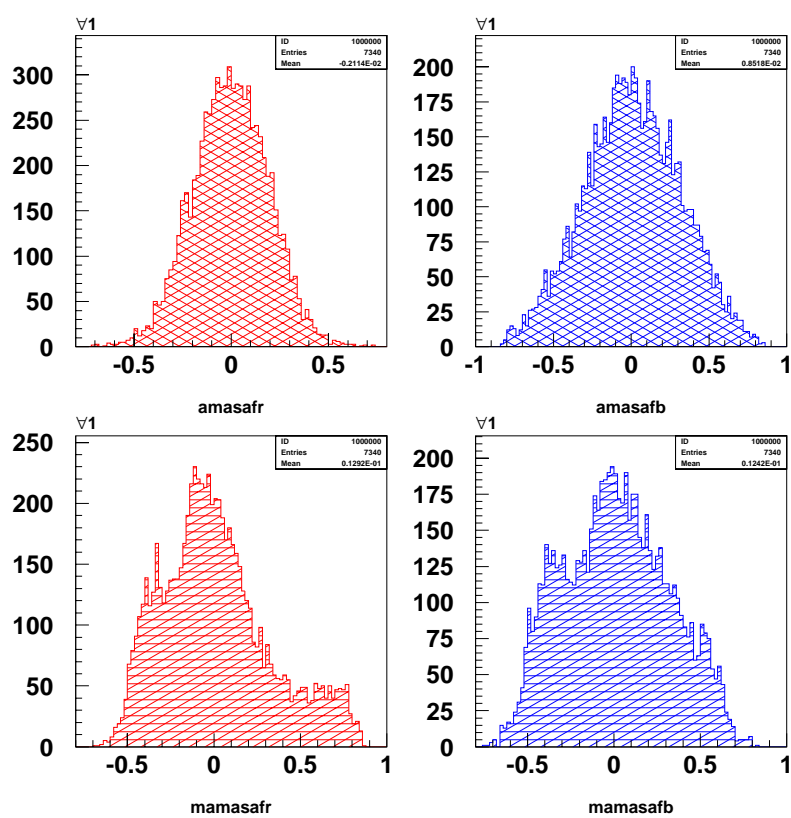


Fig. 6.15 : Coefficient de corrélation entre la masse d'air et le flux (données et Monte Carlo de microlentilles), pour les données (haut) et pour les courbes de lumière simulées (en bas). Les deux couleurs sont respectivement représentées dans la colonne de gauche et la colonne de droite.

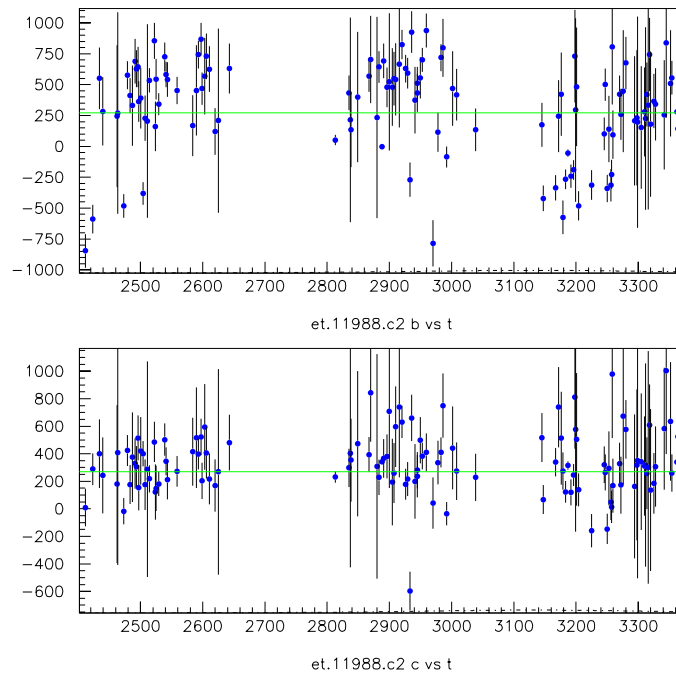


Fig. 6.16 : Illustration de l'amélioration de la dispersion d'une courbe de lumière (en bleu). En haut on a représenté la courbe de lumière avant correction des flux. La courbe après correction est en bas. Les flux sont donnés en ADU, les jours en "jours EROS". Le trait horizontal matérialise la ligne de base calculée avant correction des flux. L'étoile en question est très faible, et son flux est fortement affecté par les conditions de seeing et de masse d'air. Cette étoile est quasiment inutilisable pour l'analyse avant correction à cause de sa grande dispersion qui pourrait la cataloguer comme une étoile intrinsèquement variable, ce qui n'est plus le cas après correction.

Rapport des dispersions des flux corrigés et non corrigés

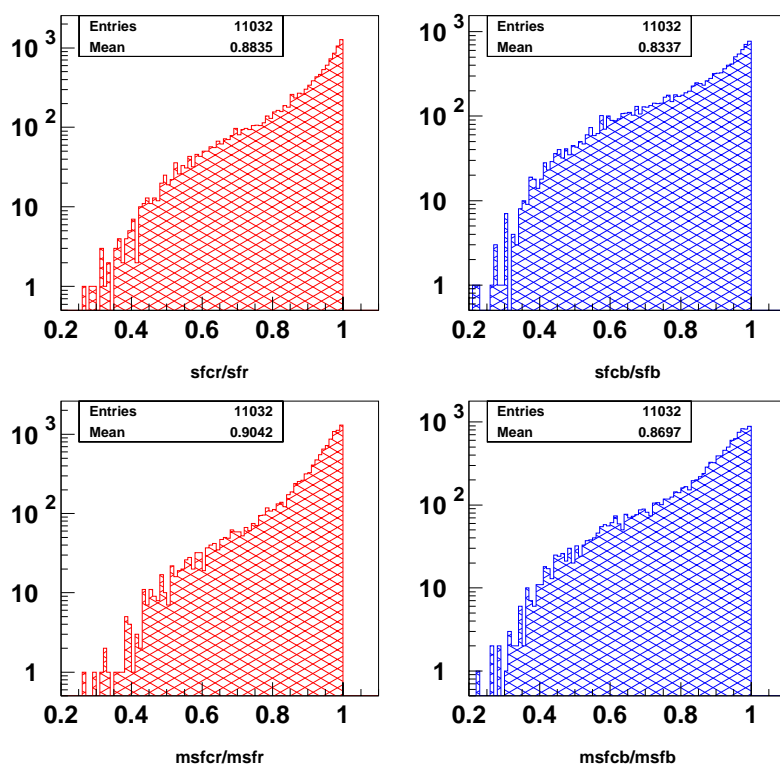


Fig. 6.17 : Comparaison des dispersions des flux corrigés et non corrigés en rouge (gauche) et bleu (droite), pour les données (haut) et le Monte Carlo (bas). On a représenté le rapport des dispersions des flux calculées après et avant correction. Dans tous les cas, on vérifie bien que l'on a diminué la dispersion des flux des courbes de lumière, conformément aux résultats de la section (sec. 6.4.3). On constate en moyenne 12 % d'amélioration en rouge, et près de 17 % en bleu.

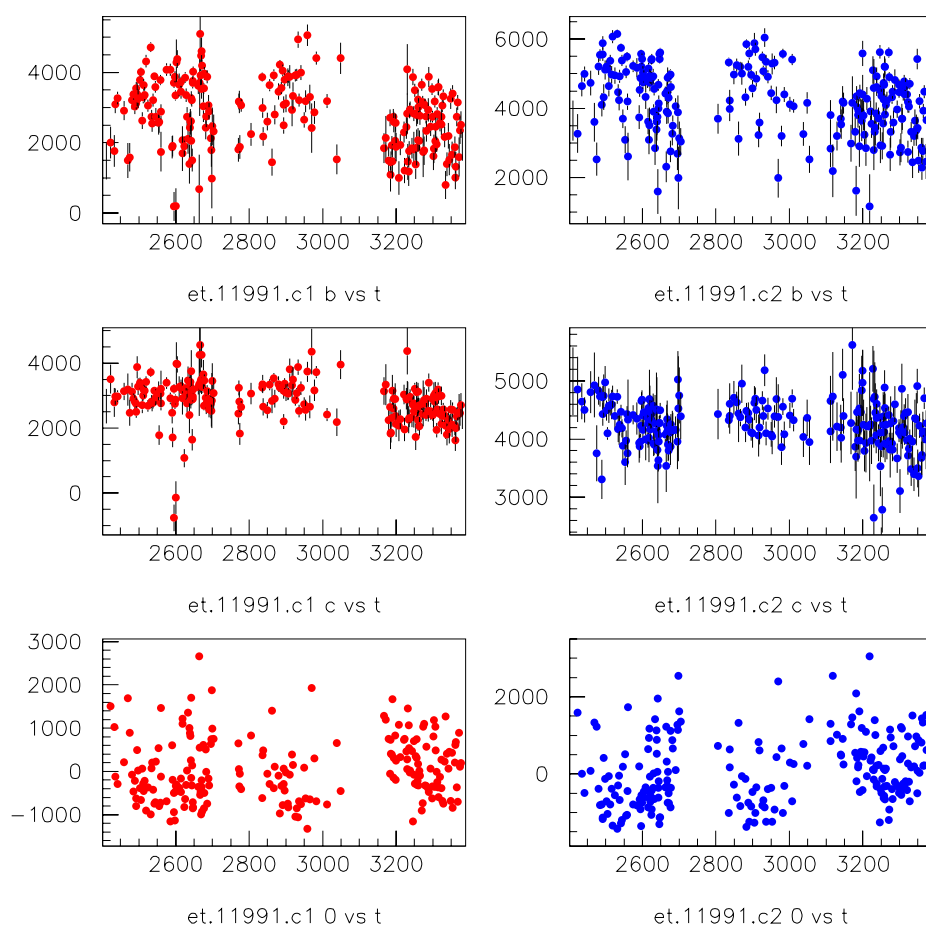


Fig. 6.18 : Correction des flux pour une étoile affectée d'une systématique fortement corrélée avec le seeing. La colonne de gauche représente la couleur rouge, et celle de droite la couleur bleue. En haut sont représentées les courbes de lumière originales. Les courbes corrigées sont au milieu. Les valeurs des corrections appliquées à chaque point sont données en bas. On constate l'effet très concluant de la correction dans les deux couleurs (notez le changement d'échelle de l'axes des ordonnées), même si l'effet est nettement plus marqué en bleu.

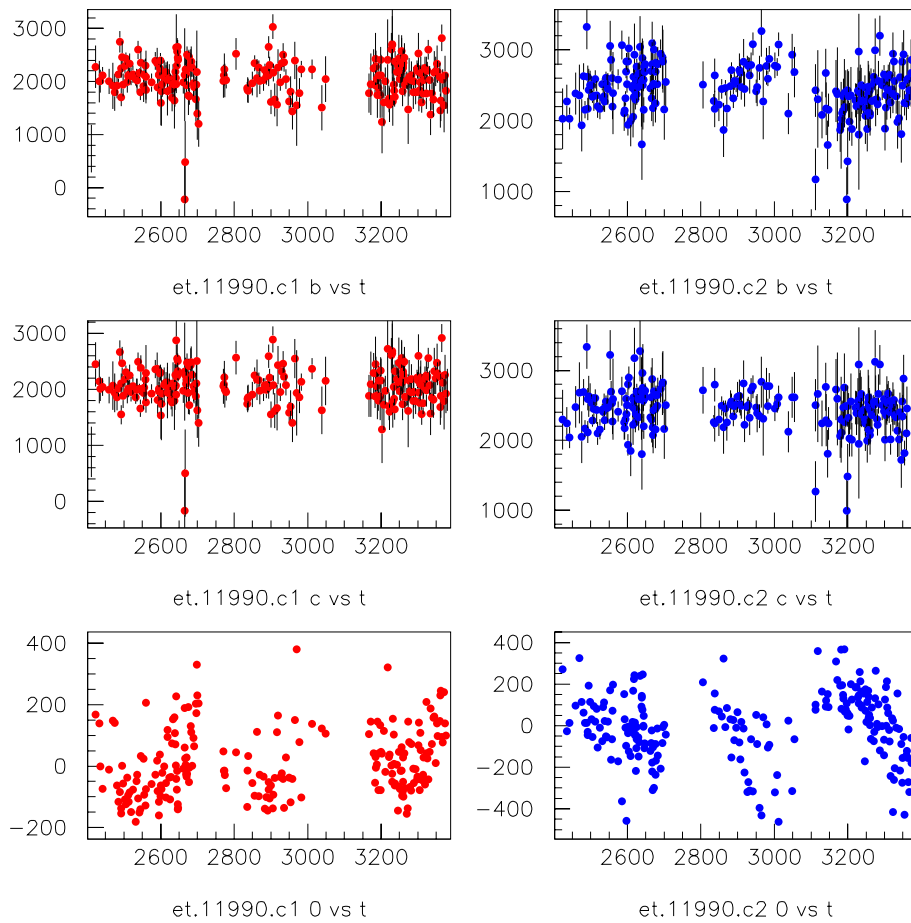


Fig. 6.19 : Correction des flux pour une étoile affectée d'une systématique fortement corrélée avec la masse d'air. La colonne de gauche représente la couleur rouge, et celle de droite la couleur bleue. En haut sont représentées les courbes de lumière originales. Les courbes corrigées sont au milieu. Les valeurs des corrections appliquées à chaque point sont données en bas. On constate l'effet très concluant de la correction dans les deux couleurs. Les corrections sont plus importantes en bleu qu'en rouge où l'effet systématique est moins important.

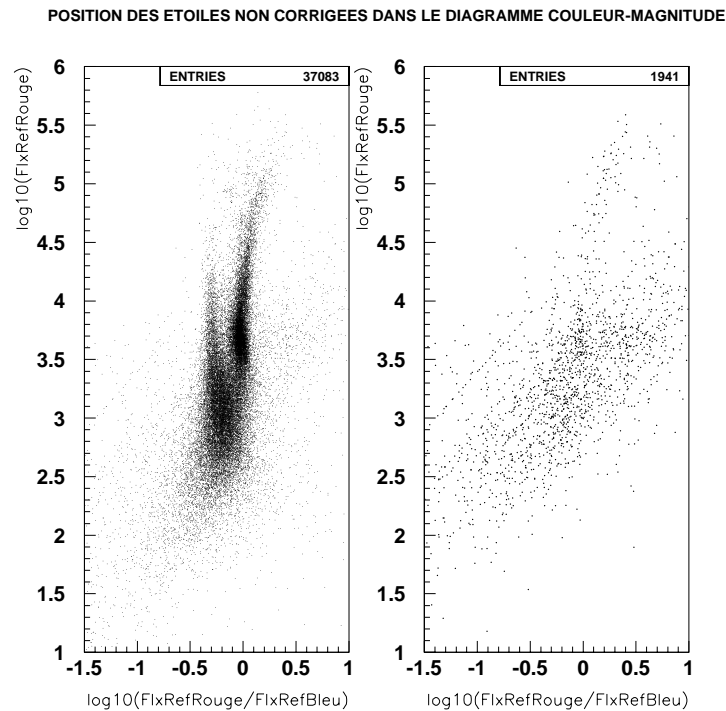


Fig. 6.20 : Position des étoiles de flux non corrigées dans le diagramme couleur-magnitude. On a représenté le diagramme couleur-magnitude pour toutes les étoiles du champ considéré (gauche), et pour les étoiles non-corrigées (droite). On choisit de ne pas corriger une étoile si la procédure dégrade sa dispersion interne de plus de 10 % après correction. Pour le champ en question, ce critère s'applique dans 5 % des cas. La population des étoiles non corrigées n'est pas représentative de la population des étoiles, et la majeure partie des étoiles dont les flux ne sont pas modifiés appartient à des zones typiques du diagramme couleur-magnitude peuplées d'étoiles variables. On remarque spécialement la trace de la branche des géantes rouges et la quasi-totalité des étoiles très rouges.

Comparaison des sigmas internes des flux corrigés et non corrigés

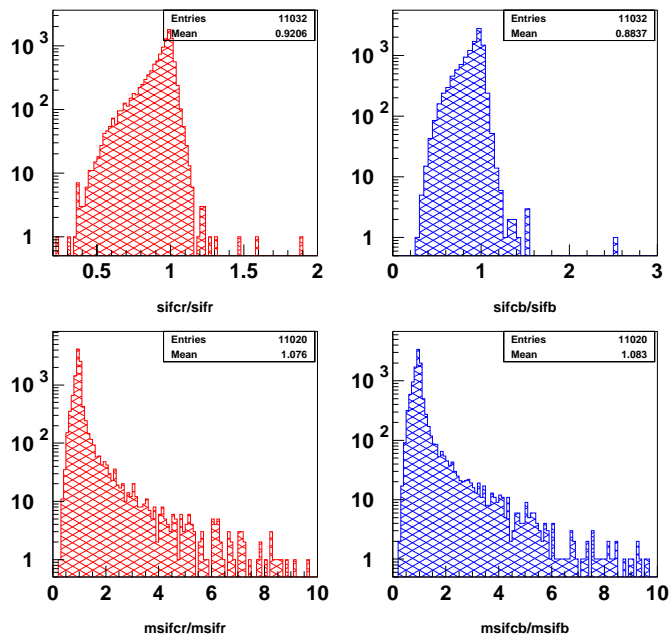


Fig. 6.21 : Distributions du rapport des dispersions internes des flux corrigés et non corrigés en rouge (gauche), et en bleu (droite), pour les données (haut) et les courbes simulées (bas). Dans le cas des données, ce rapport est quasiment toujours inférieur à 1, preuve que les courbes de lumière ne sont pas dégradées. Dans le cas de la simulation de microlentilles, ce rapport peut être supérieur à 1, si les flux d'un événement sont corrélés à une variable telle que le seeing ou la masse d'air. Pour éviter de dégrader la courbe de lumière de ces événements, on choisit de ne pas corriger les flux si la dispersion interne est dégradée de plus de 10%.

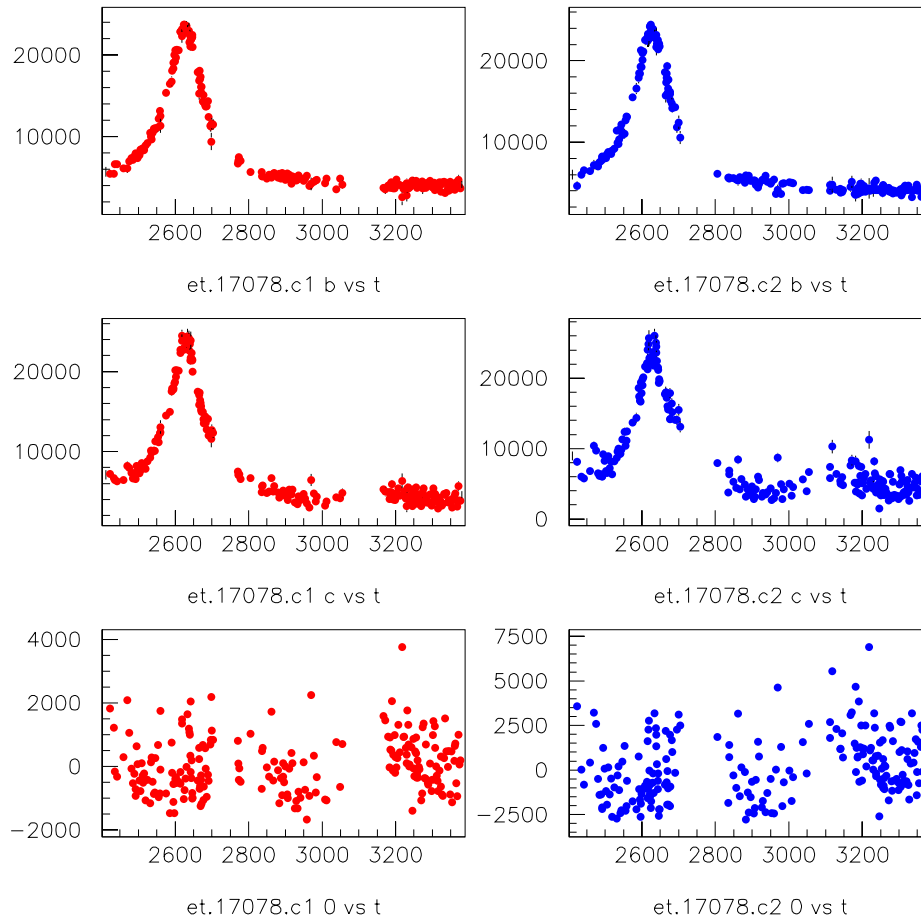


Fig. 6.22 : Correction imposée à une courbe de lumière simulée. La colonne de gauche représente la couleur rouge, et celle de droite la couleur bleue. En haut sont représentées les courbes de lumière originales. Les courbes corrigées sont au milieu. Les valeurs des corrections appliquées à chaque point sont données en bas. Dans l'analyse, cette courbe n'est en réalité pas corrigée car la dispersion intrinsèque des flux corrigés dépasse de plus de 10 % celui des flux non corrigés. Ici, on a volontairement représenté la correction que l'on aurait appliquée si l'on n'avait pas ajouté la coupure supplémentaire décrite dans la section (sec. 6.4.5). Cette mauvaise correction est induite par la corrélation accidentelle entre le seeing et les flux. La corrélation se trouve être importante car le "U" de seeing est au même moment que la montée de l'événement. Or, la correction calculée est proportionnelle au coefficient de corrélation entre le seeing et les flux (eq. 6.37); les corrections sont ainsi anormalement amplifiées sur toute la courbe de lumière.

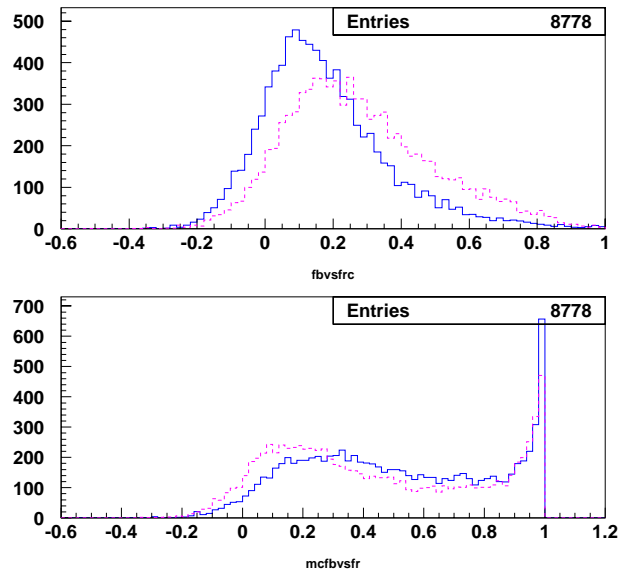


Fig. 6.23 : Distribution des coefficients de corrélation entre les flux rouge et bleu, avant (traits pointillés) et après (traits pleins) corrections, pour les données (haut), et les microlentilles simulées (bas). Pour les données, dans le cas de l'hypothèse nulle, on s'attendrait à avoir une distribution gaussienne centrée en 0, et de dispersion $\sigma_{nul} \sim 0.07$ (on a environ 200 points de mesure par courbe de lumière). Les 2 distributions observées sont loin du compte; cependant, on note l'amélioration de la distribution de ρ_{fr-fb} avec les flux corrigés. Dans ce cas, une coupure à $\rho_{fr-fb} > 0.7$ sélectionne moins de 2 % des étoiles (cette même coupure appliquée avant correction en sélectionne 3 fois plus). Dans le cas des microlentilles simulées, il y a évidemment une grande corrélation entre les flux liée à la génération de signaux identiques dans les deux couleurs.

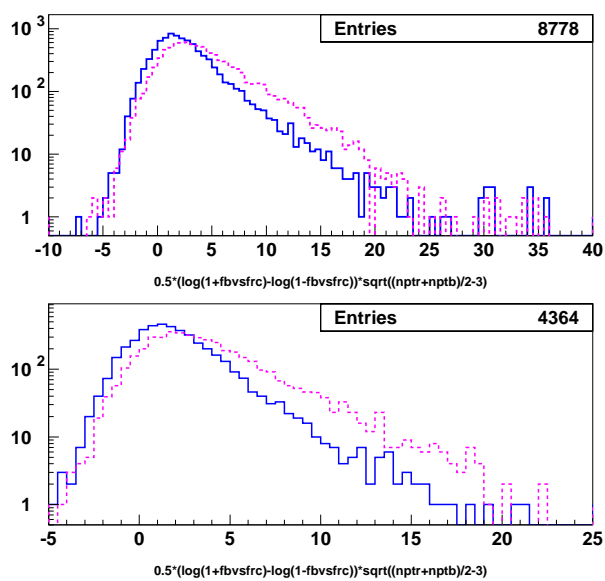


Fig. 6.24 : Utilisation de la variable de Fisher pour l'étude de la corrélation entre les flux rouge et bleu, avant (pointillés) et après (traits pleins) corrections pour les données : pour toutes les étoiles (avec 180 secondes de temps de pose) en haut, et pour les étoiles de flux supérieur à 3000 ADU en bas. La distribution est nettement améliorée avec les flux corrigés, où une coupure à $f_n > 15$ (accepté) sélectionne moins de 1 % des étoiles. On peut noter le comportement parabolique attendu du côté négatif, et un comportement linéaire (caractéristique d'une décroissance exponentielle) du côté positif.

Chapitre 7

Filtrage : Création des fichiers de suivi réduits

Comme nous l'avons vu au chapitre (chap. 4), le volume de données à analyser est considérable. Afin de faciliter les analyses ultérieures, je présente ici un processus utilisé pour réduire le volume de données d'un facteur 10, en conservant uniquement les étoiles ayant varié au moins une fois durant la période d'observation (sec. 7.1) et (sec. 7.2).

Je m'attache particulièrement au filtre de microlentilles (sec. 7.3) et au filtre d'étoiles variables (sec. 7.4) développés dans le cadre de cette thèse.

Pour finir, je décris d'autres filtres d'étoiles variables [Derue, 1998] utilisés en vue de conserver de tels astres pour des études astrophysiques ultérieures dans le cadre de la mise à disposition des données EROS (sec. 7.4) à la communauté astrophysique.

7.1 Programme d'élimination des étoiles stables

Les fichiers de suivi contiennent toutes les informations nécessaires à l'analyse. Le volume de stockage de l'information a été divisé par un facteur 2 par rapport aux images; néanmoins la quantité de données à manipuler demeure énorme. Pour 64 fichiers de suivi produits sur les 3 saisons d'observation, on a ~ 12000 blocs de 50 Mo, soit un total de 600 Go. Il est évident que seul le centre de calcul permet de gérer une telle quantité de données. Cependant, les machines du centre de calcul du CCIN2P3 de Lyon sont 3 fois plus lentes que celle du CEA/Saclay, et l'accès des fichiers sur disque prend aussi plus de temps qu'à Saclay. Lorsque l'on remarque que moins de 1% des étoiles sont intrinsèquement variables et que la probabilité d'observer un événement microlentille est encore bien plus faible, on aboutit à la conclusion que 99% de chaque fichier de suivi ne contient aucune information intéressante du point de vue des astres variables (mais on pourrait faire d'autres études avec toutes les étoiles, telle que l'étude des corrélations à deux étoiles dans les Nuages de Magellan). On applique donc une série de critères de sélection des étoiles ayant fluctué au moins une fois durant la période d'observation. L'objectif est de comprimer d'environ un facteur 10 les fichiers de suivi originaux. Les fichiers de suivi réduits sont donc plus facilement manipulables, et l'analyse finale peut être menée à bien localement (au CEA/Saclay), et ce à plusieurs reprises afin d'optimiser les programmes de séparation des microlentilles du fond. Au total, un filtre (avec 2 niveaux) orienté vers la recherche de microlentilles, et 3 filtres plus génériques orientés sur la recherche d'étoiles variables sont appliqués aux courbes de lumière. L'organisation du filtrage et les principes de fonctionnement des filtres sont donnés dans les sections suivantes.

7.2 Organisation générale du programme de filtrage et points techniques

Un des deux filtres de recherche d'étoiles variables [Derue, 1998] nécessite une première passe pour calculer la résolution photométrique moyenne des étoiles par gamme de flux. Le filtrage se déroule donc comme suit :

- Première passe : Calcul de la résolution photométrique par intervalle de flux.
- Deuxième passe : Application des différents filtres. On écrit un fichier contenant toutes les étoiles sélectionnées¹.
- Création du fichier de suivi réduit à partir de la liste engendrée ci-dessus. On renomme les fichiers de suivi en substituant la lettre *p* du champ de traitement par la lettre *f*. Par exemple, `lm02101nrp103.sv` devient `lm02101nrf103.sv`.

La base de donnée ErosDb du centre de calcul d'EROS a été modifiée afin de prendre en compte les fichiers de suivi réduits. En plus des suivis réduits, on crée des fichiers par quart de CCD filtré. Ils contiennent toutes les informations sur le déroulement du processus de filtrage. Ces fichiers ont la même racine que le fichier de suivi réduit en question, et on leur ajoute respectivement les extensions *1.hbk* et *2.hbk* pour les passes 1 et 2.

7.3 Filtrage orienté sur la recherche de microlentilles

7.3.1 Filtrage de niveau 1 : Recherche de fluctuations significatives

La première étape de l'analyse des courbes de lumière consiste à sélectionner les étoiles qui ont varié durant la période d'observation. C'est le but du filtre numéro 1 (Filtre1). Ce dernier est applicable, et appliqué ici, indépendamment dans les deux couleurs. Ce filtrage de premier niveau est très général : on recherche simplement une fluctuation significative sur les courbes de lumière. Dans cette section, on définit une fluctuation et sa signification statistique (par deux méthodes différentes)².

Définition d'une fluctuation

On considère la courbe de lumière d'une étoile comportant N_{cl} points de mesure dans une couleur donnée. Soit m_{cl} la moyenne des flux de l'étoile, σ_{cl} sa dispersion, et $F_{b,cl}$ son flux de base calculé par la méthode des changements de signe décrite à la section (sec. 6.3). Une bosse est définie comme un ensemble de N_b points consécutifs d'un même côté de la ligne de base³. Les conditions suivantes sont requises pour la validation d'une fluctuation :

- La fluctuation démarre par un point à plus de $1.5 \sigma_{cl}$ de $F_{b,cl}$.
- La fluctuation s'arrête si deux points consécutifs ne se trouvent pas à plus de $1.5 \sigma_{cl}$ de $F_{b,cl}$.
- La fluctuation est validée si elle comporte au moins 5 points.

L'échantillonnage typique des champs du LMC est d'environ 1 point tous les 5 jours durant les deux premières saisons d'observation. Une bosse de 5 points correspond à une durée d'environ 20 jours. Un événement comportant moins de 5 points dans le pic serait difficilement distinguable d'un bruit de fond ou d'une systématique du programme de photométrie. C'est pourquoi on a choisi le compromis de valider une bosse au-delà de 5 points significatifs.

¹ Une étoile est écrite dans ce fichier si elle a été sélectionnée par au moins un filtre dans au moins une couleur.

² Une fluctuation détectée sera aussi appelée "bosse".

³ La fluctuation est dite positive si les points sont au dessus du flux de base, et négative dans le cas contraire.

Estimateur LP_N

Pour estimer la signification statistique d'une bosse, on utilise l'estimateur LP_N développé par [Palanque-Delabrouille, 1997]. Si les points sont répartis de façon gaussienne autour de la ligne de base (F_b), la probabilité d'avoir N points consécutifs d'un même côté de la base à x_i écarts types est :

$$P(X_i > x_i, \forall i \in [1, N]) = \prod_{i=1}^{i=N} P(X_i > x_i) \tag{7.1}$$

$$= \prod_{i=1}^{i=N} \frac{1}{2} \operatorname{Erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right), \tag{7.2}$$

où l'écart type x_i est défini par

$$x_i = \left| \frac{F_i - F_b}{\sigma_i} \right|. \tag{7.3}$$

avec Erfc la *fonction erreur*; F_i et σ_i sont respectivement le flux et l'erreur associés au point i . L'estimateur LP_N est obtenu en prenant l'opposé du logarithme de la probabilité définie ci-dessus :

$$LP_N = N \log 2 - \sum_{i=1}^{i=N} \log \left(\operatorname{Erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right) \right). \tag{7.4}$$

On associe arbitrairement un signe positif à une fluctuation dont les points se situent au-dessus du flux de base, et vice-versa. Par rapport à la signification statistique qu'aurait donnée une loi de χ^2 , cet estimateur a tendance à donner plus de poids aux petites fluctuations comportant beaucoup de points, plutôt qu'aux séquences courtes de points "divergents" (souvent induites par des problèmes photométriques). Néanmoins, il manque une information à cet estimateur de signification de fluctuation. En effet, admettons que l'on ait une microlentille sur une courbe de lumière; la signification statistique est LP_{ML} . Si on mélange les temps des points qui sont dans la bosse et que l'on recalcule la signification statistique, on obtient aussi LP_{ML} . Autrement dit, ces estimateurs ne prennent pas en compte l'information temporelle, c'est-à-dire l'ordre des flux des points dans la bosse. Pourtant cette information est essentielle pour dissocier les microlentilles du bruit de fond, et l'on verra par la suite comment on peut la prendre en compte a posteriori dans la chaîne d'analyse. Dans le filtre, on sélectionne les courbes de lumières telles que (fig. 7.1) :

		zones		
		1, 2	3 à 10	
<u>Coupure fl</u> :	rouge	$LP_N > 15$	$LP_N > 10$	(7.5)
	bleu	$LP_N > 15$	$LP_N > 10$	

Estimateur $NRUN_{min}$

On utilise la statistique des changements de signe pour calculer la ligne de base (sec. 6.3.1). Pour cela, on recherche le flux qui maximise le nombre de changements de signe. On a alors run_{max} paquets de points consécutifs pour le flux test $F_{base} = (F_{test})_{NRUN_{max}}$, où $NRUN_{max}$ est la variable normalisée à la moyenne et à l'écart type attendu de cette statistique dans le cas de l'hypothèse nulle (eq. 6.23). A l'inverse, on peut rechercher le flux qui minimise le nombre de changements de signe, ce qui donne run_{min} paquets de points consécutifs pour le flux test $(F_{test})_{NRUN_{min}}$. Dans le cas d'une courbe de lumière plate, on s'attend à trouver une valeur de run_{min} proche de celle de run_{max} car, en principe, 95% des flux se trouvent dans un intervalle de $\pm 2\sigma_{cl}$ autour du flux moyen m_{cl} . Par contre, dans le cas d'une étoile variable ou d'une microlentille gravitationnelle, on doit minimiser le nombre de paquets de points consécutifs en s'écartant du flux de base. On s'attend alors à avoir $run_{min} \ll run_{max}$, ce qui permet de signer la présence d'une fluctuation sur la courbe de lumière. La fluctuation sera d'autant plus importante que le nombre de paquets run_{min} est faible. Cette méthode est, tout comme celle du calcul de la ligne de base,

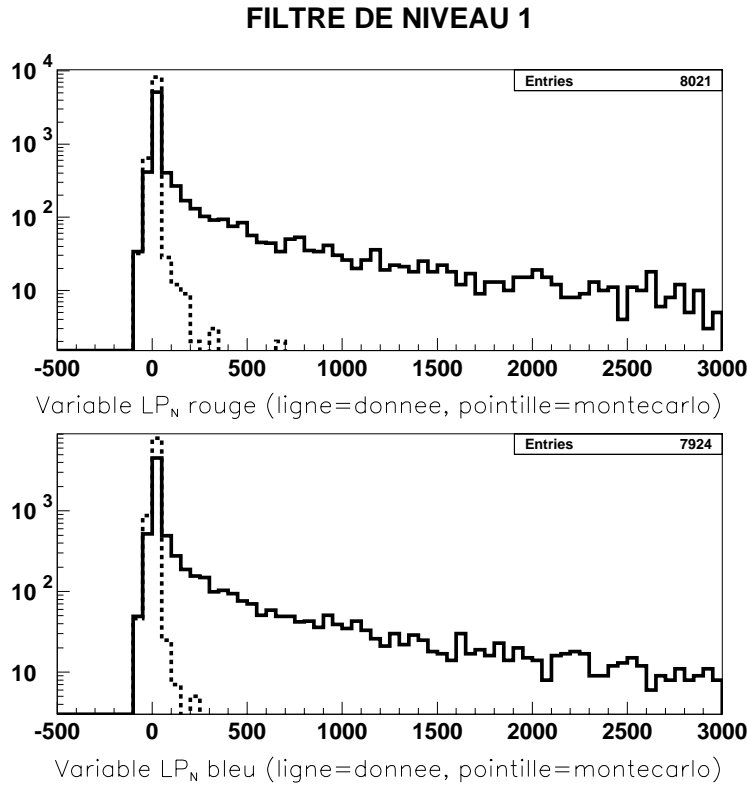


Fig. 7.1 : Distribution de l'estimateur LP_N (données et Monte Carlo). Contrairement à ce qui est donné dans la légende de la figure, le trait plein correspond au Monte Carlo, et le trait pointillé correspond aux données.

non paramétrique au sens où l'on utilise uniquement l'ordre des points sur la courbe de lumière. Il y a tout de même une restriction à faire dans le calcul de run_{min} , car si on considère tous les flux tests pour la recherche, on trouvera toujours $run_{min} = 1$ pour les deux flux extrema de la courbe de lumière en question. On utilise donc tous les points pour la recherche de run_{min} , mais on limite l'excursion du flux test F_{test} à $\pm 34\%$ de la médiane de la distribution des flux. Pour le filtrage, on sélectionne les courbes de lumière telles que (fig. 7.2) :

		zones		
		1,2	3 à 10	
<u>Coupure f2</u> :	rouge	$NRUN_{min} < -7$	$NRUN_{min} < -4$	(7.6)
	bleu	$NRUN_{min} < -7$	$NRUN_{min} < -4$	

La variable $NRUN_{min}$ a la particularité de ne pas prendre en compte l'erreur sur les flux; son calcul est de plus extrêmement rapide (il se fait en même temps que celui de la ligne de base). Dans l'analyse, on sélectionne le "ou" de ces deux premières coupures. D'ailleurs, nous nous sommes rendu compte que les variables LP_N et $NRUN_{min}$ sont fortement corrélées (fig. 7.3).

7.3.2 Filtrage de niveau 2 : Amélioration du rapport signal/bruit

Alors que l'objectif du filtre de niveau 1 est de rechercher des fluctuations significatives sur les courbes de lumière, celui du filtre de niveau 2 est de faire le tri entre les fluctuations physiques et les variations induites par des problèmes photométriques, et les étoiles variables à grande dispersion dans la bosse détectée. Les deux critères de sélection inventés à cette fin sont décrits ci-dessous.

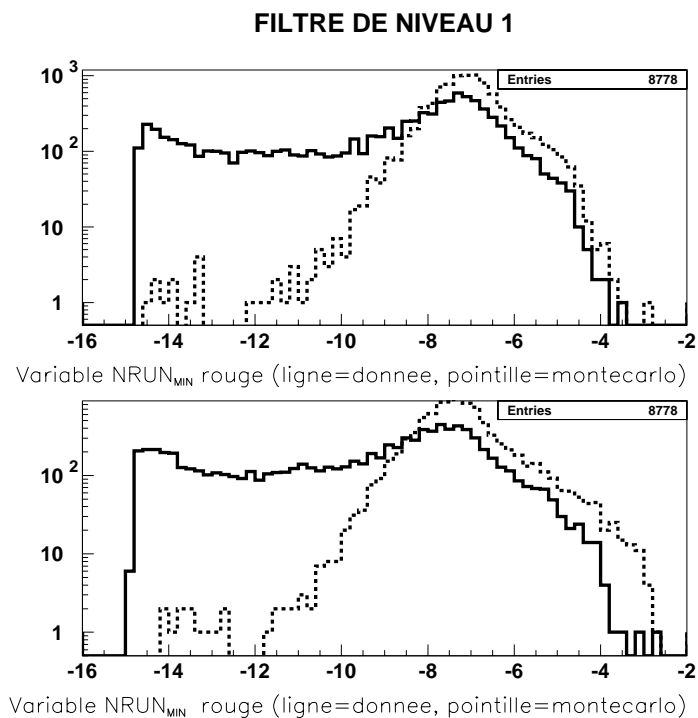


Fig. 7.2 : Distribution de l'estimateur $NRUN_{min}$ (données et Monte Carlo). Contrairement à ce qui est donné dans la légende de la figure, le trait plein correspond au Monte Carlo, et le trait pointillé correspond aux données.

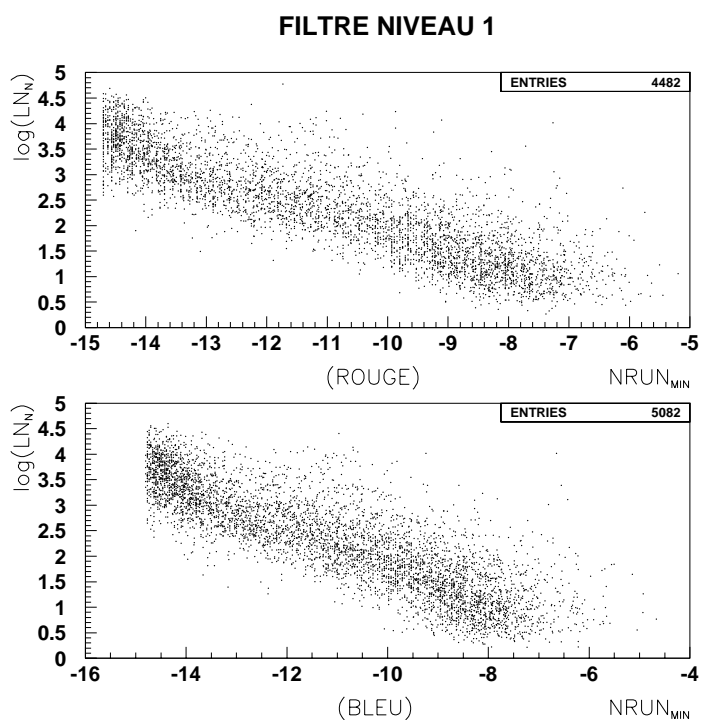


Fig. 7.3 : Corrélation entre les estimateurs $NRUN_{min}$ et LP_N .

Variable ψ utilisée pour améliorer le rapport signal sur bruit

Même après la correction systématique des flux des courbes de lumière (sec. 6.4), il subsiste des bosses non physiques. Il s'agit souvent de points consécutifs associés à une période de mauvais temps, ou à un problème technique temporaire (reflet de la lune sur les caméras par exemple ...). Pour améliorer le rapport signal sur bruit, on utilise la méthode suivante :

- On filtre la courbe de lumière à l'aide d'une fenêtre glissante de cinq points. Pour les N-5 fenêtres, on calcule la moyenne et la dispersion des flux.
- On appelle H la fenêtre dont la valeur moyenne est maximale, et L celle dont la valeur moyenne est minimale.
- On calcule σ_{hb} la dispersion des flux hors de la fluctuation détectée.

On définit la variable ψ telle que

$$\psi = \frac{H - L}{\sigma_{hb}} . \quad (7.7)$$

Dans le filtre, après la première sélection du filtre de niveau 1, on sélectionne les étoiles telles que :

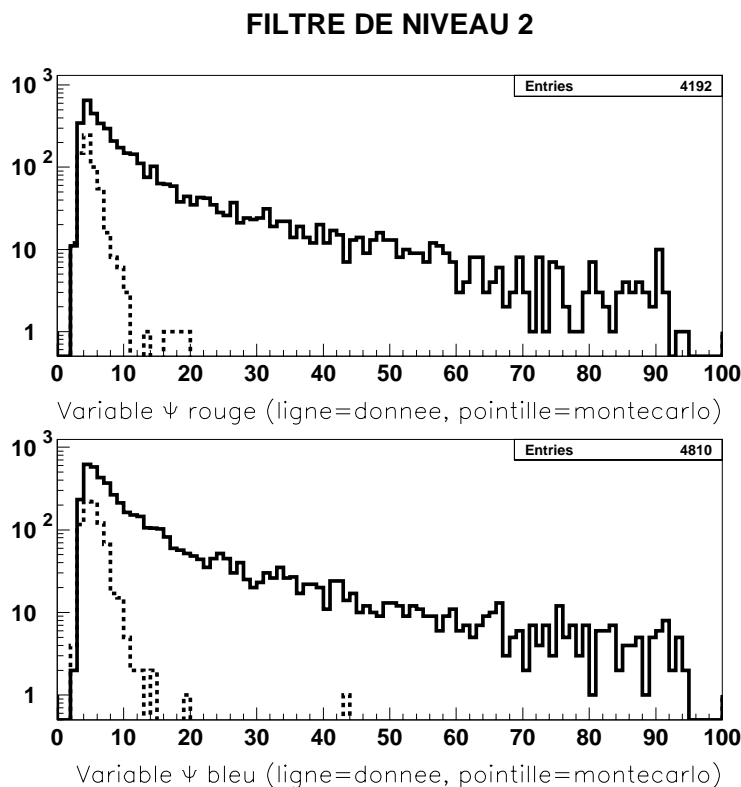


Fig. 7.4 : Variable $\psi = (H - L)/\sigma_{hb}$ d'amélioration de signal sur bruit. Contrairement à ce qui est donné dans la légende de la figure, le trait plein correspond au Monte Carlo, et le trait pointillé correspond aux données.

Coupure f3 :

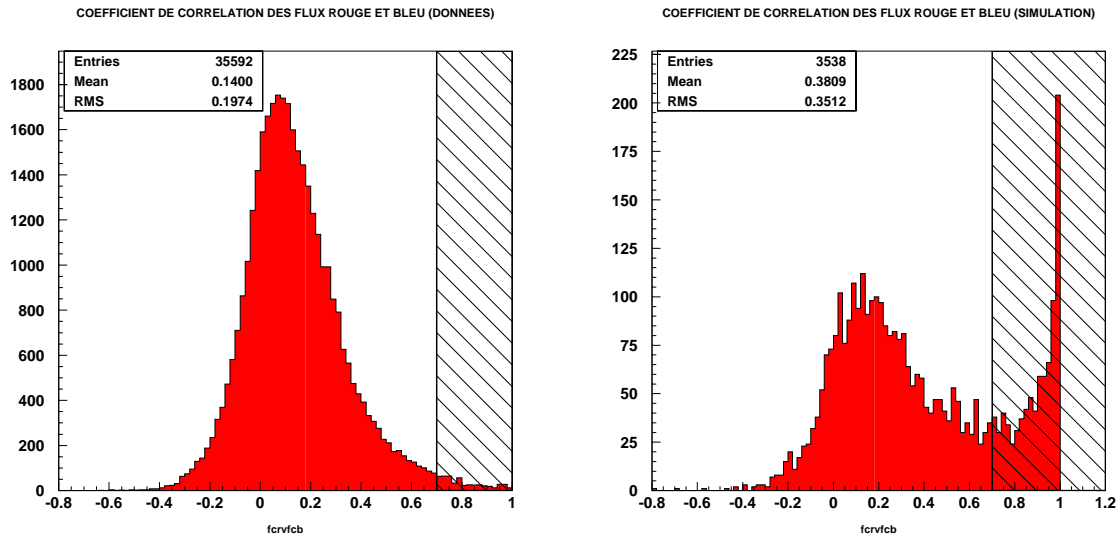
		zones	
		1, 2	3 à 10
rouge	$\psi > 4$	$\psi > 4$	$\psi > 4$
bleu	$\psi > 4$	$\psi > 4$	$\psi > 4$

(7.8)

7.4 Filtrage des étoiles dont les flux rouge et bleu sont fortement corrélés

Au chapitre (chap. 6), on a vu que la méthode de correction des flux permettait de rendre exploitable, pour l'analyse, le coefficient de corrélation entre les flux corrigés rouge et bleu ($\rho_{frc-fbc}$). La distribution des variables $\rho_{frc-fbc}$ associées à chaque étoile est représentée sur la figure (fig. 7.5), pour les données et les événements simulés. Dans le filtre, on accepte les étoiles telles que :

$$\text{Critère de corrélation} : \rho_{frc-fbc} > 0.7 . \quad (7.9)$$



(a) Distribution de $\rho_{frc-fbc}$ pour les données. En l'absence de corrélation, on s'attend à $\langle \rho_{frc-fbc} \rangle \sim 0$ et $\sigma_{\rho_{frc-fbc}} \sim 0.07$. La distribution expérimentale a le comportement attendu pour les anticorrélations.

(b) Distribution de $\rho_{frc-fbc}$ pour les événements microlentilles simulés, sur la période d'observation ± 150 jours. u_0 est tiré entre 0 et 2, et Δt entre 10 et 250 jours.

Fig. 7.5 : Filtrage des étoiles variables : Utilisation du coefficient de corrélation $\rho_{frc-fbc}$ des flux rouge et bleu (données et Monte Carlo). Les zones d'acceptance sont représentées par les parties hachurées ($\rho_{frc-fbc} > 0.7$).

Ce nouveau critère a l'avantage de pouvoir sélectionner des étoiles ayant faiblement varié de façon achromatique. On peut ainsi récupérer d'éventuels candidats longs et peu amplifiés, susceptibles d'échapper au critère de signification minimale de la bosse (petit LP_N ou/et grand $NRUN_{min}$).

7.5 Filtrage des étoiles variables

Les filtres microlentilles sont tous fondés sur la détection d'une fluctuation, en comparant le flux des points de la bosse à la ligne de base en unité de dispersion de la courbe de lumière. Cette méthode, associée aux coupures d'amélioration du rapport signal sur bruit, laisse échapper les étoiles variables à courte période, ou de très grande dispersion. Pour conserver la possibilité de faire une recherche systématique des étoiles variables périodiques de type Céphéides ou RR-Lyrae, deux filtres, développés par [Derue, 1998], ont été appliqués aux courbes de lumière. Une recherche de période sur les dizaines de millions d'étoiles analysées serait coûteuse en temps de calcul et inutile dans 99% des cas. Les filtres utilisent donc des caractéristiques génériques des

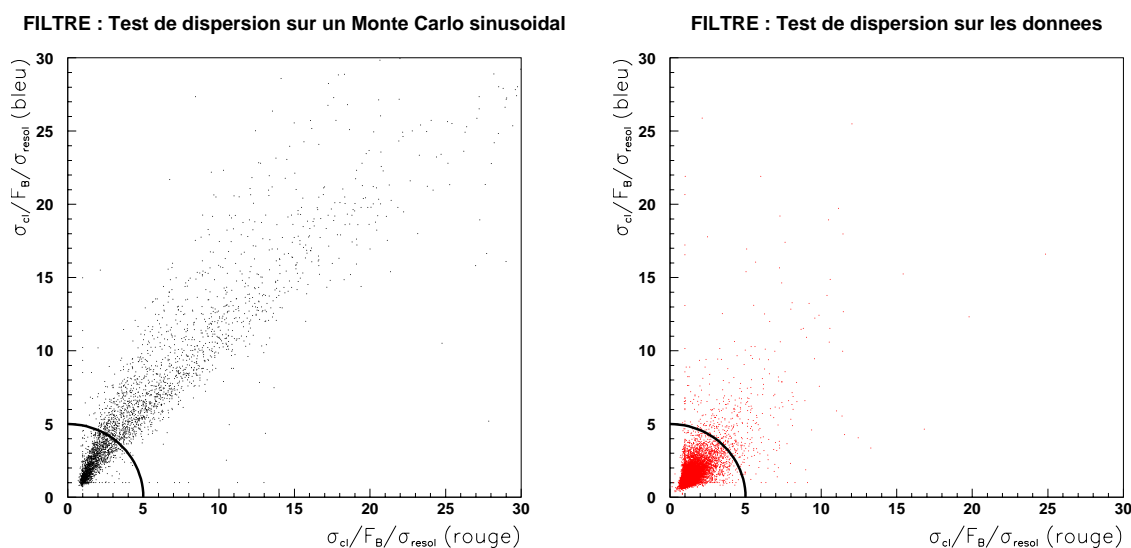
étoiles variables autres que leur périodicité. Dans ce qui suit, le choix des coupures est effectué en comparant les données et un Monte Carlo d'étoiles variables sinusoïdales. On engendre des périodes comprises entre 0.2 et 30 jours et des amplitudes de modulation pic-à-pic comprises entre 20% et 100%.

7.5.1 Filtre variable 1 : Test de dispersion des flux

On considère la courbe de lumière d'une étoile comportant N_{cl} points de mesure dans une couleur donnée. Soit σ_{cl} la dispersion de la courbe de lumière, et $F_{b,cl}$ le flux de base. Ce filtre compare la dispersion relative des flux $\sigma_{cl}/F_{b,cl}$ à la résolution photométrique moyenne $\langle\sigma_{resol}\rangle$ pour les étoiles appartenant à la même gamme de flux. On définit la variable de sélection ς par :

$$\varsigma = \frac{\sigma_{cl}/F_{b,cl}}{\sigma_{resol}} . \quad (7.10)$$

Dans le cas d'une étoile non variable, on s'attend à avoir $\varsigma \sim 1$; la variable ς est plus élevée dans le cas d'une étoile variable (fig. 7.7). Dans le filtre, les deux couleurs sont combinées pour sélectionner



(a) Cas du Monte Carlo sinusoïdal. Les périodes sont engendrées entre 0.2 et 30 jours et les amplitudes de modulation pic-à-pic sont comprises entre 20% et 100%.

(b) Cas des données.

Fig. 7.6 : Filtrage des étoiles variables : principe du test de dispersion. Dans les deux cas, la zone d'acceptance se situe au-delà du quart de cercle centré en (1,1) et de rayon $\sqrt{25}$

une étoile :

$$\text{Critère de dispersion} : (\varsigma(\text{rouge}) - 1)^2 + (\varsigma(\text{bleu}) - 1)^2 \geq 25 . \quad (7.11)$$

Dans le plan $(\varsigma(R), \varsigma(B))$, la zone d'acceptance est au-delà d'un cercle centré sur le point (1,1) et de rayon $\sqrt{25}$. L'effet de cette coupure est illustré sur la figure (fig. 7.6) dans le cas des données et du Monte Carlo.

7.5.2 Filtre variable 2 : Test de Kolmogorov-Smirnov

On considère une courbe de lumière comportant N_{cl} points de mesures, et $G(f)$ la fonction de répartition expérimentale des flux f . Le test de *Kolmogorov-Smirnov* (*KS*) est utilisé pour

Filtre : Resolution photometrique

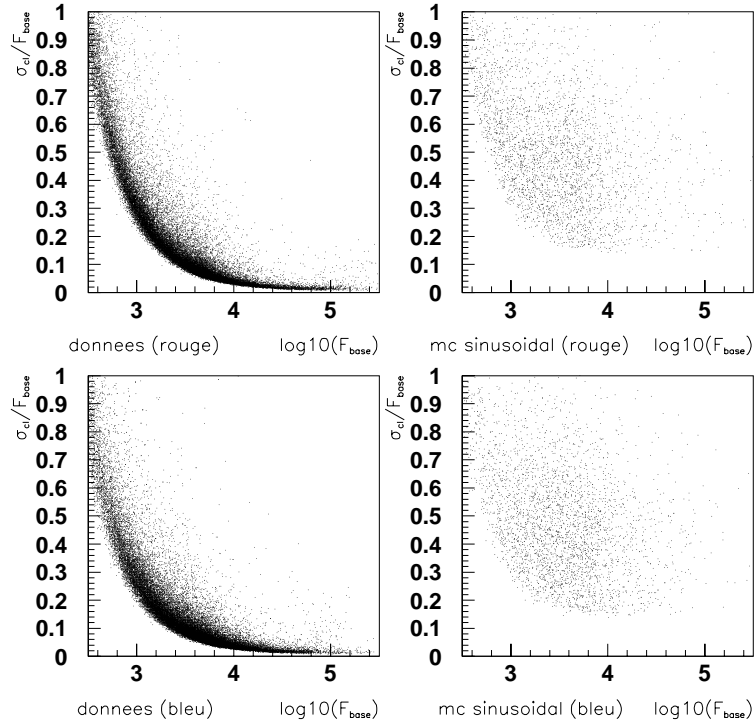


Fig. 7.7 : Filtrage des étoiles variables : résolution photométrique pour les données (gauche) et le Monte Carlo sinusoïdal (droite), en rouge (haut) et bleu (bas). Dès 1000 ADU on peut raisonnablement distinguer les étoiles variables par le critère de dispersion.

sélectionner les étoiles dont les flux suivent une loi de répartition théorique $P(f)$. On définit $S_{N_{cl}}(f)$ la distribution cumulée des flux

$$S_{N_{cl}}(f) = \frac{i}{N_{cl}}, \quad (7.12)$$

où i est le nombre de mesures de flux inférieur ou égal à f . L'écart entre les répartitions théorique et mesurée est la valeur maximale du module de la différence entre la fonction de répartition statistique cumulée $S_N(f)$ et la fonction de répartition cumulée théorique $P(f)$:

$$D = \max |S_{N_{cl}}(f_i) - P(f_i)|, \quad f_i = f_1, \dots, f_{N_{cl}}. \quad (7.13)$$

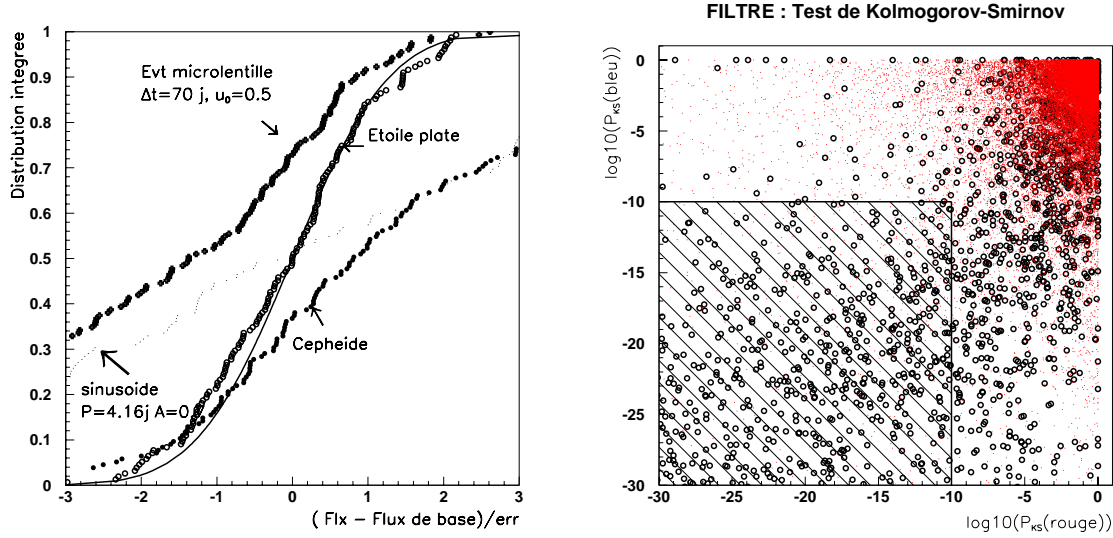
Dans le cas d'un grand nombre d'observations indépendantes N_{cl} , la probabilité P_{KS} d'avoir un écart supérieur à D est

$$P_{KS} = 1 - \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k e^{-2k^2\lambda^2} \quad \text{où } \lambda = D\sqrt{N_{cl}}. \quad (7.14)$$

Dans le filtre, on teste la compatibilité des mesures de flux d'une étoile donnée avec l'hypothèse théorique d'une étoile non variable. Essentiellement deux cas sont à distinguer :

$$P_{KS} \ll 1 \quad \longrightarrow \quad G \neq P \quad (7.15)$$

$$P_{KS} \sim 1 \quad \longrightarrow \quad G \sim P \quad (7.16)$$



(a) Les distributions cumulées de la variable réduite $f - F_{b,cl}/\sigma_{cl}$ sont représentées pour une étoile non variable mesurée, une micro-lentille ($\Delta t = 70$ jours, $u_0 = 0.5$), une étoile variable simulée (de 4.16 j de période et d'amplitude pic-à-pic de 70%), et une céphéide du LMC de même période. Le trait plein correspond à l'hypothèse nulle (gaussienne réduite centrée). Cette figure est tirée de [Derue, 1998].

(b) Position des étoiles (données et Monte Carlo) dans le plan $(\log(P_{KS}(\text{rouge})), \log(P_{KS}(\text{bleu})))$, où P_{KS} est le niveau de confiance du test KS . Les points correspondent aux données, et les cercles au Monte Carlo d'étoiles variables sinusoïdales. La zone d'acceptance est la partie hachurée de la figure; elle a été choisie afin de conserver 1% des étoiles.

Fig. 7.8 : Filtrage des étoiles variables : principe du test de *Kolmogorov-Smirnov*

Sur la figure (fig. 7.8) on a représenté les distributions intégrées de la variable réduite $(f - F_{b,cl})/\sigma_{cl}$ pour une courbe de lumière plate, une micro-lentille, une étoile variable sinusoïdale simulée et pour une céphéide. On a aussi tracé la courbe théorique attendue dans le cas de l'hypothèse nulle. Dans le cas de la courbe plate expérimentale, la distribution des flux doit être une gaussienne réduite centrée en 0 (si les erreurs sont distribuées selon une loi normale). On vérifie bien que la courbe théorique est compatible avec la distribution expérimentale des flux. Les courbes qui matérialisent les distributions cumulées des étoiles ayant varié sont nettement différentes (la distance D est déjà à l'oeil bien plus importante). Les deux couleurs sont combinées pour filtrer une étoile d'après ce critère. L'étoile est sélectionnée si

$$\text{Critère de KS} : P_{KS}(\text{rouge})^2 + P_{KS}(\text{bleu})^2 \leq 10^{-20} . \quad (7.17)$$

L'effet de cette coupure est représenté sur la figure (fig. 8(b)). Les données (points) et une simulation Monte Carlo d'étoiles variables sinusoïdales (fig. 7.8) sont présentées dans le plan $(\log(P_{KS}(\text{rouge})), \log(P_{KS}(\text{bleu})))$. Les étoiles variables se distinguent nettement par leurs petites valeurs de P_{KS} ; on positionne la coupure de façon à conserver environ 2% des étoiles des fichiers de suivi.

7.6 Conservation d'un échantillon d'étoiles typiques

Il est de haute importance de garder, dans les fichiers de suivi réduits, un échantillon d'étoiles sélectionnées aléatoirement. Ces étoiles vont nous permettre de calculer l'efficacité de la chaîne d'analyse de façon non biaisée à partir des simulations d'effets de micro-lentille. On peut de plus

valider l'analyse finale sur cet échantillon afin de vérifier les coupures. Il est aussi utile de pouvoir construire un diagramme couleur-magnitude de la population étudiée. On choisit de sélectionner 2% des étoiles. Avec environ 1000 quarts de CCD analysés, comportant chacun 25000 étoiles, on dispose grossièrement de 500000 étoiles différentes pour la simulation.

7.7 Bilan du filtrage

Dans un premier temps, l'ensemble des filtres a été appliqué à 43 champs du LMC, pour les deux premières saisons (1996-98). Ensuite, 64 champs ont été filtrés, pour trois saisons d'observations (1996-99). Le filtre dédié à la recherche de microlentilles, ainsi que le filtre fondé sur la corrélation des flux des deux couleurs ont été appliqués aux flux corrigés (voir (sec. 6.4)). Nous avons ainsi amélioré la réjection des faux candidats en restant à un niveau d'acceptance du Monte Carlo constant. Le bilan global du filtrage de ces 64 champs (3 saisons) est présenté dans la table (tab. 7.7). La colonne *efficacité* représente la fraction de la mosaïque CCD qui a été réellement utilisée; la fraction manquante correspond aux échecs de la réduction photométrique, voir le chapitre (chap. 5). La colonne *utilisés* correspond au nombre d'étoiles réellement utilisées. La colonne *extrapolé* indique le nombre d'étoiles que l'on aurait si tous les quarts de CCD du champ considéré avaient été traités. La colonne *variables* indique la fraction d'étoiles sélectionnée par les deux filtres d'étoiles variables (sec. 7.5); la colonne *microlentille* correspond aux étoiles sélectionnées par le filtre microlentille (sec. 7.3). Enfin, la dernière colonne indique, la fraction totale d'étoiles sélectionnées dans le catalogue d'étoiles de départ. Pour conclure, la dernière ligne correspond à la totalité des 64 champs analysés.

La variation de l'efficacité du filtre microlentille, en fonction des paramètres u_0 , t_0 , Δt , et $\log_{10}(F_{base})$ est donnée sur la figure (fig. 7.9). La variation d'efficacité du filtre des étoiles variables, en fonction de la période de variation, de l'amplification de la modulation, et des flux de base est donnée sur la figure (fig. 7.10). La variation de l'efficacité du filtre de corrélation sur les étoiles variables est donnée à la figure (fig. 7.11).

Champ	efficacité (%)	# $\times 10^3$ d'étoiles		% d'étoiles filtrées		
		utilisés	extrapolé	variables	microlentilles	total
lm001	79	555.3	702.9	3.6	13.0	14.1
lm002	68	483.6	711.2	2.9	12.0	15.2
lm003	71	442.2	622.8	1.7	5.4	9.8
lm004	64	393.9	615.5	1.4	5.3	8.9
lm005	61	355.7	583.1	1.2	2.3	5.7
lm006	71	393.4	554.1	0.4	2.0	4.3
lm009	89	617.8	694.1	3.3	11.8	16.0
lm010	79	523.3	662.4	13.9	4.9	20.9
lm011	79	482.6	610.9	2.3	4.3	9.4
lm012	50	305.6	611.2	2.4	4.3	9.1
lm015	79	470.8	595.9	1.1	3.1	6.2
lm016	75	471.7	628.9	2.2	4.6	9.3
lm017	43	276.8	643.6	1.7	3.7	7.6
lm018	86	550.0	639.5	2.3	4.6	10.0
lm019	96	604.3	629.5	1.6	3.6	8.0
lm020	68	413.9	608.7	1.6	3.5	7.4
lm021	71	420.7	592.5	2.1	4.8	9.4
lm022	82	490.9	598.6	1.7	3.8	7.9

Suite page suivante ...

<i>Suite de la page précédente ...</i>						
Champ	efficacité (%)	utilisés	extrapolé	variables	microlentilles	total
lm023	79	439.0	555.7	1.0	2.7	5.8
lm024	61	341.3	559.6	1.3	2.5	6.1
lm025	71	388.4	547.1	1.2	2.1	5.7
lm026	50	269.6	539.2	0.9	2.4	5.1
lm027	75	410.8	547.8	0.5	1.4	3.7
lm028	79	434.4	549.8	0.5	2.3	4.8
lm029	82	477.9	582.9	0.9	2.6	5.9
lm030	71	437.6	616.3	1.0	3.1	6.4
lm031	50	298.4	596.9	2.3	4.8	9.3
lm032	79	466.6	590.6	1.7	4.0	8.0
lm033	79	439.0	555.7	2.2	6.4	10.3
lm034	64	361.3	564.5	2.3	8.0	11.9
lm035	54	291.6	540.0	1.6	4.0	7.9
lm036	79	433.3	548.5	2.0	4.7	9.1
lm037	68	379.0	557.3	0.9	3.4	6.3
lm038	79	428.3	542.1	0.6	1.6	4.3
lm039	68	361.6	531.7	0.6	1.6	4.1
lm040	86	466.5	542.4	0.5	1.8	4.1
lm042	61	326.6	535.4	0.9	2.1	5.1
lm043	75	427.0	569.4	1.0	5.5	8.3
lm044	86	483.4	562.1	1.4	3.1	6.8
lm045	50	277.1	554.2	1.3	3.0	6.6
lm046	79	433.1	548.2	1.7	3.5	7.3
lm047	79	428.1	542.0	1.4	3.9	7.6
lm048	25	141.7	566.7	0.4	1.5	4.0
lm049	64	343.9	537.3	0.6	2.4	5.0
lm053	75	447.4	596.5	0.5	2.7	5.2
lm054	86	525.7	611.2	1.5	2.9	6.9
lm055	14	88.7	633.8	1.8	3.6	8.1
lm056	75	449.0	598.7	1.5	5.6	9.6
lm057	21	60.3	287.3	1.6	3.8	7.2
lm058	71	444.2	625.6	2.0	6.5	11.0
lm059	86	542.3	630.6	2.0	5.5	10.6
lm060	68	415.9	611.7	1.6	5.7	10.1
lm061	75	414.9	553.2	3.0	2.9	7.9
lm062	54	295.0	546.2	0.3	1.7	3.9
lm063	68	378.0	555.9	0.5	1.7	4.1
lm066	89	528.1	593.3	0.5	3.8	6.0
lm067	86	523.8	609.1	1.5	3.8	7.4
lm068	79	457.0	578.5	0.5	2.5	4.8
lm069	79	468.6	593.2	0.4	3.1	5.4
lm070	75	458.8	611.7	1.5	4.3	8.3
lm071	46	280.4	609.6	1.6	3.9	8.1
lm073	82	474.1	578.1	1.2	2.9	6.0
lm074	79	441.8	559.2	0.4	1.6	3.8
lm082	79	440.3	557.3	0.5	1.0	3.3
Total	70	26372.0	37329.3	1.7	4.1	7.9

Tab. 7.1 : Bilan du processus de réduction des fichiers de suivi. La première colonne indique le champ, la deuxième indique la fraction de quarts de CCD produits (sur 7 CCDs), la troisième donne le nombre étoiles filtrées, la quatrième donne le nombre d'étoiles qui auraient été filtrées si tous les quarts de CCD du champ

avaient été produits; les 3 dernières colonnes indiquent le pourcentage d'étoiles sélectionnées par chacun des filtres.

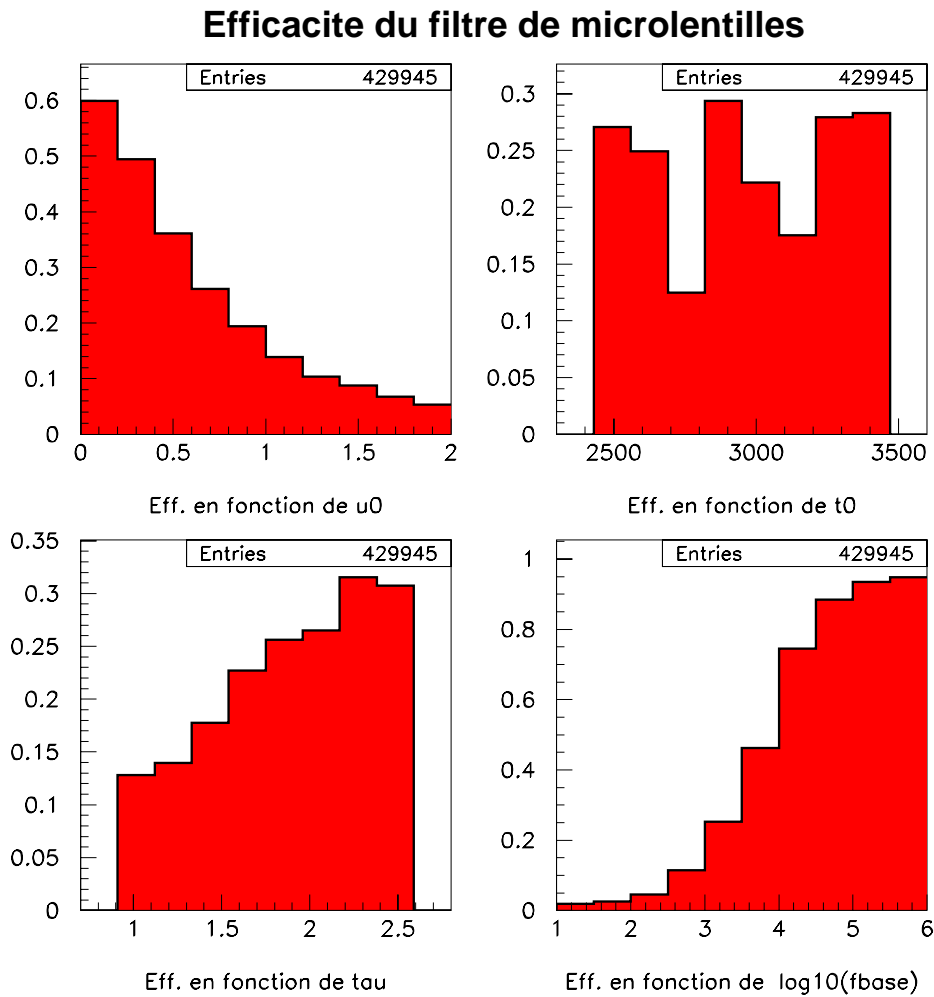


Fig. 7.9 : Evolution de l'efficacité du filtre en fonction des paramètres caractérisant les événements : $u_0 \in [0, 2]$ (haut gauche), $t_0 \in [2480, 3325]$ jours EROS (haut droit), $\Delta t \in [10, 350]$ jours (bas gauche, l'axe est en échelle logarithmique), et du flux de base (bas droit). On a moyenné les résultats du filtre sur 8 champs typiques (lm024, lm025, lm026, lm027, lm036, lm037, lm038, lm039). Contrairement au cas de l'analyse finale, les efficacités sont normalisées sur la période d'observation et à $(u_0)_{max} = 2$. En ce qui concerne l'efficacité en fonction de l'instant de génération t_0 , les deux premiers intervalles représentent la première saison d'observation, le troisième la première intersaison, et ainsi de suite jusqu'aux deux derniers qui s'identifient à la troisième saison d'observation. La deuxième saison (bins 4 et 5) est moins bien échantillonnée (plus de champs observés), on a donc une légère chute d'efficacité. L'efficacité est aussi affectée par les périodes d'inobservabilité du LMC (mai à juillet). Le trou de la dernière intersaison est moins important que le précédent car on a allongé la période d'observabilité en prenant des clichés du LMC assez bas sur l'horizon et à grand angle horaire (valeur absolue). On peut noter que l'efficacité intégrée sur les paramètres autres que le flux de base est de seulement 10% au-dessous de 1000 ADU (plus de 50% des étoiles), et moins en deçà, là où la résolution photométrique est meilleure que 40%.

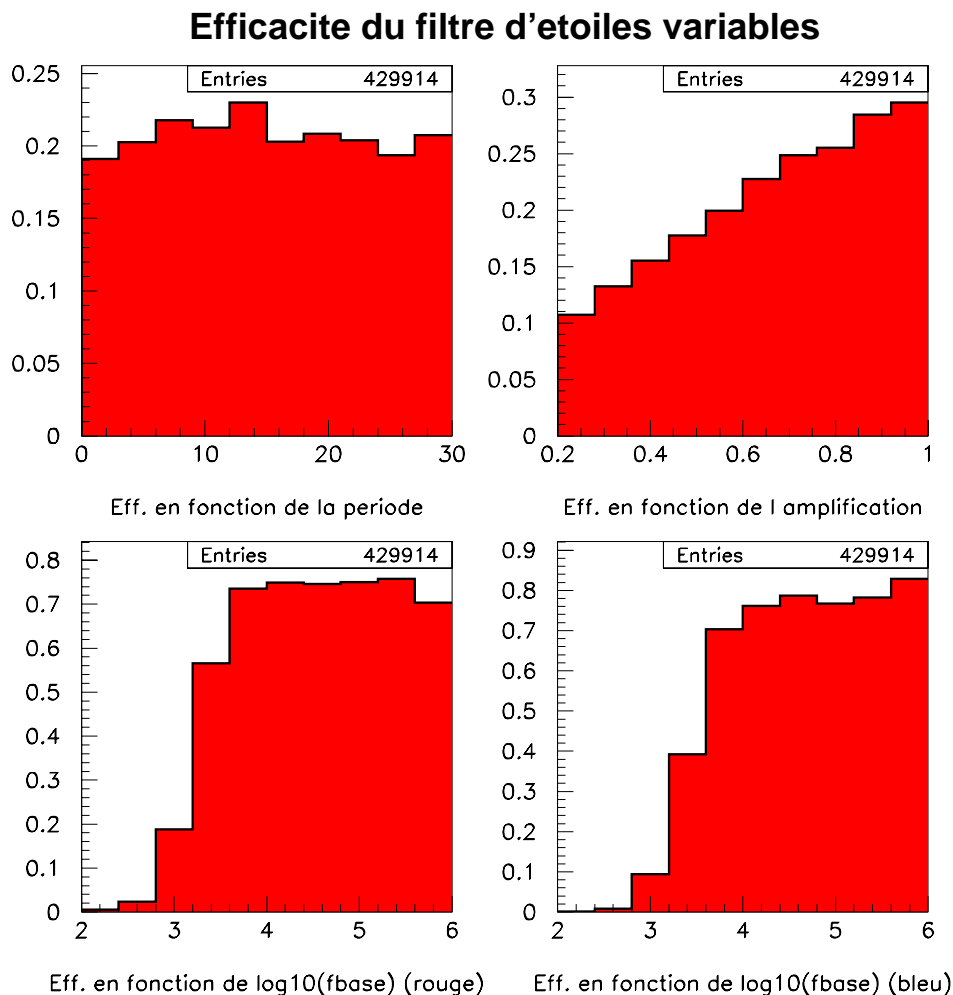


Fig. 7.10 : Variation de l'efficacité des deux filtres d'étoiles variables en fonction de : la période de variation $P \in [0.2, 30]$ jours (haut gauche), l'amplitude de variation pic-à-pic $\Delta A \in [20\%, 100\%]$ (haut droite), et le flux de base en rouge (bas gauche) et en bleu (bas droite). On a moyenné les résultats du filtre sur 8 champs typiques (lm024, lm025, lm026, lm027, lm036, lm037, lm038, lm039). L'efficacité (20% en moyenne) est plate avec la période (très inférieure à la durée des observations) et croissante avec l'amplitude de variation. Dans le cas de la variation de l'efficacité avec le flux de base, on retrouve bien une efficacité moyenne d'environ 20% si l'on se rappelle que plus de 50% des étoiles sont dans les trois premiers bins de flux. Les filtres deviennent très efficaces dès que le flux de base est supérieur à ~ 3000 ADU, conséquence de la meilleure résolution photométrique.

Efficacite du filtre de corrélation sur les etoiles variables

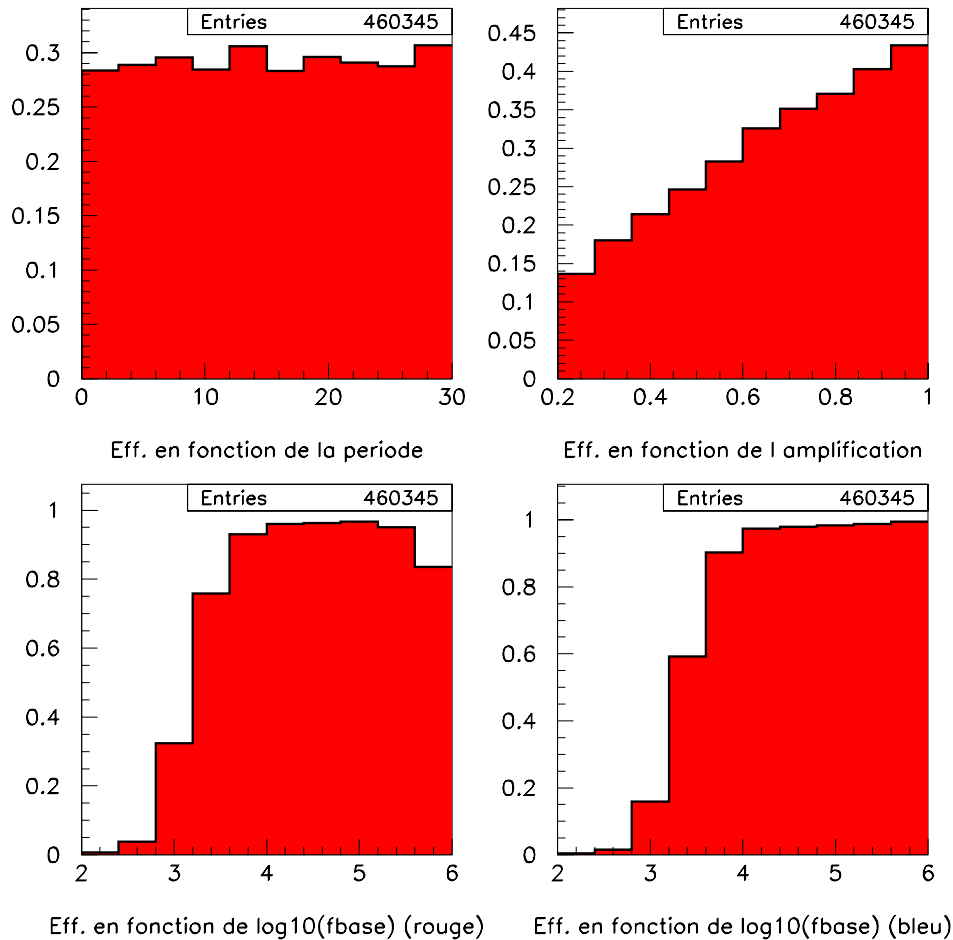


Fig. 7.11 : Variation de l'efficacité du filtre de corrélation, appliqué aux étoiles variables, en fonction de : la période de variation $P \in [0.2, 30]$ jours (haut gauche), l'amplitude de variation pic-à-pic $\Delta A \in [20\%, 100\%]$ (haut droite), et le flux de base en rouge (bas gauche) et en bleu (bas droite). On a moyenné les résultats du filtre sur 8 champs typiques (lm024, lm025, lm026, lm027, lm036, lm037, lm038, lm039). L'efficacité (30% en moyenne) est plate avec la période et croissante avec l'amplitude de variation. Ce filtre n'a pas été conçu explicitement pour la détection des variables à courtes période, néanmoins son efficacité est, dans ce cas, légèrement supérieure à celle des autres filtres de recherche de variables.

Chapitre 8

Analyse des fichiers de suivi réduits

Je présente ici le corps de l'analyse utilisée pour la recherche de microlentilles "simples"; les microlentilles créées par des déflecteurs binaires ne sont ni simulées ni recherchées systématiquement. L'organisation générale de l'analyse est donnée à la section (sec. 8.1). La recherche est décomposée en deux parties distinctes : la sélection d'un signal significatif (ce chapitre) et l'élimination des bruits de fonds (chap. 9). Je décris les critères de sélection dans les sections suivantes.

8.1 Organisation de l'analyse

La recherche finale des phénomènes de microlentilles se fait sur les fichiers de suivi réduits contenant le sous-échantillon des étoiles "non plates"; seules les étoiles sélectionnées par le filtre microlentille (sec. 7.3) sont analysées. Toute la recherche se fait indépendamment dans les deux couleurs; cependant, on peut choisir de regrouper les informations de ces deux couleurs à n'importe quelle étape de l'analyse. Les flux des étoiles sont remplacés par les flux corrigés selon la méthode décrite à la section (sec. 6.4). Pour commencer, on applique le filtre microlentille décrit à la section (sec. 7.3) en resserrant les coupures déjà existantes et en ajoutant d'autres critères de sélection. Rappelons que le filtre se compose de deux parties : une première pour trouver une fluctuation significative (sec. 7.3.1), et une seconde pour améliorer le rapport signal sur bruit (sec. 7.3.2). On applique ensuite différentes coupures pour tester la compatibilité de la courbe de lumière avec celle d'une courbe de microlentille simple. Cette analyse n'utilise aucune sélection fondée exclusivement sur la position des étoiles dans le diagramme couleur-magnitude pour rejeter des candidats. En revanche, on utilise des études détaillées sur le fond d'étoiles intrinsèquement variables, imitant le signal attendu, pour isoler les candidats potentiels; ceci fera l'objet du chapitre (chap. 9). On élimine ainsi la classe des étoiles nommées "Blue Bumper", la classe des étoiles "Géantes Rouges Variables"¹, la classe des objets dit "Bistables", et les bruits de fond de Supernovæ situées derrière le LMC. En fin d'analyse, on regroupe les informations sur les deux couleurs pour isoler les candidats. On conserve aussi les étoiles intrinsèquement variables préalablement citées pour une meilleure caractérisation du fond, et (ou) pour d'éventuelles analyses à caractère astrophysique. Durant cette thèse, deux analyses, à partir des données 1996-98 puis 1996-99, ont été menées à bien. Les deux analyses ont presque conservé le même ensemble de coupures, mais avec des valeurs de paramètres légèrement différentes. Dans ce chapitre, on donne les valeurs correspondants à l'analyse "3 saisons" (1996-99). On décrit dans cette section les différents critères requis sur les courbes de lumière après le filtrage de second niveau. Dans toute cette partie, la sélection se fait indépendamment dans les deux couleurs.

¹En fait, on appelle ici "Géante Rouge Variable" toute étoile intrinsèquement variable localisée en haut à droite du diagramme couleur-magnitude (les valeurs précises des intervalles sont donnés au chapitre (chap. 9)).

8.2 Filtrage de premier niveau : Recherche d'une bosse significative

◇ Définition de la fluctuation dans l'analyse

Les définitions de la fluctuation et des estimateurs de sa signification, ainsi que les notations ont été données à la section (sec. 7.3.1). Ici, l'unique différence avec le filtre est que l'on ne considère que les bosses dont la fraction de points à moins de $1.5 \sigma_{cl}$ de $F_{b,cl}$ est raisonnable. On peut étayer ce point par la remarque suivante : par construction, une bosse peut comporter un point à moins de $1.5 \sigma_{cl}$ de $F_{b,cl}$ si le point suivant est au-dessus de ce même seuil. On peut ainsi avoir une bosse avec quelques points sous la limite de détection. Une étude comparative de la fraction de "mauvais points" dans la bosse, sur les données et le Monte Carlo indique qu'il n'est pas nécessaire de conserver les bosses de $N_{bosse} = 5, 6, 7, 8$ points qui ont respectivement 1, 1, 2, 3 points au-dessous $1.5 \sigma_{cl}$ de $F_{b,cl}$.

◇ Valeur des coupures adoptées pour les deux estimateurs : LP_N et $NRUN_{min}$

Les estimateurs utilisés sont identiques à ceux du filtre (sec. 7.3.1). Les valeurs des coupures appliquées à l'analyse sont données ci-dessous :

$$\text{Coupure 1a} : N_{bosse} \geq 5 \text{ mesures} . \quad (8.1)$$

$$\text{Coupure 1b} : N_{bosse} = 5, 6, 7, 8 \text{ et moins de } 1, 1, 2, 3 \text{ mesures sous } 1.5\sigma_{cl} \text{ de } F_{b,cl} . \quad (8.2)$$

$$\text{Coupure 1c} : LP_N > 35 \text{ ou } NRUN_{min} < -7 . \quad (8.3)$$

Les effets de ces coupures sont présentés en figure (fig. 8.1).

8.3 Filtrage de second niveau : Amélioration du rapport signal sur bruit

8.3.1 Variable ψ : Algorithme de fenêtre glissante

La variable ψ est définie à la section (sec. 7.3.2). Dans l'analyse, on adopte la valeur de coupure suivante :

$$\text{Coupure 2a} : \psi > 5.5 . \quad (8.4)$$

8.3.2 Variable κ : Étude de la dispersion dans la bosse

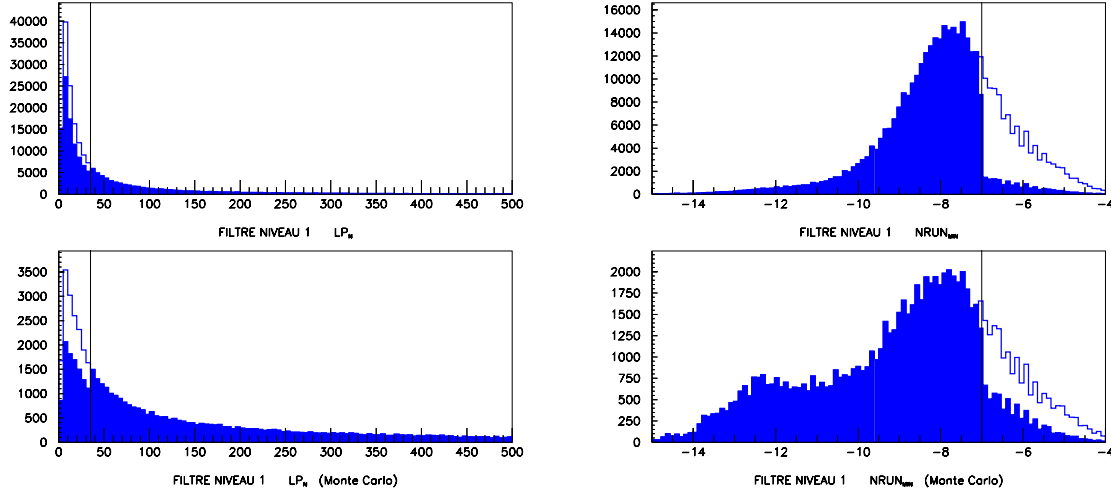
Comme on l'a présenté à la section (sec. 7.3.1), on utilise deux estimateurs différents pour détecter une fluctuation significative. Cependant, les variables LP_N et $NRUN_{min}$ n'utilisent pas l'information sur l'ordre temporel des flux à l'intérieur de la bosse. Or, déjà à l'oeil, on distingue bien deux bosses significatives dont l'une est régulière et l'autre pas. On définit donc la variable κ construite comme le rapport de la dispersion intrinsèque (sec. 6.3.3) calculée dans la bosse $[\sigma_{int}]_{ib}$ à la dispersion "classique" dans la bosse $[\sigma]_{ib}$:

$$\kappa = \frac{[\sigma_{int}]_{ib}}{[\sigma]_{ib}} \quad (8.5)$$

La variable κ est considérée comme un estimateur de la régularité à l'intérieur de la bosse. Pour les étoiles ayant passé les critères précédents, on impose :

$$\text{Coupure 2b} : \kappa < 0.9 . \quad (8.6)$$

Les effets de ces coupures sont présentés en figure (fig. 8.2).



(a) Distribution de la variable LP_N . La partie noire de la distribution se trouvant à gauche de la ligne verticale correspond aux étoiles qui ne satisfont pas la coupure sur LP_N , mais qui satisfont la coupure sur R_{MIN} .

(b) Distribution de la variable R_{MIN} . La partie noire de la distribution se trouvant à droite de la ligne verticale correspond aux étoiles qui ne satisfont pas la coupure sur R_{MIN} , mais qui satisfont la coupure sur LP_N .

Fig. 8.1 : Distributions des variables LP_N et R_{MIN} (pour la couleur bleue). Une étoile est sélectionnée si elle satisfait au moins un des deux critères (eq. 8.3). Dans chacun des cas, les données sont représentées dans les graphiques du haut, et le Monte Carlo de microlentilles simples est représenté dans les graphiques du bas. La partie noire correspond aux étoiles qui passent une des deux coupures.

8.4 Qualité de l'ajustement d'une courbe de Paczyński

8.4.1 Remarque sur l'ajustement d'une courbe de Paczyński sur les données

L'ajustement d'une courbe de Paczyński

$$A(t) = \frac{u(t)^2 + 2}{u(t)\sqrt{u(t)^2 + 4}} \quad (8.7)$$

peut mener à une divergence numérique lorsque $u_0 \rightarrow 0$ ou (et) $\Delta t \rightarrow 0$, c'est à dire pour des événements très amplifiés ou (et) très courts. Comme nous l'avons vu au chapitre (chap. 2), on a

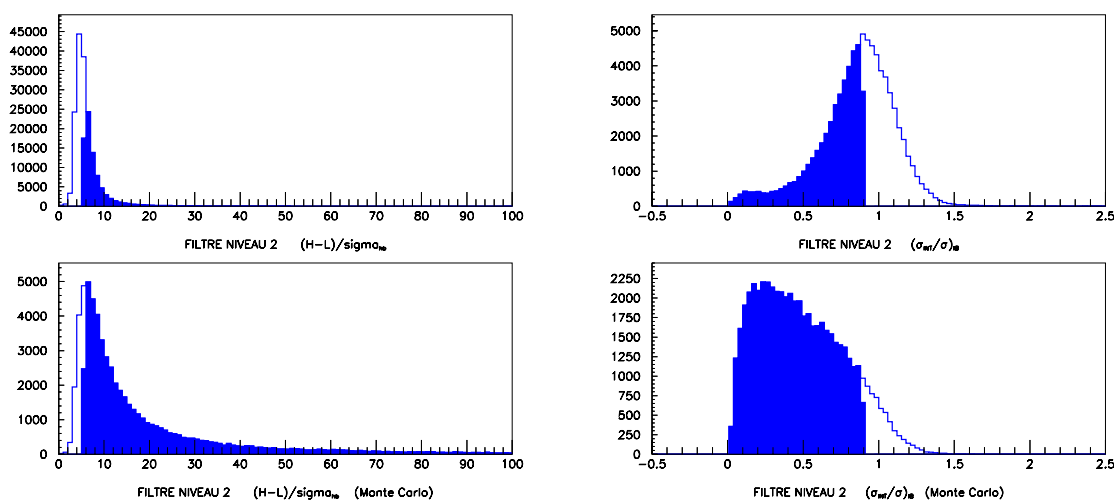
$$u(t)^2 = u_0^2 + \left[\frac{t - t_0}{\Delta t} \right]^2, \quad (8.8)$$

et

$$A(t) \propto \frac{1}{u(t)} \quad \text{si } u(t) \ll 1. \quad (8.9)$$

Nous avons effectué plusieurs millions d'ajustements, tant sur les données que sur les événements simulés; ceci nous a permis de remarquer que l'algorithme de minimisation utilisé échouait parfois dans les conditions limites en question. Afin de minimiser les problèmes numériques, nous avons modifié légèrement la forme de l'expression du paramètre d'impact (eq. 8.8) :

$$u(t)^2 = u_0^2 + \epsilon_u^2 + \left[\frac{(t - t_0)^2}{\Delta t^2 + \epsilon_{\Delta t}^2} \right], \quad (8.10)$$



(a) Distribution de la variable ψ . On impose $\psi > 5.5$ (partie noire de l'histogramme).

(b) Distribution de la variable κ , pour les étoiles passant la coupure (eq. 8.4). On impose alors $\kappa < 0.9$ (partie noire de l'histogramme).

Fig. 8.2 : Distributions des variables ψ et κ , pour toutes les étoiles passant le filtre de niveau 1 (couleur bleue). Dans chacun des cas, les données sont représentées dans les graphiques du haut, et le Monte Carlo de microlentilles est représenté dans les graphiques du bas.

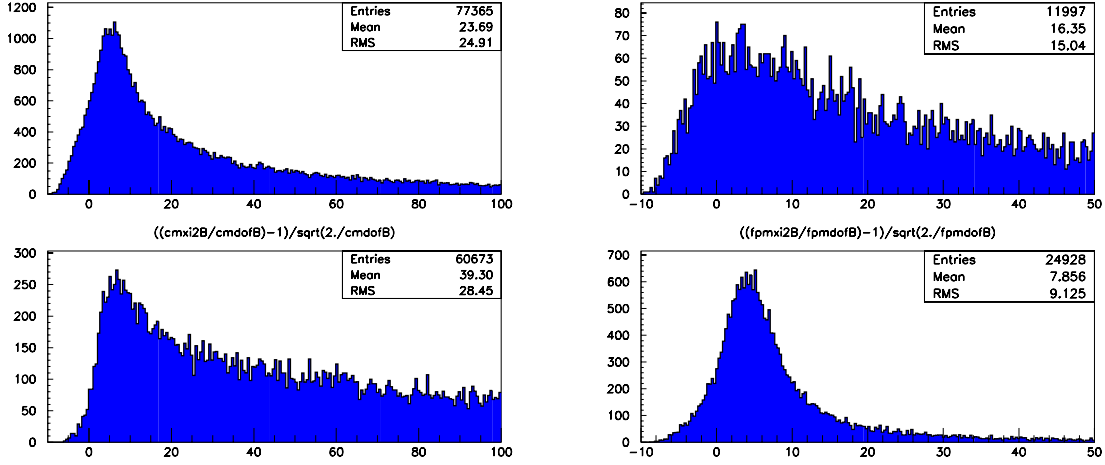
où on a introduit $\epsilon_u \sim 10^{-3}$ et $\epsilon_{\Delta_t} \sim 10^{-2}$ jours, deux constantes très petites, capables d'empêcher les divergences. La relation (eq. 8.10) est alors injectée dans (eq. 8.7) pour calculer l'amplification et les problèmes numériques cités disparaissent.

8.4.2 Étude du χ^2 de l'ajustement d'une courbe de Paczyński

Un ajustement d'une courbe de microlentille monochrome simple (sans blending) est effectué sur toutes les courbes de lumière sélectionnées à l'issue du filtrage de second niveau. Les différentes courbes de lumière comportent des nombres de mesures utilisables différents (y compris dans un même quart de CCD); pour tenir compte de cet effet, tous les résultats des ajustements (χ^2) que l'on effectue sont donnés en valeur "normalisée" :

$$\chi_n^2 \simeq \frac{\chi^2 - N_{ddl}}{\sqrt{2N_{ddl}}}, \quad (8.11)$$

où N_{ddl} est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement. Pour $N_{ddl} > 30$, la variable χ_n^2 devrait suivre une loi normale réduite. Les χ_n^2 de l'ajustement d'une constante et d'une microlentille (dans une couleur) sont donnés à la figure (fig. 8.3). Dans le cas des données (et du Monte-Carlo), la distribution de l'ajustement d'une constante présente une longue queue vers les grands χ_n^2 car on travaille sur des étoiles présélectionnées comme "variables". Dans le cas de l'ajustement d'une courbe de Paczyński sur les microlentilles simulées, la distribution de la variable χ_n^2 n'est pas une loi normale réduite; outre le fait que la valeur la plus probable est à 4 et non à 0, la queue de la distribution s'étend largement vers les grandes valeurs ($\chi_n^2 \sim 50$); ceci est dû à la présence de problèmes systématiques de photométrie (qui sont tout de même atténués après la correction des flux mesurés au chapitre (chap. 6)) et probablement à une sous-estimation des erreurs de certains flux mesurés. On verra à la section (sec. 8.5) comment construire un estimateur permettant de séparer les rares microlentilles du fond à l'aide des 2 types d'ajustements que l'on vient de présenter.


 (a) χ^2 normalisé de l'ajustement d'une constante

 (b) χ^2 normalisé de l'ajustement d'une courbe de Paczyński.

Fig. 8.3 : Résultats de l'ajustement d'une constante (a) et d'une courbe de Paczyński (b) sur les courbes de lumière (couleur bleue). On utilise la variable normalisée : $(\chi^2 - N_{ddl})/\sqrt{2N_{ddl}}$ pour tenir compte de la signification de l'ajustement en fonction du nombre de degrés de liberté N_{ddl} . Dans les deux cas, les résultats sur données sont en haut, et ceux portant sur la simulation d'événements microlentilles sont en bas.

8.4.3 Coupure sur la qualité de l'ajustement dans la base et dans le pic

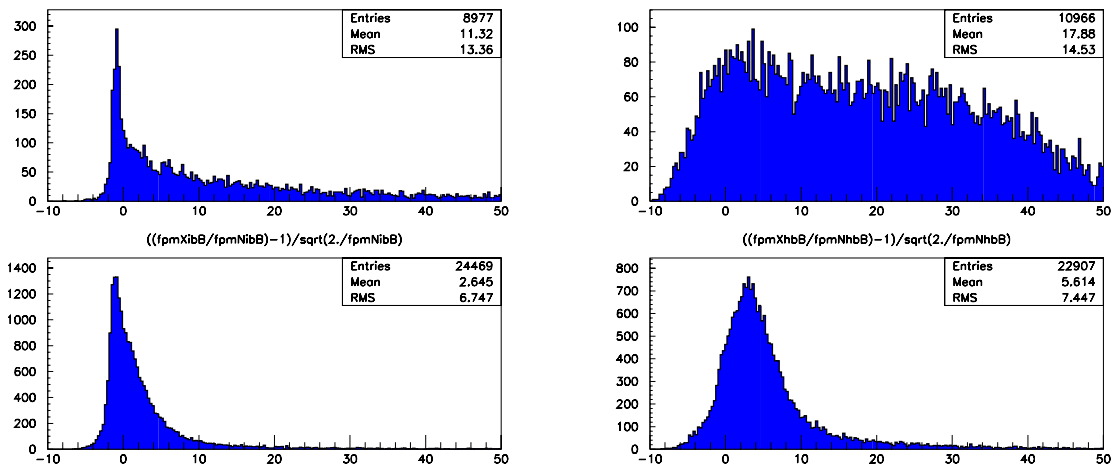
On va maintenant étudier le comportement de l'étoile dans la base ($A < 1.1$) et dans le pic ($A > 1.1$). Pour quantifier cela, on décompose le χ^2 normalisé de l'ajustement d'une courbe de Paczyński :

$$\chi_n^2 \longrightarrow \chi_{n,base}^2 \text{ et } \chi_{n,pic}^2, \quad (8.12)$$

où $\chi_{n,base}^2$ et $\chi_{n,pic}^2$ indiquent respectivement les valeurs de χ_n^2 séparément dans la base et dans le pic.

◇ Coupure sur $\chi_{n,base}^2$

Une valeur trop importante de $\chi_{n,base}^2$ révèle que l'étoile est très mal mesurée (c'est souvent le cas des étoiles très faibles) ou que l'étoile est intrinsèquement variable. Dans le premier cas, il est difficile de croire à un événement microlentille dont la base est trop "agitée", tandis que dans le second, il est naturel d'éliminer les étoiles intrinsèquement variables ne représentant que moins de 1% des étoiles, et sur lesquelles on attend donc moins d'un événement sur 100 . . . Pour se protéger d'éventuels problèmes photométriques, qui n'auraient pas été détectés lors du nettoyage des mauvaises mesures, on enlève les deux points qui contribuent le plus à $\chi_{n,base}^2$. Les distributions de la variable $\chi_{n,base}^2$, dans le cas des données et du Monte Carlo sont représentées à la figure (fig. 8.4). On détermine la coupure d'après la distribution de $\chi_{n,base}^2$ dans le cas de la simulation Monte-Carlo. On coupe tous les événements dont le $\chi_{n,base}^2$ s'écarte de plus de 2 sigmas de la valeur moyenne du Monte Carlo (~ 5). Les valeurs exactes des coupures sont données dans (eq. 8.13).



(a) Contribution du pic ($A > 1.1$) au χ^2 normalisé de l'ajustement d'une courbe de Paczyński.

(b) Contribution de la base ($A < 1.1$) au χ^2 normalisé de l'ajustement d'une courbe de Paczyński.

Fig. 8.4 : Résultats de l'ajustement d'une courbe de Paczyński dans la bosse (a) et hors de la bosse (b), pour la couleur bleue. On utilise la variable normalisée : $(\chi^2 - N_{dat})/\sqrt{2N_{dat}}$ pour tenir compte de la signification de l'ajustement en fonction du nombre de degrés de liberté N_{dat} . Dans les deux cas, les résultats sur données sont en haut, et ceux portant sur la simulation d'événements microlentilles sont en bas.

◇ Coupure sur $\chi_{n,pic}^2$

Une coupure sur la valeur de $\chi_{n,pic}^2$ est plus critiquable que la précédente. En effet, on réduit ainsi nos chances de détecter des événements microlensing exotiques dont la courbe de lumière dans la bosse s'éloigne trop de celle d'une courbe de Paczyński (lentilles binaires, sources doubles). Néanmoins, notre but ici est de sélectionner les événements "simples", tels que ceux que l'on a engendrés pour calculer l'efficacité; une justification supplémentaire vient du fait que nous ne savons pas calculer l'efficacité associée à la détection d'événements exotiques (voir chapitre (chap. 10)). Par précaution, on élimine les deux points qui contribuent le plus à $\chi_{n,pic}^2$, s'ils sont à plus de 5 écarts-standards de la valeur théorique ajustée. La distribution de la variable $\chi_{n,pic}^2$, dans le cas des données et du Monte Carlo est donnée à la figure (fig. 8.4). Dans le cas du Monte-Carlo, la distribution décroît régulièrement de 0 à 10 écarts standards; il reste moins de 5% de la distribution au-delà. Dans le cas des données, la décroissance est initialement plus prononcée, mais plus de 30% de la distribution se trouve au-delà de 15 écarts standards. C'est cette valeur que nous avons retenue pour la coupure (fig. 8.5).

$$\text{Coupure 3} \quad : \quad \chi_{n,base}^2 < 20 \ \& \ \chi_{n,pic}^2 < 15 \ . \quad (8.13)$$

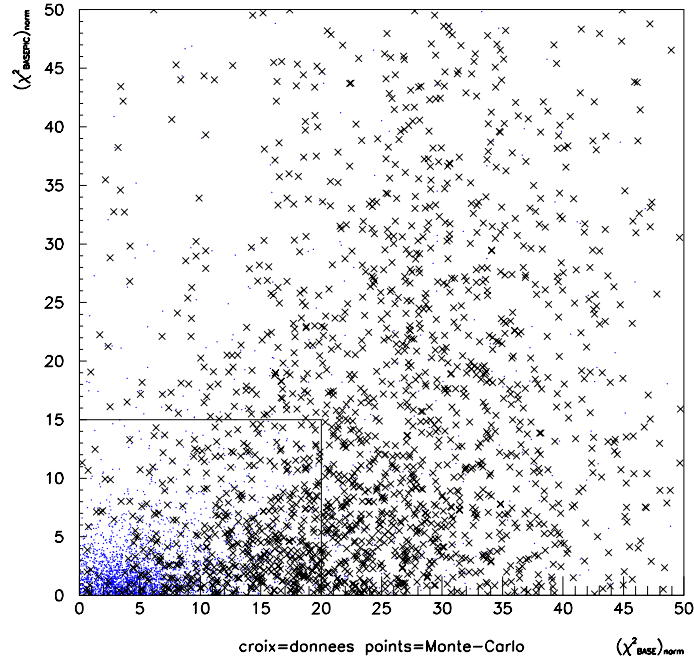


Fig. 8.5 : Coupure sur la qualité de l’ajustement d’une courbe de microlentille simple : dans la base et dans le pic (couleur bleue). On a représenté, pour chaque ajustement, les variables normalisées (voir texte) χ^2_{pic} en fonction de χ^2_{base} . Les points représentent le Monte Carlo, et les croix les données. La zone délimitée par le cadre est conservée pour la suite de l’analyse. Seulement 10 champs ont été représentés pour plus de lisibilité.

8.5 Estimateur de la signification de l’ajustement d’une courbe de Paczyński

Le dernier critère de sélection consiste à vérifier la compatibilité d’une bosse avec une courbe de microlentille simple. Cependant, des problèmes photométriques systématiques, qui peuvent affaiblir la signification de l’ajustement d’une courbe de Paczyński, persistent encore sur les courbes de lumière. En conséquence, on n’applique pas de coupure directe sur l’ajustement d’une courbe de microlentille simple, mais on utilise un estimateur qui indique le degré d’amélioration de l’ajustement d’une courbe de Paczyński par rapport à l’ajustement d’une constante. Dans cette section, on compare trois estimateurs : $\Delta\chi_1$ utilisé originellement dans les analyses du groupe MACHO et dans l’analyse du Petit Nuage de Magellan [Palanque-Delabrouille et al., 1997], $\Delta\chi_2$ utilisé dans l’analyse en direction des Bras Spiraux [Derue, 1998], et $\Delta\chi_3$ un autre estimateur testé pour l’analyse présentée ici.

On définit χ^2_{cte} et $(N_{ddl})_{cte}$, le χ^2 et le nombre de degrés de liberté de l’ajustement d’une constante. On a de même χ^2_{ml} et $(N_{ddl})_{ml}$, le χ^2 et le nombre de degrés de liberté de l’ajustement d’une courbe de Paczyński. Le nombre de points dans chaque courbe de lumière est assez grand pour faire l’approximation $(N_{ddl})_{cte} \sim (N_{ddl})_{ml} \sim N_{ddl}$. On utilise les indices *ib* et *hb* pour se référer à l’évaluation d’une quantité dans la bosse et hors de la bosse.

8.5.1 Estimateur $\Delta\chi_1$

L'estimateur $\Delta\chi_1$ quantifie le fait qu'une fluctuation sur une courbe de lumière plate puisse être compatible avec un phénomène de microlentille. Il est défini par

$$\Delta\chi_1 = \frac{\chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2}{\chi_{ml}^2/N_{ddl}} \quad (8.14)$$

◇ Cas d'une courbe plate

Dans le cas d'une courbe plate, on s'attend à $\chi_{cte}^2 \sim \chi_{ml}^2 \sim N_{ddl}$, et donc à une petite valeur de $\Delta\chi_1$. Si tel n'est pas le cas pour une courbe plate, c'est peut-être que les erreurs sont mal estimées. Le terme χ_{ml}^2/N_{ddl} au dénominateur, qui s'identifie à une renormalisation globale des erreurs, essaye de prendre cela en compte, au prix d'une réduction de $\Delta\chi_1$.

◇ Cas d'une microlentille

Discutons deux des propriétés de cet estimateur. Prenons le cas d'un événement microlentille dont la bosse se compose d'une fraction ϵ des N_{cl} points ($\epsilon = N_{ib}/N_{cl}$). Dans ce cas χ_{cte}^2 se décompose en deux parties :

$$\begin{aligned} \chi_{cte}^2 &= (\chi_{cte}^2)_{ib} + (\chi_{cte}^2)_{hb} \\ &\sim (N_{ddl})_{ib} + (\chi_{cte}^2)_{hb} \\ &\sim (1 - \epsilon) N_{ddl} + k^2 \epsilon N_{ddl} \end{aligned} \quad (8.15)$$

où k est la moyenne quadratique des écarts normalisés des points de la bosse au flux de base. Puisqu'on a une microlentille : $\chi_{ml}^2 \sim N_{ddl}$. L'estimateur $\Delta\chi_1$ s'exprime alors par

$$\begin{aligned} \Delta\chi_1 &\sim \chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2 \\ &\sim (k^2 - 1) \epsilon N_{ddl} \\ &\propto N_{ib} \end{aligned} \quad (8.16)$$

Venons-en à la première caractéristique : pour deux événements de même qualité après l'ajustement d'une courbe de Paczyński, mais de temps caractéristique Δt différents, on privilégie la bosse la plus longue dans le rapport des nombres de points des deux bosses. Deuxièmement, $\Delta\chi_1 \propto N_{ib}$; $\Delta\chi_1$ ne prend donc pas en compte l'information du nombre total de points dans la courbe de lumière. L'utilisation de cet estimateur est un choix qui implique que pour deux courbes de lumière avec des nombres de points différents et une même fluctuation, on obtient à peu près la même valeur de $\Delta\chi_1$.

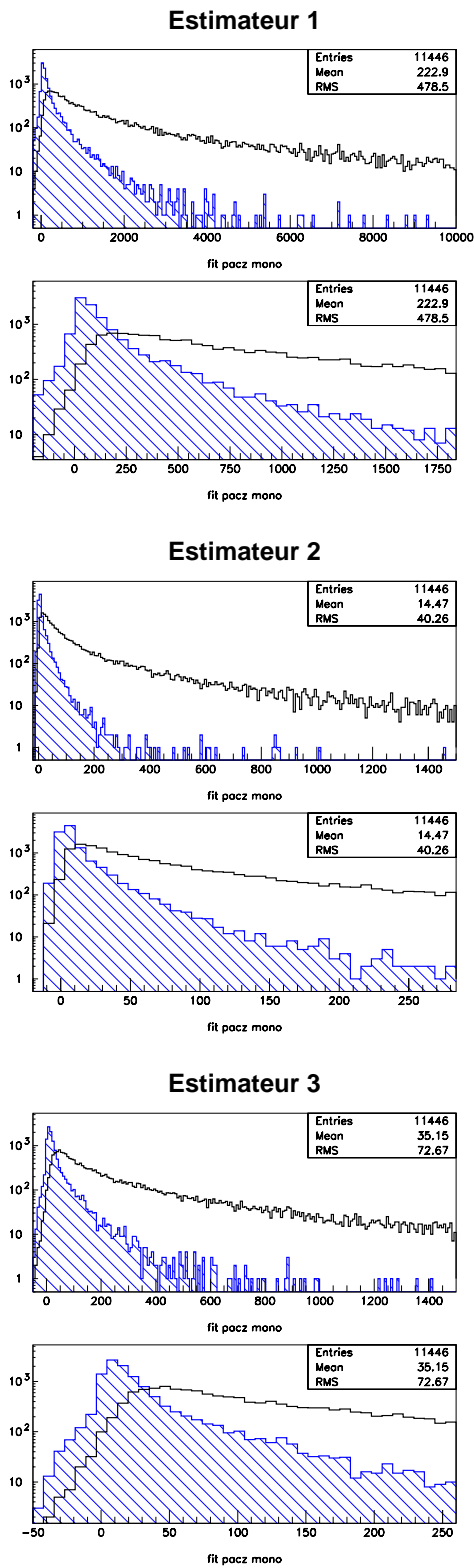
8.5.2 Estimateur $\Delta\chi_2$

L'estimateur $\Delta\chi_1$ ne prend pas en compte la variation de la signification avec le nombre de points dans la courbe de lumière. Or, les données du LMC (comme celles des bras spiraux) comportent des échantillonnages différents. L'estimateur $\Delta\chi_1$ peut être modifié à cet effet [Derue, 1998] en considérant le cas d'une courbe plate.

◇ Cas d'une courbe plate

Dans l'hypothèse où les erreurs sont gaussiennes, on s'attend à avoir un ajustement d'une constante qui vaut en moyenne N_{ddl} avec une dispersion de $\sqrt{2N_{ddl}}$ (de même pour l'ajustement d'une courbe de Paczyński). La variable réduite

$$\Delta\chi_2 = \frac{\chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2}{\chi_{ml}^2/N_{ddl}} \frac{1}{\sqrt{2N_{ddl}}} \quad (8.17)$$



Distribution de l'estimateur $\Delta\chi_1$ [Palanque-Delabrouille et al., 1997].

Distribution de l'estimateur $\Delta\chi_2$ [Derue, 1998].

Distribution de l'estimateur $\Delta\chi_3$ (ce travail).

Fig. 8.6 : Comparaison des estimateurs ($\Delta\chi_1$, $\Delta\chi_2$ et $\Delta\chi_3$) de la qualité de l'ajustement d'une courbe de Paczyński par rapport à une constante, dans le cas des données (zone hachurée) et du Monte Carlo (trait plein), pour la couleur bleue.

devrait donc être une gaussienne centrée en 0 et de largeur unité. $\Delta\chi_2$ est ainsi un estimateur exprimé en “écarts standards”.

◇ Cas d'une microlentille

Comme précédemment, on considère une micro lentille dont la bosse se compose d'une fraction ϵ des points. L'estimateur $\Delta\chi_2$ se réécrit

$$\begin{aligned}\Delta\chi_2 &= \frac{\Delta\chi_1}{\sqrt{2N_{ddl}}} \\ &\sim \frac{(k^2 - 1)}{\sqrt{2}} \epsilon \sqrt{N_{ddl}} \\ &\propto \epsilon \sqrt{N_{ddl}}\end{aligned}\tag{8.18}$$

On a maintenant la dépendance statistique attendue en $\sqrt{N_{ddl}}$, cependant, la variation linéaire de $\Delta\chi_2$ avec ϵ donne toujours un poids trop élevé aux bosses les plus longues.

8.5.3 Estimateur $\Delta\chi_3$

L'estimateur $\Delta\chi_3$ a pour unique but de corriger la variation en ϵ . Il est défini par

$$\Delta\chi_3 = \frac{\chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2}{\chi_{ml}^2 / N_{ddl}} \frac{1}{\sqrt{2N_{ddl}}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}\tag{8.19}$$

◇ Cas d'une courbe plate

On a toujours une petite valeur de $\Delta\chi_3$.

◇ Cas d'une microlentille

Dans les mêmes approximations que pour les deux précédents cas, on a

$$\begin{aligned}\Delta\chi_2 &= \frac{\Delta\chi_2}{\sqrt{\epsilon}} \\ &\sim \frac{(k^2 - 1)}{2} \sqrt{\epsilon} \sqrt{N_{ddl}} \\ &\propto \sqrt{\epsilon} \sqrt{N_{ddl}}\end{aligned}\tag{8.20}$$

On a les dépendances en $\sqrt{\epsilon}$ et $\sqrt{N_{ddl}}$ attendues dans le cas d'un “bon” estimateur. On renforce ainsi la valeur de l'estimateur pour des bosses courtes avec un bon ajustement d'une courbe de microlentille simple.

Dans notre analyse, nous utilisons l'estimateur $\Delta\chi_3$. La valeur du seuil d'acceptance d'un événement est donnée par :

$$\underline{\text{Coupure 4}} : \Delta\chi_3 > 35 .\tag{8.21}$$

8.6 Coupures sur les paramètres de l'ajustement microlentille

On présente ici les coupures (5a) et (5b) qui seront après regroupées sous l'appellation coupure (5).

8.6.1 Coupure sur t_0

Nous avons engendré des événements microlentilles de durées $\Delta t \in [1, 600]$ jours, avec des instants de maximum $t_0 \in [2250, 3550]$ jours EROS ², alors que la période d’observation est $T_{obs} = [T_{début} = 2400, T_{fin} = 3400]$ jours EROS. Néanmoins, il est difficile de valider un événement dont le pic se situe avant le début ou après la fin des observations. En prenant une petite marge due à l’incertitude sur t_0 , on n’accepte que les événements tels que :

$$\text{Coupure 5a} : T_{début} - \frac{\Delta t}{3} < t_0 < T_{fin} + \frac{\Delta t}{3} . \quad (8.22)$$

8.6.2 Coupure sur Δt

Il est très difficile de distinguer un événement très long (Δt supérieur à un tiers de la période d’observation) d’une étoile variable à longue période. Dans l’analyse, on ne conserve que les événements tels que :

$$\text{Coupure 5b} : \Delta t < 300 \text{ jours} . \quad (8.23)$$

8.7 Sélection des candidats “bi-couleur”

La partie de l’analyse qui vient d’être présentée se fait indépendamment dans les deux couleurs. Dans cette thèse, nous n’avons pas eu le temps de pouvoir mener à bien une analyse “monochrome” jusqu’à la sélection des candidats microlentilles. Pour isoler les candidats on se propose maintenant de regrouper les informations sur les deux couleurs. Un candidat doit satisfaire à tous les critères de sélection précédents, en rouge et en bleu. Les coupures précédentes étant assez généreuses, on ajoute quelques critères de sélection que doivent satisfaire les candidats microlentilles.

8.7.1 Élimination des bruits de fonds

Les caractéristiques des bruits de fond *Blue Bumpers*, *Géantes Rouges Variables*, *Bistables*, ou *Supernovæ*, ainsi que les moyens de les détecter font l’objet du chapitre (chap. 9). Les candidats qui correspondent à un de ces types de bruits de fond sont éliminés.

8.7.2 Signification combinée rouge/bleu

La signification combinée rouge/bleu doit être telle que :

$$\text{Coupure 10a} : (\Delta\chi_3)_R + (\Delta\chi_3)_B > 150 . \quad (8.24)$$

La coupure (eq. 8.21) sur la signification de l’ajustement est assez généreuse, en combinant les deux couleurs de cette façon nous conservons les éventuels événements fortement affectés par du blending dans une couleur et moins dans l’autre.

8.7.3 Amplification minimum et ajustement microlentille combiné rouge/bleu non marginal

Une amplification de 34% correspond à un paramètre d’impact minimum $u_0 = 1$. On considère qu’il n’est pas possible de distinguer un événement amplifié de moins de 40% d’un événement de bruit de fond, compte tenu de notre résolution photométrique. Cette remarque s’applique spécialement dans le cas des étoiles faibles. Dans l’analyse, on ne conserve que les événements tels que

$$\text{Coupure 10b} : A_{R,B} > 1.4 . \quad (8.25)$$

²Le jour EROS numéro 0 correspond au 1 janvier 1990.

L'ajustement microlentille combiné dans les deux couleurs ne doit pas être marginal. On demande

$$\text{Coupure 10c} : (\chi^2)_{\text{combiné}}/N_{\text{ddl}} < 5. \quad (8.26)$$

Les coupures (10a), (10b), et (10c) sont maintenant regroupées sous l'appellation coupure (10).

8.8 Candidats en fin d'analyse

L'évolution du nombre de candidats, monocouleur et bicouleur, en fin d'analyse est illustrée à la figure (fig. 8.7). On représente les étoiles restantes aux derniers niveaux de coupure dans le plan $((\chi^2)_{\text{base, norm}}, \Delta\chi_3)$. Plus d'une centaine d'étoiles sont candidats communs (rouge et bleu) après la coupure (5). Il s'agit principalement d'événements de bruit de fond; ces derniers sont détectés à l'aide des études qui seront présentées au chapitre suivant. Après les coupures sur l'élimination des bruits de fond et la coupure (10) il reste 8 courbes de lumière. Parmi celles-ci, 3 correspondent à des bruits de fond associés à des aigrettes lumineuses sur les images de référence (sec. 9.7). Sur les 5 candidats restants, 4 sont conservés; ils sont étudiés au chapitre (chap. 11). L'événement restant doit être éliminé; la justification en est donnée ci-dessous.

◇ Candidat non associé à une étoile du catalogue

L'étoile source est localisée dans un champ de la barre (lm001 CCD 6 quart k). Elle est assez proche de deux autres étoiles, et les courbes de lumière de ces deux dernières présentent aussi une variation significative au même moment et sur une échelle de temps similaire, mais elles ne passent pas toutes les coupures de l'analyse (fig. 8.8). L'image de corrélation³ centrée sur l'étoile source est donnée à la figure (fig. 8.8). L'étude de l'image au maximum d'amplification a révélé que l'étoile réellement amplifiée se situe au milieu du trio d'étoiles en cause; elle n'appartient pas à notre catalogue d'étoile de référence. L'événement a ainsi été détecté car le flux de la "nouvelle étoile" apparue a été distribué sur les étoiles voisines. Un tel effet n'ayant pas été simulé, ce candidat doit être rejeté. Notons qu'une configuration similaire s'est déjà produite dans l'analyse des données du SMC [Palanque-Delabrouille, 1997]. Cet événement illustre la limitation de notre méthode de photométrie qui est basé sur un catalogue invariable d'étoiles. La nouvelle technique de photométrie différentielle est conçue pour détecter et analyser de tels cas [Alard, 1998a, Alard, 1998b, Le Guillou, 2002].

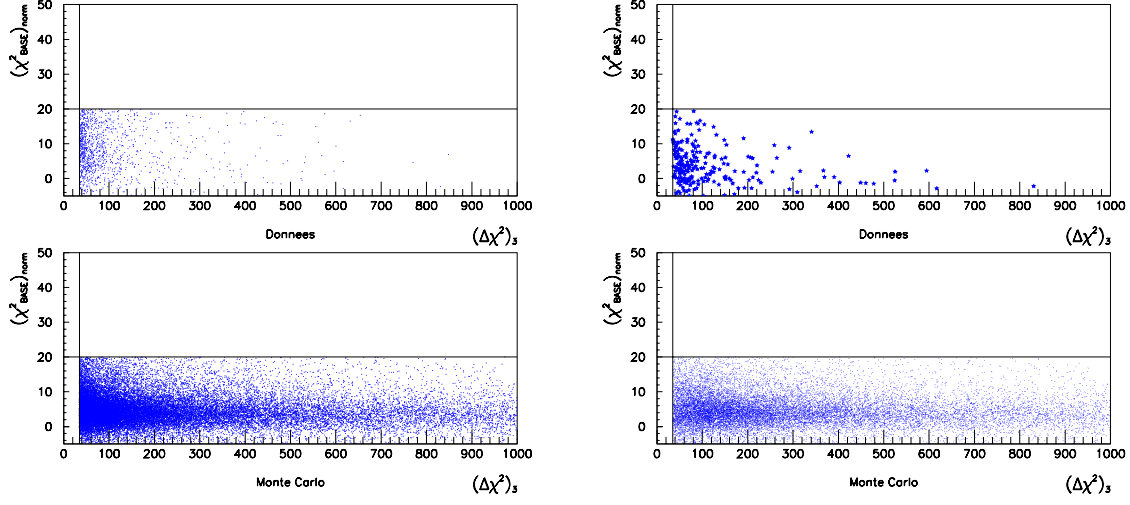
8.9 Bilan de l'effet des principales coupures

Le bilan global et relatif de l'effet des coupures est donné dans la table (tab. 8.9) pour les données et dans la table (tab. 8.9) pour le Monte Carlo.

³C'est l'image sur laquelle le détecteur d'étoiles CORRFIND cherche les étoiles [Palanque-Delabrouille, 1997]; elle correspond à la convolution de l'image avec une PSF gaussienne

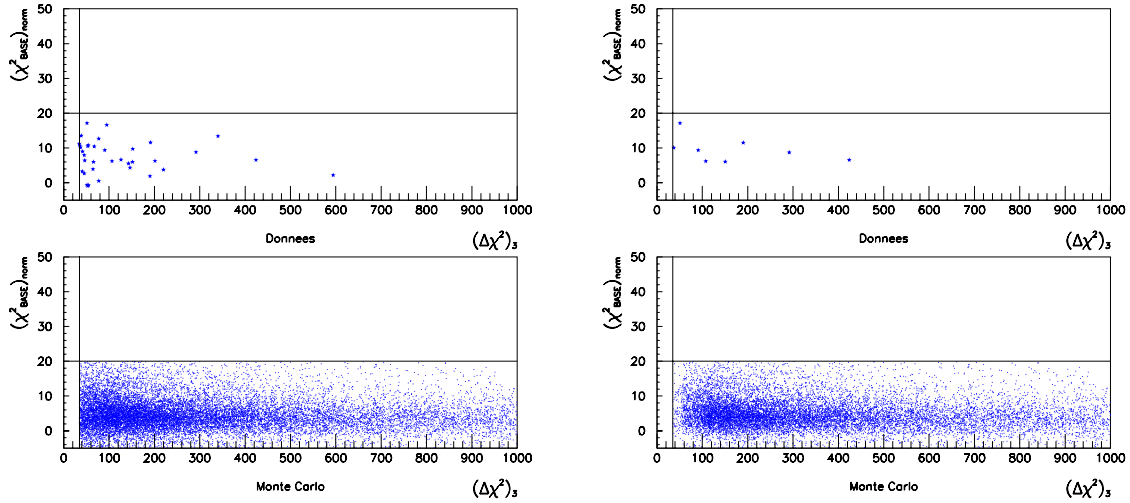
Données	Couleur rouge		Couleur bleue	
Recherche du signal				
Coupsures	% absolu	% relatif	% absolu	% relatif
1a	29.9	29.9	34.6	34.6
1b	19.2	64.2	21.9	63.4
1c	9.7	50.4	10.3	47.2
2a	4.2	42.9	4.9	47.3
2b	2.3	54.8	2.6	54.0
3	0.4	17.1	0.3	12.4
4 et 5	0.1	27.0	0.1	19.5
Candidats avant élimination des bruits de fond (% absolu)				
Candidats bi-couleur			0.012	
Candidats mono-couleur			0.13	
Réjection des bruits de fond (sur candidats mono-couleur)				
Coupsures	% absolu		% relatif	
6 : Bumpers	0.13		82.47	
7 : GRV	0.12		79.99	
8 : Bistables	0.12		78.73	
Candidats bi-couleur				
Coupsures	% absolu		% relatif	
6,7,8	0.0020 (35 ★)		16.59	
9 : Supernovæ	0.002 (33 ★)		94.59	
10	0.0004 (8 ★)		22.86	

Tab. 8.1 : Bilan des coupures dans le cas des données. On distingue trois niveaux; (1) les coupures numéro 1 à 5 sont appliquées indépendamment dans les deux couleurs; (2) Les coupures de réjection des bruits de fond (6,7,8) sont appliquées sur les candidats mono-couleur (et bi-couleur a fortiori); (3) Les coupures 9 et 10 sont appliquées sur les candidats bi-couleur après l'élimination des bruits de fond (6,7,8). Il reste 8 courbes de lumière en fin d'analyse.



(a) Candidats dans la couleur bleue après la coupure numéro 5. Les candidats monocouleur (bleu) sont localisés sans le quadrant en bas à droite (environ un millier de courbes de lumière).

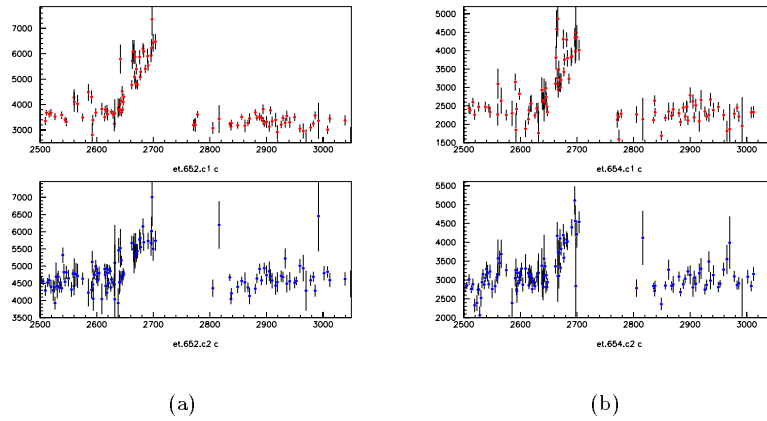
(b) Candidats dans les deux couleurs après la coupure numéro 5 (225 courbes de lumière).



(c) Candidats dans les deux couleurs après élimination des *Blue Bumpers*, *Géantes Rouges Variables*, et *Bistables* (35 courbes de lumière).

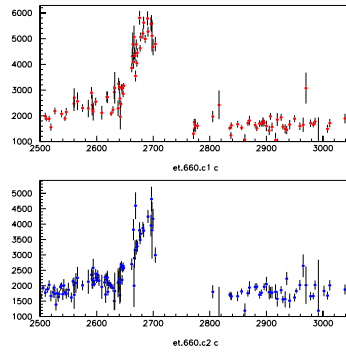
(d) Candidats dans les deux couleurs à la fin de l'analyse. Parmi ces 8 candidats, 3 correspondent à des problèmes d'aigrettes lumineuses sur les images et doivent être rejetés, et 1 doit être rejeté car il n'est pas associé à une étoile du catalogue de référence. Il reste donc 4 candidats.

Fig. 8.7 : Variable $(\chi^2)_{base, norm}$ en fonction de $\Delta\chi_3$, pour les données (haut) et le Mont Carlo (bas), après différentes étapes de l'analyse.

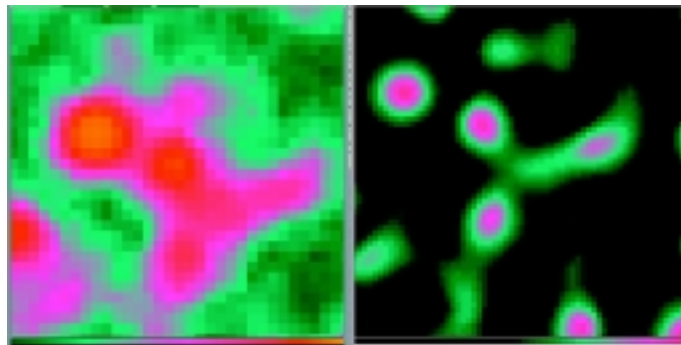


(a)

(b)



(c)



(d)

Fig. 8.8 : Les courbes de lumière des 3 étoiles voisines sont données en (a), (b), (c). L'étoile (c) est sélectionnée, mais ce n'est pas le cas des étoiles (a) et (b). Les 3 étoiles sur l'image de référence sont représentées en (d) à gauche. Elles sont représentées sur l'image de corrélation en (d) à droite. Les courbes de lumière sont compatibles avec *le même* effet de microlentille (même triplet u_0 , t_0 et Δt). Néanmoins, aucune de ces étoiles n'a été amplifiée car le centroïde du maximum d'amplification est situé au centre du triangle qu'elles constituent. L'événement s'est donc produit sur l'étoile non résolue dont on voit la trace sur l'image de corrélation; il doit être rejeté.

Monte Carlo	Couleur rouge		Couleur bleue	
Recherche du signal				
Coupures	% absolu	% relatif	% absolu	% relatif
1a	19.3	19.3	23.7	23.7
1b	14.9	77.1	18.9	79.7
1c	11.1	74.5	14.7	77.9
2a	9.0	80.9	12.6	85.2
2b	8.3	92.6	11.3	90.0
3	7.5	90.2	10.0	88.7
4 et 5	5.9	78.3	7.8	78.1
Candidats avant élimination des bruits de fond (% absolu)				
Candidats bi-couleur			4.78	
Candidats mono-couleur			8.81	
Réjection des bruits de fond (sur candidats mono-couleur)				
Coupures	% absolu		% relatif	
6 : Bumpers	8.81		98.65	
7 : GRV	8.72		97.71	
8 : Bistables	8.57		95.94	
Candidats bi-couleur				
Coupures	% absolu		% relatif	
6,7,8	4.60		96.36	
9 : Supernovæ	4.41		95.94	
10	3.73		84.47	

Tab. 8.2 : Bilan des coupures dans le cas du Monte Carlo. On distingue trois niveaux; (1) les coupures numéro 1 à 5 sont appliquées indépendamment dans les deux couleurs; (2) Les coupures de réjection des bruits de fond (6,7,8) sont appliquées sur les candidats mono-couleur (et bi-couleur a fortiori); (3) Les coupures 9 et 10 sont appliquées sur les candidats bi-couleur après l'élimination des bruits de fond (6,7,8). Ces valeurs sont données pour $u_0 \in [0, 2]$, $t_0 \in [2250, 3550]$ jours, et $\Delta t \in [1, 400]$ jours (plat en $\log(\Delta t)$).

Chapitre 9

Étude des bruits de fond

Les coupures de recherche de signaux compatibles avec des microlentilles ont été présentées au chapitre précédent. Il reste maintenant plusieurs centaines d'étoiles en course. Ces étoiles sont pour la plupart des bruits de fond car on n'attend pas autant d'événements microlentilles (même dans le cas d'un halo sphérique standard entièrement rempli de MACHOs). Je présente dans ce chapitre différents types de bruits de fond d'étoiles variables connues, et la manière de les détecter (sec. 9.3) et (sec. 9.4). Je décris ensuite un bruit de fond associé à l'explosion de supernovæ derrière le LMC (sec. 9.5), un autre bruit de fond (mal compris) d'étoiles présentant des flux légèrement différents sur les deux premières et la dernière saison (sec. 9.6), et un dernier associé à la présence d'aigrettes lumineuses sur les images (sec. 9.7). Je discute pour conclure des cas plus étranges de deux événements achromatiques à deux pics (sec. 9.8).

9.1 Le problème du bruit de fond pour la recherche de microlentilles

Nous avons principalement été confrontés à deux types de bruit de fond physique :

les étoiles variables de type connu

Ce sont les plus nombreuses, elles sont localisées dans certaines régions du diagramme couleur-magnitude. Nous distinguons deux classes d'étoiles variables connues pouvant parfois imiter un signal de type microlentille : celles dites *Blue Bumpers* (fig. 9.3) et les étoiles *Géantes Rouges Variables* (fig. 9.9).

les étoiles à variation achromatique

D'autres types de bruits de fond, inattendus, ont été découverts avec une analyse simplifiée. Ce sont essentiellement des événements à plusieurs (2) pics (sec. 9.8). Dans un cas analysé en détail, nous avons une forte indication qu'il ne s'agit pas d'une microlentille. L'autre cas n'a pas été étudié avec la même attention. Ces deux événements ne changent en rien les résultats physiques de cette thèse car ils ne sont pas candidats en fin d'analyse. Aujourd'hui, leur nature exacte reste indéterminée.

Deux solutions sont envisageables pour rejeter les bruits de fond d'étoiles variables connues :

- Exclure totalement de l'analyse des zones du diagramme couleur-magnitude où l'on a trouvé de telles étoiles variables.
- Caractériser les bruits de fond (si la statistique est suffisante) et s'en prémunir par des coupures adaptées.

Dans le cadre de l'analyse LMC, nous avons opté pour la seconde solution en vue d'étudier plus précisément le fond mal connu des expériences de recherche de microlentilles, et aussi dans le but

de préserver nos chances de détecter des événements dans l'intégralité du diagramme couleur-magnitude. Dans la pratique, les zones "sensibles" sont situées en haut à gauche et en haut à droite de ce diagramme. Elles concernent donc toujours des étoiles brillantes, c'est-à-dire les mieux mesurées. C'est sur ces étoiles que l'on a le plus de chances de détecter des effets de structure fine sur les courbes de lumière, qui permettent de lever partiellement la dégénérescence sur la localisation et la masse de la lentille (chap. 2).

A la fin de l'analyse, nous avons aussi rencontré d'autres types de bruits de fond, beaucoup plus rares :

- Les supernovæ qui explosent derrière le LMC, en "amplifiant" artificiellement le flux d'une étoile se trouvant en avant-plan (sec. 9.5).
- Des "sauts" de certaines étoiles, que l'on a appelées *Bistables*, entre les deux premières et la dernière saison (sec. 9.6).

Ces deux derniers types de bruits de fond ont été éliminés par de nouveaux critères de sélection (appliqués aux données et au Monte Carlo).

Pour conclure, on présente un autre type de bruit de fond, non physique, associé à la présence d'aigrettes lumineuses autour des étoiles saturées (sec. 9.7).

9.2 Notion d'amplification effective

Lors de la présélection des candidats microlentilles on fait un ajustement, dans chaque couleur, d'une courbe de Paczyński sur toutes les étoiles qui passent le filtre de niveau 2. Cependant, la plupart de ces candidats ne sont pas des microlentilles, et il est ainsi délicat d'utiliser les paramètres des ajustements pour éliminer les bruits de fond. En particulier, il se peut que l'amplification ajustée représente très mal la variation réelle de l'étoile en question. En vue d'identifier les étoiles de la classe des Bumpers et de la classe des Géantes Rouges Variables on définit une "amplification effective" notée A_{eff} . On note A_i la projection du premier point de la courbe de lumière sur l'ajustement de Paczyński; on définit de même A_f celle du dernier point. Soit A_{max} l'amplification maximale associée à un point présent sur la courbe de lumière. L'amplification effective est alors définie par (fig. 9.1) :

$$A_{eff} = \max\left(\frac{A_m}{A_i}, \frac{A_m}{A_f}\right). \quad (9.1)$$

Par construction, on a toujours :

$$A_{eff} \leq A_{max,pac}, \quad (9.2)$$

où $A_{max,pac}$ est l'amplification maximum associée à l'ajustement d'une courbe de Paczyński (fig. 9.1). Concrètement, si on ajuste une courbe de Paczyński sur une étoile variable de très longue période, on peut déterminer une ligne de base plus faible que la réalité. On surestime alors l'amplification, alors qu'en général ces étoiles à longue période peuvent être éliminées par leur faible variation. L'utilisation de l'amplification effective, outre le fait qu'elle soit plus appropriée, nous prémunit d'un tel biais. Notons que l'emploi du mot "amplification" dans cette section relève de l'abus de langage, car on cherche à caractériser des étoiles réellement variables.

9.3 Les Bumpers

Les *Blue Bumpers* ont été originellement découverts lors des premières analyses massives de millions de courbes de lumière d'étoiles du Grand Nuage de Magellan menées dans le but de découvrir les premiers candidats microlentilles [Alcock et al., 1997a]. Ces étoiles ont la particularité d'imiter la forme de la courbe de Paczyński dans des intervalles de temps limités; elles sont localisées dans le haut de la séquence principale (fig. 9.3). Quatre exemples de courbes de lumière de *Blue*

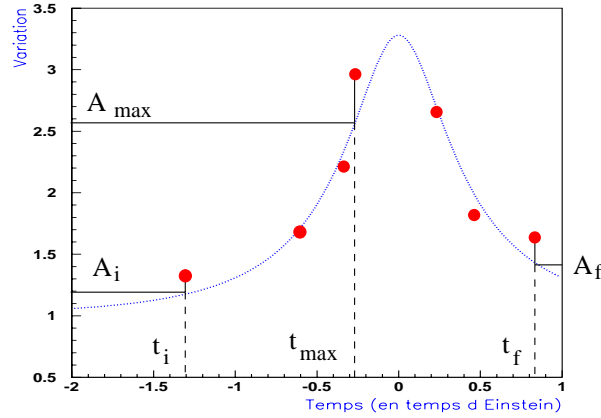


Fig. 9.1 : Notion d'amplification effective.

Bumpers qui satisfont toutes les coupures de l'analyse avant l'élimination des bruits de fond sont donnés à la figure (fig. 9.2).

9.3.1 Caractérisation et détection

Notre but est de caractériser, d'un point de vue statistique, les *Blue Bumpers* afin de les rejeter comme bruits de fond. Pour cela, nous disposons des informations suivantes dans les deux couleurs : magnitude de référence (donc la couleur), amplification effective, paramètres de l'ajustement d'une courbe de Paczyński (éventuellement). Dans un premier temps, l'inspection de la position des candidats (avant élimination du fond) dans le diagramme couleur-magnitude révèle la présence d'une zone d'accumulation située dans la partie supérieure de la séquence principale. On nommera dorénavant cette région *zone des Blue Bumpers* (fig. 9.3). On la délimite arbitrairement en restant assez conservateur par

$$\underline{\text{Zone des Blue Bumpers}} \quad : \quad \begin{aligned} \log(\text{Flux}_R/\text{Tpose}) &> 1.5 \\ \log(\text{Flux}_R/\text{Flux}_B) &< -0.15 \end{aligned} \quad (9.3)$$

Les flux sont donnés en ADU, et les temps de pose en secondes. Dans un deuxième temps, on remarque que l'amplitude de variation des candidats de la *zone des Blue Bumpers* est systématiquement faible, et donc non représentative de ce que l'on attendrait dans le cas d'une population de microlentilles (fig. 9.4); Dans ce cas, on utilise les amplifications effectives décrites à la section (sec. 9.2), et on a typiquement $A_{R,B} < 2$.

Dans un troisième temps, on s'intéresse à la variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ décrivant le chromatisme des variations. Dans le cas de la simulation Monte Carlo sans engendrer du blinding, on a par construction des variations achromatiques, et plus précisément $\langle (A_R - 1)/(A_B - 1) \rangle = 1$ et $\sigma_{A_R - 1/A_B - 1} \sim 0.2$ (fig. 9.4). Au contraire, dans le cas des données, pour les candidats (avant élimination du fond) situés dans la *zone des Blue Bumpers*, on note un effet de chromatisme : la variation en rouge est assez systématiquement plus élevée qu'en bleu.

Ces deux dernières remarques sont résumées dans la figure (fig. 9.4); dans la moitié de gauche on a représenté la variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ en fonction de $A_R - 1$. On peut ainsi visualiser simultanément l'amplitude de variation et le degré de chromatisme. En comparant les données et le Monte Carlo on choisit, en restant toujours conservateur, de valider une étoile comme *Blue Bumper* si celle-ci appartient à la *zone des Blue Bumpers* et vérifie la condition suivante

$$A_{R,B} < 1.6 \text{ ou } \frac{A_R - 1}{A_B - 1} > 1.2 \quad (9.4)$$

D'autre part, on ne note pas de corrélation significative entre la variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ et la couleur de l'étoile (fig. 9.5).

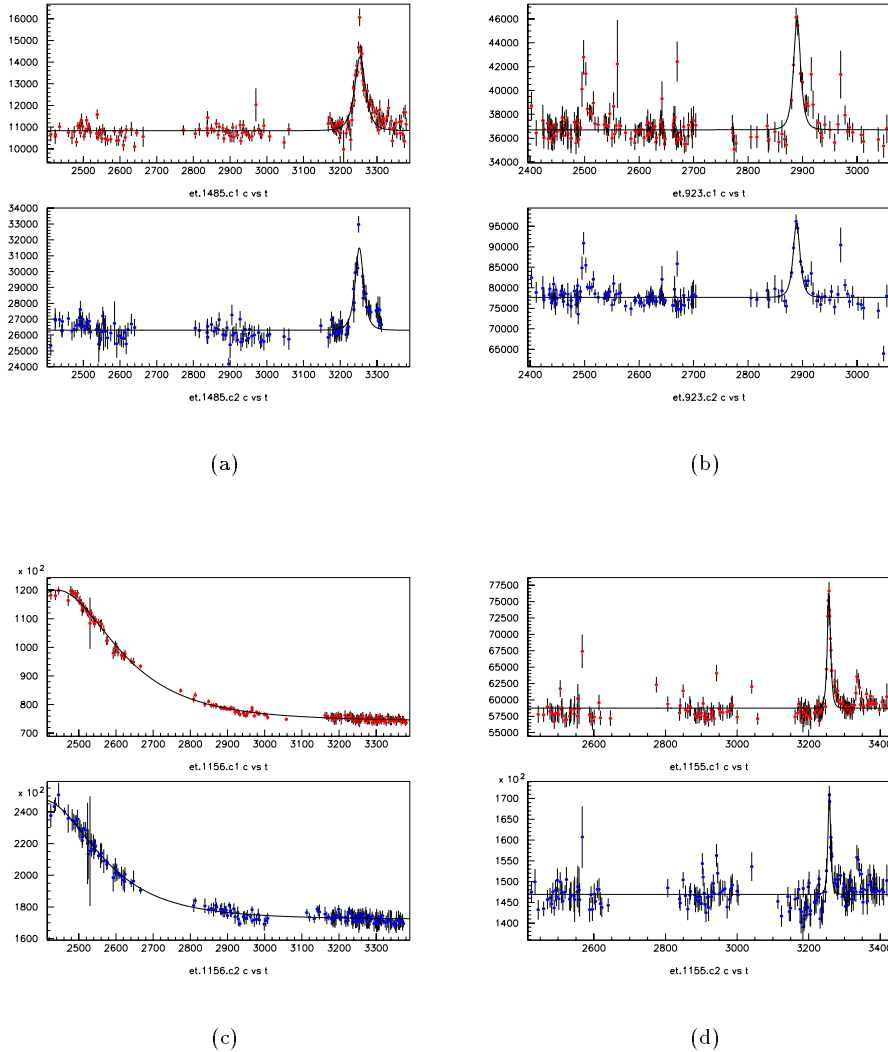


Fig. 9.2 : Exemples de courbes de lumière d'étoiles *Blue Bumpers* satisfaisant toutes les coupures de l'analyse avant la réjection du fond. On a superposé l'ajustement d'une courbe de Paczyński sur les données, dans les couleurs rouge (haut de chaque graphe) et bleue (bas de chaque graphe). On constate que la période de variation des *Blue Bumpers* couvre une large gamme d'échelle de temps, de quelques jours à quelques centaines de jours. Ces étoiles sont caractérisées à la section (sec. 9.3.1).

Il faut bien remarquer que cette caractérisation est purement phénoménologique. Les conditions d'identification des étoiles comme des *Blue Bumpers* proviennent de l'étude des candidats qui passent toutes les coupures de recherche de signaux compatibles avec des microlentilles, et par là même, notre échantillon de *Blue Bumpers* est probablement biaisé par rapport à la réalité. Néanmoins, l'objectif que nous nous étions fixés est atteint dans la mesure où l'on est maintenant capable de détecter des événements microlentilles dans le haut de la séquence principale (si ces derniers ont des caractéristiques différentes de ce que l'on a appelé *Blue Bumper*).

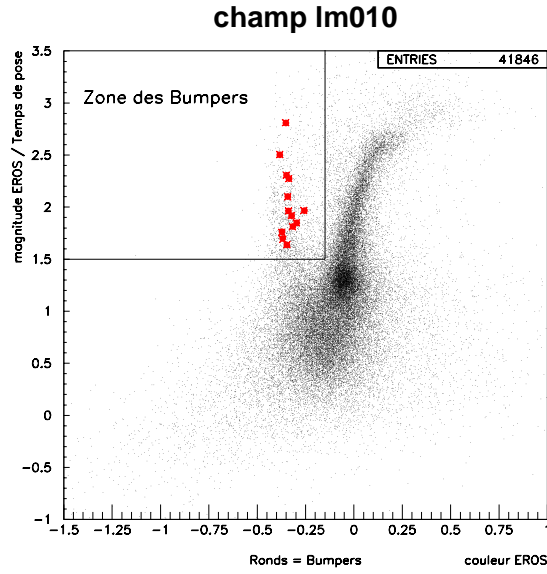
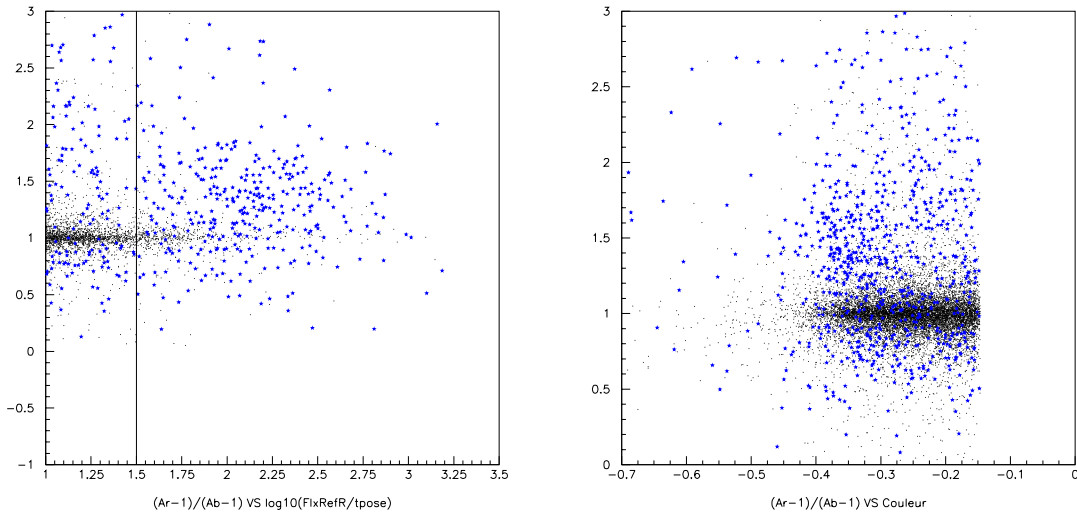


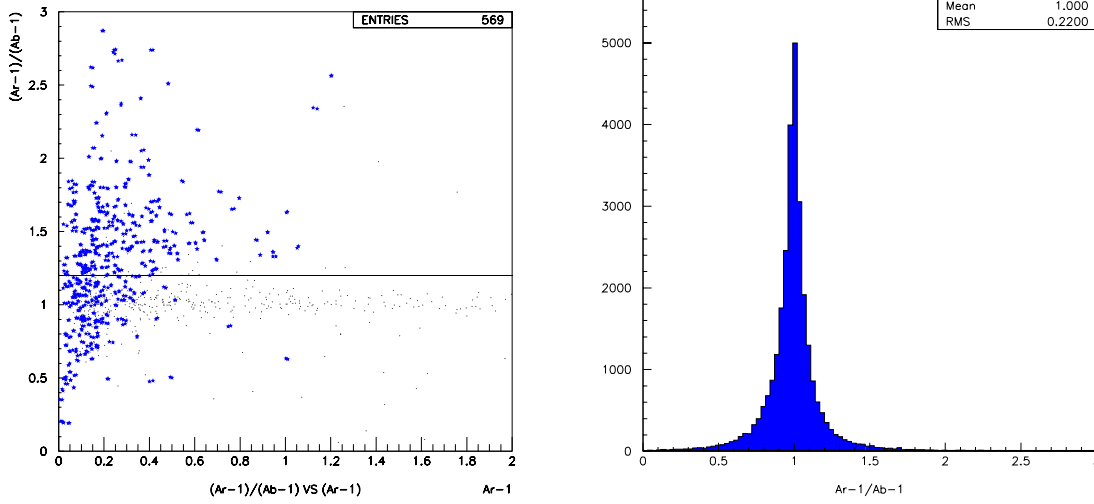
Fig. 9.3 : Localisation des étoiles *Blue Bumpers* dans le diagramme couleur-magnitude. Dans l'analyse, on applique une série de coupures spécifiques à la réjection des *Blue Bumpers* (zone encadrée en haut à gauche). Les points épais sont des *Blue Bumpers* imitant un signal microlentille mais identifiés et rejetés comme bruit de fond.



(a) Variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ en fonction du flux de référence rouge $\log(Flux_R/t_{pose})$.

(b) Variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ en fonction de la couleur $\log(Flux_R/Flux_B)$.

Fig. 9.5 : Étude des corrélations de la variable $A_R - 1/A_B - 1$ avec la position de l'étoile dans le diagramme couleur-magnitude. On s'est ici limité aux étoiles se situant dans le haut de la séquence principale $\log(Flux_R/t_{pose}) > 1$ et $\log(Flux_R/Flux_B) < -0.15$. Les marqueurs en forme d'étoiles représentent les candidats avant l'élimination des bruits de fond, et les points correspondent au Monte Carlo de microlentilles simples (sans blending). On note la présence d'une accumulation anormale de candidats (avant élimination des bruits de fond) dans le haut de la séquence principale, peu fournie en étoiles (a). Par ailleurs, on ne remarque pas d'effet systématique de couleur pour les candidats situés dans cette région du diagramme (b).



(a) Variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ en fonction de $A_R - 1$. Les marqueurs en forme d'étoiles représentent les candidats avant l'élimination des bruits de fond, et les points centrés sur la bande $(A_R - 1)/(A_B - 1) \sim 1$ correspondent au Monte Carlo (sans blending).

(b) Distribution de la variable $A_R - 1/A_B - 1$ pour les microlentes simulées sans effet de blending. on a $\langle (A_R - 1)/(A_B - 1) \rangle = 1$ et $\sigma_{A_R-1/A_B-1} \sim 0.2$ (On a utilisé ici tout le diagramme couleur-magnitude, et pas seulement la zone des *Blue Bumpers*).

Fig. 9.4 : Etude de l'amplitude de variation et du chromatisme des étoiles de la classe des *Blue Bumpers*. A_R et A_B désignent respectivement les amplifications effectives rouges et bleues. On s'est ici limité aux étoiles se situant dans le haut de la séquence principale : $\log(\text{Flux}_R/\text{Tpose}) > 1.5$ et $\log(\text{Flux}_R/\text{Flux}_B) < -0.15$. On remarque un excès anormal de candidats dans cette zone peu peuplée du diagramme couleur-magnitude. Ces candidats sont à faible amplification (typiquement $A_R < 1.6$) ou présentent souvent une certaine chromaticité : $(A_R - 1)/(A_B - 1) > 1.2$ (a). La valeur de la coupure sur le chromatisme peut être justifiée par la distribution de $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ pour les événements simulés sans blending (effet d'un seul côté à 1 sigma). On peut montrer que cette coupure sur le chromatisme n'empêche pas de découvrir des événements affectés par l'effet de blending (voir section (sec. 9.3.2)).

D'après la caractérisation précédente, nous avons inclus dans l'analyse un détecteur de *Blue Bumpers*. L'analyse se fait donc indépendamment dans les deux couleurs jusqu'aux coupures sur la compatibilité de la courbe de lumière avec un signal microlentille; si une étoile a été sélectionnée dans au moins une des deux couleurs, on teste s'il s'agit d'un *Blue Bumper*. Cette coupure, qui utilise des informations des deux bandes spectrales brise donc nécessairement l'indépendance rouge/bleu de l'analyse qui était totale jusqu'à ce stade.

9.3.2 Détection des Blue Bumpers et phénomène de blending

Les *Blue Bumpers* sont identifiés d'après leur position dans le diagramme couleur-magnitude, leur faible variation et leur chromatisme. Jusqu'à présent, nous avons comparé le signal à une simulation Monte Carlo sans blending. Or, on a montré au chapitre (chap. 2) que, en présence de phénomène de blending, l'amplification est systématiquement sous-estimée et que des effets de chromatisme apparaissent sur les courbes de lumière si les deux étoiles (ou plus ...) en cause ont des couleurs différentes. Puisque la présence des *Blue Bumpers* nous amène à rejeter toutes les étoiles présentant une faible amplitude de variation, l'efficacité de détection des microlentes baisse légèrement en présence de blending (si on considère que c'est l'étoile la plus brillante qui est am-

plifiée). C’est cependant le prix à payer pour utiliser cette zone du diagramme couleur-magnitude. En revanche, la coupure sur le chromatisme pourrait sembler beaucoup plus dangereuse, car elle s’adresse indifféremment aux grandes et aux petites amplifications. Néanmoins, cette coupure sur le chromatisme n’a absolument aucune incidence sur la détection des microlentilles “blendées”. En effet, si une étoile de la *zone des Blue Bumpers* est blendée, alors elle l’est forcément par une étoile plus rouge qu’elle. Ainsi, l’amplification bleue devrait être supérieure à l’amplification rouge. Les microlentilles blendées devraient donc peupler la partie basse du diagramme (fig. 9.4). Or, c’est l’opposé qui se voit dans le cas des *Blue Bumpers*, et il n’y a donc aucune perte de candidats microlentilles. Il y a une autre façon (complètement équivalente) de voir la situation : pour avoir un événement blendé tel que $(A_R - 1)/(A_B - 1) > 1$ il faudrait que l’étoile qui “blende” soit plus bleue que l’étoile source; or, il n’existe pas d’étoiles plus bleues que celles de la séquence principale dans la *zone des bumpers*. Dans notre jargon, on dit que les *Bumpers* correspondent à du “blending non physique”.

9.3.3 Distribution des paramètres des Bumpers

Les distributions des paramètres des étoiles identifiées comme Bumpers sont données dans les figures (fig. 9.6) et (fig. 9.7).

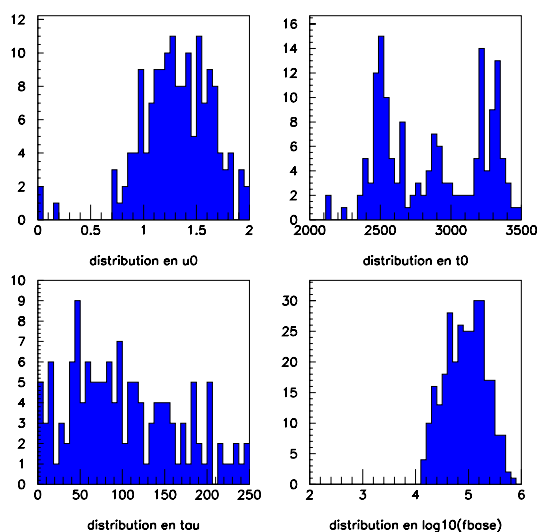


Fig. 9.6 : Distribution des paramètres du fit de Paczyński des *Blue Bumpers*. Les résultats sont donnés pour la couleur bleue. Distribution en u_0 (haut à gauche). Distribution en t_0 (haut à droite). Distribution en Δt (bas à gauche). Distribution en flux de référence (bas à droite). On remarque que les temps caractéristiques des *Blue Bumpers* s’étendent dans toute la gamme de détection $[0 - 250]$ jours. Dans la distribution en u_0 on note 3 valeurs proches de 0 qui illustrent l’utilité de l’utilisation de l’amplification effective (sec. 9.2).

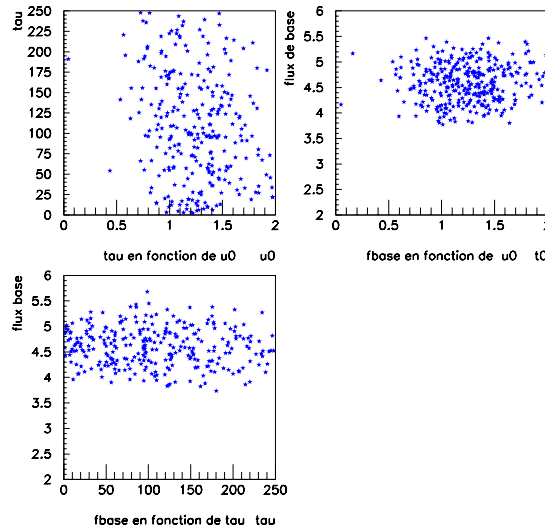


Fig. 9.7 : Absence de corrélations entre les paramètres des *Blue Bumpers*.

9.4 Les Géantes Rouges Variables

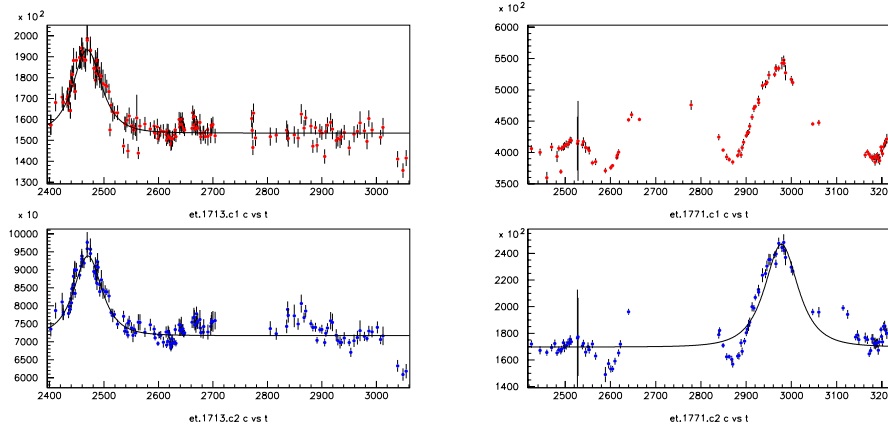
En astrophysique, les Géantes Rouges sont les étoiles qui ont quitté la séquence principale; elles rayonnent alors en fusionnant non seulement l’hydrogène, mais aussi les éléments plus lourds tels que l’hélium, le carbone ... Elles restent quelque temps dans une zone nommée *clump (amas) des Géantes Rouges* (fig. 9.9) puis évoluent vers le haut et la droite du diagramme couleur-magnitude. Leur étude “comportementale” n’est pas notre propos dans cette thèse. On remarque juste que ces étoiles qui évoluent rapidement (comparé au temps passé sur la séquence principale) sont parfois soumises à des variations pseudo-périodiques ou aperiodiques. Ce sont ces variations qui nous intéressent dans la mesure où elles peuvent être confondues avec un signal de type microlentille (fig. 9.8). Il est important de noter que les étoiles que nous appelons *Géantes Rouges Variables* ne sont pas définies de la même façon qu’en astrophysique. On utilise cet abus de langage pour dénommer les étoiles compatibles avec un signal microlentille (avant élimination des bruits de fond), situées dans la partie supérieure droite du diagramme couleur-magnitude (eq. 9.5) et répondant à la série de critères définis ci-après (sec. 9.4.1).

9.4.1 Caractérisation et détection

Comme dans le cas des *Blue Bumpers* nous disposons des informations suivantes dans les deux couleurs : magnitude de référence (donc la couleur), amplification effective, paramètres de l’ajustement d’une courbe de Paczyński (éventuellement). L’inspection de la position des candidats (avant élimination du fond) dans le diagramme couleur-magnitude révèle aussi la présence d’une zone d’accumulation située dans la partie supérieure droite (étoiles rouges et très brillantes). On nommera cette région *zone des Géantes Rouges Variables* (fig. 9.9). On la délimite arbitrairement par

$$\underline{\text{Zone des Géantes Rouges Variables}} : \begin{cases} \log(Flux_R/T_{pose}) > 1.0 \\ \log(Flux_R/Flux_B) > 0.2 \end{cases} \quad (9.5)$$

Trois critères supplémentaires sont utilisés pour rejeter les *Géantes Rouges Variables* candidates à ce niveau de l’analyse : l’amplitude et la durée de la variation, ainsi que le chromatisme. Concernant le premier point, on rehausse le seuil de détection car beaucoup d’étoiles de cette zone présentent



(a) Une “bosse” est présente sur la période d’observation.

(b) Plusieurs “bosses” sont présentes, mais l’échantillonnage ne permet pas de discriminer entre une microlentille et un bruit de fond sans une étude plus approfondie.

Fig. 9.8 : Exemples de courbes de lumière d’étoiles *Géantes Rouges Variables* satisfaisant toutes les coupures de l’analyse avant la réjection du fond. Le meilleur ajustement d’une courbe de Paczyński est superposé aux mesures. La figure de droite montre à quel point les coupures antérieures sont “généreuses”.

une amplitude de variation limitée, typiquement $A_{eff} < 2$ en rouge et en bleu (fig. 9.10). Pour illustrer le second point, on note l’existence d’étoiles variables à longue période (typiquement de cent à quelques centaines de jours) dans la *zone des Géantes Rouges Variables*. Pour finir, on remarque que les candidats de cette zone présentent, comme dans le cas des *Bumpers*, une variation chromatique $(A_R - 1)/(A_B - 1) < 0.8$ (fig. 9.10); contrairement au cas des *Bumpers*, la variation bleue est souvent plus élevée que la variation rouge. Toujours dans cette zone on remarque aussi une accumulation de candidats très lumineux : $\log(Flux_R/Tpose) \sim 3$ (fig. 9.10). Dans la *zone des Géantes Rouges Variables*, on rejette les étoiles correspondant au moins à l’un des critères suivant :

- $\Delta t > 1/3 T_{obs}$ (Pas assez de ligne de base pour valider le candidat)
- $A_{eff,R} < 2$ et $A_{eff,B} < 2$
- $(A_R - 1)/(A_B - 1) < 0.8$

9.4.2 Détection des Géantes Rouges Variables et phénomène de Blending

Comme pour les *Blue Bumpers*, les *Géantes Rouges Variables* sont identifiées d’après leur position dans le diagramme couleur-magnitude, leur variation limitée et leur chromatisme par comparaison à une simulation Monte Carlo sans blending. Ainsi, la coupure sur l’achromatisme pourrait nous empêcher de détecter les microlentilles affectées par l’effet de blending. Cependant, une étoile de la *zone des Géantes Rouges Variables* est forcément blendée par une étoile plus bleue. Ainsi, l’amplification en rouge serait supérieure à l’amplification en bleu. Les événements blendés devraient donc peupler la partie haute du diagramme de la figure (fig. 9.10). Or, l’étude de la figure (fig. 9.10) montre l’effet contraire pour les *Géantes Rouges Variables*. Cette coupure n’affecte donc en rien la détection d’éventuelles microlentilles affectées par du blending. Il faudrait une popula-

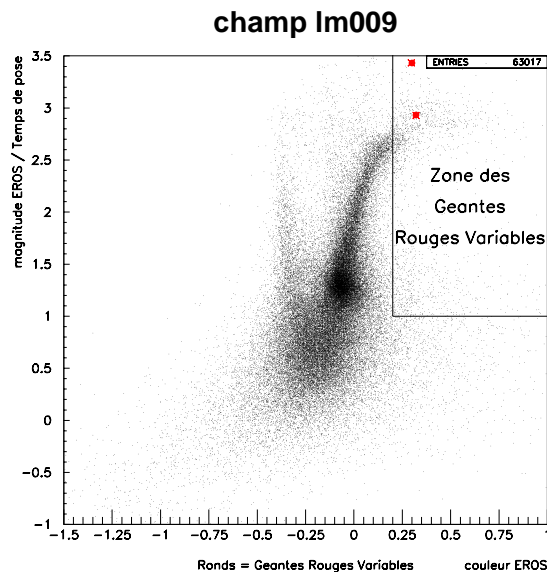


Fig. 9.9 : Localisation des étoiles *Géantes Rouges Variables* dans le diagramme couleur-magnitude. Dans l’analyse, on applique une série de coupures spécifiques à la réjection des *Géantes Rouges Variables* (zone encadrée en haut à droite). Les deux points renforcés sont deux étoiles imitant un signal microlentille mais détectées comme *Géantes Rouges Variables*.

tion d’étoiles plus rouge que les *Géantes Rouges Variables* pour expliquer des événements tels que $(A_R - 1)/(A_B - 1) < 0.8$ dans cette zone.

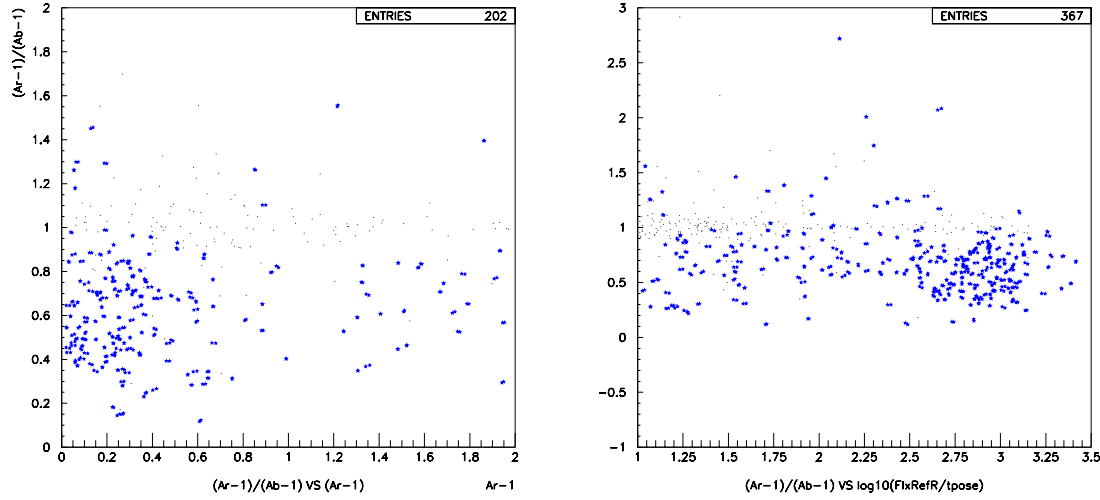
9.5 Le bruit de fond de supernovæ situées derrière le LMC

9.5.1 Caractérisation

Une source potentielle de contamination de notre échantillon de candidats microlentilles provient des supernovæ (SN) explosant dans une galaxie située derrière le LMC. Ces supernovæ peuvent induire une augmentation “artificielle” et unique du flux d’une étoile située juste en avant-plan de la supernova car nous travaillons en champs encombrés; dans la plupart des cas, la galaxie “hôte” de la supernova est difficilement détectable sur nos images. On peut estimer grossièrement le nombre de supernovæ ayant explosé dans nos champs suivis, et sur une période d’observation de 3 ans. En effet, le taux d’explosion de supernovæ de types I et II, de magnitude $V \sim 20$ (au pic) vaut environ 0.5 SN/an par degré carré [Woods E., 1998]. Avec environ 39 degrés carrés réellement analysés (répartis sur 64 champs), on s’attend, pour 3 années d’observations à :

$$N_{\text{SN}} \sim 0.5 \text{ SN/an/deg}^2 \times 39 \text{ deg}^2 \times 3 \text{ ans} \sim 50 \text{ SN} , \quad (9.6)$$

si l’on ne prend pas en compte l’efficacité de détection. Pour obtenir un ordre de grandeur du nombre de supernovæ détectables, on peut utiliser l’efficacité de détection d’événements microlentilles de durée inférieure à 50 jours qui vaut environ 10%. On s’attend donc à avoir moins de 5 supernovæ dans notre échantillon de candidats. Ceci correspond bien sûr à une borne supérieure puisqu’il faut que la supernova soit exactement alignée avec une étoile.



(a) Variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ en fonction de $A_R - 1$ dans la zone des Géantes Rouges Variables. Les marqueurs en forme d'étoiles représentent les candidats avant l'élimination des bruits de fond, et les points centrés sur la bande $(A_R - 1)/(A_B - 1) \sim 1$ correspondent au Monte Carlo (sans blinding).

(b) Variable $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ en fonction de $\log(\text{Flux}_R/\text{Tpose})$ dans la zone des Géantes Rouges Variables. Noter l'accumulation près de 1000 ADU/sec.

Fig. 9.10 : Etude de l'amplitude de variation et du chromatisme des étoiles candidats se trouvant dans la zone des Géantes Rouges Variables : $\log(\text{Flux}_R/\text{Tpose}) > 1.0$ et $\log(\text{Flux}_R/\text{Flux}_B) > 0.2$. Les marqueurs en forme d'étoiles représentent les candidats avant l'élimination des bruits de fond, et les points centrés sur la bande $(A_R - 1)/(A_B - 1) \sim 1$ correspondent au Monte Carlo (sans blinding). On remarque un excès anormal de candidats dans cette zone peu peuplée du diagramme couleur-magnitude. La plupart de ces candidats présentent une variation chromatique : $(A_R - 1)/(A_B - 1) < 0.8$ (a). La valeur de la coupure sur le chromatisme peut être justifiée par la distribution de $(A_R - 1)/(A_B - 1)$ pour les événements simulés sans blinding (effet d'un seul côté à 1 sigma) (fig. 9.4). Comme dans le cas des *Bumpers*, on peut montrer que cette coupure sur le chromatisme n'empêche pas de découvrir des événements affectés par du blinding (voir section (sec. ??)).

9.5.2 Identification des supernovæ

Les supernovæ sont identifiées principalement d'après le paramètre d'asymétrie

$$a = \frac{\delta t_m}{\delta t_d}, \quad (9.7)$$

où δt_m est un estimateur du temps de montée du phénomène, et δt_d est un estimateur du temps de descente. On pose t_{max} l'instant du maximum de la bosse, défini ici par

$$t_{max} = \frac{t_{max+1} - t_{max-1}}{2} \quad (9.8)$$

où t_{max+1} et t_{max-1} sont les deux mesures de part et d'autre du flux maximum détecté dans la bosse. On parcourt ensuite la courbe de lumière, depuis t_{max} dans l'ordre décroissant des temps, jusqu'à trouver le premier point t_g vérifiant

$$\frac{\text{flux}(t_g) - F_{base}}{\sigma(t_g)} \leq 1.5, \quad (9.9)$$

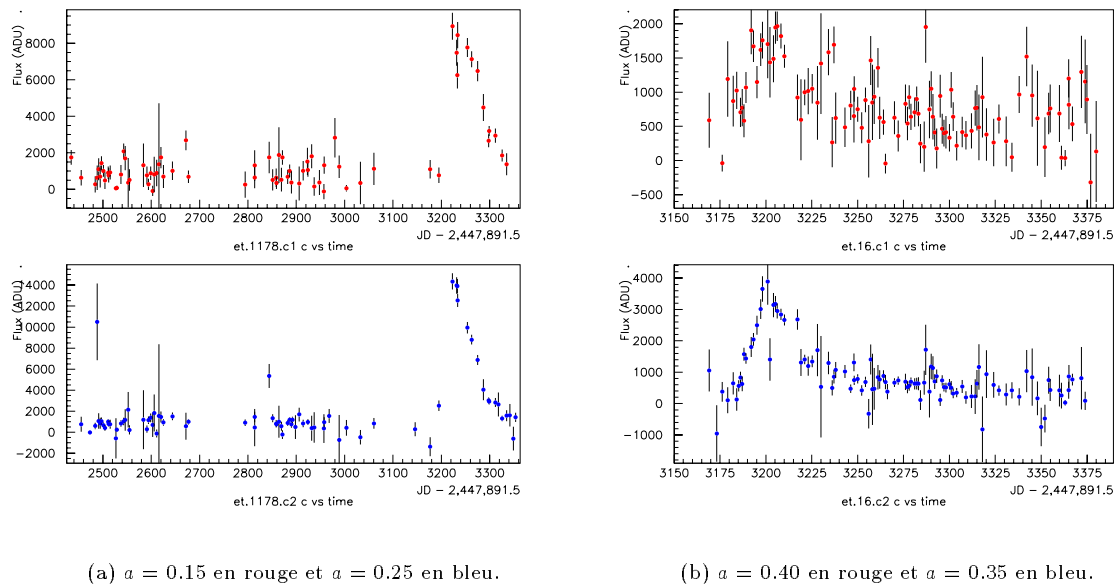


Fig. 9.11 : Courbes de lumière des 2 candidats asymétriques interprétés comme un bruit de fond de supernovæ. Ces événements sont détectés comme supernovæ car le temps de montée de la bosse est beaucoup plus rapide que le temps de descente.

où $flux(t)$, $\sigma(t)$ sont respectivement le flux et l’erreur sur le flux, au temps t et F_{base} est le flux de base. On parcourt ensuite la courbe dans l’ordre des temps croissants, depuis l’instant du maximum, jusqu’à trouver le premier point t_d vérifiant

$$flux(t_d) \leq flux(t_g) . \quad (9.10)$$

Le temps de montée t_m et le temps de descente t_d sont alors définis par :

$$\delta t_m = t_{max} - t_g \quad \text{et} \quad \delta t_d = t_d - t_{max} . \quad (9.11)$$

A l’issue des coupures de recherche du signal, et après les critères de sélection relatifs aux *Blue Bumpers*, aux *Géantes Rouges Variables*, et aux *Bistables*, on assimile un candidat restant à une contamination de supernova s’il vérifie les critères suivant :

$$\Delta t_{R,B} \leq 50 \text{ jours} \ \& \ a_R + a_B \leq 0.8 , \quad (9.12)$$

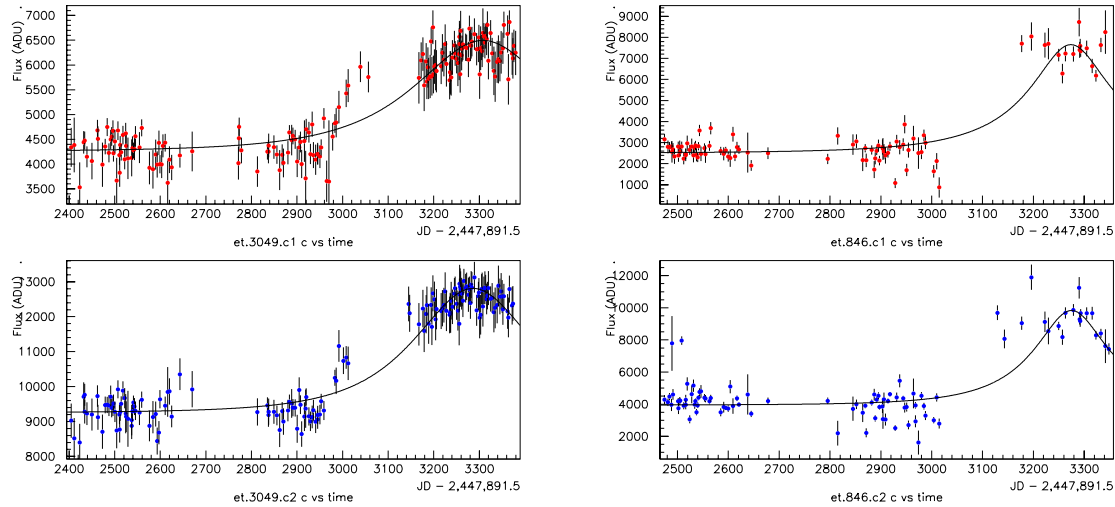
où les indices R et B correspondent aux couleurs rouge et bleu. On sélectionne sur la somme des asymétries rouge et bleu pour éviter d’éliminer de bons candidats mal mesurés dans une des deux couleurs. Par précaution, on n’applique la coupure sur l’asymétrie que sur les événements dont l’ajustement microlentille donne une durée $\Delta t < 50$ jours. Cela correspond à une borne supérieure sur la durée attendue des supernovæ et l’on préserve ainsi nos chances de détecter des événements microlentilles asymétriques dus à l’effet de révolution de la Terre autour du Soleil (“parallaxe”). De tels événements sont détectables si leur durée est supérieure à quelques mois (chap. 2).

9.6 Les étoiles “Bistables”

9.6.1 Caractérisation

Nous avons appelé Bistables des étoiles plates durant les deux premières saisons d’observations, plates durant la troisième saison, mais avec une différence de flux substantielle entre les deux pla-

teaux. Deux exemples de Bistables sont donnés à la figure (fig. 9.12). Les Bistables qui passent



(a) Bistable détecté dans un champ central (lm010).

(b) Bistable détecté dans un champ externe (lm015).

Fig. 9.12 : Exemples de courbes de lumière d'étoiles *Bistables*.

toutes les coupures de l'analyse sont donc systématiquement détectées avec un pic en fin de troisième saison. Les étoiles mises en cause ne sont pas systématiquement d'un type spectral donné, ce qui va en défaveur de leur interprétation en terme d'étoiles variables. On peut toutefois noter que cet effet est apparu après l'arrêt technique de 1998, alors que le miroir primaire du télescope venait d'être réaluminisé. La différence de flux entre les deux plateaux est typiquement inférieure ou de l'ordre d'un facteur 2. De plus, la dispersion des flux calculée sur les deux plateaux est comparable. Ces deux dernières remarques nous ont permis de fabriquer un détecteur de telles étoiles. Néanmoins, cette coupure est phénoménologique, et l'origine de ce phénomène n'a pas encore été comprise.

9.6.2 Détecteur de Bistables

Pour détecter les Bistables, on commence par diviser la courbe de lumière en deux plateaux, à partir de l'instant de départ de la bosse détectée. On note m_1 et m_2 les valeurs moyennes des flux des deux plateaux, et σ_1 et σ_2 les dispersions de leurs flux; on définit $\sigma_{12} = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$, la dispersion moyenne. L'indice 1 réfère au premier plateau (saisons 1 et 2), et l'indice 2 réfère au second plateau (saison 3). On construit une première variable D_{12} , qui quantifie la différence de flux entre les plateaux 1 et 2 :

$$D_{12} = \left| \frac{m_2 - m_1}{\sigma_{12}} \right|. \quad (9.13)$$

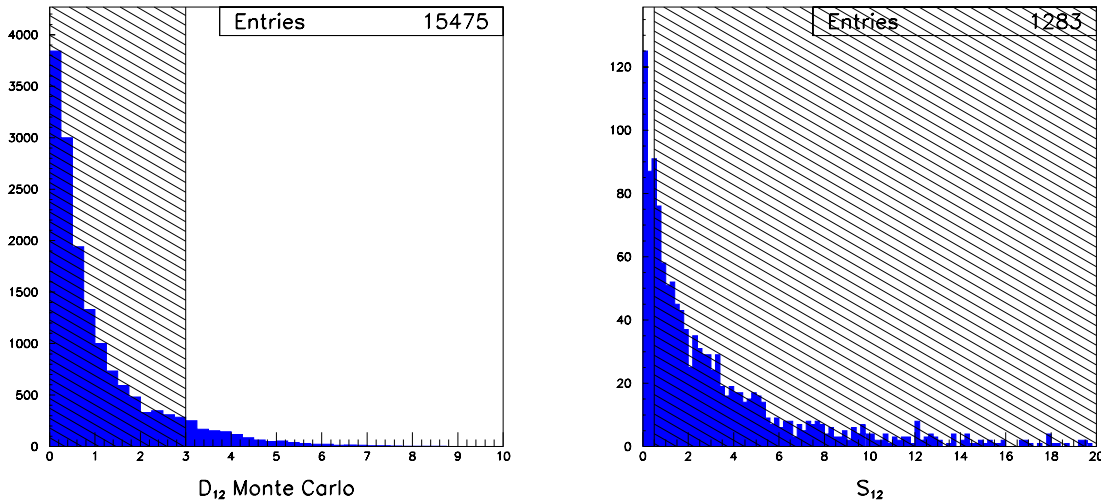
On construit une seconde variable S_{12} , qui quantifie la différence entre les dispersions des deux plateaux

$$S_{12} = \left| \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_{12}} \right|. \quad (9.14)$$

On sélectionne un Bistable si :

$$D_{12} > 3 \quad \& \quad S_{12} < 0.5. \quad (9.15)$$

On ajoute la restriction d’avoir au moins 10 points de mesures dans chaque plateau de façon à pouvoir calculer les moyennes et les écarts standards sans faire une erreur trop importante. L’effet de cette coupure sur le Monte Carlo microlentille est illustré à la figure (fig. 9.13). Dans



(a) Variable D_{12} pour toutes les microlentilles générées passant toutes les coupures de l’analyse et les critères de sélection des *Blue Bumpers* et des *Géantes Rouges Variables*. Dans un premier temps on présélectionne les Bistables si $D_{12} > 3$ (partie non hachurée).

(b) Variable S_{12} pour toutes les microlentilles générées passant la coupure $D_{12} > 3$. On catalogue l’étoile comme un Bistable si $D_{12} < 0.5$ (partie non hachurée). Cela revient à éliminer moins de 1.5% des candidats.

Fig. 9.13 : Principe de détection des Bistables. Dans le cas du Monte Carlo de microlentilles, on représente la variable D_{12} (à gauche), et la variable S_{12} si $D_{12} > 3$ (à droite). Les variables ont ici été calculées pour les étoiles satisfaisant toutes les coupures de l’analyse et les critères de sélection des *Blue Bumpers* et des *Géantes Rouges Variables*, dans au moins une couleur, et sur un échantillon de champs typiques. On se limite de plus aux bosses contenant au moins 10 points.

l’analyse, une étoile passant toute les coupures de sélection du signal (chap. 8) dans au moins une couleur, et les coupures de sélection des *Blue Bumpers* et des *Géantes Rouges Variables* est soumise au détecteur de Bistable. Un Bistable est “validé” s’il satisfait la coupure (eq. 9.15) dans au moins une couleur. L’effet global de cette coupure est inférieur à 1.5% à ce niveau de l’analyse, cela donne ainsi une borne supérieure sur son effet final. Au total, une cinquantaine de Bistables ont été détectés comme tels dans les données. Néanmoins, seuls quelques-uns d’entre eux seraient candidats en fin d’analyse en l’absence de ce nouveau critère de sélection. Pour conclure, notons que cet effet a aussi été observé dans l’analyse (en cours) de la troisième saison du SMC.

9.7 Les artefacts créés par des aigrettes lumineuses associées aux étoiles saturées

Sur les images, des aigrettes lumineuses apparaissent autour des étoiles saturées. Dans certains cas, des étoiles sont reconstruites sur ces aigrettes par le programme CORRIND. Évidemment, le programme de photométrie, qui utilise une PSF gaussienne, n’est pas adapté pour suivre photométriquement de tels objets. Certaines courbes de lumière de tels artefacts présentent un signal compatible avec une microlentille. De tels cas sont détectés d’après la visualisation de “l’étoile”

source candidate sur l'image de référence (fig. 9.14). Ces candidats sont rejetés, car aucune étoile réelle n'est associée à ces aigrettes. La fraction du ciel couverte par ces aigrettes lumineuses a été estimée, et est de l'ordre du pourcent. L'élimination de ces candidats n'affecte donc pas l'efficacité de l'analyse. Dans l'analyse 3 ans, 3 candidats ont été rejetés de cette façon; deux d'entre eux sont illustrés à la figure (fig. 9.14). Le programme de détection d'aigrettes lumineuses présenté dans l'annexe (ann. C) ne s'applique pas ici car il est dédié à la recherche d'aigrettes situées en bord de CCD et orientées selon l'axe de déclinaison.

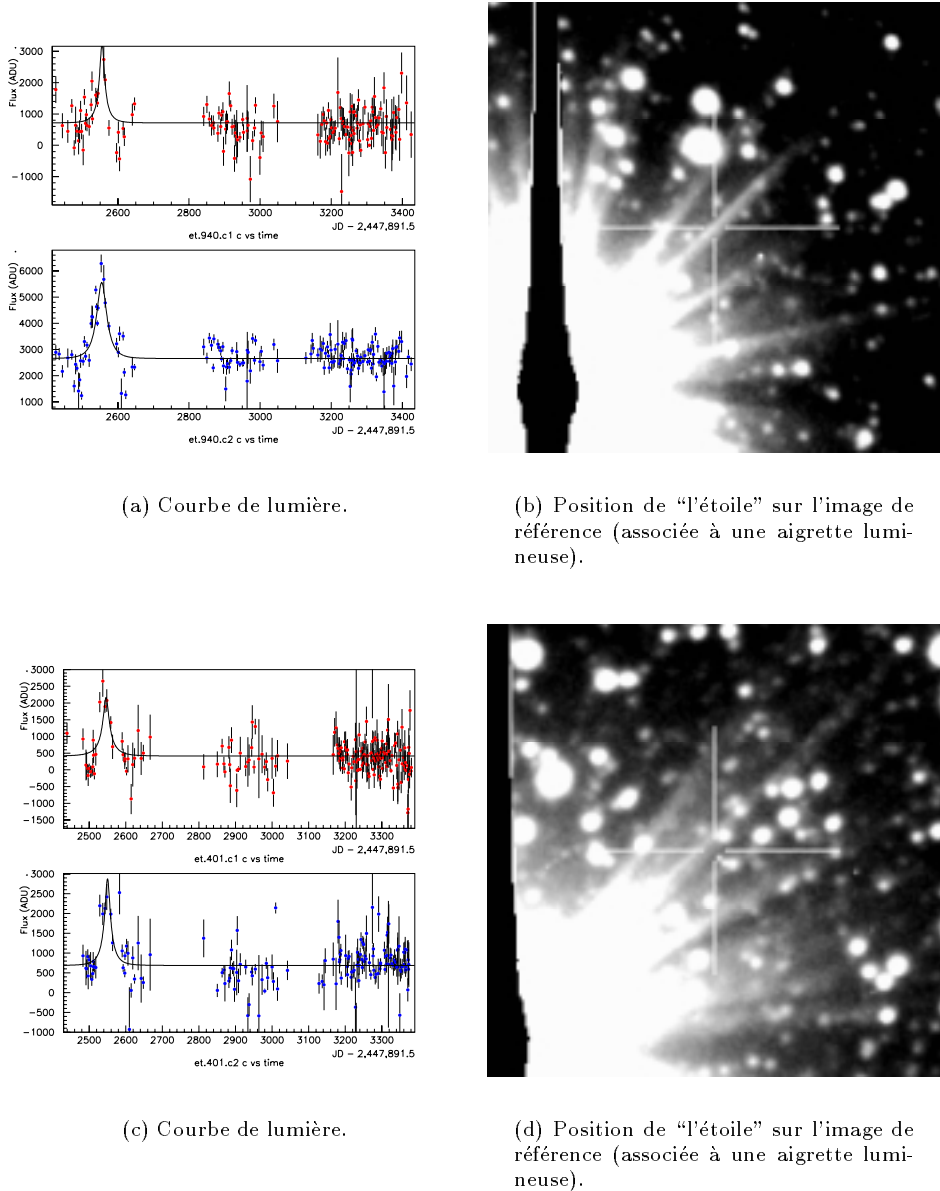


Fig. 9.14 : Candidats associés à une aigrette lumineuse : image et courbe de lumière. On montre ici 2 cas sur les 3 faux candidats restant localisés sur : champ Im005 ccd 3 quart m (haut), et champ Im070 ccd 5 quart n (bas); ces "étoiles" passent toutes les coupures de l'analyse. Néanmoins, ces candidats doivent être rejetés car il ne s'agit pas réellement d'étoiles, mais plutôt de parties d'aigrettes lumineuses qui ont été détectées comme étoiles.

9.8 Les “faux” candidats à plusieurs pics

Dans cette section, je présente deux événements à deux pics découverts avec une analyse simplifiée. Seul le premier cas est étudié en détail. On montre que malgré les apparences, il ne s’agit probablement pas d’un effet de microlentille. Le deuxième cas est juste illustré.

9.8.1 Premier cas

Détection, caractérisation

Cet événement a été découvert “à l’oeil” (Im017 CCD 3 quart k) après une analyse simplifiée ne comportant que les filtres de niveau 1 et 2 avec augmentation des seuils de sélection. Cet événement très long, visible sur plus de 200 jours comporte deux pics de même amplification ($A \sim 10$) séparés d’environ 150 jours et assez symétriques (fig. 9.15); les deux variations sont achromatiques compte tenu des erreurs photométriques. Cette étoile est une étoile très faible de la séquence principale : $Fb_R \sim 430$ ADU et $Fb_B \sim 370$ ADU (photométrie PEIDA), soit $\log_{10}(F_R/T_{pose}) = 0.38$ et $\log_{10}(F_R/F_B) = 0.07$. Elle appartient à notre catalogue de référence car plusieurs images prises durant la période de variation ont été incluses (par hasard) dans le compositage (chap. 5). L’astrométrie développée pour calibrer les images EROS2, voir annexe (ann. B), donne $\alpha = 5^h 03' 43.''$ et $\delta = -68^\circ 01' 50''$ (J2000). Plusieurs configurations peuvent produire une telle courbe de lumière :

- Lentille binaire sans/avec parallaxe, sans/avec rotation de la lentille
- Étoile source binaire
- Étoile variable de type inconnu ?

Nous avons envisagé toutes ces solutions pour essayer de comprendre l’origine de cet événement. Une attention particulière a été apportée au cas de la lentille binaire. Le logiciel d’ajustement d’un défecteur binaire a été modifié et complété afin de prendre en compte l’effet de parallaxe, l’effet de rotation de la lentille, et les deux effets simultanément. Mais avant d’effectuer ces ajustements nous avons utilisé la nouvelle technique de photométrie différentielle [Alard, 1998a] afin d’améliorer la qualité des courbes de lumière, par diminution des biais systématiques et réduction des erreurs photométriques.

Utilisation de la méthode de photométrie différentielle

La méthode mathématique sous-jacente à la photométrie différentielle est décrite dans [Alard, 1998a, Alard, 1998b]; nous ne nous intéressons ici qu’aux aspects pertinents pour l’utilisateur. En résumant grossièrement, cette photométrie est fondée sur le principe de soustraction d’images avec détermination précise de la forme de la PSF par un ajustement sur un échantillon d’étoiles typiques. L’image de référence est ramenée au seeing de l’image courante. En principe, cette méthode est dénuée des systématiques présentées au chapitre (chap. 6), et il n’y a plus de problèmes de blending car le fond des étoiles non résolues a été soustrait. Avec ce genre de photométrie, on ne travaille plus sur les flux, mais sur les différences de flux. L’erreur associée à la différence de flux est donnée par le bruit de photons. On note F_b le flux de base, F_A le flux amplifié. On doit maintenant ajuster la différence

$$\Delta F = F_A - F_b = (A - 1) \times F_b \text{ (+Offset)}. \quad (9.16)$$

où on ajoute éventuellement un piédestal (Offset) si l’image de référence est prise pendant la période d’amplification. La courbe de lumière de la différence est par définition une combinaison du flux amplifié et du flux de base de l’étoile (membre de gauche de (eq. 9.16)), et on veut déterminer les paramètres du membre de droite de la relation (eq. 9.16) : A et F_b ! On voit donc qu’on fait apparaître une dégénérescence supplémentaire, par rapport à la photométrie classique, qui nous cache la véritable valeur du flux hors amplification. Ceci pose un problème fondamental pour l’interprétation des événements microlentilles, car une méconnaissance de la ligne de base se traduit

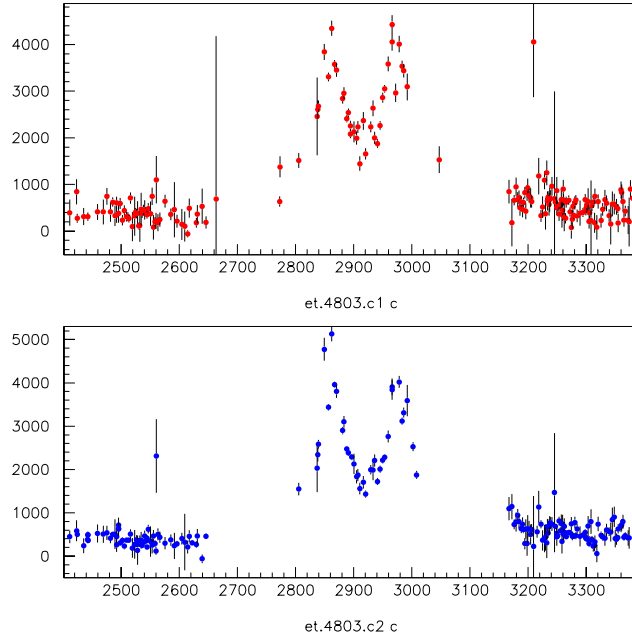


Fig. 9.15 : Courbe de lumière du premier événement à 2 pics du LMC, en rouge (haut) et en bleu (bas), avec la photométrie PEIDA.

directement par une méconnaissance de l'échelle de temps Δt et donc des paramètres physiques de la lentille [Han, 1999]. On peut lever partiellement cette dégénérescence en remarquant que

$$\frac{\Delta F_R}{\Delta F_B} = \frac{(A-1) \times F_{base,R}}{(A-1) \times F_{base,B}} \propto \frac{F_{base,R}}{F_{base,B}}. \quad (9.17)$$

Ainsi, même si on ne connaît pas la ligne de base, on peut imposer, dans l'ajustement, le rapport des variations des flux rouge et bleu. L'erreur relative sur la variable F_R/F_B est donnée par

$$\frac{\Delta (F_R/F_B)}{F_R/F_B} = [(\Delta F_R/F_R)^2 + (\Delta F_B/F_B)^2]^{1/2}. \quad (9.18)$$

Dans notre cas, on a $\langle F_R/F_B \rangle \sim 1$; une autre méthode consiste à fixer un des deux flux à une valeur de flux de base indiquée par la photométrie PEIDA et de laisser l'autre libre durant l'ajustement de la courbe théorique testée; on vérifie ensuite si l'autre flux ajusté est compatible avec le rapport F_R/F_B mesuré. En conclusion, la photométrie différentielle est très prometteuse en terme de détection des événements microlentilles. Néanmoins, le problème de détermination de la ligne de base n'est pas résolu à ce jour, et l'utilisation de cette méthode pour mesurer la profondeur optique n'est pas encore d'actualité.

Modélisation par une lentille binaire

Il existait déjà un programme d'ajustement de lentille binaire (sans rotation de la lentille ni effet de parallaxe terrestre) dans le groupe EROS, déjà utilisé pour l'étude de l'événement binaire avec traversée de caustique du SMC (sec. 3.6.3). Ce modèle de base nécessite 10 paramètres pour caractériser la lentille :

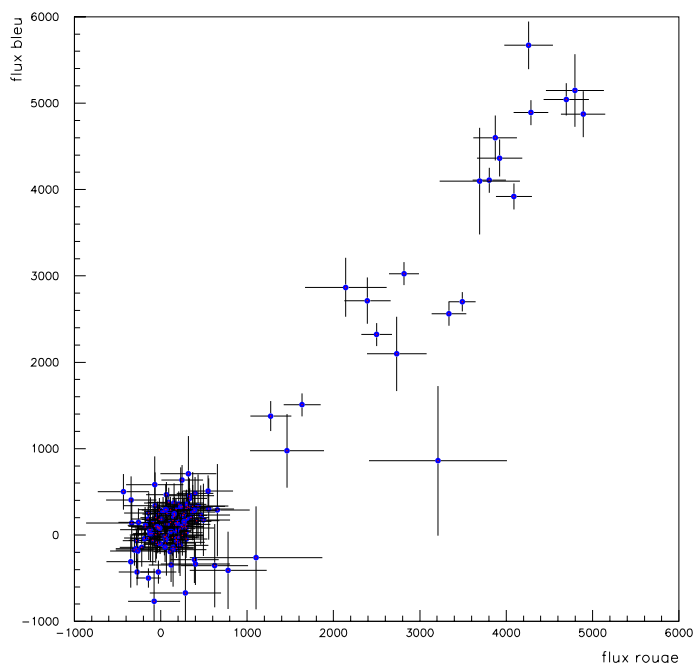


Fig. 9.16 : Test du chromatisme : variations de flux rouges en fonction des variations de flux bleus (photométrie différentielle). La variation de l'étoile est raisonnablement achromatique. Un ajustement linéaire passe (dans les erreurs) par le point (0,0), ce qui semble indiquer qu'il n'y a pas de blinding (ou sinon que l'étoile est blinée par une étoile de la même couleur).

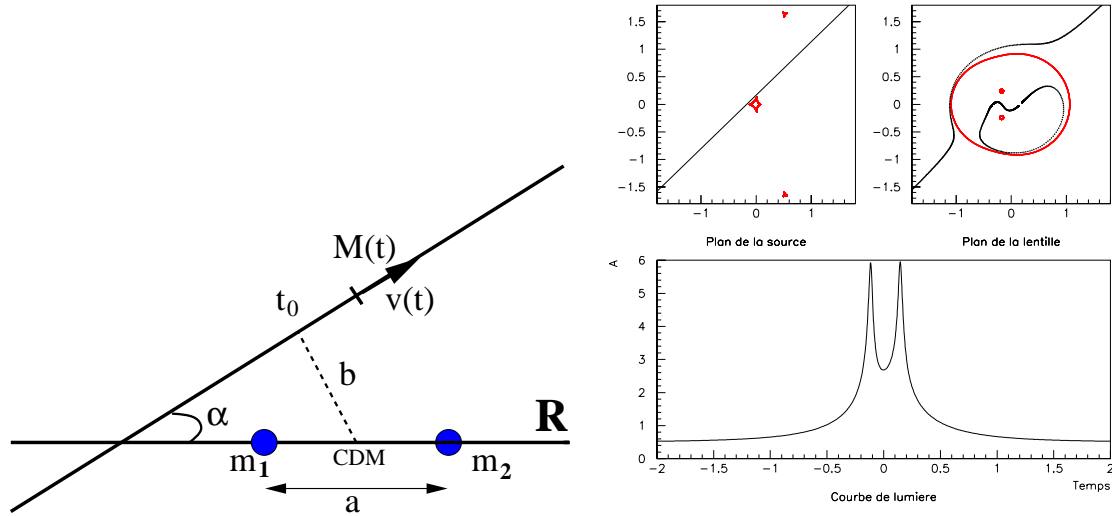
- t_0 : instant du minimum d'approche
- $\Delta t = R_e/v$: durée du phénomène, où R_e est le rayon d'Einstein correspondant à la masse totale de la lentille
- b : paramètre d'impact minimum
- $f_{r,b}$: flux de base rouge et bleu
- $c_{r,b}$: coefficient de blinding (ou les “offset” $bg_{r,b}$ en photométrie différentielle)
- a : séparation des 2 masses en unité de rayon d'Einstein
- $q = m_1/m_2$: rapport des masses des 2 composantes de la lentille
- α : angle entre l'axe des composantes de la lentille double et la trajectoire de la source (projetée dans le plan de la lentille).

Cet ajustement est hautement non linéaire et, à cause de l'existence de courbes caustiques, l'hyper-surface de χ^2 présente des discontinuités dans l'espace des paramètres. L'initialisation est donc ici d'une importance cruciale, et le problème est souvent dégénéré [Afonso et al., 2000]. La résolution de l'équation fondamentale des lentilles gravitationnelles est faite de proche en proche. Une première solution est calculée à partir des paramètres d'initialisation et cette dernière est utilisée pour calculer la solution au point suivant de la trajectoire et ainsi de suite tout le long du phénomène. Soit R le référentiel centré sur le centre de masse du déflecteur binaire. Dans ce référentiel, la trajectoire $M(t)$ de la source est supposée être une droite paramétrisée par la relation :

$$M(t) = \begin{cases} -b \sin\alpha + \tau \cos\alpha \\ +b \cos\alpha + \tau \sin\alpha \end{cases}, \quad (9.19)$$

avec $\tau = (t - t_0)/\Delta t$, temps en unité de temps d'Einstein Δt . Le problème est ici invariant par dilatation de l'échelle de temps. La configuration géométrique dans le plan de la lentille, ainsi qu'une

simulation de courbe de lumière sont donnés dans la figure (fig. 9.17). Les différentes topologies pouvant engendrer deux pics similaires à ceux de l'événement en question sont représentées dans la figure (fig. 9.18). C'est à partir de ces topologies que nous avons initialisé les paramètres de l'ajustement.



(a) Configuration géométrique d'une lentille binaire sans rotation ni parallaxe. $M(t)$ représente la trajectoire de la ligne de visée (observateur, étoile source) par rapport au centre de masse des deux composantes, dans le référentiel de la lentille.

(b) (bas) Simulation d'une courbe de lumière engendrée par une lentille binaire sans rotation ni parallaxe : $a = 0.5$ $q = 2.0$ $b = 0.12$ $\alpha = 0.77$. (haut gauche) Courbes caustiques et mouvement (ligne droite) de la ligne de visée par rapport au référentiel (R). (haut droite) trajectoire des images dans le plan du déflecteur.

Fig. 9.17 : Lentille binaire sans rotation ni parallaxe; 10 paramètres sont nécessaires pour caractériser le système d'après la courbe de lumière (voir texte).

Modélisation par une lentille binaire en rotation (ROBIN)

Le cas d'une lentille binaire en rotation est important à traiter car un simple ajustement de lentille binaire donne une durée typique de l'ordre de 400 jours (tab. 9.1). Or, d'après la 3^{ème} loi de Kepler on a

$$\left(\frac{T}{1 \text{ an}}\right)^2 = \frac{(D/1 \text{ UA})^3}{(m_1 + m_2)/1 M_\odot} . \quad (9.20)$$

où T est la période de rotation, D la distance entre les 2 composantes, et UA désigne l'unité astronomique ($150 \cdot 10^6$ km). Pour un déflecteur du halo, le rayon d'Einstein vaut typiquement $10\sqrt{M/M_\odot}$ UA, et les déflecteurs ont environ $0.5 M_\odot$ s'ils sont dans le halo [Alcock et al., 1997a]. On peut donc s'attendre à avoir un système dont la période de rotation est de quelques centaines de jours, ce qui est comparable à Δt et donc serait détectable sur la courbe de lumière. On se restreint ici au cas d'une lentille en rotation dont la projection du mouvement de rotation dans le plan du ciel est un cercle. Cette simplification permet de conserver la même carte de courbes caustiques pour un ajustement donné, et un seul paramètre supplémentaire est nécessaire pour caractériser le nouveau système : la période de rotation T . En effet, la phase de l'orbite de la binaire est regroupée avec l'angle entre la trajectoire de la ligne de visée et l'axe des masses du système à $t = t_0$ de façon à gagner 1 paramètre. Le cas général d'une trajectoire elliptique, beaucoup plus

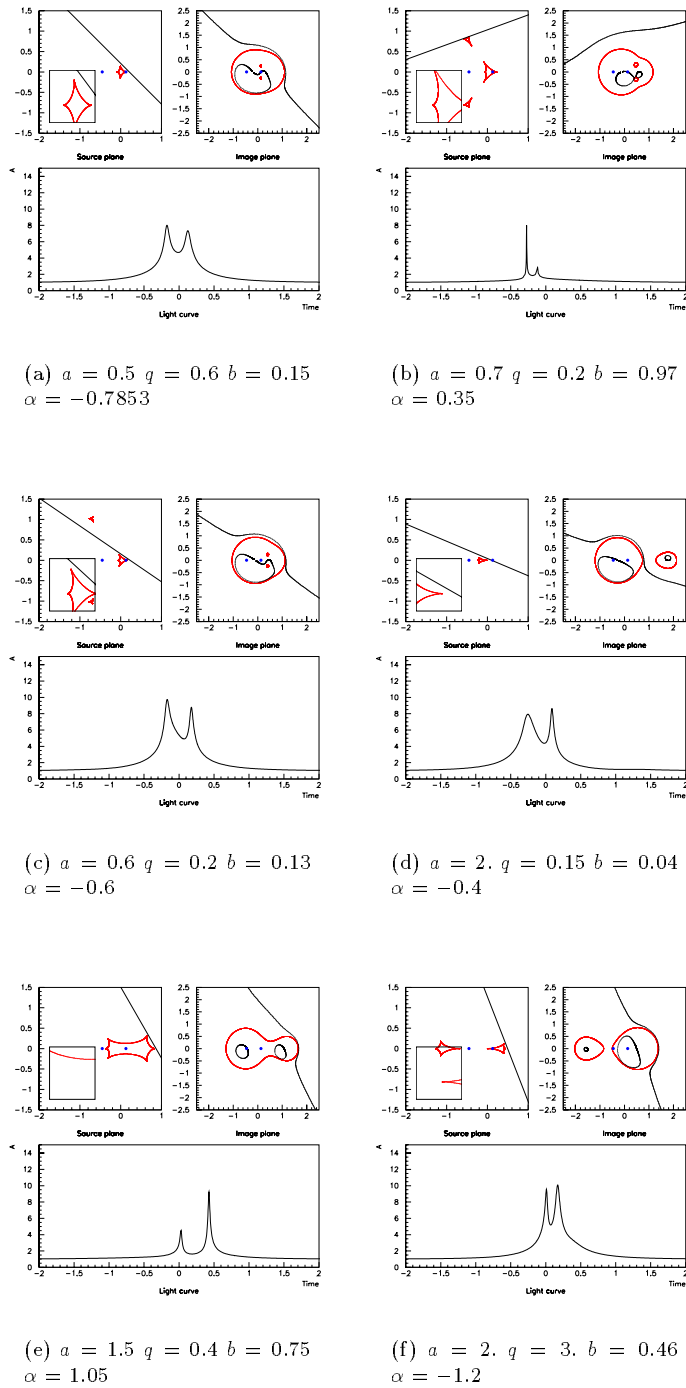
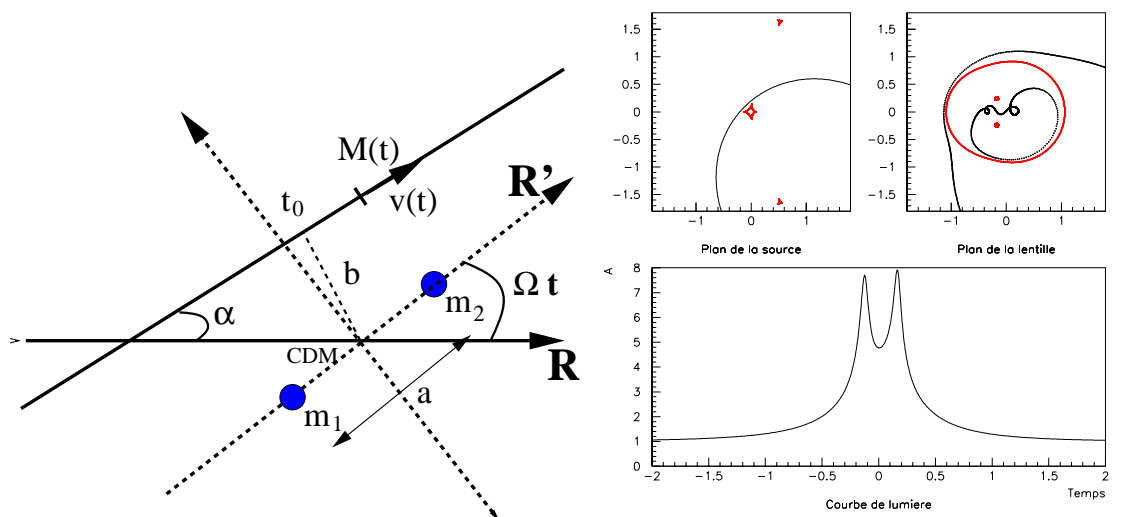


Fig. 9.18 : Différentes topologies des courbes caustiques pouvant être à l'origine d'un événement à 2 pics. Pour chaque graphique, on a : (haut gauche) trajectoire de la source et courbes caustiques; (haut droit) trajectoire des images dans le plan de la lentille; (bas) courbe de lumière simulée.

compliqué, n'a pas été envisagé ici car, comme on va le voir, nous n'avons eu aucune indication de rotation du système d'après les ajustements réalisés avec notre simplification. Pour prendre en compte la rotation de la lentille dans le programme déjà existant, on utilise la remarque suivante : seules les positions relatives de la lentille et de la projection de l'étoile source (dans le plan de la lentille) sont importantes. En conséquence, au lieu de faire tourner la lentille par rapport au plan du ciel et de considérer une trajectoire rectiligne de l'étoile source, on se place dans le référentiel R' où le système binaire est immobile, et on calcule la trajectoire qu'a la source dans ce nouveau référentiel. On peut alors appliquer l'algorithme précédent en se déplaçant maintenant sur une trajectoire curviligne $M(t)$ paramétrée selon

$$M(t) = \begin{cases} (-b \sin\alpha + \tau \cos\alpha) \cos\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) + (+b \cos\alpha + \tau \sin\alpha) \sin\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) \\ (+b \sin\alpha - \tau \cos\alpha) \sin\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) + (+b \cos\alpha + \tau \sin\alpha) \cos\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) \end{cases}, \quad (9.21)$$

avec $\tau = (t - t_0)/\Delta t$ temps en unité de temps d'Einstein Δt . Le problème est toujours invariant par dilatation de l'échelle de temps, et T est donc aussi exprimé en unité de temps d'Einstein Δt .



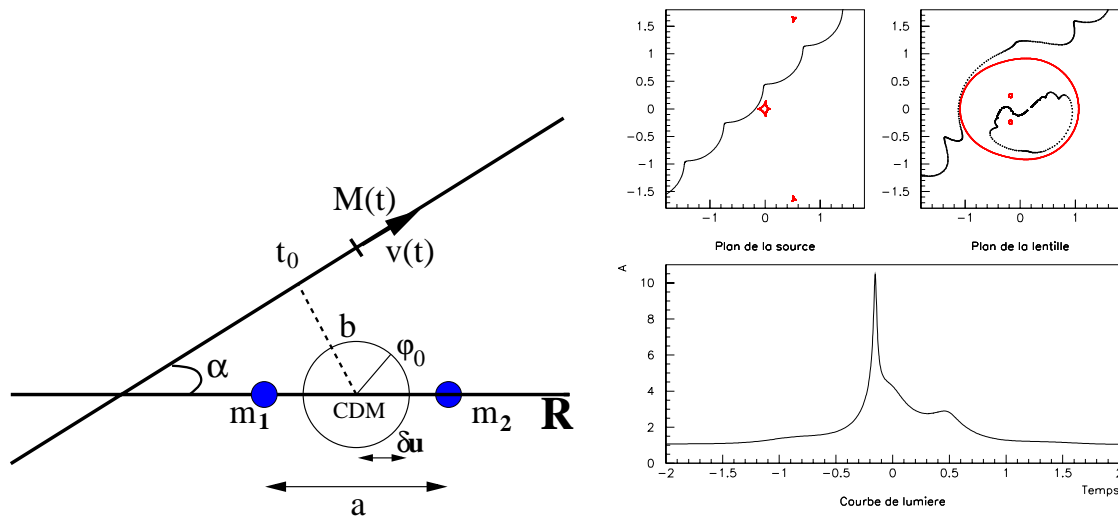
(a) Configuration géométrique d'une lentille binaire en rotation sans parallaxe. $M(t)$ représente la trajectoire de la ligne de visée (observateur, étoile source). Pour réaliser l'ajustement, on calcule la trajectoire $M(t)$ dans le référentiel où la lentille en rotation (R') est immobile.

(b) (bas) Simulation d'une courbe de lumière engendrée par une lentille binaire en rotation sans parallaxe : $a = 0.5$ $q = 2.0$ $b = 0.22$ $\alpha = 0.77$ $T = 4\Delta t$. (haut gauche) Courbes caustiques et mouvement (curviligne) de la ligne de visée par rapport au référentiel (R'). (haut droite) trajectoire des images dans le plan du déflecteur.

Fig. 9.19 : Lentille binaire en rotation sans parallaxe. Avec la paramétrisation choisie, 11 variables sont nécessaires pour caractériser le système.

Modélisation par une lentille binaire avec effet de parallaxe

Le cas d'une lentille binaire, sans rotation, mais prenant en compte l'effet de parallaxe terrestre peut ici être traité exactement. Pour cela, on utilise la même astuce que dans le cas de la lentille binaire en rotation : on se place dans le référentiel de la lentille et on combine le déplacement de la Terre et de la source, projeté dans le plan de la lentille. La géométrie associée dans le plan du déflecteur, ainsi qu'une simulation de courbe de lumière sont donnés dans la figure (fig. 9.20). Dans



(a) Configuration géométrique d'une lentille binaire sans rotation avec effet de parallaxe terrestre. $M(t)$ représente la trajectoire de la ligne de visée (observateur, étoile source). Pour réaliser l'ajustement, on calcule la trajectoire $M(t)$ dans le référentiel de la lentille (R) en reportant la trajectoire de la Terre sur le mouvement de la ligne de visée.

(b) (bas) Simulation d'une courbe de lumière engendrée par une lentille binaire sans rotation avec parallaxe : $a = 0.5$ $q = 2.0$ $b = 0.22$ $\alpha = 0.77$ $\delta u = 0.1$ $\phi_{Terre} = 0.5$. (haut gauche) Courbes caustiques et mouvement (curviligne) de la ligne de visée par rapport au référentiel (R). (haut droite) trajectoire des images dans le plan du déflecteur.

Fig. 9.20 : Lentille binaire sans rotation avec parallaxe. Avec la paramétrisation choisie, 12 variables sont nécessaires pour caractériser le système.

le référentiel de la lentille, la trajectoire de la ligne de visée $M(t)$ est paramétrée selon la relation :

$$M(t) = \begin{cases} \delta u \cos\left(\frac{2\pi\tau}{T_\oplus} + \phi_0\right) - b \sin\alpha + \tau \cos\alpha \\ \delta u \sin\left(\frac{2\pi\tau}{T_\oplus} + \phi_0\right) + b \cos\alpha + \tau \sin\alpha \end{cases}, \quad (9.22)$$

avec $\tau = (t - t_0)/\Delta t$ le temps en unité de temps d'Einstein Δt . Le problème n'est plus invariant par dilatation de l'échelle de temps car nous avons introduit une échelle supplémentaire : la période de révolution de la Terre. On rappelle que $\delta u = \frac{a_\oplus(1-x)}{R_e}$, où $x = D_d/D_s$, et $T_\oplus = P_\oplus/\Delta t$, ou P_\oplus est la période de révolution terrestre.

Modélisation par une lentille binaire en rotation avec parallaxe

Le cas d'une lentille binaire en rotation avec effet de parallaxe terrestre est la suite logique des deux cas présentés ci-dessus. Pour l'ajustement, on se place dans le référentiel de la lentille en rotation (R') et on combine la trajectoire de la source et de la Terre, le tout projeté dans le plan de la lentille. La trajectoire de la ligne de visée $M(t)$ est donnée, dans (R') par la formule matricielle :

$$M(t) = \begin{pmatrix} +\cos\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) & -\sin\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) \\ +\sin\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) & +\cos\left(\frac{2\pi\tau}{T}\right) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \delta u \cos\left(\frac{2\pi\tau}{T_\oplus} + \phi_0\right) - b \sin\alpha + \tau \cos\alpha \\ \delta u \sin\left(\frac{2\pi\tau}{T_\oplus} + \phi_0\right) + b \cos\alpha + \tau \sin\alpha \end{pmatrix}$$

Les courbes de lumière résultantes peuvent maintenant être extrêmement différentes des courbes de lentille binaire canoniques, un exemple est donné dans la figure (fig. 9.21).

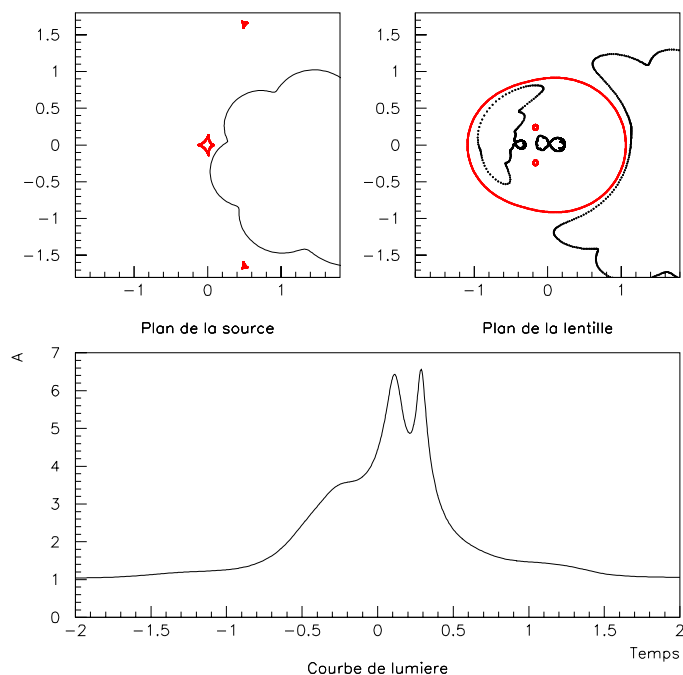


Fig. 9.21 : (bas) Simulation d'une courbe de lumière de lentille binaire en rotation avec effet de parallaxe terrestre : $a = 0.5$ $q = 2.0$ $b = 0.15$ $\alpha = -1.77$ $T = 15\Delta t$ $\delta u = 0.1$ $\phi_{Terre} = 0.5$. (haut gauche) Courbes caustiques et mouvement (curviligne) de la ligne de visée par rapport au référentiel (R'). (haut droite) trajectoire des images dans le plan du déflecteur. 13 paramètres sont nécessaires pour caractériser le système (on rappelle que l'on considère une rotation circulaire de la lentille dans le plan du ciel).

Résultats et Interprétation

Nous ne donnerons ici que les résultats concernant la topologie (a) de la figure (fig. 9.18) qui a donné lieu aux meilleurs ajustements. Les détails des meilleures solutions déterminées sont données dans la table (tab. 9.1). Les ajustements de lentille double n'ont révélé aucune indication de rotation du système. L'ajustement tenant compte de l'effet de parallaxe terrestre est en fait le meilleur avec $\delta u \sim 0.5 \pm 0.02$, favorisant l'hypothèse d'un objet du halo (chap. 2).

Il est aussi possible de décrire la courbe de lumière à l'aide d'une source double avec ou sans rotation. L'ajustement est excellent même si les paramètres du meilleur ajustement sont nettement improbables (A. Milsztajn, communication personnelle). En fait, tous ces efforts d'ajustement ont été vains (mais pas inutiles) car, après que ce travail fut effectué, une communication privée de D. Bennett du groupe MACHO nous apprit que cette étoile avait déjà varié en 1995 (EROS n'avait pas encore commencé à observer cette région du ciel à l'époque). Cet événement n'est donc pas une microlentille, mais une étoile variable. En conclusion, on peut dire qu'il existe des étoiles variables, localisées dans la séquence principale, qui présentent de grandes variations achromatiques. Cet exemple résume bien notre méconnaissance des bruits de fond, et il n'est d'ailleurs pas exclu que l'on puisse avoir un événement de ce type avec un seul pic compatible, dans les barres d'erreurs, avec une courbe de Paczyński. Cet événement de bruit de fond n'affecte en rien les résultats de l'analyse microlentille car il n'est pas candidat après tous les critères de sélection.

Modèle	a	b	q	Δt	T	δu	F_R	F_B	χ^2	N_{ddl}
LB	0.5	0.1	0.45	420	-	-	450	320	596	336
LB + R	0.5	0.1	0.45	420	∞	-	450	320	596	335
LB + P	1.8	0.1	0.1	280	-	0.05	460	300	420	334
LB + R + P	1.8	0.1	0.1	280	∞	0.05	460	300	420	333

Tab. 9.1 : Résultats des ajustements microlentilles réalisés sur le premier événement à deux pics découvert dans le LMC. LB désigne l'ajustement d'une lentille binaire, R désigne la rotation, et P la parallaxe.

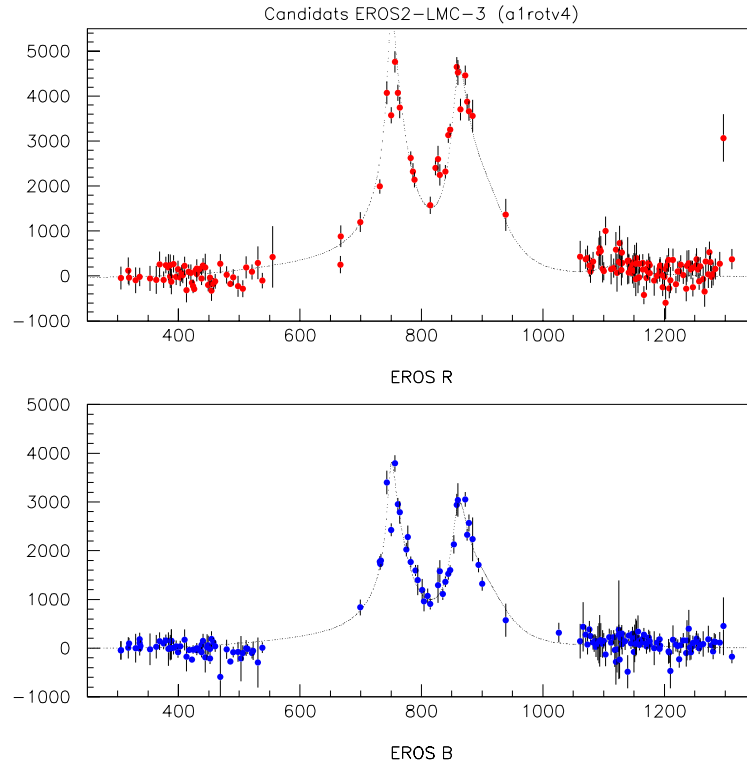


Fig. 9.22 : Premier événement à 2 pics (LMC) : meilleur ajustement avec une lentille binaire et un effet de parallaxe terrestre.

9.8.2 Deuxième cas

Un autre événement aux structures étranges a été découvert de la même façon que celui qui vient d'être préalablement étudié. Il concerne aussi une étoile faible de la séquence principale. La courbe de lumière est donnée à la figure (fig. 9.23). Contrairement au cas précédent, nous n'avons pas fait d'étude détaillée de cet événement. Notons seulement sa ressemblance avec la simulation de la figure (fig. 9.20). Ce n'est pas un candidat en fin d'analyse. Remarquons aussi que l'étoile source est localisée dans un champ non suivi par le groupe MACHO (lm034); on ne peut donc pas avoir d'information sur son comportement avant août 1996.

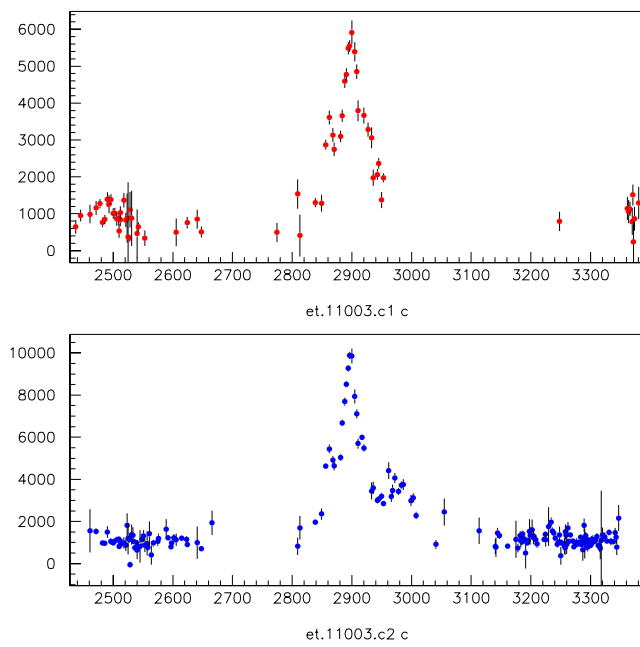


Fig. 9.23 : Courbe de lumière du deuxième événement à 2 pics du LMC (1m034).

Chapitre 10

Efficacité de détection des microlentilles

Dans ce chapitre je présente l'efficacité de détection des microlentilles. La méthode utilisée et les paramètres engendrés sont décrits à la section (sec. 10.1). Je présente ensuite l'efficacité globale de l'analyse des données LMC de 1996 à 1999 (sec. 10.2) et je détaille l'efficacité de chaque zone du LMC à la section (sec. 10.3). Pour finir, je discute de l'effet de blending (sec. 10.4), en me basant sur les travaux déjà effectués à ce sujet par [Palanque-Delabrouille, 1997].

10.1 Principe du calcul de l'efficacité

L'efficacité est calculée en appliquant exactement le même ensemble de critères de sélection des données aux microlentilles simulées. La méthode de simulation d'événements microlentilles est décrite à la section (sec. 6.2); on rappelle cependant que les courbes des "faux" événements microlentilles sont ajoutées sur les courbes de lumière des étoiles, après l'étape de réduction photométrique.

La recherche de microlentilles se fait en analysant les fichiers de suivi réduits enrichis en étoiles variables ou en étoiles ayant varié au moins une fois durant la période d'observation (chap. 8). Ce ne sont pas ces étoiles qui nous servent à calculer l'efficacité car cet échantillon n'est pas représentatif de l'ensemble des étoiles observées. Pour le calcul de l'efficacité on utilise un échantillon de 2% d'étoiles sélectionnées aléatoirement dans les fichiers de suivi originaux *de tous les champs*. L'efficacité dépend a priori de 5 paramètres :

- le paramètre d'impact u_0
- l'instant du maximum t_0
- l'échelle de temps Δt
- les flux de base rouge et bleu $F_{base,R,B}$

L'efficacité de détection par rapport à un de ces paramètres est obtenue en intégrant sur tous les autres. D'un point de vue technique, l'efficacité par rapport à un paramètre s'obtient en divisant la distribution des paramètres reconstruits par la distribution des paramètres réels (normalisée à $u_0 < 1$).

Le calcul du nombre d'événements attendus est donné au chapitre (chap. 12); c'est une fonction de l'efficacité $\epsilon(\Delta t)$ définie par

$$\epsilon(\Delta t) = \frac{1}{u_0^{max} T_{obs}} \int_0^{u_0^{max}} \int_0^{T_{obs}} \epsilon(u, t, \Delta t) du dt, \quad (10.1)$$

où $\epsilon(u, t, \Delta t)$ est l'efficacité moyennée sur les flux des étoiles, T_{obs} la période sur laquelle l'on a engendré des événements simulés et u_0^{max} le paramètre d'impact maximum considéré. On se normalise à $u_0^{max} = 1$. On peut remarquer que dans le cas où $T_{obs} \rightarrow \infty$ le produit $\epsilon(\Delta t) \times T_{obs} \rightarrow$

Zone	Nombre moyen de clichés (3 ans)	$\epsilon(10j)$	$\epsilon(50j)$	$\epsilon(100j)$
1	287	11%	22%	33%
2	223	8%	18%	28%
3	217	7%	15%	24%
4	217	7%	14%	23%
5	209	4%	12%	20%
6	217	4%	11%	17%
7	110	1%	7%	13%
8	98	1%	5%	12%

Tab. 10.1 : Effet de l'échantillonnage sur l'efficacité $\epsilon(\Delta t)$. On montre ici la perte d'efficacité, surtout pour $\Delta t < 50$ jours, en fonction de la zone du LMC considérée. Cette variation s'explique en grande partie par la différence d'échantillonnage des prises de clichés des différentes zones.

Cte. Les distributions des paramètres engendrés sont nécessaires pour comparer l'efficacité globale, i.e. moyennée sur tous les paramètres, de la chaîne de détection par rapport à d'autres analyses. Dans notre cas, les paramètres u_0 , t_0 sont respectivement distribués de façon uniforme sur $[0,2]$ et $[2250,3350]$ jours EROS, et le paramètre Δt est distribué selon une loi plate en $\log(\Delta t)$ dans l'intervalle $[1,400]$ jours.

10.2 Efficacité globale

L'efficacité globale de l'analyse 3 saisons, en fonction des paramètres u_0 , t_0 , $\log(\Delta t)$, et $\log(F_{base,R})$, calculée à partir d'événements Monte Carlo distribués sur les 64 champs analysés est donnée à la figure (fig. 10.1). Cette efficacité est normalisée à $T_{obs} = 3$ ans (1095 jours), et à $u_0 < 1$.

10.3 Efficacité par zone

L'efficacité varie de façon assez importante sur les différents champs du LMC. Il est ici commode de regrouper les champs par zones correspondant à une même gamme de brillance de surface du LMC (sec. 4.2) car l'échantillonnage de prise de clichés est similaire pour tous les champs d'une même zone (sec. 4.3). Les efficacités par zone sont données dans les figures (fig. 10.2) et (fig. 10.3); Outre le fait que les différentes zones possèdent une densité surfacique d'étoiles différentes (les champs sont très encombrés dans la barre du LMC), les différences entre zones nous permettent d'étudier l'effet de l'échantillonnage des clichés sur la détection des microlentilles. En effet, les zones 1 et 2 sont celles qui ont été le mieux échantillonnées, notamment durant les saisons 1996/97 et 1997/98; l'efficacité de détection dépasse $\sim 30\%$ à $\Delta t \sim 100$ jours. Au contraire, les zones 7 et 8 ont été relativement bien couvertes durant la saison 1996/97, et puis moins observées durant les deux dernières saisons; l'effet se traduit directement sur l'efficacité qui n'est plus que $\sim 15\%$ à $\Delta t \sim 100$ jours. L'effet de l'échantillonnage sur l'efficacité, pour différentes valeurs de Δt est donné à la table (tab. 10.1).

10.4 Influence de l'effet de blinding

L'effet de blinding a été décrit au chapitre (chap. 2). Je discute ici de l'influence de cet effet sur l'efficacité de détection des microlentilles dans le cas des données d'EROS.

10.4.1 Effet de blinding et efficacité de détection

En première approximation, on peut considérer qu'une étoile reconstruite par notre programme de photométrie se compose de deux étoiles principales. L'étoile contribuant le plus au flux total est ici nommée *étoile primaire*, et l'autre *étoile secondaire*. Un phénomène de microlentille peut se produire indifféremment sur l'une ou l'autre de ces étoiles. Dans chacun des cas l'effet de blinding induit une sous-estimation de deux observables : l'échelle de temps Δt et l'amplification maximum A_{max} (sec. 2.3.5). La prise en compte de l'effet de blinding a donc deux conséquences :

- diminuer l'efficacité de détection d'événements sur les étoiles *primaire* et *secondaire*
- doubler le nombre des étoiles suivies

Ces deux conséquences agissent de façon opposée sur l'efficacité de détection. Elle est réduite dans le premier cas, et accrue dans le second (si on se normalise aux seules étoiles primaires). Cette compensation doit être étudiée au cas par cas pour chaque expérience, car elle dépend à la fois du dispositif expérimental (taille du télescope) et de la stratégie d'observation (zones observées, temps de pose).

10.4.2 Le cas des données EROS

L'étude de l'influence de l'effet de blinding sur l'efficacité de détection pour l'expérience EROS2 (vers les Nuages de Magellan) a été étudiée par [Palanque-Delabrouille, 1997]. Pour cela, des images synthétiques des zones typiques observées dans le LMC et dans le SMC ont été générées. La fonction de luminosité introduite dans ces simulations a été obtenue par un ajustement des étoiles détectées sur ces champs, et extrapolée pour les étoiles faibles à l'aide de données HST de la barre du LMC [Elson et al., 1997]. Les détails techniques de ces simulations sont donnés dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. Connaissant les paramètres sous-jacents de ces images, l'influence du blinding a été déterminée à partir de simulations d'effets de microlentilles sur les étoiles *primaire* et *secondaire*. Comme attendu, pour chaque composante considérée indépendamment, l'efficacité de détection est diminuée (fig. 10.4). Par contre, cette étude révèle que nous sommes aussi sensibles à des événements très amplifiés se produisant sur l'étoile *secondaire*. L'efficacité totale est calculée en additionnant les efficacités relatives à chaque composante. Cette efficacité globale prenant en compte l'effet du blinding doit être comparée à l'efficacité calculée sans tenir compte de cet effet (celle que l'on a utilisée dans cette thèse). Dans les cas étudiés, les deux valeurs sont à peu près identiques (à 10%). Cette compensation, illustrée à la figure (fig. 10.4), justifie la méthode de calcul que nous avons utilisée.

On peut tout de même se demander pourquoi l'effet de blinding est négligeable dans notre cas, alors qu'il semble être plus important chez MACHO. La raison principale envisagée est que nous couvrons un angle solide plus grand en direction du LMC, alors que le groupe MACHO se concentre sur la barre de cette galaxie; Ces champs de la barre sont plus encombrés que les champs externes (nos champs typiques), et l'effet de blinding y est donc plus important.

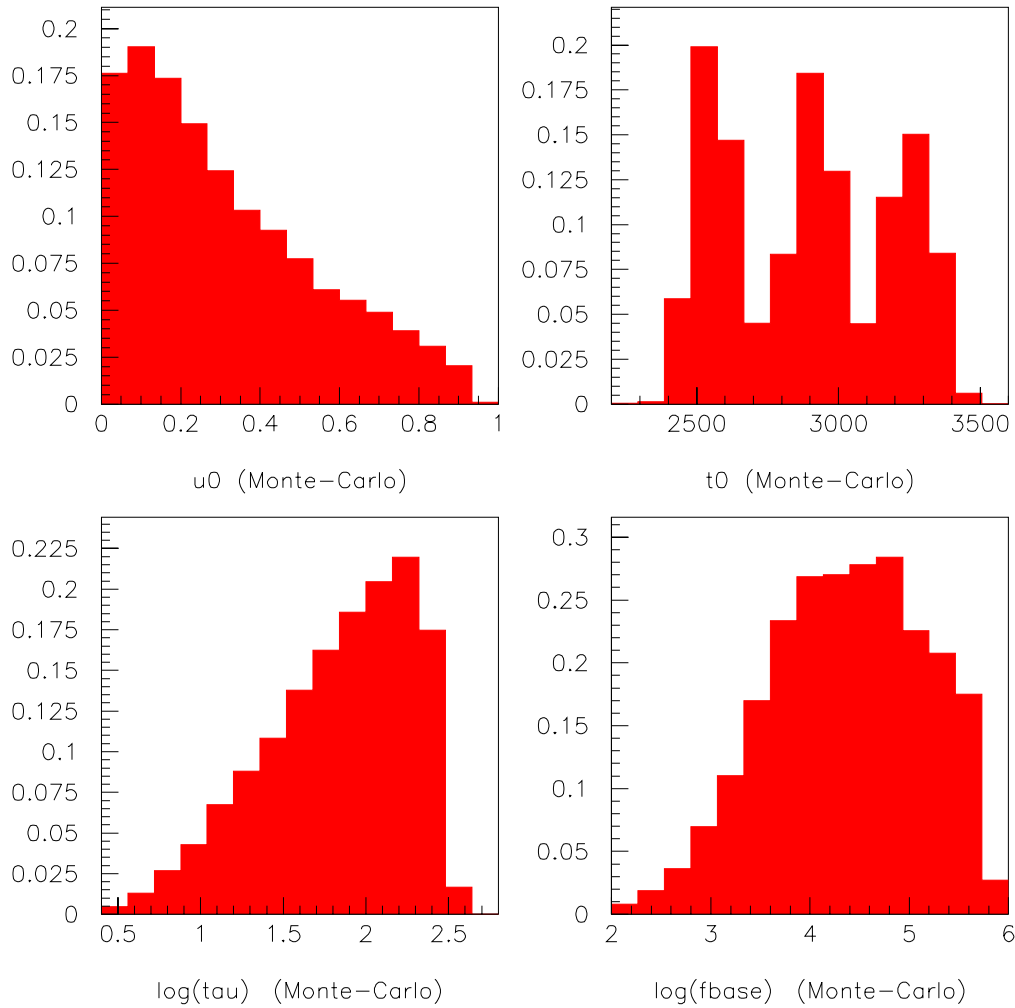
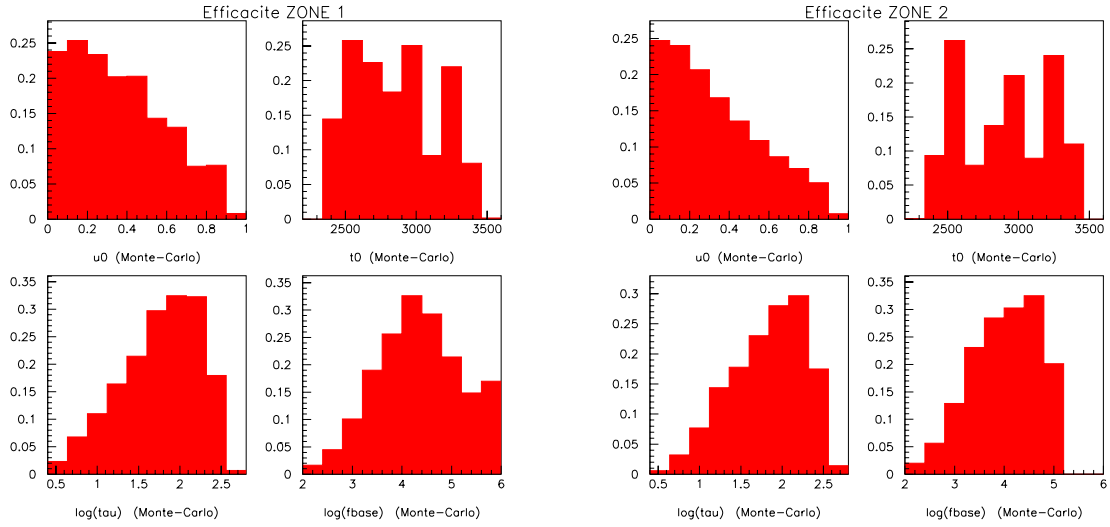
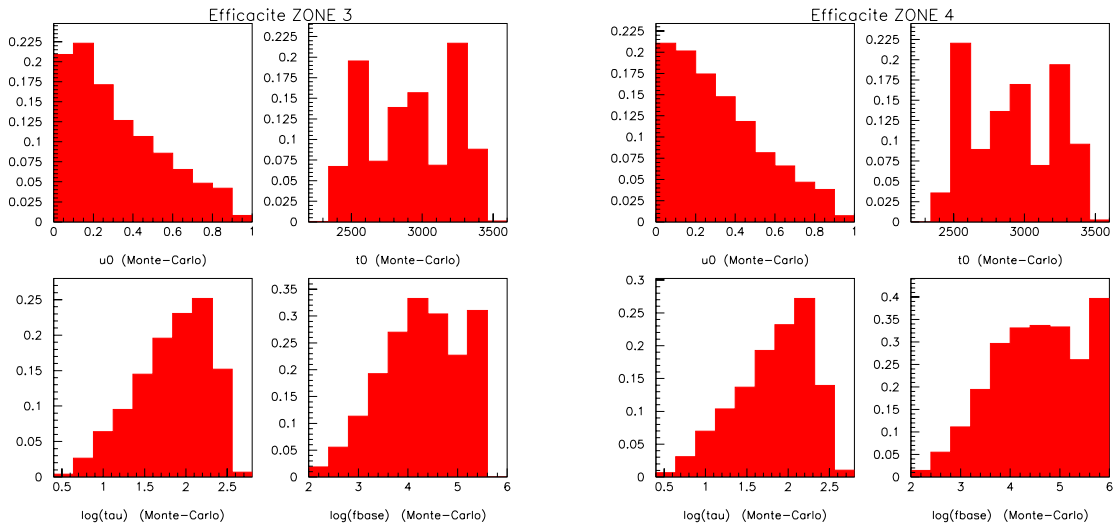


Fig. 10.1 : Efficacité de l'analyse LMC 3 saisons, en fonction des paramètres $u_0 \in [0, 1]$ (en haut à gauche), $t_0 \in [2250, 3550]$ (en haut à droite), $\log(\Delta t)$ engendré uniformément pour $\Delta t \in [1, 400]$ jours (en bas à gauche), et $\log(F_{base,R})$ (en bas à droite). L'efficacité est normalisée à $u_0 < 1$ et à 3 années d'observations.



(a) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 1.

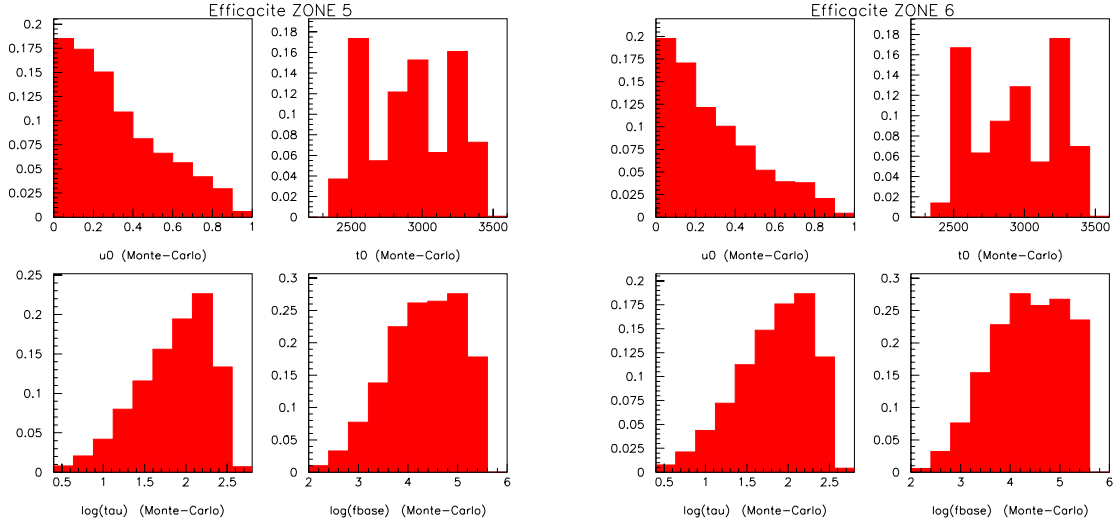
(b) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 2.



(c) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 3.

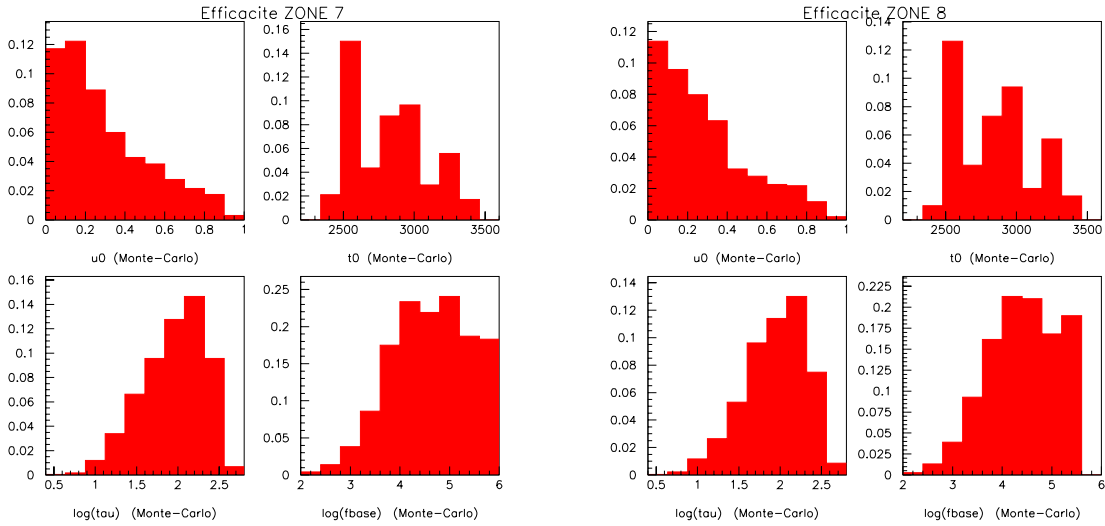
(d) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 4.

Fig. 10.2 : Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour les zones 1, 2, 3, et 4, en fonction de u_0 (en haut à gauche), de t_0 (en haut à droite), de $\log(\Delta t)$ en bas à gauche, et $\log(F_{base,R})$ (en bas à droite).



(a) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 5.

(b) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 6.



(c) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 7.

(d) Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour la zone 8.

Fig. 10.3 : Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour les zones 5, 6, 7, et 8, en fonction de u_0 (en haut à gauche), de t_0 (en haut à droite), de $\log(\Delta t)$ en bas à gauche, et $\log(F_{base,R})$ (en bas à droite).

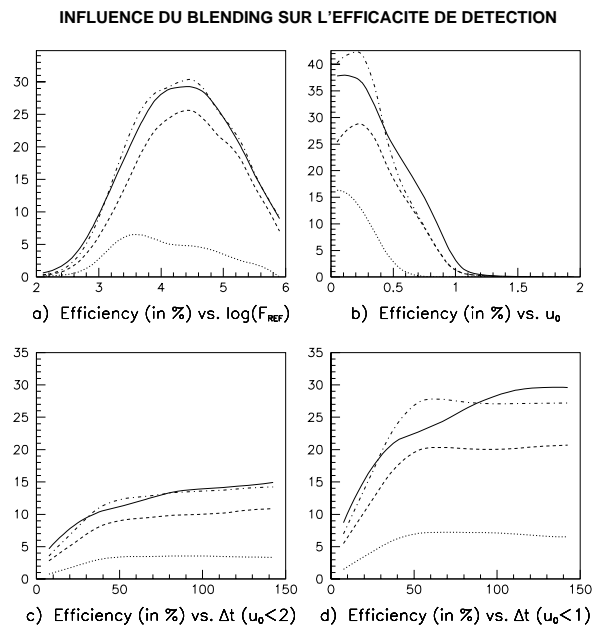


Fig. 10.4 : Influence de l'effet de blending sur l'efficacité de détection, illustrée dans le cas du SMC; (en haut à gauche) efficacité en fonction de $\log(F_{ref,R})$; (en haut à droite) efficacité en fonction de $u_0 \in [0, 2]$; (en bas à gauche) efficacité en fonction de $\Delta t \in [10, 150]$ jours, normalisée à $u_0 < 2$; (en bas à droite) efficacité en fonction de $\Delta t \in [10, 150]$ jours, normalisée à $u_0 < 1$; Le tout est donné pour une période d'observation de 1 an. Dans chacun des quadrants, la ligne en trait plein indique la valeur de l'efficacité calculée sans blending. Les deux lignes pointillées indiquent la valeur de l'efficacité associée à chaque composante (la plus basse correspond à l'étoile secondaire). Enfin, la ligne mixte donne l'efficacité globale calculée avec blending (addition des deux lignes pointillées). On voit que les deux méthodes de calcul donnent des résultats très voisins [Palanque-Delabrouille, 1997].

Chapitre 11

Les candidats microlentilles

Dans ce chapitre, je commence par examiner le statut du candidat EROS1-LMC#2; une nouvelle variation détectée sur la courbe de lumière en mars 1999 nous a amené à le rejeter (sec. 11.1). Je passe ensuite en revue les candidats LMC découverts dans les données EROS2. Les candidats EROS2-LMC#3 (sec. 11.2) et EROS2-LMC#4 (sec. 11.3) sont ceux qui ont été découverts dans l'analyse de 17.5 millions d'étoiles suivies sur 2 années. Après l'analyse de 26 millions d'étoiles sur 3 ans de données, nous avons 3 candidats supplémentaires : EROS2-LMC#5 (sec. 11.4), EROS2-LMC#6 (sec. 11.4), EROS2-LMC#7 (sec. 11.4). On verra que le candidat EROS2-LMC#3 est aussi candidat de l'analyse 3 ans, mais que le candidat EROS2-LMC#4 ne l'est pas en raison d'une nouvelle variation durant la troisième saison. Pour finir, je discute de l'alerte MACHO-LMC99#2 (sec. 11.7); l'étoile source correspondante est trop faible pour figurer dans notre catalogue d'étoiles de référence, et la technique de la photométrie différentielle a été utilisée pour fabriquer la courbe de lumière. A ce sujet, je présente une analyse préliminaire des données d'EROS, d'OGLE, et de MACHO relatives à cette étoile.

11.1 Statut du candidat EROS1-LMC#2

Deux candidats ont été découverts par l'expérience EROS1 plaques photographiques [Aubourg et al., 1993, Ansari et al., 1995] (chap. 3). Le candidat EROS1-LMC#1 ($\alpha = 5^h 26' 34''$, $\delta = -70^\circ 57' 45''$, J2000) est situé dans le champ EROS2 lm058, sur le CCD 2 quart k; les données n'ont pas été réduites car le CCD 2 rouge n'est pas utilisable depuis le début de l'expérience¹. Le candidat EROS1-LMC#2 ($\alpha = 5^h 06' 05''$, $\delta = -68^\circ 58' 34''$, J2000) est situé dans le champ EROS2 lm043, sur le CCD 6 quart k. L'étoile source figure dans le catalogue EROS2, et on se propose ici d'étudier la courbe de lumière de ce candidat, d'août 1996 à juin 1999, afin de mettre en évidence une nouvelle variation significative de l'étoile source.

11.1.1 Candidat EROS1-LMC#2 dans les données EROS1

Les caractéristiques de ce candidat sont données dans la table (tab. 3.2). Brièvement, on rappelle que l'événement s'est produit fin décembre 1990, a duré 29 jours, avec un gain maximum de 0.8 magnitude en luminosités rouge et bleu. Une étude photométrique et spectroscopique indique que l'étoile source est une étoile non-rougie de la séquence principale (type spectral A0-2) qui ne semble pas appartenir à une classe rare d'étoiles variables. Néanmoins, sa couleur et son type spectral sont compatibles avec une "pré-nova" ou une "nova vieille" [Beaulieu et al., 1995]. De plus, une étude photométrique supplémentaire [Ansari et al., 1995], réalisée avec 3 télescopes différents, indique que l'étoile source est intrinsèquement variable, avec une période

$$P = 2.8169 \pm 0.0005 \text{ jours}, \quad (11.1)$$

¹Il est possible de réduire uniquement les données bleu, mais ceci n'a pas encore été fait à ce jour car cela nécessite un effort plus important.

et une amplitude totale de variation d'environ 0.4 magnitude. La courbe de lumière de ce candidat, de 1991 à 1993, est donnée à la figure (fig. 11.1). La courbe de lumière repliée sur une période de variation est présentée à la figure (fig. 3.3). Cette dernière ressemble à celle d'un système binaire à éclipse, ce qui va à l'encontre de l'interprétation de cet événement en terme de microlentille, compte tenu de la rareté du phénomène; En fait, il n'a pas été possible de décrire de façon satisfaisante le système comme un couple d'étoiles à éclipse. Ce système pourrait comporter une étoile et un disque d'accrétion qui présenterait des instabilités induisant une augmentation de la luminosité. Cet événement a néanmoins été accepté comme candidat microlentille car l'interprétation en terme de système binaire à éclipse n'est pas pleinement satisfaisante [Ansari et al., 1995].

11.1.2 Candidat EROS1-LMC#2 dans les données EROS2

Une deuxième variation !

Nous avons recherché l'étoile source correspondant à l'événement EROS1-LMC#2 dans les données EROS2; la courbe de lumière, entre août 1996 et juin 1999, est donnée à la figure (fig. 11.2). Cette étoile se trouve sur le CCD 6 et, suite à un problème d'acquisition, les données rouge de ce CCD ne sont pas disponibles pour la saison 1998/1999. Néanmoins, on note une indication très forte d'une deuxième variation (~ 0.7 magnitude) en mars 1999 (d'après les données bleu), soit 8 ans après le premier pic! Les deux images de l'étoile, hors variation et au maximum de la 2^{ème} variation, sont données à la figure (fig. 11.3). Cette nouvelle variation a été aussi observée par le groupe MACHO (communication privée de D. Bennett). Ces deux observations indépendantes nous incitent donc à penser que l'événement EROS1-LMC#2 n'était pas dû à un phénomène de microlentille gravitationnelle, mais plutôt à une variabilité intrinsèque plus importante de l'étoile source; cette hypothèse avait déjà été envisagée peu après la découverte du candidat [Ansari et al., 1995]. Il est cependant difficile de donner un sens statistique à cette deuxième variation avec les données EROS seules; en effet, les données rouge sont indisponibles durant la variation ², et le deuxième pic est très mal échantillonné dans le bleu (54 jours séparent le point au maximum du point suivant). De plus, puisque l'étoile source est intrinsèquement variable et que les erreurs se sont réduites avec l'expérience EROS2, la dispersion des points de la courbe de lumière est assez importante : $\sigma_{bleu} = 1574$ ADU (sans compter les points au-delà du 01/02/1999). Avec cette dispersion, le point de flux maximum (30200 ADU) se trouve plus de 9 sigmas au-dessus du flux moyen (15400 ADU). Ce même point a une erreur de 570 ADU, il se trouve ainsi à plus de 25 fois son erreur du flux non amplifié.

Variabilité de l'étoile source

Après avoir éliminé les points correspondants à la deuxième période de variation (au-delà du 01/02/1999) on peut voir si l'on retrouve la période intrinsèque de variation de l'étoile source dans les données EROS2. Différents programmes de recherche de période ont été utilisés :

- Méthode de Scargle simplifiée [Bauer, 1997]
- Méthode de Schwarzenberg-Czerny [Schwarzenberg-Czerny, 1996]

Les résultats de ces deux méthodes sont donnés dans la table (tab. 11.1) pour les données rouge et bleu. Ils sont en bon accord avec ceux de l'expérience EROS1. La courbe de lumière repliée sur la période $P = 2.8167$ jours est donnée dans la figure (fig. 11.4), pour la couleur bleu uniquement (données EROS2). On peut remarquer qu'il n'y a aucun indice de variation de la période à l'échelle de 6-7 ans.

²Nous avons pu récupérer l'image brute rouge correspondant au maximum de la deuxième variation; on peut ainsi confirmer que l'étoile a aussi varié en rouge.

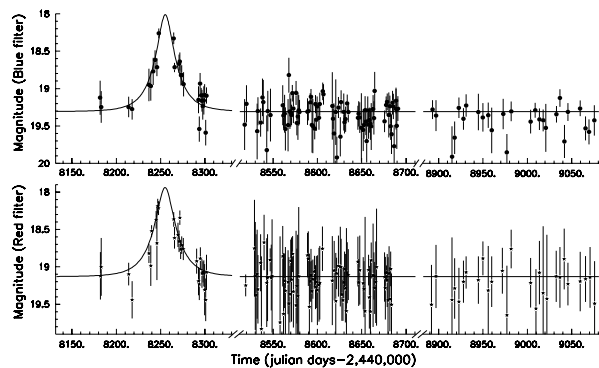


Fig. 11.1 : Courbe de lumière du candidat EROS1 #2 (données EROS1, de 1991 à 1993), dans le filtre bleu (en haut), et dans le filtre rouge (en bas). Les points sont superposés au meilleur ajustement d'une courbe de Paczyński dont les caractéristiques sont données dans la table ((tab. 3.2)). L'étoile source présente une modulation caractéristique d'une binaire à éclipse.

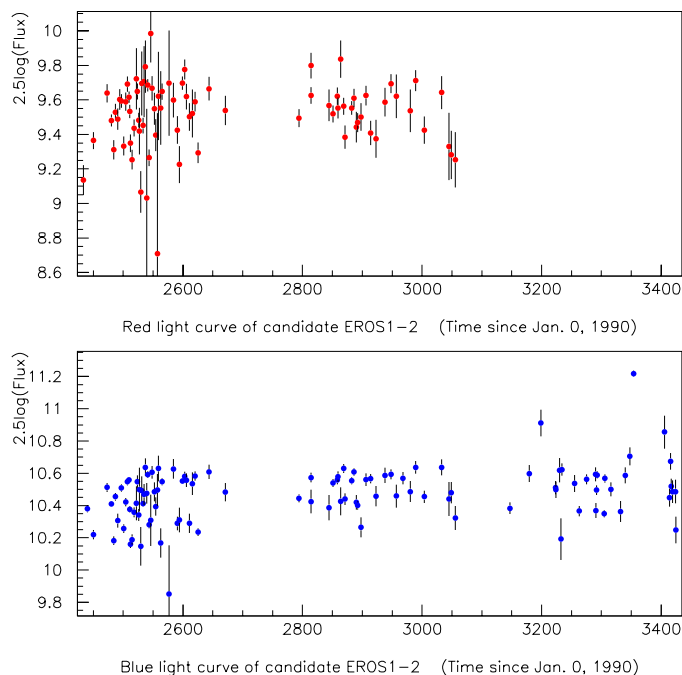
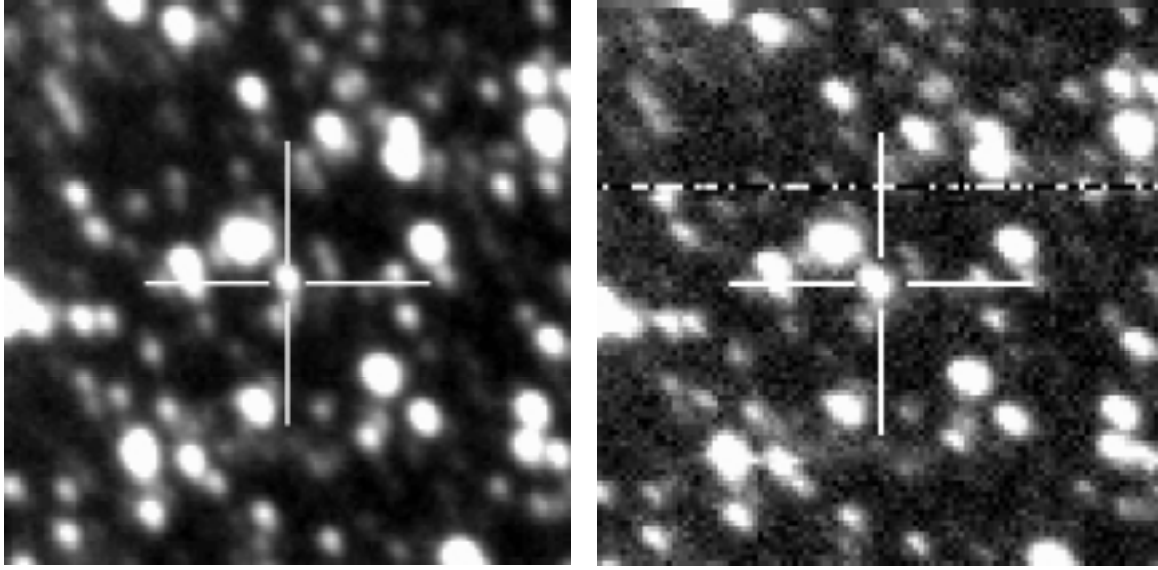


Fig. 11.2 : Courbe de lumière du candidat EROS1-LMC#2 (données EROS2, d'août 1996 à juin 1999), dans le filtre bleu (en bas), et dans le filtre rouge (en haut). L'échelle des magnitudes n'est pas calibrée. Aucune image n'a été analysée avec le CCD 6 rouge durant la troisième saison d'observation du LMC en raison d'un problème technique. On remarque une forte indication d'une nouvelle variation de la luminosité de l'étoile autour du 9 mars 1999 (jour EROS numéro 3354). On peut aussi noter la diminution de la taille des barres d'erreurs entre l'expérience EROS1 (plaques photographiques, voir courbe ci-dessus) et l'expérience EROS2 (CCD).



(a) Candidat EROS1-LMC#2 sur l'image de référence EROS2 (composée).

(b) Candidat EROS1-LMC#2 au maximum de la 2^{ème} variation (9 mars 1999). Cette image présente des caractéristiques typiques; elle n'a donc aucune raison d'être rejetée.

Fig. 11.3 : Candidat EROS1-LMC#2 sur deux images EROS2 (en bleu): (a) image de référence composée; (b) image du 9 mars 1999 (au maximum de la nouvelle variation). Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

méthode	rouge	bleu
Scargle modifiée	2.8169 ± 0.0005	2.8171 ± 0.0003
Schwarzenberg – Czerny	2.8174 ± 0.0003	2.8167 ± 0.0003

Tab. 11.1 : Périodicité du candidat EROS1-LMC#2 (en jours) dans les données EROS2, d'après les données rouge et bleu. Deux méthodes ont été utilisées : Scargle modifiée et Schwarzenberg-Czerny.

11.2 EROS2-LMC#3

L'événement EROS2-LMC#3 (lm034 CCD 6 quart 1) a été découvert lors de l'analyse des deux premières années de données EROS2. Il est aussi candidat de l'analyse 3 ans. L'étoile source est de magnitude $V_{\text{EROS}} \sim 22.1$ et $R_{\text{EROS}} \sim 21.3$ ($V_j = 22.4$ et $R_c = 21.8$) et a pour coordonnées équatoriales

$$\alpha = 05^h 30' 50.1'' \quad \delta = -67^\circ 36' 10.4'' \quad (\text{J2000}) . \quad (11.2)$$

La position de l'étoile source dans le diagramme couleur magnitude est donnée à la figure (fig. 11.5). La courbe de lumière (sur 3 ans d'observations), le diagramme de corrélation des flux rouge et bleu, ainsi que la position de l'étoile sur l'image de référence sont donnés à la figure (fig. 11.5); les résultats de l'ajustement microlentille simple sont présentés dans la table (tab. 11.2). Cet événement est blendé dans la couleur rouge.

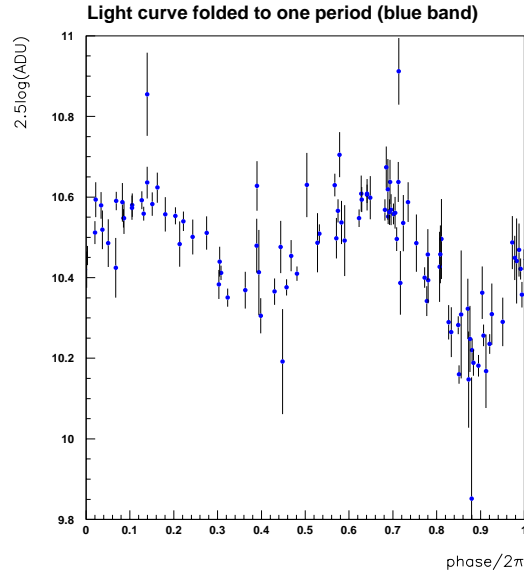


Fig. 11.4 : Courbe de lumière du candidat EROS1-LMC#2 repliée sur une période de variation dans les données EROS2. La période de variation calculée à l'aide de la méthode ANOVA de Schwarzenberg-Czerny [Schwarzenberg-Czerny, 1996] donne $P = 2.8167 \pm 0.0003$ jours dans la couleur bleu (la mieux mesurée). Dans le cadre des données EROS1, on avait $P = 2.8169 \pm 0.0005$ jours (aussi déterminé à partir des données de la voie bleu).

paramètres	avec blending
Δt [jours]	44.0 ± 3.2
t_0 [jours]	2593.9 ± 0.7
u_0	0.205 ± 0.010
$F_{base}(R)$ [ADU]	488 ± 26
$F_{base}(B)$ [ADU]	672 ± 24
c_R	0.75 ± 0.08
c_B	$1 \pm$
N_{points}	143
N_{param}	6
χ^2	218.6

Tab. 11.2 : Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#3. Les barres d'erreurs correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$. Les coefficients de blending sont donnés par $c_{R,B} = F_{ampli,R,B}/F_{tot,R,B}$.

11.3 EROS2-LMC#4

L'événement EROS2-LMC#4 (lm018 CCD 6 quart n) a été découvert lors de l'analyse des deux premières années de données EROS2. L'étoile source est de magnitude $V_{EROS} \sim 20.1$ et $R_{EROS} \sim 19.6$ ($V_j = 19.7$ et $R_c = 19.4$) et a pour coordonnées équatoriales

$$\alpha = 05^h 09^m 01.2'' \quad \delta = -69^\circ 01' 01.4'' \quad (\text{J2000}) . \quad (11.3)$$

La position de l'étoile source dans le diagramme couleur magnitude est donnée à la figure (fig. 11.6). La courbe de lumière (sur 2 ans d'observations), le diagramme de corrélation des flux rouge et bleu,

ainsi que la position de l'étoile sur l'image de référence sont donnés à la figure (fig. 11.6); les résultats de l'ajustement microlentille simple sont présentés dans la table (tab. 11.3). L'incorporation de blending n'améliore pas l'ajustement. Cet événement n'est pas un "beau" candidat, mais il passe tous les critères de sélection de l'analyse 2 saisons. La probabilité de χ^2 est très faible. Le faible échantillonnage de la bosse ne permet pas de distinguer définitivement entre une microlentille et un bruit de fond, et cet événement a été accepté afin de rester conservateur (pour l'analyse 2 saisons). Seul l'achromatisme de la variation est en faveur de l'interprétation de cet événement par un effet de microlentille (fig. 11.6). Par contre, cet événement n'est pas candidat de l'analyse 3

paramètres	sansblending
<i>paramètres</i>	<i>Valeur</i>
Δt [jours]	$102. \pm 3$
t_0 [jours]	2620.5 ± 0.7
u_0	0.202 ± 0.004
$F_{base}(R)$ [ADU]	1973 ± 25
$F_{base}(B)$ [ADU]	1382 ± 32
N	153
N_{param}	5
χ^2_{min}	487

Tab. 11.3 : Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#4. Les barres d'erreurs correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$.

saisons; le critère de sélection du χ^2 hors de la bosse n'est pas satisfait. En effet, il y a une agitation importante des flux de l'étoile durant la troisième saison; on note la présence de nouvelles variations structurées; cet effet est illustré à la figure (fig. 11.7) : l'intégralité de la courbe de lumière sur 3 saisons est représentée à gauche, et la troisième saison à droite. On peut noter le faible nombre de mesures rouge durant la troisième saison; ceci est dû à un problème technique du CCD 6 rouge (maintenant réparé).

11.4 EROS2-LMC#5

L'événement EROS2-LMC#5 (lm015 CCD 3 quart n) a été découvert lors de l'analyse 3 saisons. L'étoile source est de magnitude $V_{EROS} \sim 19.6$ et $R_{EROS} \sim 19.6$ et a pour coordonnées équatoriales

$$\alpha = 04^h 51' 11.4'' \quad \delta = -68^\circ 16' 41.8'' \quad (\text{J2000}) . \quad (11.4)$$

Remarquons que la magnitude de l'étoile source est comparable à celle du candidat EROS1-LMC#1 (chap. 3). La position de l'étoile source dans le diagramme couleur magnitude est donnée à la figure (fig. 11.8). La courbe de lumière (sur 3 ans d'observations), le diagramme de corrélation des flux rouge et bleu, ainsi que la position de l'étoile sur l'image de référence sont donnés à la figure (fig. 11.8); les résultats de l'ajustement microlentille simple sont présentés dans la table (tab. 11.4). L'ajustement n'est pas très bon à cause d'une série de points très dispersés juste après la bosse.

11.5 EROS2-LMC#6

L'événement EROS2-LMC#6 (lm067 CCD 5 quart m) a été découvert lors de l'analyse 3 saisons. L'étoile source est de magnitude $V_{EROS} \sim 21.3$ et $R_{EROS} \sim 21.5$ et a pour coordonnées équatoriales

$$\alpha = 05^h 00' 11.5'' \quad \delta = -72^\circ 36' 22.9'' \quad (\text{J2000}) . \quad (11.5)$$

paramètres	sans blending	avec blending
Δt [jours]	23.58 ± 0.45	23.78 ± 0.46
t_0 [jours]	2900.04 ± 0.20	2900.04 ± 0.20
u_0	0.588 ± 0.005	0.580 ± 0.006
$F_{base}(R)$ [ADU]	6928 ± 29	6984 ± 33
$F_{base}(B)$ [ADU]	11441 ± 35	11403 ± 37
c_R	–	0.91 ± 0.024
c_B	–	1
N_{points}	176	176
N_{param}	5	6
χ^2	669.15	657.8

Tab. 11.4 : Paramètres de l’ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#5. Les barres d’erreurs correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$; Les coefficients de blending sont donnés par $c_{R,B} = F_{ampli,R,B}/F_{tot,R,B}$.

La position de l’étoile source dans le diagramme couleur magnitude est donnée à la figure (fig. 11.9). La courbe de lumière (sur 3 ans d’observations), le diagramme de corrélation des flux rouge et bleu, ainsi que la position de l’étoile sur l’image de référence sont donnés à la figure (fig. 11.9); les résultats de l’ajustement microlentille simple sont présentés dans la table (tab. 11.5).

paramètres	sans blending	avec blending
Δt [jours]	35.20 ± 1.68	36.07 ± 1.72
t_0 [jours]	2881.73 ± 0.58	2881.56 ± 0.57
u_0	0.41 ± 0.01	0.38 ± 0.01
$F_{base}(R)$ [ADU]	1273 ± 19	1327 ± 22
$F_{base}(B)$ [ADU]	1702 ± 14	1683 ± 15
c_R	–	0.72 ± 0.05
c_B	–	1
N_{points}	411	411
N_{param}	5	6
χ^2	705.4	682.4

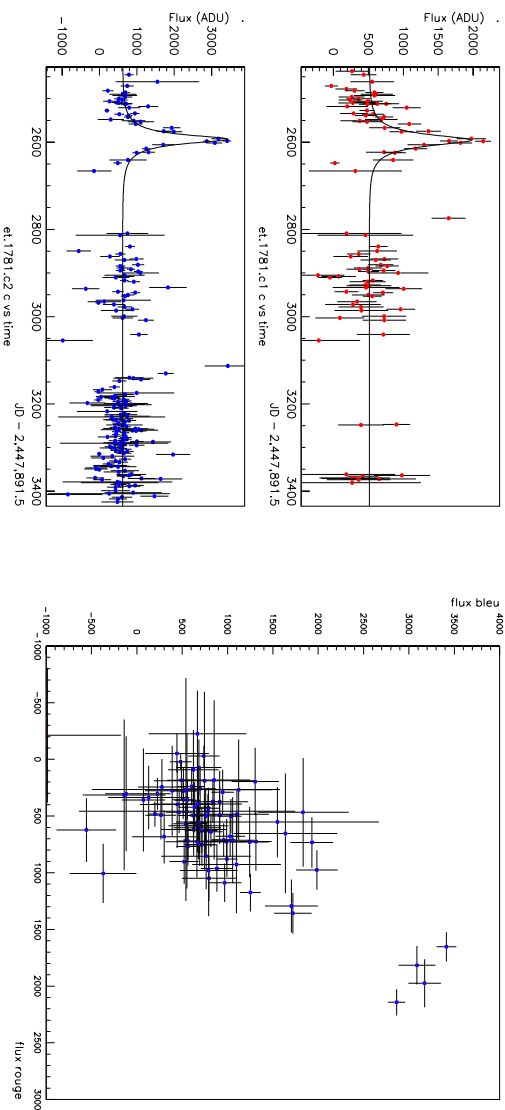
Tab. 11.5 : Paramètres de l’ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#6. Les barres d’erreurs correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$; Les coefficients de blending sont donnés par $c_{R,B} = F_{ampli,R,B}/F_{tot,R,B}$.

11.6 EROS2-LMC#7

L’événement EROS2-LMC#7 (lm070 CCD 3 quart n) a été découvert lors de l’analyse 3 saisons. L’étoile source est de magnitude $V_{EROS} \sim 22.4$ et $R_{EROS} \sim 21.8$ et a pour coordonnées équatoriales

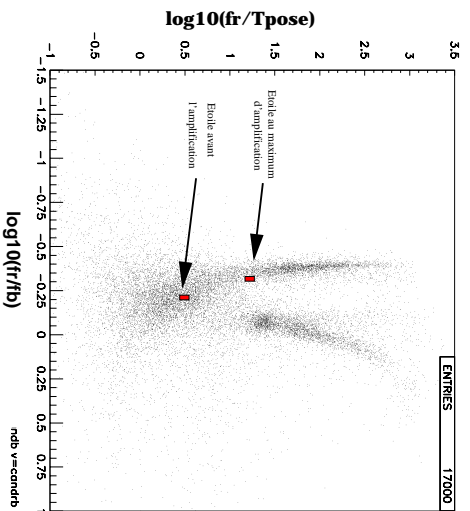
$$\alpha = 05^h 27' 49.6'' \quad \delta = -72^\circ 29' 26.5'' \quad (\text{J2000}) . \quad (11.6)$$

La position de l’étoile source dans le diagramme couleur magnitude est donnée à la figure (fig. 11.10). La courbe de lumière (sur 3 ans d’observations), le diagramme de corrélation des flux rouge et bleu, ainsi que la position de l’étoile sur l’image de référence sont donnés à la figure (fig. 11.10); les résultats de l’ajustement microlentille simple sont présentés dans la table (tab. 11.6). Notons que l’ajustement avec du blending (en rouge) améliore significativement de χ^2 .

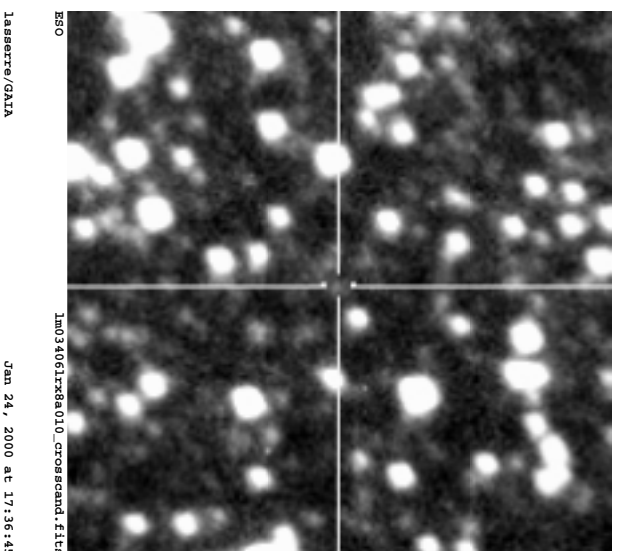


(a) Courbe de lumière. L'échelle des flux est graduée en ADU. Les temps sont donnés en jours EROS.

(b) Flux bleu en fonction des flux rouge (en ADU).

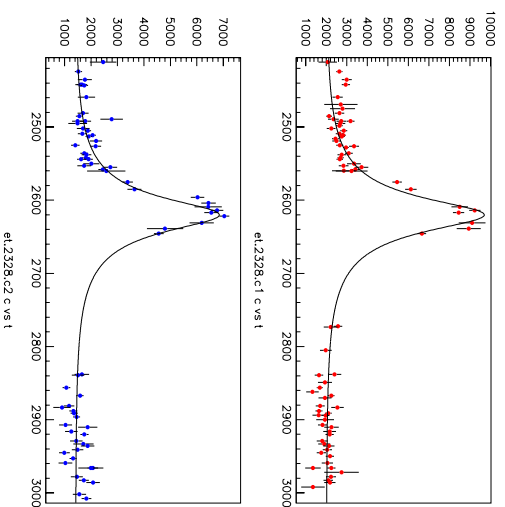


(c) Diagramme couleur magnitude du champ Im034 CCD 6 quart 1. On a représenté l'étoile source avant et au maximum de l'amplification. La trajectoire est une droite de pente négative, ce qui indique la présence de blending dans la couleur rouge.

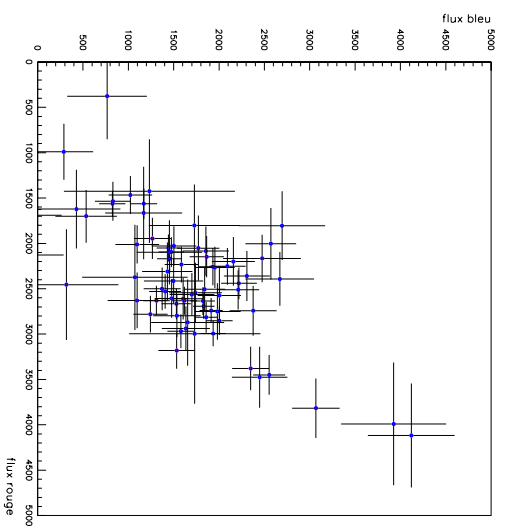


(d) Position de l'étoile source sur l'image de référence. Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

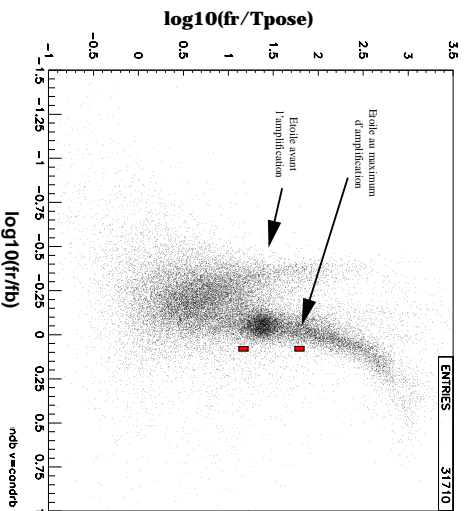
Fig. 11.5 : Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#3.



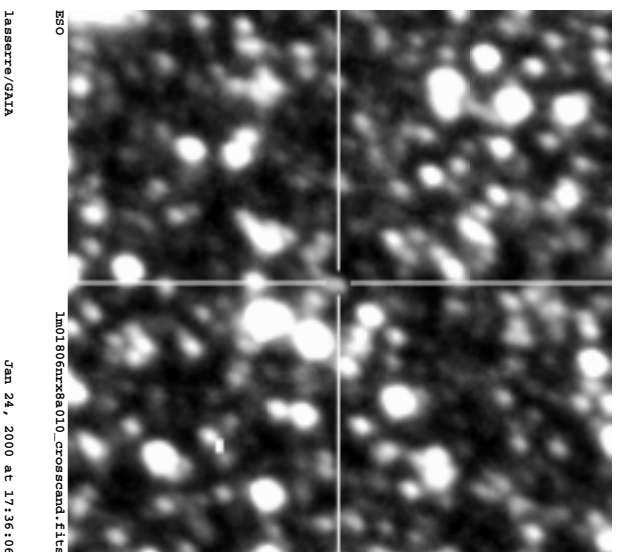
(a) Courbe de lumière. L'échelle des flux est graduée en ADU. Les temps sont donnés en jours EROS.



(b) Flux bleu en fonction des flux rouge (en ADU).



(c) Diagramme couleur magnitude du champ Im018 CCD 6 quart n. On a représenté l'étoile source avant et au maximum de l'amplification. La trajectoire est une droite verticale; il semble donc qu'il n'y ait pas de blending ou que l'étoile qui "blende" a la même couleur que l'étoile amplifiée; ceci est plutôt improbable compte tenu de la localisation particulière de l'étoile source dans ce diagramme.

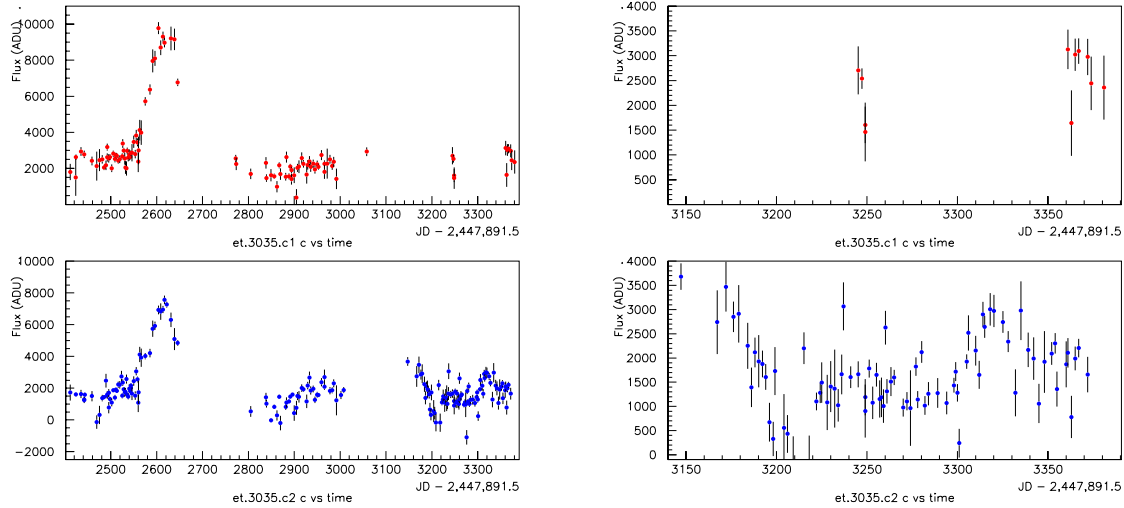


(d) Position de l'étoile source sur l'image de référence. Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

Fig. 11.6 : Caractéristiques du candidat EROS2-1MC#4.

paramètres	sans blending	avec blending
Δt [jours]	30.25 ± 1.56	33.20 ± 1.69
t_0 [jours]	3346.98 ± 0.46	3346.35 ± 0.01
u_0	0.30 ± 0.01	0.23 ± 0.01
$F_{base}(R)$ [ADU]	742 ± 15	828 ± 17
$F_{base}(B)$ [ADU]	771 ± 11	734 ± 13
c_R	—	0.45 ± 0.04
c_B	—	1
N_{points}	356	356
N_{param}	5	6
χ^2	806.4	722.0

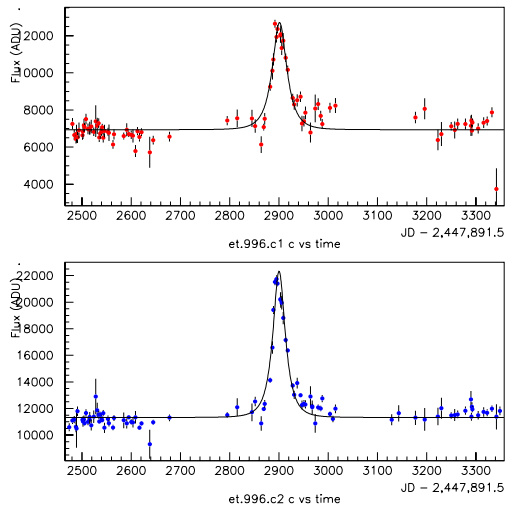
Tab. 11.6 : Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#7. Les barres d'erreurs correspondent à $\Delta\chi^2 = 1$; Les coefficients de blending sont donnés par $c_{R,B} = F_{ampli,R,B}/F_{tot,R,B}$.



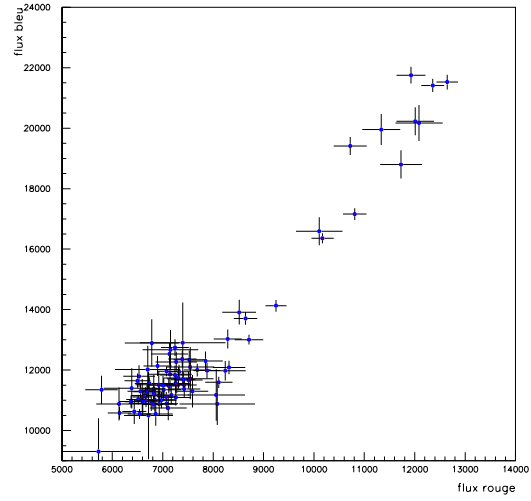
(a) Courbe de lumière de août 1996 à mai 1999.

(b) Courbe de lumière de la saison 1998/99. Il y a deux nouvelles variations : autour du jour 3170, et autour du jour 3320.

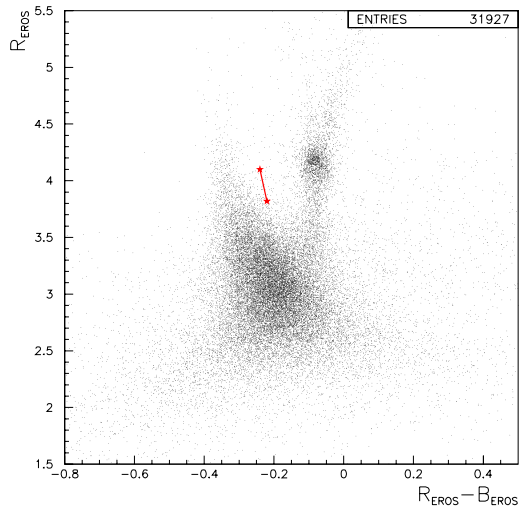
Fig. 11.7 : Nouvelle variation du candidat EROS2-LMC#4. L'échelle des flux est graduée en ADU. Les temps sont donnés en jours EROS.



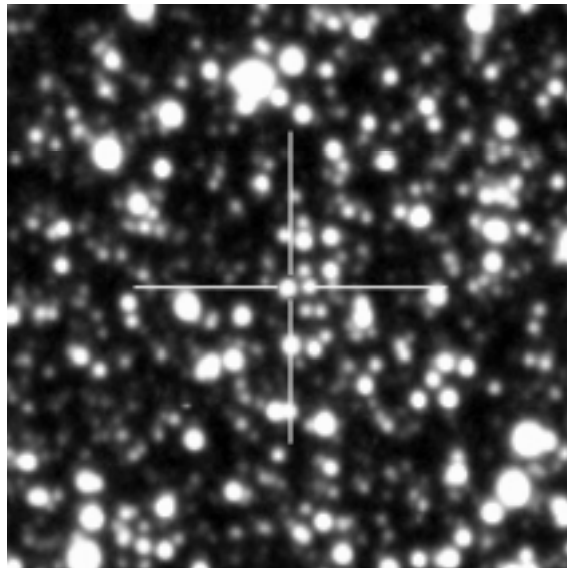
(a) Courbe de lumière. L'échelle des flux est graduée en ADU. Les temps sont donnés en jours EROS.



(b) Flux bleu en fonction des flux rouge (en ADU).

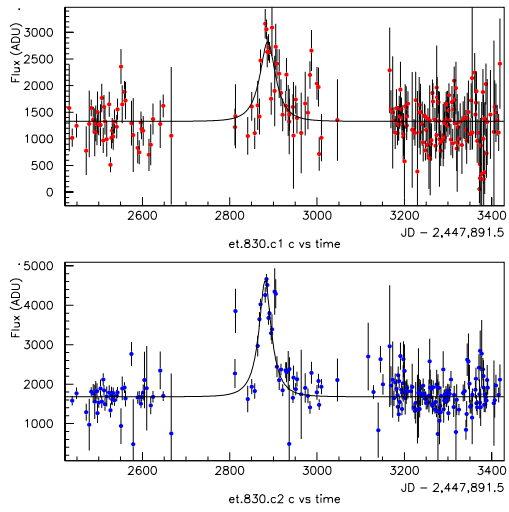


(c) Diagramme couleur magnitude du champ Im015 CCD 3 quart n. On a représenté l'étoile source avant et au maximum de l'amplification.

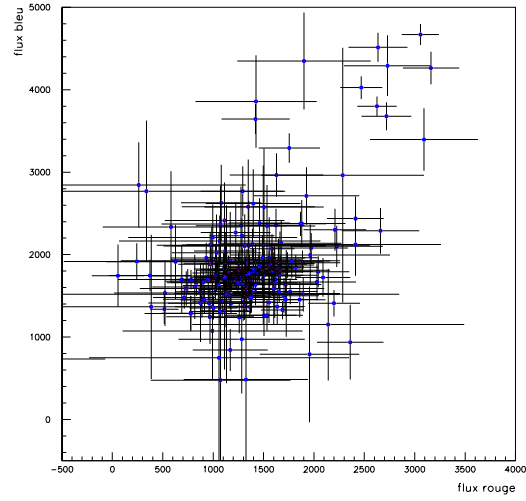


(d) Position de l'étoile source sur l'image de référence. Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

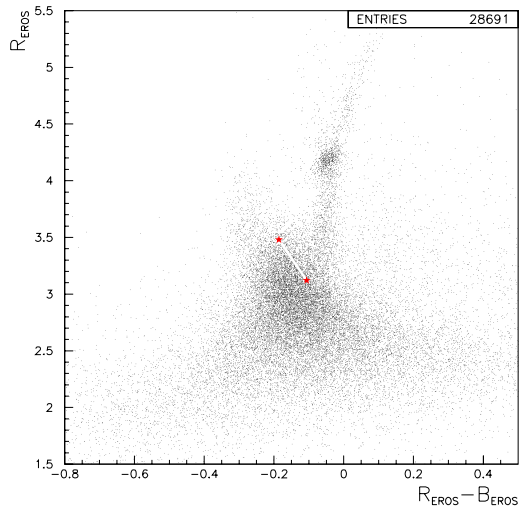
Fig. 11.8 : Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#5.



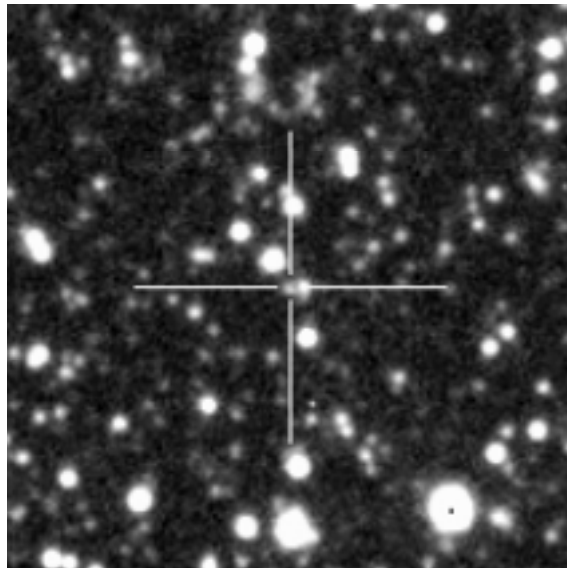
(a) Courbe de lumière. L'échelle des flux est graduée en ADU. Les temps sont donnés en jours EROS.



(b) Flux bleu en fonction des flux rouge (en ADU).

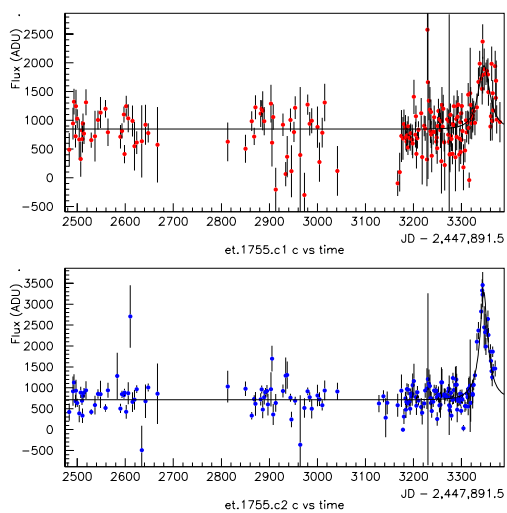


(c) Diagramme couleur magnitude du champ Im067 CCD 5 quart m. On a représenté l'étoile source avant et au maximum de l'amplification.

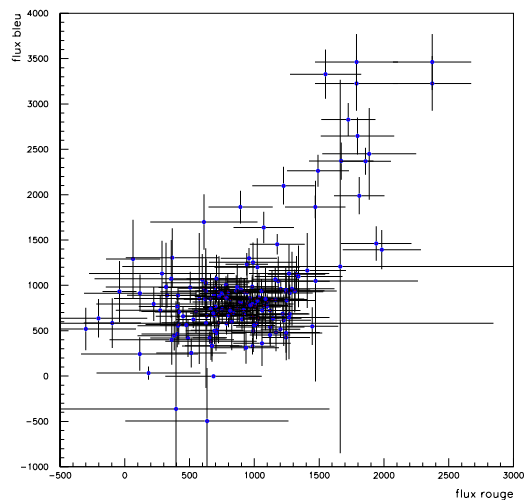


(d) Position de l'étoile source sur l'image de référence. Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

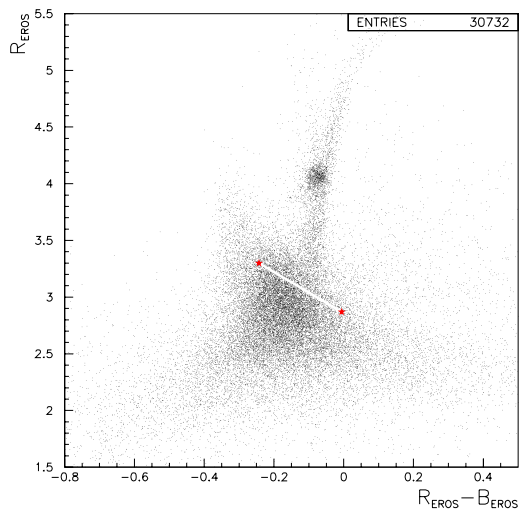
Fig. 11.9 : Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#6.



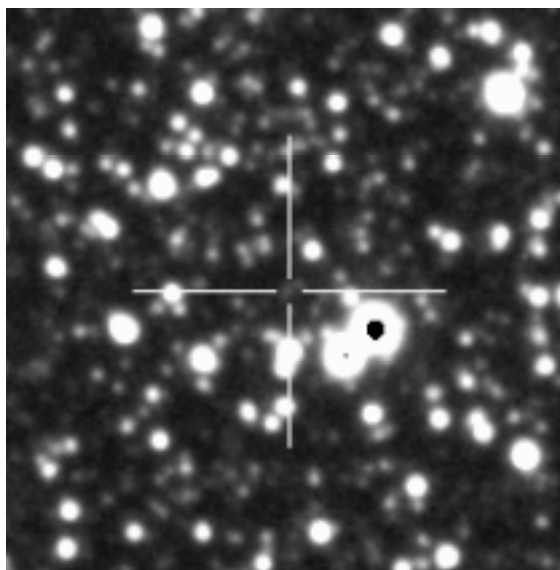
(a) Courbe de lumière. L'échelle des flux est graduée en ADU. Les temps sont donnés en jours EROS.



(b) Flux bleu en fonction des flux rouge (en ADU).



(c) Diagramme couleur magnitude du champ Im070 CCD 3 quart n. On a représenté l'étoile source avant et au maximum de l'amplification.



(d) Position de l'étoile source sur l'image de référence. Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

Fig. 11.10 : Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#7.

11.7 Alerte MACHO-LMC99#2

Une alerte a été lancée sur cet événement le 17/05/1999 par le groupe MACHO; celle-ci fut suivie par une alerte du groupe OGLE le 01/06/1999. Cet événement a été alors observé intensivement par les groupes EROS, MACHO/MPS, MOA, et OGLE. L'étoile source est de magnitude $V_{\text{MACHO}} = 21$ et $R_{\text{MACHO}} = 20.6$; elle a pour coordonnées équatoriales

$$\alpha = 5^{\text{h}} 16' 53.2'' \quad \delta = -69^{\circ} 16' 30'' \quad (\text{J2000}) . \quad (11.7)$$

L'alerte MACHO indique que l'événement atteint son maximum le 7.7 juin (UT), avec une amplification $A_{\text{max}} \sim 43.3$ et une durée $\Delta t \sim 65$ jours.

11.7.1 L'étoile dans les données EROS

Nous avons recherché cet événement dans les données EROS2. L'étoile source est localisée sur le champ lm009 CCD 1 quart 1. Néanmoins, cette étoile est trop faible pour avoir été détectée sur notre image de référence. La raison en est la suivante : le groupe EROS utilise un télescope plus petit que celui de MACHO (1 m contre 1.27 m de diamètre) et des temps de pose plus courts pour les zones centrales du LMC (180 s contre 300 s); cette stratégie observationnelle d'EROS est justifiée au chapitre (chap. 4). Les positions de l'étoile sur l'image de référence et sur une image proche du maximum (EROS2) sont données à la figure (fig. 11.11). En septembre 1999, nous avons été contacté par D. Bennett (du groupe MACHO) afin de faire une analyse combinée des données EROS2 et MACHO sur cet événement, en vue de rechercher un éventuel effet de parallaxe. Le seul moyen de produire la courbe de lumière de cette étoile à partir des images EROS est d'utiliser la technique de photométrie différentielle [Alard, 1998a]. Il faut bien remarquer que cet événement ne sera jamais un candidat de notre analyse microlentille car l'étoile source n'appartient pas à nos catalogues de référence; un tel effet n'a pas d'incidence pour le calcul de l'efficacité de la recherche de microlentille (chap. 11). Mais avant de voir les résultats de cette technique appliquée à cet événement, on peut analyser les courbes de lumière (publiques) des groupes OGLE et MACHO.

11.7.2 L'événement MACHO-LMC99#2 vu par les autres expériences

Dans le cadre de l'étude des données des expériences MACHO et OGLE, il est difficile de nettoyer les mauvais points éventuels des courbes de lumière car l'on ne connaît ni les systématiques des programmes de photométrie utilisés, ni les conditions météorologiques de prise de clichés. On se contentera ici de réaliser des ajustements de modèles de microlentilles sur l'intégralité des courbes de lumière mises dans le domaine public par MACHO et OGLE.

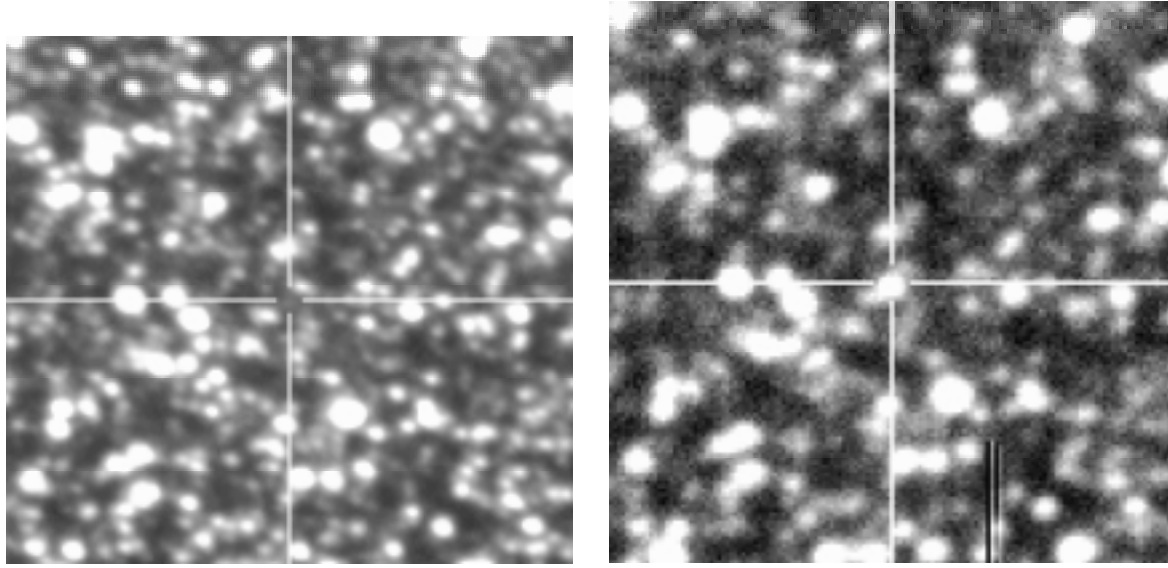
Alerte MACHO-LMC99#2 dans les données de MACHO

La courbe de lumière de l'événement superposée au meilleur ajustement d'une courbe de Paczyński est donnée à la figure (fig. 11.12). Les paramètres des différents ajustements testés sont donnés dans la table (tab. 11.7). On retrouve à peu près les paramètres publiés par MACHO sur le site "web" dédié aux alertes ³, sachant que ces derniers ont été déterminés avec une petite portion (le début) de la courbe de lumière. Le résultat du fit de microlentille simple donne $\chi^2/dof = 1.21$. Après la prise en compte de l'éventuel effet de parallaxe on a $\Delta\chi^2 = -13.7$ pour 2 paramètres supplémentaires; la probabilité qu'un tel effet soit dû à une fluctuation statistique est $e^{\Delta\chi^2/2} \sim 10^{-3}$. Les données suggèrent donc la présence d'un effet de parallaxe, ou en tout cas qu'il existe de meilleures descriptions des données que la courbe de microlentille simple.

Alerte MACHO-LMC99#2 dans les données OGLE

Le groupe OGLE a une stratégie différente de celle des autres groupes de recherche de microlentilles : ils observent régulièrement les étoiles dans la bande spectrale I et prennent quelques clichés

³<http://darkstar.astro.washington.edu>



(a) Étoile source sur l'image de référence (composée). On peut distinguer une légère tache lumineuse au centre de la croix. Néanmoins, l'étoile n'a pas été détectée, et ce n'est pas étonnant compte tenu de la faible efficacité de détection d'objets aussi faibles.

(b) Étoile source 2 jours avant le maximum d'amplification (image non composée). On voit très nettement la variation de flux de l'étoile par rapport au flux de référence (figure de gauche). L'amplification avoisine ici un facteur 40.

Fig. 11.11 : Alerte MACHO-LMC99#2 : étoile sur l'image de référence EROS2 et au maximum d'amplification. L'étoile source se trouve au centre de la croix. Dans cette représentation, le nord est à gauche et l'est est en haut.

de confirmation dans la bande V. La courbe de lumière est donnée à la figure (fig. 11.13); les ajustements des différents modèles de microlentille sont donnés dans la table (tab. 11.8). Le résultat du fit de microlentille simple donne $\chi^2/dof = 1.48$; Après la prise en compte de l'effet de parallaxe on a $\Delta\chi^2 = -18.8$ pour 2 paramètres supplémentaires; la probabilité qu'un tel effet soit dû à une fluctuation statistique est $\sim 10^{-4}$. Les données suggèrent donc la présence d'un effet de parallaxe, ou en tout cas qu'il existe de meilleures descriptions des données que la courbe de microlentille simple. On peut noter que le temps d'Einstein ajusté diffère des valeurs obtenues avec les données de MACHO et d'EROS; En effet, $\Delta t_{OGLE} \sim 52$ jours, $\Delta t_{MACHO} \sim 63$ jours, et $\Delta t_{EROS} \sim 60 - 100$ jours (voir ci-après). La différence entre les durées OGLE et MACHO peut s'expliquer par le phénomène de blending; ce dernier doit être alors plus important dans la bande spectrale I que dans le visible pour expliquer une plus courte durée chez OGLE (chap. 2). Il faut néanmoins noter que δu_{MACHO} et δu_{OGLE} sont incompatibles.

11.7.3 Photométrie Différentielle (EROS)

La photométrie différentielle a été appliquée à cet événement. Le descriptif mathématique de la méthode est donné dans [Alard, 1998a]; une discussion générale des avantages et des inconvénients est donnée au chapitre (chap. 9). Les différentes étapes préalables à l'application de cette méthode sont :

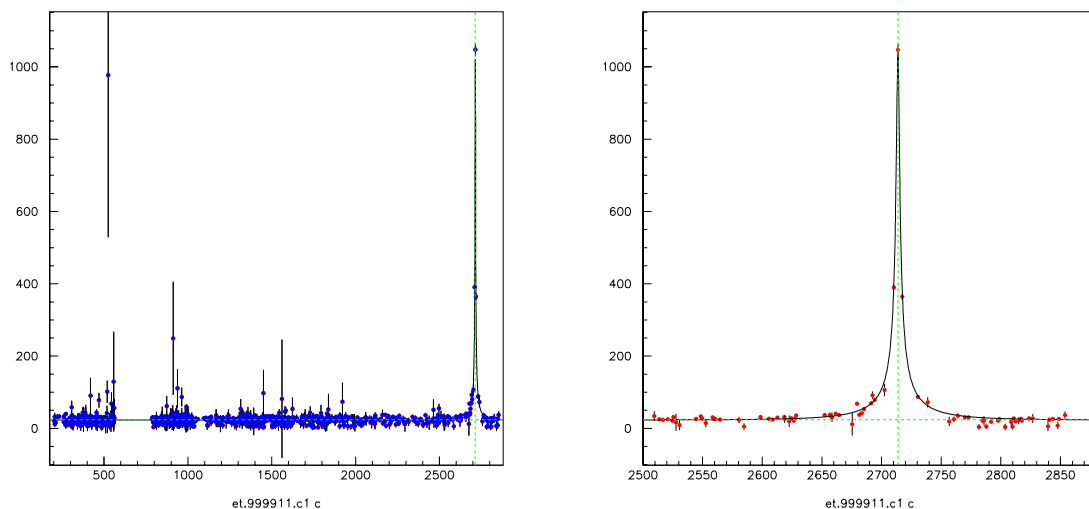
- Extraction d'un pavé de 500×500 pixels autour de l'étoile source sur chaque image à traiter.
- Alignement géométrique de tous les pavés et élimination des clichés marginaux.
- Fabrication d'une image de référence à partir des 10 meilleurs clichés hors de la période d'amplification.

sans blinding		
paramètres	sans parallaxe	avec parallaxe
Δt [jours]	63.39 ± 0.75	69.67 ± 15.08
t_0 [jours]	2713.69 ± 0.04	2699.10 ± 3.78
u_0	0.022 ± 0.0003	0.035 ± 2.33
ϕ	–	-3.10 ± 11.12
δu	–	0.228 ± 0.14
$F_{base}(R)$ [ADU]	23.4 ± 0.1	23.3 ± 0.1
$F_{base}(B)$ [ADU]	18.0 ± 0.1	18.0 ± 0.1
N_{points}	2047	2047
N_{param}	5	7
χ^2	2479.9	2466.2
avec blinding		
paramètres	sans parallaxe	avec parallaxe
Δt [jours]	65.81 ± 4.62	62.83 ± 6.74
t_0 [jours]	2713.68 ± 0.04	2692.64 ± 5.98
u_0	0.022 ± 0.002	0.25 ± 0.89
ϕ	–	-5.72 ± 1.88
δu	–	0.44 ± 0.52
$F_{base}(R)$ [ADU]	23.6 ± 0.2	23.6 ± 0.2
$F_{base}(B)$ [ADU]	17.8 ± 0.1	17.8 ± 0.1
c_R	0.93 ± 0.07	1.17 ± 0.13
c_B	0.99 ± 0.08	1.25 ± 0.14
N_{points}	2047	2047
N_{param}	7	9
χ^2	2467.3	2451.0

Tab. 11.7 : Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données MACHO. Les ajustements combinent les couleurs rouge et bleu (avec et sans blinding).

- Détermination précise de la position de l'étoile source (à 0.1 pixel).

On peut noter que, dans le cas des images EROS2, le choix des images qui vont servir à la fabrication de l'image de référence est crucial pour le bon déroulement de la photométrie différentielle. Pour une question de temps, nous n'avons réduit que les données s'étendant du 05/11/1998 (jour EROS numéro 3230) au 01/10/1999 (jour EROS numéro 3560). La courbe de lumière, dans la couleur bleu, est donnée à la figure (fig. 11.14); les paramètres des différents ajustements microlentilles sont donnés dans la table (tab. 11.9). Le résultat du fit de microlentille simple donne $\chi^2/ddl = 1.10$, en laissant tous les paramètres libres. Après la prise en compte de l'effet de parallaxe on a $\Delta\chi^2 \sim 1$ pour 2 paramètres supplémentaires; la probabilité qu'un tel effet soit dû à une fluctuation statistique est donc importante. Les données ne suggèrent donc pas la présence d'un effet de parallaxe, ce qui est surprenant compte tenu des résultats obtenus avec les données MACHO et OGLE. Néanmoins, il est possible que les flux de base rouge et bleu soient mal déterminés dans le cadre de la photométrie différentielle. En effet, il semble étonnant de trouver des flux de l'ordre de 1000 ADU alors que l'étoile n'a pas été détectée sur l'image de référence. On peut donc refaire un ajustement, en imposant des flux de base plus petits dans une couleur et en laissant le flux de l'autre couleur comme un paramètre libre (voir le chapitre (chap. 9) pour une justification de cette méthode). On peut ainsi tracer l'évolution du χ^2 en fonction du flux de base rouge de l'étoile source, avec et sans effet de parallaxe (fig. 11.15). On remarque que le rapport entre les flux rouge



(a) Courbe de lumière avec plus de 5 années de ligne de base montrant la stabilité du flux de l'étoile source avant l'amplification.

(b) Courbe de lumière centrée autour du pic.

Fig. 11.12 : Alerte MACHO-LMC99#2 : courbe de lumière du groupe MACHO, dans la voie bleue. L'échelle de flux et l'origine des temps sont arbitraires; le jour MACHO numéro 2500 correspond au jour EROS numéro 3130 (28 juillet 1998). On a superposé le meilleur ajustement d'une courbe de microlentille simple aux données.

et bleu ajusté est constant sur toute la gamme de flux testés (de 100 à 2000 ADU), et identique dans le cas "sans parallaxe" et dans le cas "avec parallaxe" : $F_{base}(B)/F_{base}(R) = 1.2$ (ceci confirme la discussion faite au chapitre (chap. 9) à ce sujet). Les χ^2 , avec et sans effet de parallaxe, sont minimum pour un flux de base rouge de 1000 ADU environ. Cependant, dans le cas où le flux de base est plus petit (entre 100 et 1000 ADU) les comportements des χ^2 de ces 2 ajustements sont radicalement différents : en effet, le χ^2 de l'ajustement d'une microlentille simple augmente de façon "parabolique" à mesure que le flux de base diminue, alors que le χ^2 de l'ajustement d'une microlentille avec effet de parallaxe augmente légèrement puis reste constant. En conclusion, si le flux de base est plus petit, les ajustements avec effet de parallaxe sont largement favorisés. On retrouve ainsi la tendance révélée par les données de MACHO et d'OGLE. Les paramètres des ajustements, avec et sans effet de parallaxe, pour un flux de base rouge de 500 ADU sont donnés à la table (tab. 11.10). Le résultat de cet ajustement de microlentille simple donne $\chi^2/ddl = 1.28$, celui avec effet de parallaxe donne $\chi^2/ddl = 1.19$; on a donc $\Delta\chi^2 = 23$; la probabilité qu'un tel gain de χ^2 soit dû à une fluctuation statistique est de $\sim 10^{-5}$.

Quatre expériences ont accumulé des données sur ce candidats : EROS, MACHO, MOA et OGLE. Le travail qui vient d'être présenté va être poursuivi en combinant les données des différentes expériences dans un même ajustement.

11.8 Distributions des paramètres des candidats de l'analyse 3 saisons

Nous avons 4 candidats pour l'analyse de 3 années de données du LMC. Même si ce nombre est assez faible, il est intéressant de tester la compatibilité de cet échantillon avec les événements

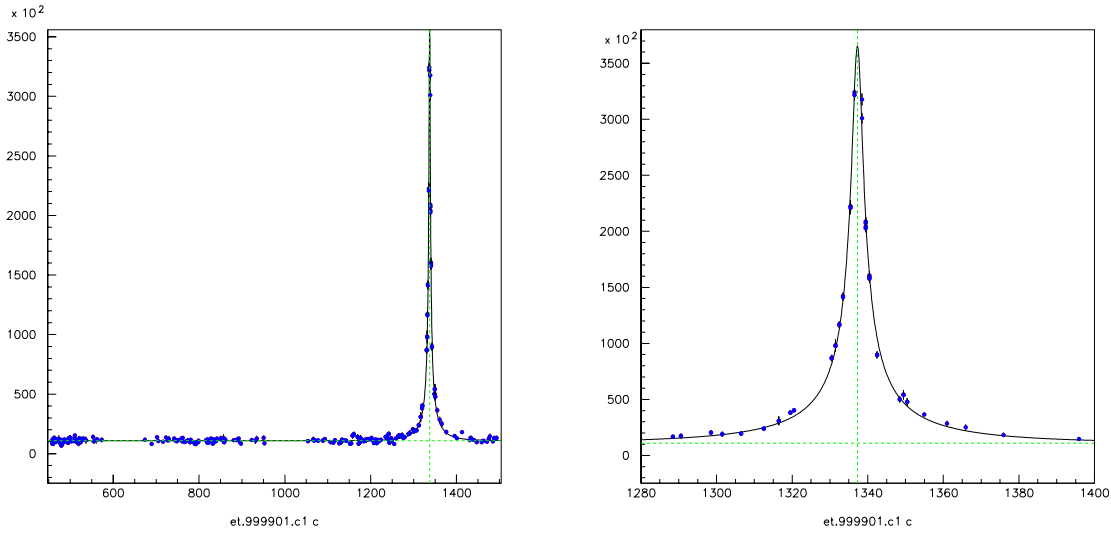
sans blending		
paramètres	sans parallaxe	avec parallaxe
Δt [jours]	52.06 ± 0.48	56.19 ± 1.20
t_0 [jours]	1337.27 ± 0.01	1322.74 ± 2.89
u_0	0.029 ± 0.0003	0.601 ± 0.154
ϕ	–	-1.22 ± 0.13
δu	–	0.73 ± 0.15
$F_{base}(I)$ [ADU]	10921.5 ± 82.6	10827.8 ± 89.2
N_{points}	295	295
N_{param}	4	6
χ^2	431.3	412.5
avec blending		
paramètres	sans parallaxe	avec parallaxe
Δt [jours]	84.31 ± 5.53	90.65 ± 11.5
t_0 [jours]	1337.29 ± 0.01	1434.11 ± 21.7
u_0	0.017 ± 0.001	1.17 ± 0.25
ϕ	–	2.28 ± 0.15
δu	–	1.69 ± 0.17
$F_{base}(I)$ [ADU]	10665 ± 114	11057 ± 107
c_I	0.60 ± 0.04	0.53 ± 0.12
N_{points}	295	295
N_{param}	5	7
χ^2	394.8	387.4

Tab. 11.8 : Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données OGLE (avec et sans blending)

paramètres	sans parallaxe	avec parallaxe
Δt [jours]	61.23 ± 5.11	57.15 ± 8.04
t_0 [jours]	3445.21 ± 0.038	3440.26 ± 23.63
u_0	0.021 ± 0.003	0.129 ± 1.077
ϕ	–	4.15 ± 2.67
δu	–	0.25 ± 1.96
$F_{base}(R)$ [ADU]	950 ± 90	935 ± 109
$F_{base}(B)$ [ADU]	1144 ± 108	1126 ± 131
N_{points}	234	234
N_{param}	5	7
χ^2	258.0	257.3

Tab. 11.9 : Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données EROS. Les ajustements combinent les couleurs rouge et bleu. Les flux de bases rouge et bleu sont considérés comme des paramètres libres

simulés reconstruits.



(a) Courbe de lumière de l'intégralité des données OGLE disponibles.

(b) Courbe de lumière centrée autour du pic.

Fig. 11.13 : Alerte MACHO-LMC99#2 : courbe de lumière du groupe OGLE, dans la bande I. L'échelle de flux et l'origine des temps sont arbitraires; le jour OGLE numéro 1125 correspond au jour EROS numéro 3130 (28 juillet 1998). On a superposé le meilleur ajustement d'une courbe de microlentille simple aux données.

paramètres	sans parallaxe	avec parallaxe
Δt [jours]	108.50 ± 1.52	40.38 ± 5.56
t_0 [jours]	3445.21 ± 0.04	3414.46 ± 2.44
u_0	0.0104 ± 0.0004	0.4123 ± 0.0311
ϕ	—	2.74 ± 0.06
δu	—	1.54 ± 0.28
$F_{base}(R)$ [ADU]	500	500
$F_{base}(B)$ [ADU]	604 ± 8	602 ± 8
N_{points}	234	234
N_{param}	4	6
χ^2	295.0	272.0

Tab. 11.10 : Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données EROS. Les ajustements combinent les couleurs rouge et bleu. On impose ici le flux de base rouge à 500 ADU.

Test de Kolmogorov-Smirnov sur la variable u_0

La distribution cumulée observée est calculée à partir des 4 candidats. La durée moyenne (géométrique) des événements vaut 32 jours. On va comparer cette distribution cumulée avec celle que l'on reconstruit à partir de la simulation; l'efficacité de détection est alors automatiquement prise en compte. La dispersion des durées est d'un facteur ~ 1.5 pour des lentilles simulées toutes à la même masse. On se restreint donc à des événements simulés dans l'intervalle [20,50] jours pour tester la compatibilité en paramètre d'impact. Les distributions cumulées attendues et observées

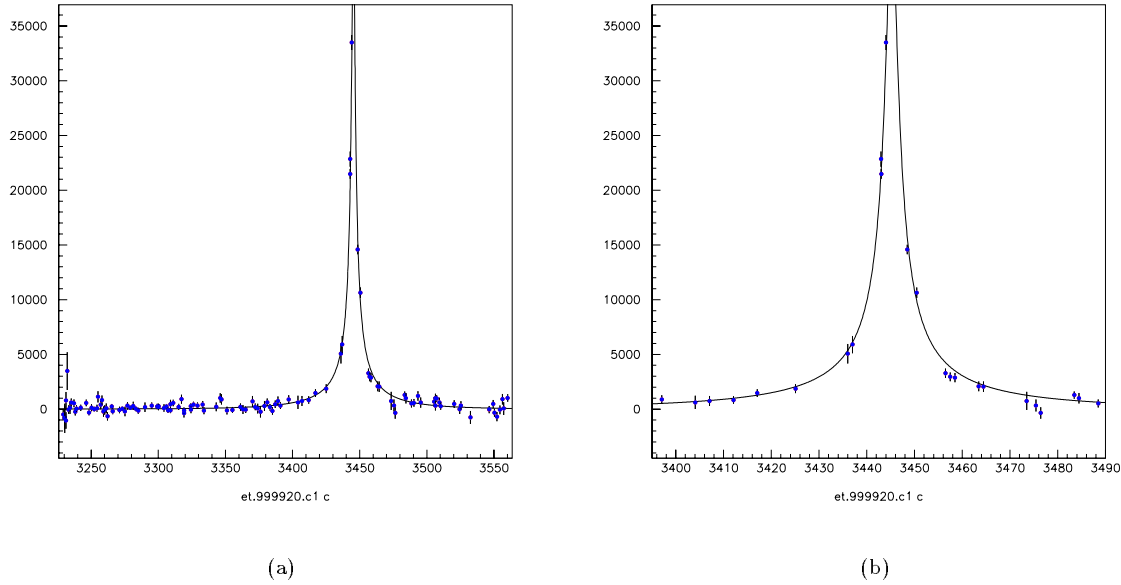


Fig. 11.14 : Alerte MACHO-LMC99#2 : courbe de lumière du groupe EROS2 (photométrie différentielle). En ordonnée, on a la différence des flux (en ADU); en abscisse, le temps est donné en jour EROS : le jour 3445 correspond au 08 juin 1999.

sont représentées à la figure (fig. 11.16). La probabilité de KS vaut :

$$P_{\text{KS}}(D > D_{\text{max}}) = 2 \times \sum_{k=1}^{+\infty} (-1)^{k-1} e^{-2k^2 \lambda^2}, \quad (11.8)$$

avec, pour N événements (N petit)

$$\lambda \simeq D_{\text{max}} \left(\sqrt{N} + 0.12 + \frac{0.11}{\sqrt{N}} \right). \quad (11.9)$$

La probabilité associée vaut $P_{\text{KS}} = 0.61$. L'échantillon de paramètres d'impact est donc compatible avec un échantillon de microlentilles.

Test de Kolmogorov-Smirnov sur la variable t_0

On se place dans la même configuration que pour le test en u_0 . Les distributions cumulées attendues et observées sont représentées à la figure (fig. 11.16). La probabilité associée vaut $P_{\text{KS}} = 0.98$. L'échantillon des instants de maximum est donc compatible avec un échantillon de microlentilles.

11.9 Conclusion

Dans ce chapitre, je viens de présenter l'analyse des courbes de lumière de 7 étoiles. Comme nous l'avons vu, deux de ces événements ne sont plus interprétés en terme de phénomène de microlentille (EROS1-LMC#2 et EROS2-LMC#4), et l'étoile source de l'alerte MACHO-LMC#99-2 n'appartient pas à notre catalogue d'étoiles de référence. Pour ce qui va suivre, on considère :

- 1 candidat pour l'expérience EROS1 plaques photographiques (EROS1-LMC#1)

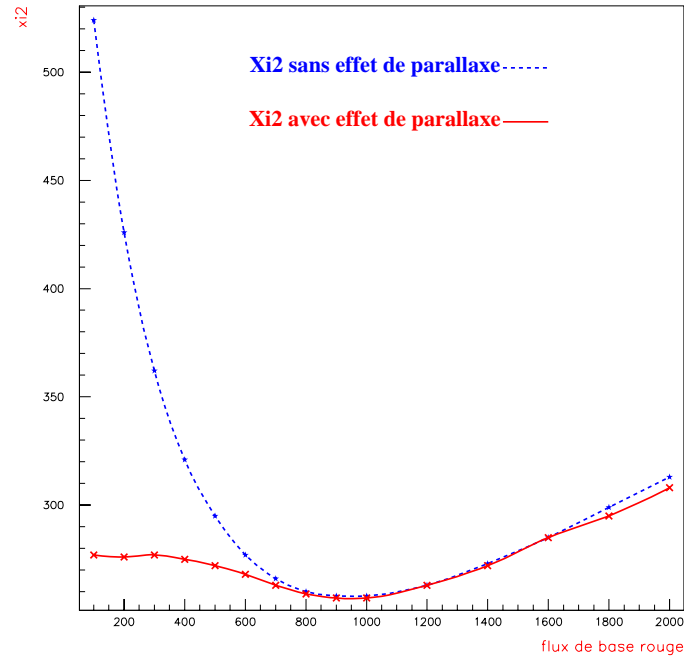


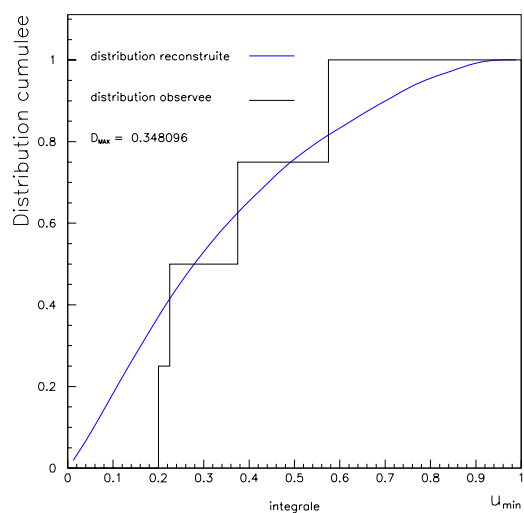
Fig. 11.15 : Alerte MACHO-LMC99#2 : vallée de χ^2 en fonction du flux de base de l'étoile source avec et sans effet de parallaxe pour les données EROS2 (photométrie différentielle). Les comportements des deux ajustements, avec et sans effet de parallaxe, sont radicalement différents à mesure que l'on se déplace vers les bas flux de base. Dans ce cas, les ajustements avec effet de parallaxe sont privilégiés.

Événement	Expérience(s)	Candidat
EROS1-LMC#1	EROS1	cand. EROS1
EROS1-LMC#2	EROS1	non cand. (nouvelle variation)
EROS2-LMC#3	EROS2	cand. EROS2 analyses 2/3 saisons
EROS2-LMC#4	EROS2	cand. EROS2 analyse 2 saisons
EROS2-LMC#5	EROS2	cand. EROS2 analyse 3 saisons
EROS2-LMC#6	EROS2	cand. EROS2 analyse 3 saisons
EROS2-LMC#7	EROS2	cand. EROS2 analyse 3 saisons
MACHO-LMC#99-2	EROS2/MOA/OGLE	Étoile non résolue chez EROS2

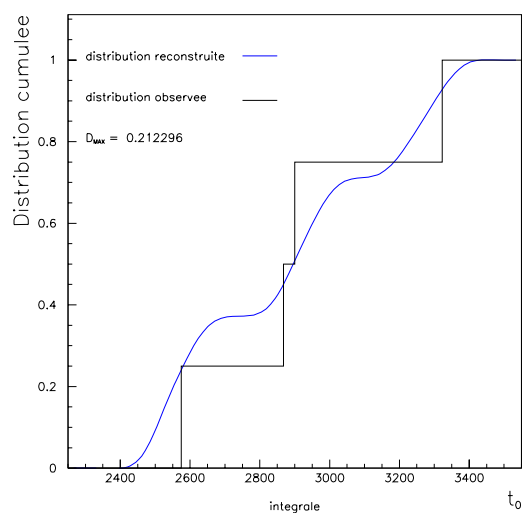
Tab. 11.11 : Statut des événements découverts ou suivis par EROS en direction du LMC.

- 2 candidats pour l'analyse EROS2 LMC 2 saisons (EROS2-LMC#3,#4)
- 4 candidats pour l'analyse EROS2 LMC 3 saisons (EROS2-LMC#3,#5,#6,#7).

À cause du faible échantillonnage de la partie amplifiée des courbes de lumière de candidats, on ne peut tirer aucune information fiable sur la localisation des lentilles. Un résumé du statut des candidats d'EROS est donné dans la table (tab. 11.11). Concluons en faisant observer que, pour le moins, aucun candidat microlentille d'EROS vers le LMC ne peut être considéré comme indubitable.



(a) Test de Kolmogorov-Smirnov pour u_0 . La probabilité associée vaut $P_{KS} = 0.61$.



(b) Test de Kolmogorov-Smirnov pour t_0 . La probabilité associée vaut $P_{KS} = 0.98$.

Fig. 11.16 : Test de Kolmogorov-Smirnov (u_0 et t_0) des candidats de l'analyse LMC 3 saisons.

Chapitre 12

Calcul du nombre d'événements attendus en direction des Nuages de Magellan

Plusieurs candidats microlentilles ont été découverts. IL faut maintenant comparer ces résultats avec ce que l'on attend des populations d'étoiles connues et de l'hypothétique halo galactique rempli d'objets compacts.

Dans ce chapitre, je commence par présenter les modèles de galaxie utilisés pour le calcul du nombre d'événements attendus si le halo est constitué d'objets compacts (sec. 12.1). Néanmoins, il n'est pas exclu aujourd'hui que les événements observés soient en fait provoqués par des étoiles faibles des Nuages de Magellan eux même; c'est l'hypothèse dite de *self-lensing*. Afin d'estimer ce bruit de fond de microlentilles "non galactiques" je présente les modèles standards et non standards de ces deux galaxies, et dans chacun des cas la profondeur optique de *self-lensing* attendue (sec. 12.2).

12.1 Dans l'hypothèse d'un halo galactique constitué de MACHOs

12.1.1 Estimation du nombre d'événements

Au chapitre (chap. 2) on a calculé le taux d'événements attendu par unité de durée, pour des défecteurs de masse unique M

$$\frac{d\Gamma}{d\Delta t} = \frac{2}{M} \int_0^{D_s} dD_d \rho(D_d) \left(\frac{R_e(D_d)}{\Delta t} \right)^4 \int_0^{2\pi} d\theta f(\vec{v}^\perp), \quad (12.1)$$

où R_e est le rayon d'Einstein, D_d la distance des défecteurs, ρ_{D_d} leur distribution de densité sur la ligne de visée, D_s la distance de la source; \vec{v}^\perp la vitesse transverse des défecteurs, et $f(\vec{v}^\perp)$ leur distribution de vitesse transverse; Dans l'expression (eq. 12.1), on ne connaît ni la densité $\rho(D_d)$, ni la distribution de vitesse $f(\vec{v}^\perp)$. C'est la construction de modèles galactiques qui va permettre d'estimer ces deux quantités afin d'obtenir une valeur numérique du taux d'événements observables. Le taux d'événements attendu intégré sur la durée des événements est

$$\Gamma = \int_0^\infty \epsilon(\Delta t) \frac{d\Gamma}{d\Delta t} d\Delta t, \quad (12.2)$$

où $\epsilon(\Delta t)$ est l'efficacité de la détection des microlentilles. Le nombre d'événements attendu, pour N_{obs} étoiles observées sur une période T_{obs} est :

$$N_{att} = \Gamma \times N_{obs} \times T_{obs}. \quad (12.3)$$

12.1.2 Profondeur optique

L'expression générale de la profondeur optique a été calculée au chapitre (chap. 2) :

$$\tau = \frac{4\pi G D_s^2}{c^2} \int_0^1 x(1-x)\rho(x) dx, \quad (12.4)$$

où l'on a posé $x = \frac{D_d}{D_s}$.

12.1.3 Estimation de la profondeur optique et du taux d'événements

La profondeur optique peut être estimée à partir du nombre d'événements observés et de leurs durées respectives par

$$\tau = \frac{\pi}{2} \frac{1}{N_{obs} T_{obs}} \sum_{N_{evt}} \frac{\Delta t}{\epsilon(\Delta t)}, \quad (12.5)$$

où l'efficacité $\epsilon(\Delta t)$ est normalisée à des paramètres d'impacts inférieurs à 1. La profondeur optique est reliée au taux d'événements par

$$\Gamma = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{\Delta t}. \quad (12.6)$$

D'après l'équation (eq. 12.5) on a donc

$$\Gamma = \frac{1}{N_{obs} T_{obs}} \sum_{N_{evt}} \frac{1}{\epsilon(\Delta t)}. \quad (12.7)$$

12.1.4 Modélisation la Voie Lactée

Comme nous l'avons vu aux sections précédentes, il faut modéliser la densité des défecteurs sur la ligne de visée ainsi que leur distribution de vitesse pour calculer la profondeur optique et le nombre d'événements attendu. On doit donc modéliser la structure de la Voie Lactée, en choisissant un profil de densité et des distributions de vitesse pour le bulbe, le disque, le sphéroïde, et le halo. Plusieurs solutions sont envisageables pour chaque composante. On dispose ainsi d'un éventail de modèles galactiques; cependant, deux classes sont clairement à distinguer pour la modélisation du halo, selon qu'il soit sphérique ou non.

Contribution du bulbe galactique

L'étude de l'incorporation du bulbe galactique dans la simulation de la galaxie est donnée dans [Palanque-Delabrouille et al., 1997]. Cette composante n'affecte pas directement le nombre d'événements attendus car les lignes de visée des Nuages de Magellan n'interceptent pas le bulbe. Néanmoins, le bulbe contribue à la courbe de rotation; sa taille caractéristique étant très inférieure aux autres distances mises en jeu (distances du LMC, SMC et Centre Galactique), le bulbe peut être assimilé à un point de masse $M_b \sim 10^{10} M_\odot$, et sa contribution à la courbe de rotation totale suit une loi Képlérienne. Au niveau du Soleil, l'effet du bulbe est déjà inférieur à 10%; il continue à décroître avec le rayon galactocentrique. On ignorera le bulbe dans la suite.

Contribution du disque galactique

◇ Profil de densité

Le disque est modélisé par une double exponentielle en coordonnées cylindriques (R, z) dans le système de coordonnées galactiques. Le profil de densité est donné par [Binney and Tremaine, 1987]

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma_\odot}{2h} \exp\left[-\frac{R - R_\odot}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right], \quad (12.8)$$

où $R_d \sim 3.5$ kpc est l'échelle radiale et $h \sim 0.3$ pc est l'échelle de hauteur [de Vaucouleurs and Pence, 1978]. Nous envisageons deux hypothèses pour la valeur de la densité de colonne au voisinage du système solaire Σ_\odot :

- disque fin. On considère uniquement les populations d'étoiles connues et le gaz. Cela mène à $\Sigma_\odot \sim 50 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$.
- disque épais ou *maximal*. Dans ce cas, en plus des composantes connues du disque fin, on ajoute une éventuelle composante de matière noire dans le disque. Nous choisissons $\Sigma_\odot \sim 100 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$.

L'utilisation de deux modèles de disque permet d'estimer l'erreur que l'on fait sur le calcul du nombre d'événements en l'absence d'une connaissance précise de la densité de colonne Σ_\odot .

◇ Distribution des vitesses

Dans le plan galactique, la contribution du disque à la vitesse totale de révolution des étoiles est donné par [Binney and Tremaine, 1987]

$$V_c^2(R) = 4\pi G \Sigma_\odot e^{R_\odot/R_d} y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] , \quad (12.9)$$

où $y = R/(2R_d)$ et I_n and K_n sont des fonctions de Bessel modifiées.

Contribution d'un halo standard

On appelle *halo standard*, un halo à symétrie sphérique, avec une distribution de vitesse des composants qui est homogène et isotrope. On se place dans un système de coordonnées cylindriques; l'origine O est prise à la position du Soleil, et l'axe (Oz) est orienté suivant la ligne de visée.

◇ Profil de densité

Le profil de densité est donné par [Caldwell and Ostriker, 1981].

$$\begin{aligned} \rho(R) &= \rho_\odot \frac{R_\odot^2 + R_c^2}{R^2 + R_c^2} \\ R_c &= 2 - 10 \text{ kpc} \\ R_\odot &= 8.5 \text{ kpc} \\ \rho_\odot &= 0.008 \text{ M}_\odot / \text{pc}^3 , \end{aligned} \quad (12.10)$$

où R_c est le *rayon de cœur*, R_\odot est la distance Soleil-Centre Galactique, et ρ_\odot est la densité de masse du halo au voisinage du Soleil

◇ Distribution des vitesses

La fonction de distribution de vitesse des objets du halo standard est choisie comme une loi maxwellienne ne dépendant que du module de la vitesse :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} e^{-v^2/2\sigma^2} , \quad (12.11)$$

où $\vec{v} = \vec{v}^\perp + \vec{v}^\parallel$, et σ est la dispersion de vitesse (identique dans toutes les directions par isotropie). Dans le cas du halo sphérique standard, la dispersion de vitesse σ est reliée à la vitesse circulaire V_c par $\sigma = V_c/\sqrt{2}$ [Binney and Tremaine, 1987]. Dans le calcul du taux d'événements, seule la composante transverse importe, aussi, après intégration sur la composante parallèle, on a

$$f(v^\perp) d^2\vec{v}^\perp = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-(v^\perp)^2/2\sigma^2} v^\perp dv^\perp d\omega , \quad (12.12)$$

où ω est l'angle entre la vitesse transverse et la normale à la surface du microtube (chap. 2). La contribution du halo standard à la vitesse circulaire est donnée par

$$V_{\text{circ}}^2(R) = 4\pi G \rho_{\odot} (R_c^2 + R_{\odot}^2) \left(1 - \frac{R_c}{R} \arctan \frac{R}{R_c} \right). \quad (12.13)$$

◇ Nombre d'événements attendus

En injectant (eq. 12.1) dans (eq. 12.2), et en utilisant le profil de densité et la distribution de vitesse données ci-dessus, l'équation (eq. 12.3) se réécrit dans le cas du halo standard

$$\begin{aligned} (N_{\text{att}})_{HS} &= \frac{2 N_{\text{obs}} T_{\text{obs}}}{M \sigma^2} \int_0^{\infty} d\Delta t \epsilon(\Delta t) \\ &\times \int_0^{D_s} dD_d \rho_{\odot} \frac{R_{\odot}^2 + R_c^2}{z^2 + R_{\odot}^2 - 2zR_{\odot} \cos \Theta + R_c^2} \\ &\times \left(\frac{R_e(D_d)}{\Delta t} \right)^4 \exp \left(-\frac{R_e^2(D_d)}{2 \Delta t^2 \sigma^2} \right), \end{aligned} \quad (12.14)$$

où l'on a exprimé le profil de densité donné dans (eq. 12.10) dans le système de coordonnées cylindriques décrit au début de cette section. On a posé Θ l'angle entre la ligne de visée et le plan de notre galaxie.

Contribution d'un halo de Evans

Le cas du halo standard a l'avantage d'être analytiquement simple; néanmoins aucune preuve formelle n'indique que le halo soit sphérique, et il est donc nécessaire d'envisager le cas de la classe des halos aplatis. La classe des modèles de Evans conduit à des halos sphériques ou non-sphériques décrits par des lois de puissance [Evans, 1993, Evans, 1994, Evans and Jijina, 1994]; les profils de densité et les fonctions de distribution se calculent ainsi analytiquement. Ces modèles dépendent essentiellement de 3 paramètres :

- Le rayon de cœur R_c .
- Le rapport des axes des équipotentielles q ; $q = 1$ correspond à un halo sphérique, $q < 1$ à un halo en forme de galette, et $q > 1$ à un halo en forme de cigare.
- La pente asymptotique de la courbe de rotation β ; si $\beta < 0$ la vitesse croît quand le rayon augmente, et inversement si $\beta > 0$ ($\beta = 0$ correspond à une courbe de rotation plate).

Si l'on impose que la courbe de rotation soit asymptotiquement plate ou décroissante, l'aplatissement maximal est $q \sim 0.75$. On se place dans le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) dont l'origine est prise au Centre Galactique, et l'axe (Oz) est orienté perpendiculairement au plan galactique.

◇ Profil de densité

Le calcul exact du profil $\rho(R, z)$ de densité est donné dans [Evans, 1994].

$$\rho(R, z) = \frac{V_a^2 R_c^\beta}{4\pi G q^2} \frac{R_c^2(1 + 2q^2) + R^2(1 - \beta q^2) + z^2[2 - (1 + \beta)/q^2]}{(R_c^2 + R^2 + z^2/q^2)^{(\beta+4)/2}}, \quad (12.15)$$

avec, $R^2 = r^2 + z^2$.

◇ Distribution des vitesses

La dérivation exacte des relations donnant les dispersions de vitesse σ_r , σ_θ , σ_z se trouve dans [Evans, 1994]. On a :

$$\sigma_r^2 = \sigma_z^2 = \frac{V_a^2 R_c^\beta}{2(1+\beta)} \frac{1}{(R_c^2 + R^2 + z^2/q^2)^{\beta/2}} \times \frac{2q^2 R_c^\beta + (1-\beta)q^2 R^2 + z^2[2 - (1-\beta)/q^2]}{R_c^2(1+2q^2) + R^2(1-\beta q^2) + z^2[2 - (1+\beta)/q^2]} \quad (12.16)$$

$$\sigma_\theta^2 = \frac{V_a^2 R_c^\beta}{2(1+\beta)} \frac{1}{(R_c^2 + R^2 + z^2/q^2)^{\beta/2}} \times \frac{2q^2 R_c^\beta + [2 + 2\beta - (1+3\beta)q^2]R^2 + z^2[2 - (1-\beta)/q^2]}{R_c^2(1+2q^2) + R^2(1-\beta q^2) + z^2[2 - (1+\beta)/q^2]}, \quad (12.17)$$

où V_a est la vitesse de normalisation reliée à la vitesse circulaire observée V_c selon la relation

$$V_c^2(R) = \frac{V_a^2 R_c^\beta R^2}{(R_c^2 + R^2)^{(\beta+2)/2}}. \quad (12.18)$$

Dans la limite $q = 1$, $\beta = 0$, et $R_c \rightarrow 0$ on retrouve le halo standard (avec un rayon de cœur nul).

L'éventail des modèles

L'étude d'un éventail de modèles de la Galaxie, construit à partir des composantes précédemment décrites, permet d'estimer l'erreur associée aux résultats finaux, tel que la détermination de la fraction de masse du halo composé de MACHOs, en l'absence de la connaissance précise de la structure du halo de matière sombre. On utilise, pour comparaison, 8 modèles de galaxies déjà utilisés dans [Renault, 1996, Palanque-Delabrouille et al., 1997] :

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

Les valeurs numériques associées à chaque modèle sont données dans la table (tab. 12.1). Les courbes de rotations correspondantes sont représentées à la figure (fig. 12.1).

12.2 Dans l'hypothèse du "Self-Lensing"

Le but principal des expériences de recherche de microlentilles est de déterminer la fraction de la masse de notre Galaxie composée de MACHOs. Une vingtaine de candidats microlentilles ont été découverts en direction du LMC (principalement par le groupe MACHO). Il est aussi à noter qu'une lentille binaire a été détectée en direction du LMC, et qu'il semble qu'elle soit localisée au sein du Grand Nuage [Alcock et al., 1997a]. Si tous ces objets appartiennent au halo de notre Galaxie, leur masse doit être comprise entre $0.1 - 1 M_\odot$ [Alcock et al., 1997a, Alcock et al., 2000], avec une valeur préférée de $\sim 0.5 M_\odot$.

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

Tab. 12.1 : Description des différents modèles de galaxie utilisés dans les simulations.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 1, de tels astres sont problématiques car ils devraient être détectés visuellement. Aussi [Sahu, 1994, Wu, 1994] suggérèrent, pour la première fois, que des étoiles du LMC lui-même pouvaient agir comme défecteurs gravitationnels sur d'autres étoiles du LMC et générer ainsi les événements observés; c'est l'hypothèse dite du *self-lensing*. Cette hypothèse a été largement débattue, et la recherche de microlentilles en direction du SMC semblerait la confirmer, malgré les arguments très forts en sa défaveur (voir le théorème de Gould ci-après [Gould, 1995b]).

En effet, deux événements ont été détectés en direction du SMC; le plus récent est dû à une lentille binaire [Alcock et al., 1998a, Afonso et al., 1998, Albrow et al., 1998], et l'autre est de très longue durée $\Delta t \sim 130$ jours [Palanque-Delabrouille et al., 1998]. Dans les deux cas, il a été montré que les défecteurs appartiennent au SMC lui-même (avec un niveau de confiance plus faible pour le moins récent).

Donc, à chaque fois que l'on a pu extraire une information supplémentaire sur la distance des lentilles, il a été montré qu'elles ont une très grande probabilité de se trouver dans les Nuages de Magellan; c'est ce qui incite actuellement une bonne partie de la collaboration mondiale de recherche de microlentilles à penser que toutes les lentilles sont localisées dans le LMC et le SMC. Cependant, cette conclusion est principalement fondée sur les deux événements du SMC alors qu'il est admis que cette galaxie est très étendue le long de la ligne de visée, et donc facilement soumise à des effets de *self-lensing*.

Comme on le verra par la suite, aucun indice ne montre une telle extension pour le LMC, et au contraire, les observations des différentes populations d'étoiles de cette galaxie indiquent que le LMC s'identifie plutôt à un disque fin; il est difficile dans ces conditions d'attribuer tous les événements observés à des étoiles du disque du LMC si l'on s'en tient aux données observationnelles existantes. Toutefois, certains auteurs ont proposé des modèles alternatifs permettant d'attribuer une plus grande profondeur optique au LMC, mais, bien qu'attrayantes, ces modélisations sont encore aujourd'hui controversées.

Dans cette section, on passe en revue les différents modèles des Nuages de Magellan et leur contribution à la profondeur optique associée. On insiste plus particulièrement sur le cas du LMC qui fait l'objet de cette thèse.

12.2.1 Cas du LMC

Différents modèles pour le LMC ont été proposés, le but des auteurs étant la détermination de la contribution de cette galaxie à la profondeur optique totale mesurée. On distingue deux écoles : les partisans du *self-lensing* qui cherchent des modèles de LMC capables de reproduire une profondeur optique proche de celle mesurée par le groupe MACHO [Sahu, 1994, Aubourg et al., 1999a, Aubourg et al., 1999b] en considérant que le LMC n'est pas un disque fin, et les "autres" (qui comportent les partisans de l'hypothèse du halo galactique composé de MACHOs) qui utilisent des modèles plus conventionnels, considérant le LMC comme un disque fin d'épaisseur donnée par les observations reconnues des différentes populations d'étoiles du LMC [Gould, 1995b, Gyuk, 1999].

Dans cette section, on passe en revue les principaux modèles des deux écoles, en commençant par présenter une contrainte très générale sur la profondeur optique à attribuer à un disque fin auto-gravitant composé d'étoiles et de MACHOs [Gould, 1995b]. On décrit ensuite un modèle *standard* du LMC [Gyuk, 1999], et on finit par exposer les résultats d'un modèle *non-standard* [Aubourg et al., 1999a, Aubourg et al., 1999b] en mettant l'accent sur sa capacité à obtenir une profondeur optique compatible avec les observations du groupe MACHO [Alcock et al., 1997a, Alcock et al., 2000].

Le théorème de Gould

On considère un disque galactique, d'épaisseur d , fin en comparaison de sa distance à l'observateur. La contribution à la profondeur optique d'un disque fin d'étoiles situées en arrière-plan à une distance $d+z$ est

$$\begin{aligned} \tau(z) &= \frac{4 \pi G}{c^2} \int_{-\infty}^z dy \rho_m(y \cos i) \frac{(z-y)(d+y)}{d+z} \\ &\sim \frac{4 \pi G}{c^2} \int_{-\infty}^z dy \rho_m(y \cos i) (z-y) , \end{aligned} \quad (12.19)$$

où i est l'angle d'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée, et $\rho_m(z)$ la densité de masse des défecteurs (MACHOs) en fonction de la hauteur au-dessus du disque z . La profondeur optique intégrée sur tout l'ensemble des disques stellaires précédemment considérés est

$$\tau = \frac{4 \pi G}{N_s c^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz n_s(z) \int_{-\infty}^z dy \rho_m(y \cos i) (z-y) , \quad (12.20)$$

avec $n_s(z)$ la densité de sources à une hauteur z , et N_s le nombre total de sources défini par

$$N_s = \int_{-\infty}^{\infty} dz n_s(z) . \quad (12.21)$$

Si on se restreint au cas où ρ et n sont symétriques en z , et en introduisant la densité de colonne Σ_m , la profondeur optique totale τ se réécrit après évaluation de l'intégrale (eq. 12.20)

$$\tau = \frac{\pi G \Sigma_m}{c^2 \cos^2(i)} \int_0^{\infty} dz [(1 - F_m(z))(1 + F_s(z))] , \quad (12.22)$$

avec

$$F_m(z) = \frac{2}{\Sigma_m} \int_0^z dy \rho_m(y) \quad (12.23)$$

$$F_s(z) = \frac{2}{N_s} \int_0^z dy n_s(y) . \quad (12.24)$$

les fractions de défecteurs et de sources situées dans la gamme de hauteur $[-z, z]$. Deux cas sont maintenant à envisager selon la répartition des défecteurs et des sources dans le disque du LMC :

- ◇ Les défecteurs et les sources sont répartis de façon équivalente

L'équation (eq. 12.22) se réécrit alors

$$\tau = \frac{\pi G \Sigma_m}{c^2 \cos^2(i)} \int_0^\infty dz (1 - F_m^2(z)) \quad (12.25)$$

Si l'on suppose que la distribution du nombre de sources est proportionnelle à la distribution de masse des défecteurs, l'équation de *Jeans* appliquée au disque mène à

$$\frac{d[\rho_m(z) \bar{v}^2(z)]}{dz} = -\rho_m(z) \frac{d\psi}{dz}, \quad (12.26)$$

où $\psi(z)$ est le potentiel gravitationnel du disque, défini dans ce cas par

$$\frac{d\psi}{dz} = 2 \pi G \Sigma_m F_m(z). \quad (12.27)$$

En injectant (eq. 12.27) dans (eq. 12.26), et en utilisant (eq. 12.25), la profondeur optique s'exprime par

$$\tau = \frac{2 \langle v^2 \rangle}{c^2 \cos^2(i)}. \quad (12.28)$$

où $\langle v^2 \rangle$ est la dispersion de vitesse moyenne des défecteurs pondérée par la masse

$$\langle v^2 \rangle = \frac{2}{\Sigma_m} \int_0^z dz \rho_m(z) v^2(z). \quad (12.29)$$

◇ Les étoiles sont distribuées dans un disque très fin

Dans ce cas, les étoiles sont localisées dans un disque très fin, et les défecteurs (MACHOs) se répartissent dans un disque beaucoup plus épais. On remplace alors la fonction $F_s(z)$ par la distribution de Dirac $\delta(z)$. L'équation (eq. 12.22) se réécrit alors

$$\tau = \frac{\pi G \Sigma_m}{c^2 \cos^2(i)} \int_{-\infty}^\infty dz (1 - F_m(z)) \quad (12.30)$$

Ce cas ne sera pas détaillé par la suite car la valeur de la profondeur optique est toujours inférieure au cas précédent ($F_m(z) < 1$).

On peut maintenant obtenir une estimation (très conservatrice) de la profondeur optique du disque du LMC avec le peu d'hypothèses présentées auparavant. Un point très important à noter est que le résultat de Gould (eq. 12.28) est indépendant de la fonction de distribution des vitesses des astres du LMC. De plus, l'inclinaison du disque du LMC par rapport à la ligne de visée vaut entre 20° et 45° ; on peut dans ce cas utiliser la dispersion de vitesse mesurée selon la ligne de visée σ_{lv}^2 à la place de $\langle v^2 \rangle$ ¹. La profondeur optique du LMC se réécrit alors

$$\tau = \frac{2 \sigma_{lv}^2}{c^2 \cos^2(i)}. \quad (12.31)$$

En prenant $i = 30^\circ$, l'équation (eq. 12.31) devient

$$\tau = 2.96 \cdot 10^{-11} \sigma_{lv}^2. \quad (12.32)$$

Pour atteindre la profondeur optique $\tau \sim 1.2 \cdot 10^{-7}$ mesurée par le groupe MACHO à partir de 5 ans d'observations du LMC [Alcock et al., 2000] il faudrait une dispersion moyenne $\sigma_{lv} \sim 65$ km/s. Dans un cas plus proche du résultat obtenu par le groupe EROS $\tau \sim 5 \cdot 10^{-8}$ (à partir des données d'EROS1 en direction du LMC), on doit avoir $\sigma_{lv} \sim 40$ km/s. La table (tab. 12.2) récapitule les valeurs mesurées des distributions de vitesse pour différentes populations d'étoiles. Les étoiles les

¹La distribution de vitesse selon la ligne de visée surestime la distribution de vitesse perpendiculaire au disque par un facteur $1 + 2 \sin^2(i)$.

Population	Références	Dispersion de vitesse	Age
supergéantes	[Prévot et al., 1989]	6	jeune
HII	[Prévot et al., 1989]	6	jeune
HI	[Hughes and Reid, 1991]	5.4	jeune
VRC	[Zaritsky and Lin, 1997]	18.4	jeune?
PNe	[Meatheringham et al., 1988]	19.1	intermédiaire
OLPV	[Hughes and Reid, 1991]	33	vieille
ILPV	[Hughes and Reid, 1991]	25	intermédiaire
YLPV	[Hughes and Reid, 1991]	12-15	jeune
OLPV	[Bessel and Wood, 1986]	30	vieille
géantes RM	[Olszewski, 1993]	23-29	vieille
géantes PM	[Olszewski, 1993]	16.0	intermédiaire?
amas jeunes	[Schommer and Harris, 1992]	20	intermédiaire
amas vieux	[Schommer and Harris, 1992]	30	vieille
étoiles carbone	[Kunkel and Albert, 1997]	15	jeune
étoiles CH (disque)	[Cowley and Hartwick, 1991]	10	jeun./interm.?
étoiles CH (halo)	[Cowley and Hartwick, 1991]	20-25	vieille

Tab. 12.2 : Dispersion de vitesse mesurées pour différentes population du LMC [Gyuk, 1999]. Les abréviations RM et PM désignent respectivement *riches en métaux* et *pauvres en métaux*. L'abréviation LPV signifie *variable à longue période*, et les préfixes Y, I, O désignent les populations *jeunes Y*, *intermédiaires I*, *vieilles O*. Les dispersions de vitesse (données en km/s) augmentent avec l'âge des étoiles pour atteindre un maximum légèrement supérieur à 30 km/s (OLPV, géantes RM, amas vieux).

plus vieilles ont au maximum une dispersion mesurée de 33 km/s qui permet tout au plus d'atteindre une valeur de la profondeur optique $\tau \sim 3.6 \cdot 10^{-8}$, insuffisante pour expliquer le résultat du groupe MACHO.

◇ Remarque sur la validité du théorème de Gould

La profondeur optique donnée par Gould ne dépend ni de la distance, ni de la masse totale du LMC, mais seulement de la dispersion de vitesse mesurée sur la ligne de visée. Ce résultat très général est toutefois fondé sur l'hypothèse que le LMC est uniquement composé d'un disque fin auto-gravitant, hypothèse aujourd'hui controversée par certains auteurs [Weinberg, 1999]. Les mesures des dispersions de vitesse sont cruciales pour tirer des conclusions fiables. Il semble néanmoins que toutes les populations d'étoiles observées à ce jour ont un comportement typique d'étoiles de disque galactique avec des valeurs de σ_{lv} n'excédant pas 35 km/s, ce qui renforce l'idée originale de Gould. Seule la découverte d'un halo d'étoiles faibles et/ou de MACHOS, pourrait aller à l'encontre de ce résultat. Notons aussi que dans son article original, Gould utilise un échantillon d'étoiles CH [Cowley and Hartwick, 1991] appartenant à la branche de géantes rouges; cependant, il s'agit d'une population d'étoiles particulières qui ont passé tout au plus 10-12 milliards d'années (âge du LMC) sur la séquence principale. Or, la durée moyenne passée sur la séquence principale décroît avec la masse initiale, ainsi on peut estimer que les plus vieilles étoiles CH observées aujourd'hui avait une masse initiale supérieure à $\sim 1 M_{\odot}$. En adoptant la fonction de masse initiale de Salpeter, et en utilisant un modèle de formation d'étoiles, on aboutit à la conclusion que 75% des étoiles CH de [Cowley and Hartwick, 1991] se sont formées il y a moins de 2 milliards d'années [Aubourg et al., 1999a]. Ces étoiles seraient alors des étoiles jeunes dont la dispersion de vitesse n'est pas représentative de l'ensemble des étoiles vieilles du LMC.

Le modèle standard

Dans le modèle standard, le LMC est constitué d'un disque, d'une barre, et éventuellement d'un halo composé d'une population d'étoiles encore non observées et/ou de MACHOS (on aurait dans ce cas un halo de matière noire associé au LMC). Dans le cas où le LMC ne comporterait pas de halo, ce modèle doit aboutir à une profondeur optique comparable à celle obtenue par le théorème de Gould [Gould, 1995b]. Dans le cas de l'adjonction d'un halo, on va voir qu'il est possible d'accroître

la profondeur optique.

◇ Le disque

Comme pour les autres galaxies spirales, le disque du LMC est modélisé par une double exponentielle

$$\rho_d(R, z) = \frac{M_{dis}}{4\pi z_d R_d^2} e^{-\frac{R}{R_d} - \left|\frac{z}{z_d}\right|}, \quad (12.33)$$

où $R_d \sim 1.6 \text{ kpc}$ ², et z_d est l'échelle de hauteur (donnée par la suite). M_{dis} est la masse totale du disque. La structure spirale du disque du LMC peut être clairement observée au travers d'une carte d'hydrogène HI [Kim et al., 1998]. C'est par ce type d'observation qu'on assimile maintenant le LMC à une galaxie spirale naine, inclinée à $i \sim 30^\circ$ par rapport à la ligne de visée et orientée à $PA \sim 170^\circ$ dans le système de coordonnées équatoriales. A ce jour, seule la mesure de R_d est non controversée.

◇ La barre

Le disque du LMC abrite une barre, de taille $2.7 \text{ kpc} \times 0.9 \text{ kpc}$,³ excentrée de $\sim 1 \text{ kpc}$ par rapport au centre dynamique du LMC (déterminé à partir de la carte de HI). Le mouvement de la barre peut être assimilé à la rotation d'un corps solide [Westerlund, 1997]. Le profil de densité n'est pas particulièrement bien défini, même après soustraction des populations d'étoiles du disque; cependant, on peut la modéliser de façon convenable par une loi gaussienne triaxiale

$$\rho_b = \frac{M_{bar}}{(2\pi)^{3/2} x_b y_b z_b} e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x}{x_b}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_b}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_b}\right)^2 \right]}, \quad (12.34)$$

où x, y, z définissent les axes principaux de la barre, et x_b, y_b, z_b les distances caractéristiques associées, données par les observations; M_{bar} est la masse totale de la barre. Le centre de la barre est situé en $(\alpha = 5h24m, \delta = -69^\circ 48')$, et son inclinaison dans le ciel est de 120° [de Vaucouleurs, 1957]. L'étude de [Kim et al., 1998] montre que la barre n'influe pas de façon prépondérante sur la dynamique centrale du LMC; cela permet de contraindre la masse de la barre [Gyuk, 1999] $M_b < 0.25 \times M_d$.

◇ Le halo

A ce jour, aucune observation d'une population d'étoiles susceptibles d'appartenir au halo n'a été recensée. On peut néanmoins s'intéresser à l'effet de cette hypothétique composante car on ne dispose pas non plus de preuve de l'inexistence de ce halo. Cette composante pourrait être constituée d'étoiles de types connus, mais pas encore observées, ou d'objets compacts sombres tels que ceux invoqués pour combler le halo de notre galaxie (MACHOs). Il y a tout de même un indice probant de la présence d'un halo de matière sombre entourant le LMC, provenant de l'étude de la courbe de rotation [Kim et al., 1998]. Tout comme dans le cas de notre galaxie, on utilise le modèle standard de halo galactique

$$\rho_h = \rho_0 \left[1 + \frac{r^2}{a_h^2} \right]^{-1}, \quad (12.35)$$

où $a_h \sim 2 \text{ kpc}$ est le *rayon de cœur*, et ρ_0 la densité centrale. La fonction de distribution de vitesse associée est une maxwellienne dans la limite $a_h \rightarrow 0$ [Binney and Tremaine, 1987]; elle est aussi considérée comme telle pour une valeur non nulle de a_h . Le LMC est plongé dans le potentiel de notre propre galaxie, il possède ainsi un rayon de marée au-delà duquel les objets n'y sont plus gravitationnellement liés. Ce rayon a été estimé par [Weinberg, 1998] à $r_t \sim 11 \text{ kpc}$.

²Ce qui correspond à 1.8 degrés dans le ciel si on place le LMC à 50 kpc .

³Soit $3^\circ \times 1^\circ$ pour le LMC pris à 50 kpc

Paramètre	Valeur préférée	Gamme permise
inclinaison	30°	20 – 45°
R_d	1.8°	1.8°
z_d	0.3 kpc	0.1-0.5 kpc
v_c	70 km/s	60-80 km/s
D_{LMC}	50 kpc	45-55 kpc
σ_v	20 km/s	10-30 km/s
a_h	2 kpc	1-5 kpc
M_{d+b} (8kpc)	$3 \times 10^9 M_\odot$	$< 5 \times 10^9 M_\odot$
M_h (8kpc)	$6 \times 10^9 M_\odot$	$< 1.5 \times 10^{10} M_\odot$
M_b/M_{d+b}	0.15	0.05-0.25

Tab. 12.3 : Paramètres des modèles de LMC (pour $D_{\text{LMC}} = 50$ kpc), d'après [Gyuk, 1999].

Référence	Masse	Rayon	Composante
[Hughes and Reid, 1991]	$6.0 \cdot 10^9 M_\odot$	4.5 kpc	total
[Kim et al., 1998]	$2.5 \cdot 10^9 M_\odot$		disque
[Kim et al., 1998]	$3.4 \cdot 10^9 M_\odot$	8 kpc	halo
[Schommer and Harris, 1992]	$1.0 - 2.0 \cdot 10^{10} M_\odot$	5 kpc	total
[Meatheringham et al., 1988]	$3.2 \cdot 10^9 M_\odot$		disque
[Meatheringham et al., 1988]	$6.0 \cdot 10^9 M_\odot$	5 kpc	total
[Kunkel and Albert, 1997]	$0.6 - 1.0 \cdot 10^{10} M_\odot$		total

Tab. 12.4 : Récapitulatif des différentes estimations de la masse du LMC. Dans certains cas, on donne la masse d'une composante spécifique telle que le disque ou le halo, sinon, on donne la masse totale comprise dans un rayon donné. Les méthodes appliquées par les différents auteurs sont différentes [Gyuk, 1999].

◇ La masse du LMC

Un récapitulatif des estimations les plus récentes de la masse du LMC est donné dans la table (tab. 12.4). La valeur de la masse déduite dépend du modèle utilisé; ainsi, selon les auteurs on a $M_{\text{tot}} \in [\sim 6 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{10}] M_\odot$. Si l'on tente d'ajuster la courbe de rotation du LMC avec le modèle décrit ci-dessus, la valeur préférée des paramètres est alors $M_d \sim 3 \cdot 10^9 M_\odot$, et $M_h \sim 6 \cdot 10^9 M_\odot$ (fig. 12.2). Les valeurs des gammes de masses tolérées pour les différentes composantes du LMC sont données dans la table (tab. 12.3).

◇ La profondeur optique

Soit D_{src} la distance du LMC, N_s le nombre total d'étoiles observées, de densité $n_s(z)$ le long de la ligne de visée (Oz) (O est l'observateur). On note $n_l(z)$, $\rho_l(z)$ les densités numérique et massique de lentilles selon (Oz). La profondeur optique est donnée par

$$\begin{aligned}
 \tau &= \frac{1}{N_s} \int_0^\infty dD_{\text{src}} n_s(D_{\text{src}}) \int_0^{D_{\text{src}}} dz \pi R_E^2(D_{\text{src}}, z) n_l(z) \\
 &= \frac{4\pi G}{c^2 N_s} \int_0^\infty dD_{\text{src}} n_s(D_{\text{src}}) \int_0^{D_{\text{src}}} dz \frac{z(D_{\text{src}} - z)}{D_{\text{src}}} \rho_l(z) .
 \end{aligned} \tag{12.36}$$

Outre la valeur totale de la profondeur optique, la principale différence entre les modèles de *self-lensing* et les modèles de *lensing* par le halo galactique réside dans la répartition des événements sur le disque du LMC. Naïvement, on s'attend à avoir un taux d'événements qui varie comme la densité surfacique d'étoiles du disque $\sigma(R)$ dans l'hypothèse d'un halo galactique composé de MACHOS, et comme $\sigma^2(R)$ dans l'hypothèse du *self-lensing*. Donc, dans ce deuxième cas, il est important

de donner une valeur de la profondeur optique (eq. 12.36) en fonction de la distance au centre dynamique du LMC. L'étude originale de [Gyuk, 1999] donne des valeurs moyennes sur 22, 30, et 82 champs du groupe MACHO ⁴.

On donne maintenant les contributions des différentes composantes sous la forme *sources-défecteurs*. Dans chaque cas, on évalue l'intégrale (eq. 12.36) en utilisant le profil de densité approprié pour les sources et les défecteurs. Les résultats sont ici donnés pour 22 champs du groupe MACHO (2 premières années d'analyse [Alcock et al., 1997a]); ces 22 champs sont à mettre en relation avec à peu près 11 champs EROS; les correspondances croisées sont données dans la table (tab. 12.5). On donne ci-dessous les valeurs des profondeurs optiques associées aux différentes composantes, et dans chaque cas, les dépendances en fonction des paramètres de la composante en question [Gyuk, 1999].

22 champs MACHO	30 champs MACHO
	1 2 3 5 6 7 9
1 2 3 5 6 7 9	10 11 12 13
10 11 12 13	14 15 17 18
14 15 18 19	19 22 23 24
47 77 78 79	47 53 55 57
80 81 82	76 77 78 79
	80 81 82
recouvrement d'EROS	recouvrement d'EROS
1 2 3 9	1 2 3 4 9 10
10 11 12	11 12 16 17
16 17 18	18 19 20 21
19 20 21	29 30 42 43
56 57 58	55 56 57 58
59 60	59 60

Tab. 12.5 : Recouvrement des champs EROS et MACHO. On indique ici tous les champs EROS qui ont un recouvrement non négligeable avec les champs MACHOS. Deux cas sont considérés : les 22 champs de l'analyse 2 ans [Alcock et al., 1997a], et les 30 champs de l'analyse 5.7 ans [Alcock et al., 2000].

– *disque-disque*

Dans ce cas, on a $\tau_{dd} \sim 1.5 \cdot 10^{-8}$. Un traitement à l'ordre zéro de l'intégrale (eq. 12.36) permet d'obtenir les dépendances de la profondeur optique en fonction des paramètres du disque du LMC [Gyuk, 1999]:

$$\tau \propto \frac{M_d z_d}{(R_d^2 \cos^2 i)}. \quad (12.37)$$

– *barre-disque, barre-barre, disque-barre*

Dans ce cas, on a $\tau_{bd} = 1.25 \times 10^{-8}$, $\tau_{bb} = 1.37 \times 10^{-8}$, $\tau_{db} = 0.87 \times 10^{-8}$. Les dépendances de la profondeur optique en fonction des paramètres de la barre sont données par la relation [Gyuk, 1999]

$$\tau \propto \frac{M_{bar} L^2}{x_b y_b z_b}. \quad (12.38)$$

– *halo*

Dans le cas d'un halo (hypothétique) de $6 \cdot 10^9 M_\odot$ constitué d'une fraction f_M de MACHOS on peut atteindre une profondeur optique dans la gamme $\tau_h \sim 7.5 - 8.5 f_M \cdot 10^{-8}$. Si l'on attribue une masse plus importante au halo ($\sim 1.5 \cdot 10^{10} M_\odot$), on a la valeur extrême $\tau_h \sim 2.3 \cdot 10^{-7}$. De plus, si le halo du LMC comporte des MACHOS, la fraction f_M devrait être,

⁴Cette étude, qui ne prend en compte que le nombre relatif d'étoiles en fonction de la distance au centre du disque, est directement applicable aux champs correspondants d'EROS.

Sources/Déflecteurs	Contribution			Valeurs préférées			Gamme admise
Champs MACHO	22	30	82	22	30	82	(22 champs)
disque/disque	0.61	0.67	0.79	1.46	1.34	1.04	0.23-5.81
disque/barre	0.61	0.67	0.79	0.87	0.72	0.39	0.11-4.07
barre/disque	0.39	0.33	0.21	1.25	1.24	1.23	0.40-4.13
barre/barre	0.39	0.33	0.21	1.37	1.36	1.33	0.32-4.00
total barre+disque	1	1	1	2.44	2.24	1.67	0.47-7.84
(disque+barre)/halo	f_M	f_M	f_M	7.75	7.73	7.18	0 - 22.6

Tab. 12.6 : Profondeur optique pour les différentes composantes du LMC dans l'hypothèse du *self-lensing*. (toutes les valeurs sont en unité de 10^{-8}). Les résultats sont moyennés sur 22 champs centraux du groupe MACHO.

dans l'hypothèse la plus simple, du même ordre de grandeur que celle de notre galaxie. Ainsi, la profondeur optique mesurée par les expériences EROS et MACHO correspondrait à la contribution du halo de notre galaxie et de celui du LMC. La fraction de masse du halo mesurée par les groupes EROS [Lasserre et al., 2000] et MACHO [Alcock et al., 2000] devrait alors être revue à la baisse d'un facteur $\Delta f_M/f_M = -[0, 2.3]/(4.7 + [0, 2.3]) = -[0\%, 33\%]$ ⁵. Jusqu'à présent, on a considéré uniquement le cas d'un halo composé de MACHOs; notons que le cas d'un halo composé d'étoiles de types connus est très controversé en raison de l'absence de détection d'une population d'étoile associée. Dans tous les cas, la profondeur optique de cette composante doit dépendre des paramètres selon la relation [Gyuk, 1999]

$$\tau_h \propto \rho_0 a_h^2 \left[\frac{1}{2} \log \left(1 + \frac{r_t^2}{a_h^2} \right) + \frac{\tan^{-1}(r_t/a_h)}{L/a_h} - \frac{r_t}{L} \right]. \quad (12.39)$$

Les modèles non-standards

Le *modèle standard* décrit ci-avant se contente de modéliser la structure du LMC de la façon la plus simple possible, et d'utiliser les mesures disponibles sur les dispersions de vitesses des étoiles pour calculer la profondeur optique de *self-lensing*. Au contraire, les auteurs des modèles *non standards* font l'hypothèse qu'il existe des étoiles vieilles de dispersions de vitesses plus importantes, et non encore mesurées. En effet, une modélisation des étoiles du disque de la Voie Lactée de [Bienaymé et al., 1987] a montré que la dispersion de vitesse évoluait de $\sigma \sim 6$ km/s à la naissance jusqu'à $\sigma \sim 25$ km/s au bout de 7-10 milliards d'années. Dans cette section, on se contente de donner les principaux résultats d'un modèle *non standard* [Aubourg et al., 1999a, Aubourg et al., 1999b]. Le modèle des auteurs est fondé sur la relation entre la dispersion de vitesses des étoiles σ et leur âge t_* [Wielen, 1977]

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + C_\sigma t_*, \quad (12.40)$$

où σ_0 est la dispersion de vitesse initiale, et C_σ un coefficient de diffusion. Dans le cas de la Voie Lactée on a

$$C_\sigma \simeq 6. \times 10^{-7} \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ yr}^{-1}. \quad (12.41)$$

En utilisant la relation (eq. 12.40) dans le cas du LMC, les populations d'étoiles les plus vieilles devraient avoir des dispersions de vitesses de l'ordre de 80 km/s, et la profondeur optique de *self-lensing* devrait alors être un ordre de grandeur supérieure à la valeur du modèle standard. Tous les événements observés par EROS [Lasserre et al., 2000] et MACHO [Alcock et al., 2000] pourraient

⁵On rappelle que la profondeur optique associée au halo standard de notre galaxie est estimée à $\sim 5 \cdot 10^{-7}$, pour un halo entièrement constitué de MACHOs.

ainsi être expliqués en terme de *self-lensing*. Les auteurs ont étudié deux modèles en accord avec les observations du LMC, et considérant une multitude de populations d'étoiles associées à des masses et des dispersions de vitesses différentes :

- LMC modélisé par un disque.
Dans ce cas, la profondeur optique vaut $\tau \sim 1 \times 10^{-7}$ si l'on considère que les objets les plus vieux ont une dispersion de vitesse de ~ 80 km/s.
- LMC modélisé par une ellipsoïde.
Dans ce cas, la profondeur optique vaut $\tau \sim 1.3 \times 10^{-7}$ si l'on considère que les objets les plus vieux ont une dispersion de vitesse de ~ 45 km/s.

Dans ces modèles, les étoiles les plus légères sont aussi les plus vieilles; elles sont donc associées aux dispersions de vitesses les plus importantes en vertu de la relation (eq. 12.40).

Différentes solutions sont envisageables pour tester ce modèle. La première revient aux astrophysiciens; en effet, les étoiles RR-Lyrae constituent un échantillon d'étoiles vieilles (plus de 10 milliards d'années), et la mesure de leur dispersion de vitesses pourrait confirmer ou infirmer les modèles *non-standards* en général. La seconde revient aux expériences de recherche de microlentilles; en effet, les différents modèles de *self-lensing* prédisent l'évolution de la profondeur optique et du taux d'événements en fonction de la surface observée du LMC. Dans le cas général de l'hypothèse du *self-lensing*, le taux d'événements décroît à mesure que l'on s'éloigne de la région centrale du LMC. Ainsi, le groupe EROS observe, depuis 1996, 66 degrés carrés du LMC, et 88 degrés carrés depuis août 1999. Cette stratégie est très prometteuse pour localiser les déflecteurs à l'origine des événements microlentilles. Néanmoins, quelques années d'observations seront encore nécessaires pour accumuler un nombre d'événements suffisant pour tester les différents modèles (spécialement dans le cas d'EROS).

12.2.2 Cas du SMC

Dans cette section on discute de la profondeur optique due au *self-lensing* dans le Petit Nuage de Magellan. On rappelle que dans cette direction, deux événements ont été observés (sec. 3.6.3). La lentille associée à l'événement SMC-97-1 a une grande probabilité d'être dans le SMC, et le déflecteur associé à l'événement binaire est localisé dans le SMC, à plus de 99% de niveau de confiance. Notons aussi que seul l'événement SMC97-1 est candidat de l'analyse EROS de deux ans d'observations (5.3 millions d'étoiles) [Palanque-Delabrouille et al., 1998], car l'étoile source associée à l'événement SMC-98-1 est trop faible pour figurer dans notre catalogue d'étoiles suivies [Afonso et al., 1998, Afonso et al., 2000]. La question est donc la suivante : la profondeur optique de *self-lensing* du SMC est elle compatible avec l'observation de l'événement SMC97-1? La réponse est affirmative comme on va le voir en décrivant un modèle simple du SMC [Palanque-Delabrouille et al., 1998].

Structure du SMC

Contrairement au cas du LMC, il est admis que le SMC est une galaxie naine, de forme prolate étendue le long de la ligne de visée. L'extension varie selon les auteurs de quelques kiloparsecs à 20 kiloparsecs [Hatzidimitriou and Hawkins, 1989, Caldwell and I., 1986, Mathewson et al., 1986].

Dans ce qui va suivre, on modélise le SMC par une ellipsoïde de forme prolate

$$\rho = \frac{\Sigma_0}{2h} e^{-|z|/h} e^{-r/r_d}, \quad (12.42)$$

où z est le long de la ligne de visée, r est transverse à la ligne de visée, et h est considéré comme un paramètre libre variant de 2.5 kpc à 7.5 kpc. Le paramètre $r_d = 0.54$ kpc est estimé d'après les isophotes de de Vaucouleurs [de Vaucouleurs and Freeman, 1970], et la masse du SMC est prise à $\sim 1 \times 10^9 M_\odot$. Les justifications précises de ces choix de paramètres sont données dans [Palanque-Delabrouille et al., 1998].

Élongation du SMC (kpc)	Profondeur optique ($\times 10^{-7}$)
2.5	1.0
5.0	1.7
7.5	1.8

Tab. 12.7 : Profondeur optique de *self-lensing* du SMC pour différentes valeurs de l'élongation le long de la ligne de visée.

Profondeur optique associée au self-lensing

En faisant l'hypothèse que les défecteurs sont distribués dans le SMC de la même façon que les étoiles, la profondeur optique de *self-lensing* s'écrit

$$\tau = \frac{\int \tau(z_s) \frac{\rho(z_s)}{M} r dr d\theta dz_s}{\int \frac{\rho(z_s)}{M} r dr d\theta dz_s}. \quad (12.43)$$

où $\tau(z_s)$ est la profondeur optique due aux étoiles sources localisées à une distance z_s (on se place dans un système de coordonnées cylindriques dont l'axe principal est la ligne de visée). En considérant les défecteurs à une distance z_d , on a

$$\tau(z_s) = \int_{-\infty}^{z_s} \frac{\rho(z_d)}{M} dz_d \pi \frac{4GM}{c^2} \frac{(D_s + z_d)(z_s - z_d)}{(D_s + z_s)}. \quad (12.44)$$

Les profondeurs optiques, pour différentes valeurs de l'élongation le long de la ligne de visée sont données à la table (tab. 12.7). Ces valeurs, comprises entre $1 - 2 \times 10^{-7}$, sont compatibles avec la profondeur optique déduite de l'analyse de deux ans de données du SMC [Afonso et al., 1999a], compte tenu de la faible statistique du nombre d'événements observés ($\tau_{obs} \sim 1 - 3 \times 10^{-7}$). En conclusion, il est maintenant admis que les étoiles du SMC peuvent être à l'origine d'un nombre d'événements non négligeable en comparaison au nombre d'événements attendus dans le cas d'un halo standard contenant une fraction de masse de 20% de MACHOs. Vu cette contamination, il semble donc difficile d'utiliser le SMC pour résoudre le problème de la localisation des lentilles provoquant les événements observés en direction des deux Nuages de Magellan. Néanmoins, n'oublions pas qu'il est possible d'utiliser la durée des événements, dans le LMC et le SMC, pour tester l'hypothèse de lentilles dans le halo. En effet, les distributions de durées doivent être similaires si les lentilles sont dans le halo. Ce n'est pas ce que semblent indiquer les premières observations, car l'événement SMC-97-1 est plus long que tous les événements observés vers le LMC. Mais, compte tenu de la faible statistique, plus d'observation du SMC sont encore nécessaires pour confirmer ou infirmer cette tendance.

COURBES DE ROTATION DES MODELES GALACTIQUES

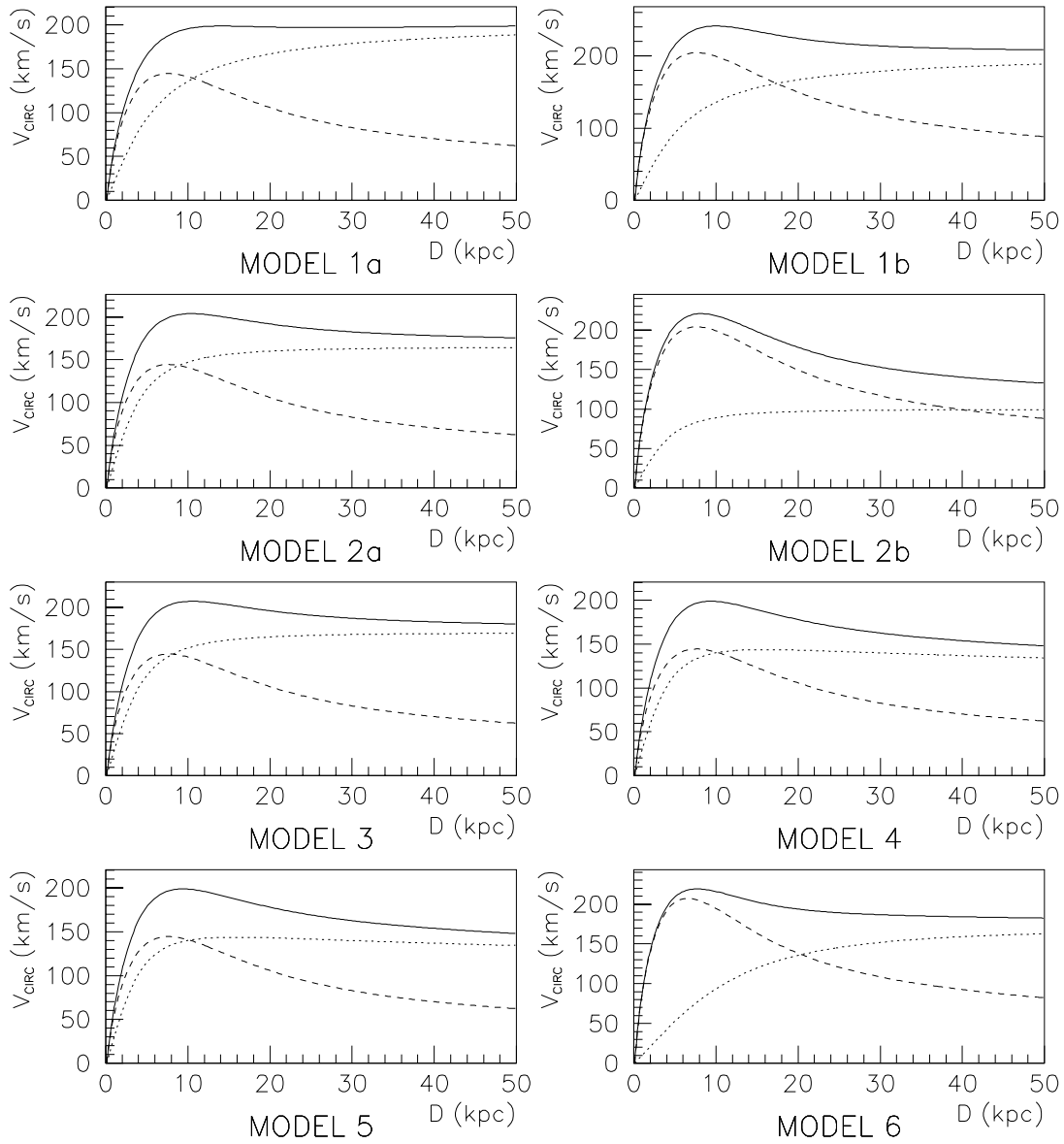


Fig. 12.1 : Courbes de rotation des 8 modèles galactiques utilisés. Dans chaque cas, le trait plein donne la courbe de rotation globale de la galaxie, le trait tireté indique la contribution du disque, et le trait pointillé représente la contribution du halo galactique. Les paramètres des modèles sont donnés dans la table (tab. 12.1).

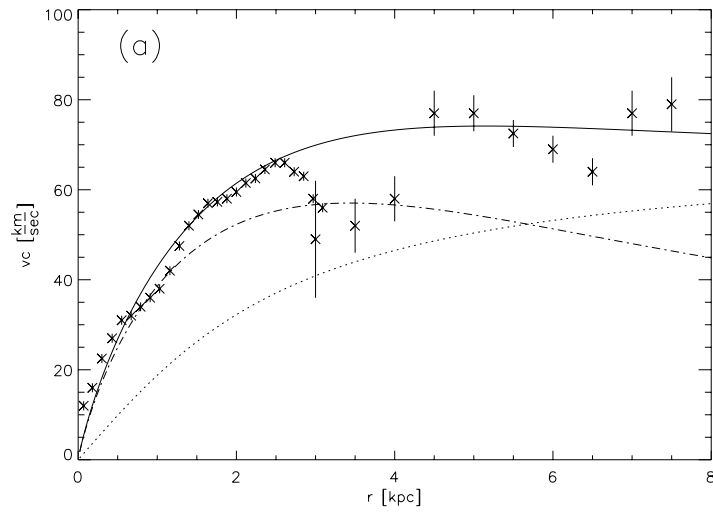


Fig. 12.2 : Courbe de rotation du LMC, d'après [Gyuk, 1999]. Les valeurs et les barres d'erreurs associées sont extraites de l'étude de [Kim et al., 1998]. La courbe superposée aux données correspond au meilleur ajustement du modèle décrit dans le texte avec les paramètres suivant : $M_d = 3 \cdot 10^9 M_\odot$, $M_h = 6 \cdot 10^9 M_\odot$, et $a_h = 2.0 \text{ kpc}$. La courbe en tireté montre la contribution du disque, et celle en pointillé la contribution du halo. La vitesse circulaire v_c augmente rapidement dans les 2 premiers kpc et reste plate après avoir atteint 70 km/s, et ce jusqu'à au moins 8 kpc. On peut voir une indication d'un "trou" vers 3 kpc dont la signification est obscure. Il est important de noter que le LMC n'échappe pas au cas général des galaxies spirales, et qu'ainsi un halo de matière "non-observée" est nécessaire pour rendre compte du profil de la courbe de rotation.

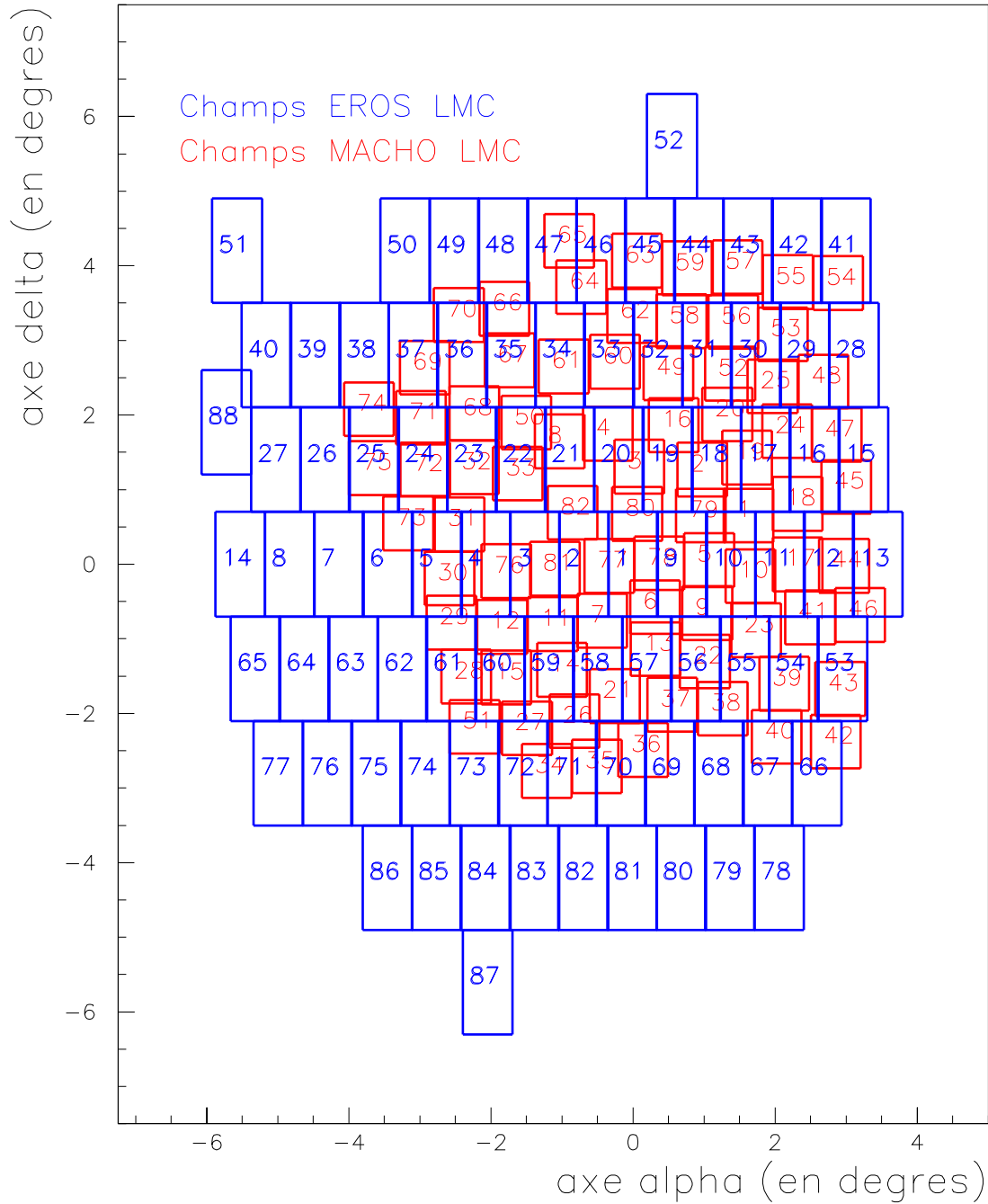


Fig. 12.3 : Superposition des champs EROS et MACHO. Les champs EROS couvrent 88 deg^2 du ciel (dont 64 analysés), alors que ceux de MACHO couvrent environ 41 deg^2 (dont 11 analysés en 1997, et 15 en 2000).

Chapitre 13

Limites sur la contribution des MACHOs au halo galactique

Dans ce chapitre, je commence par décrire la méthode statistique utilisée pour contraindre la fraction de la masse du halo galactique sous forme d'objets compacts en fonction de la masse de ces derniers (sec. 13.1). J'applique ensuite cette méthode à l'analyse des données de cette thèse (sec. 13.2). Puis, en vue de la combinaison de tous les résultats d'EROS vers les Nuages de Magellan, je récapitule les limites établies antérieurement (sec. 13.3). Je présente enfin le principal résultat de cette thèse, à savoir la combinaison de toutes nos observations des Nuages de Magellan; la méthode de combinaison et la limite sont données à la section (sec. 13.4).

13.1 Construction des intervalles de confiance

Le nombre d'événements attendu dans les expériences de recherche de microlentilles est le résultat d'un processus Poissonien. Les limites résultantes dépendent du nombre d'événements observés et de la sensibilité de l'expérience (exprimée au travers de l'efficacité, de la durée des observations, et du nombre d'étoiles suivies).

En général, en physique des hautes énergies, le nombre d'événements N_{obs} observés par une expérience est composé d'événements de bruits de fond, de moyenne b connue, et d'événements correspondant au signal recherché, de moyenne μ indéterminée. Le but de l'analyse statistique qui va suivre est de donner des limites sur la moyenne μ associée au signal. Lorsque l'on désire interpréter les résultats, on doit décider de donner des contraintes sur le paramètre inconnu μ , soit en terme de zones permises, soit en terme de limite supérieure. Cette décision dépend des données, et peut être sujette à des biais dans le cas où $\mu \sim b$ [Feldman and Cousins, 1998].

Dans le cas précis des expériences de recherche de microlentilles, au contraire de la physique des hautes énergies, on ne connaît pas exactement les bruits de fond. On a montré que certaines étoiles variables pouvaient simuler un événement microlentille (voir chapitre (chap. 9)), mais celles-ci sont mal connues, et il est donc impossible de les simuler. Il existe aussi des "bruits de fond" physiques associés aux microlentilles du disque galactique et des Nuages de Magellan.

La profondeur optique d'un halo standard entièrement constitué de MACHOs est $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ en direction du LMC, et $\sim 7 \cdot 10^{-7}$ en direction du SMC. La profondeur optique associée au disque galactique (fin) est $\sim 5 \cdot 10^{-9}$, bien inférieure au signal attendu. La profondeur optique du LMC est plus controversée : elle peut varier de $\sim 10^{-8}$ à $1 - 1.5 \cdot 10^{-7}$ selon les modèles (voir chapitre (chap. 12)); cette diversité nous empêche de simuler fidèlement ce bruit de fond attendu des Nuages de Magellan.

Néanmoins, on peut rester conservateur en assimilant le LMC à un disque fin comme semblent l'indiquer les observations; dans ce cas le "bruit de fond" est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-8}$, bien en-deçà du signal attendu d'un halo rempli de MACHOs.

Enfin, le cas du SMC est aussi problématique car il est admis que cette galaxie est "épaisse", et

gène ainsi une profondeur optique de l'ordre de $1 - 2 \cdot 10^{-7}$, non négligeable devant celle du halo standard.

Plusieurs candidats ont été découverts en direction des Nuages de Magellan dans les programmes de recherche EROS1-plaques, EROS2-SMC, et EROS2-LMC. Cependant, nous ne savons pas si ces candidats sont de véritables microlentilles ou des bruits de fond non-microlentilles; en effet, les candidats EROS1-2 et EROS2-SMC97-1 sont chacun associés à une étoile source variable, et les autres candidats sont sujets à des erreurs photométriques importantes, et sont assez mal échantillonnés dans la bosse. Si ce sont des microlentilles (ce qui n'est pas exclu) nous ne pouvons pas dire si elles appartiennent au halo (sauf dans le cas de EROS2-SMC97-1) ou non.

Ajouté à ces incertitudes sur la validité des candidats, le nombre d'événements observés est bien inférieur à ce que l'on attendrait dans le cas d'un halo standard rempli de MACHOS. Ces deux dernières remarques nous incitent donc à donner des limites supérieures sur la fraction de masse du halo sous forme de MACHOS plutôt que des zones permises. On présente la façon d'obtenir des diagrammes d'exclusion dans la section suivante.

13.1.1 Diagrammes d'exclusion

Exclusion purement Poissonienne

Dans le cas général, la probabilité d'observer n événements dans un processus Poissonien caractérisé par un signal inconnu μ et par un bruit de fond connu b est donnée par la relation

$$P(n|\mu; b) = \frac{(\mu + b)^n}{n!} e^{-(\mu+b)} , \quad (13.1)$$

avec $\mu, b \geq 0$, et n entier positif. Les bruits de fond, très mal connus dans les expériences de recherche de microlentilles, ne seront pas considérés dans la suite de cette analyse. La relation (eq. 13.1) se réécrit alors

$$P(n|\mu) = P(n|\mu; 0) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} . \quad (13.2)$$

La limite supérieure μ_{sup} , à $100 \times \alpha$ % de confiance, sur la valeur moyenne μ inconnue est définie par μ_{lim} tel que

$$P(n \leq n_{obs}|\mu) \leq 1 - \alpha , \quad (13.3)$$

où n_{obs} est le nombre d'événements observés. En utilisant (eq. 13.2) et (eq. 13.3), cette relation est équivalente à trouver la valeur de μ maximale (μ_{lim}) tel que

$$e^{-\mu_M} \times \sum_{i=0}^{n_{obs}} \frac{\mu_M^i}{i!} = 1 - \alpha \quad (13.4)$$

Dans le cadre de notre analyse, on pose $N_{att,\gamma}^M$ le nombre d'événements attendu pour des déflecteurs de masse M , dans le cadre d'un modèle de halo donné γ . La limite supérieure sur la fraction de masse du halo est ainsi donnée, pour chaque masse M testée et pour chaque modèle γ , par

$$f_{M,\gamma} = \frac{\mu_{lim}}{N_{att,\gamma}^M} . \quad (13.5)$$

Cette limite sur la fraction de masse peut se transcrire en une limite sur la masse totale du halo sous forme de MACHOS jusqu'à la distance des Nuages de Magellan selon

$$M_\gamma^{\text{MACHOS}} = \frac{\mu_{lim}}{N_{att,\gamma}^M} \times M_\gamma^{\text{halo}} , \quad (13.6)$$

où M_γ^{halo} est la masse totale du halo d'un modèle donné γ , obtenue pour reproduire la courbe de rotation de la Galaxie. Les limites déduites de cette analyse sont conservatrices pour certaines gammes de masses testées car elles ne prennent pas en compte les durées des événements observés. Par exemple, un événement d'une durée de 130 jours compte autant qu'un événement de 10 jours

à $0.1 M_{\odot}$, alors que la probabilité d'observer un événement du halo à 130 jours pour un déflecteur de $0.1 M_{\odot}$ est négligeable. Ces limites sont évidemment exactes si l'on n'observe aucun candidat comme ce fut le cas dans l'expérience EROS1-CCD. D'un point de vue plus fondamental, on voit que ces limites n'incorporent pas toutes les informations dont on dispose, et on va voir dans la section suivante un moyen de tenir compte de l'information apportée par la durée des événements.

Exclusion prenant en compte la durée des événements

Supposons que nous ayons observé N_{obs} événements de durées $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_{N_{obs}}$. Soit $\langle \Delta t \rangle$ leur durée moyenne; $\langle \Delta t \rangle$ peut être une moyenne arithmétique ou géométrique. Comme $(d\Gamma/d\Delta t)$ suit une loi à peu près log-normale, nous préférons utiliser la moyenne géométrique. Un moyen de tenir compte de l'information sur les durées des événements consiste à considérer un intervalle de temps I , centré sur $\langle \Delta t \rangle$, et suffisamment large pour contenir largement l'intégralité des durées observées; l'intervalle complémentaire ne contient lui aucun événement. Le choix exact de l'intervalle I est arbitraire et peut être considéré comme le point faible de cette méthode. Néanmoins, on estimera la stabilité de cette analyse en vérifiant que de légères variations dans le choix de I ne modifient pas significativement les résultats finals. Un moyen de déterminer l'intervalle I consiste à rechercher la masse la plus probable M_p associée à l'ensemble des N_{obs} événements observés. On considère alors une fraction arbitraire de la distribution $(d\Gamma/d\Delta t)_{M_p}$ centrée autour de $\langle \Delta t \rangle$. On préférera une fraction d'au moins 98% ou 99% afin d'être conservateur¹. On calcule ensuite, pour chaque masse testée des déflecteurs M et pour chaque modèle de halo considéré γ , la fraction $R_{M,\gamma}$ d'événements attendus dans l'intervalle I

$$R_{M,\gamma} = \frac{\int_I \left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t}\right)_{\gamma} d\Delta t}{\int_0^{\infty} \left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t}\right)_{\gamma} d\Delta t}. \quad (13.7)$$

La probabilité d'observer N_{obs} événements dans l'intervalle I , et 0 en dehors est donnée par la combinaison d'une loi binomiale et d'une loi poissonnienne :

$$P(N_{obs} \in I, 0 \notin I) = e^{-\mu_{M,\gamma}} \frac{(\mu_{M,\gamma})^{N_{obs}}}{N_{obs}!} \times C_{N_{obs}}^0 (R_{M,\gamma})^{N_{obs}} (1 - R_{M,\gamma})^0 \quad (13.8)$$

$$= e^{-\mu_{M,\gamma}} \frac{(\mu_{M,\gamma})^{N_{obs}}}{N_{obs}!} \times (R_{M,\gamma})^{N_{obs}} \quad (13.9)$$

La limite supérieure μ_M , à $100 \times \alpha$ % de confiance, calculée en considérant que l'on a observé N_{obs} événements dans l'intervalle de durée I et aucun événement en dehors, est donnée par la relation

$$P(\leq N_{obs} \in I, 0 \notin I) = e^{-\mu_{M,\gamma}} \times \sum_{k=0}^{N_{obs}} \left[\frac{(\mu_{M,\gamma} R_{M,\gamma})^k}{k!} \right] \leq 1 - \alpha. \quad (13.10)$$

On peut noter que, contrairement au cas précédent, la limite supérieure $\mu_{M,\gamma}$ dépend du modèle de halo considéré car le rapport $R_{M,\gamma}$ diffère, à masse fixée, selon les modèles. La limite supérieure sur la fraction de masse du halo, pour chaque masse M testée et pour chaque modèle γ , s'exprime par

$$f_{M,\gamma} = \frac{\mu_{M,\gamma}}{N_{att,\gamma}^M}. \quad (13.11)$$

Cette méthode s'applique sans trop de problèmes si tous les événements observés sont concentrés dans une gamme de durée restreinte. C'est bien le cas pour EROS comme pour MACHO (voir chapitre (chap. 14)); en particulier les durées mesurées sont à ce jour compatibles avec l'hypothèse que toutes les lentilles aient la même masse.

¹ Il faut bien noter que le choix de cette fraction n'a absolument rien à voir avec le niveau de confiance final du contour d'exclusion.

13.2 Diagramme d'exclusion issu de l'analyse EROS2-LMC

13.2.1 Analyse 2 saisons

L'analyse des saisons d'observation 1996/98 a été décrite dans cette thèse. 17.5 millions d'étoiles réparties sur 43 degrés carrés ont été analysées. Deux candidats compatibles avec un signal de type microlentille ont été découverts. C'est bien en-deçà de ce que l'on attendrait dans le cas d'un halo standard entièrement composé de MACHOS. On peut donc contraindre la fraction de masse du halo sous forme de MACHOS en fonction de la masse des défecteurs [Lasserre, 1999]. La limite a été établie selon la méthode décrite à la section (sec. 13.1.1). Cependant, dans le contexte de l'époque, nous avons choisi de donner une limite purement poissonnienne (on ne prend pas en compte la durée des événements) afin d'être le plus conservateur possible. En effet, le faible nombre de candidats montre un désaccord avec l'analyse MACHO LMC 2 ans [Alcock et al., 1997a] : un halo standard rempli de MACHOS est exclu pour des lentilles de masse comprise dans l'intervalle $[0.01; 2] M_{\odot}$, et le halo ne peut pas être composé de plus de 50% de MACHOS de masse $[0.01; 1] M_{\odot}$ [Lasserre, 1999]. Les efficacités et l'exposition, nécessaires à l'obtention du diagramme d'exclusion (fig. 13.1), sont données dans la table (tab. 13.1).

Δt	5.6	8.9	11.2	14.1	17.8	22.4	35.5	44.7	56.2	70.8	89.1	112.0	178.0	224.0	282.0
ϵ	0.0	3.8	5.	7.1	11.1	13.3	16.0	19.	21.	23.5	24.0	26.1	25.4	18.1	2.4

Tab. 13.1 : Efficacité ϵ (en %) de l'analyse EROS2 LMC 2 ans (1996/98) en fonction de la durée Δt (en jours) normalisée à des événements tels que $u_0 < 1$, et pour $T_{\text{obs}} = 730$ jours (2 ans). 17.5×10^6 étoiles ont été analysées.

13.2.2 Analyse 3 saisons

L'analyse des saisons d'observation 1996/99 a largement été décrite dans cette thèse. 25.5 millions d'étoiles réparties sur 64 degrés carrés ont été analysées. Quatre candidats compatibles avec un signal de type microlentille ont été découverts. L'efficacité de cette analyse est donnée dans la table (tab. 13.2). On ne donne pas ici la limite individuelle; la limite combinée incluant cette analyse est donnée à la section (sec. 13.4.3).

Δt	2.5	4.5	6.3	8.9	14.1	20.0	28.2	39.8	56.2	83.2	125.9	177.8	251.2	398.1
ϵ	0.5	1.25	2.5	4.2	6.8	9.0	11.0	13.8	16.5	18.7	20.5	22.0	17.5	1.6

Tab. 13.2 : Efficacité ϵ (en %) de l'analyse EROS2 LMC 3 ans (1996/99) en fonction de la durée Δt (en jours) normalisée à des événements tels que $u_0 < 1$, et pour $T_{\text{obs}} = 1095$ jours (3 ans). 25.5×10^6 étoiles ont été analysées.

13.3 Les autres contours d'exclusions d'EROS

13.3.1 L'exclusion d'EROS1-CCD et EROS1-plaques photographiques

On décrit ici les paramètres utilisés pour construire le diagramme d'exclusion d'EROS1 qui combine la recherche d'événements correspondants à des objets de masses stellaires à l'aide de plaques photographiques en direction du LMC et la recherche d'événements correspondants à des masses planétaires et en-deçà, à l'aide d'une caméra CCD en direction du LMC et du SMC (voir chapitre (chap. 3)).

EROS1-CCD

Aucun candidat de durée inférieure à 100 jours n'a été découvert par l'analyse CCD de 3 saisons du centre du LMC et d'1 saison du centre du SMC [Renault et al., 1997b]. Ceci a permis d'exclure que le halo soit composé de plus de 20% de MACHOS de masses inférieures à $10^{-3} M_{\odot}$. La limite

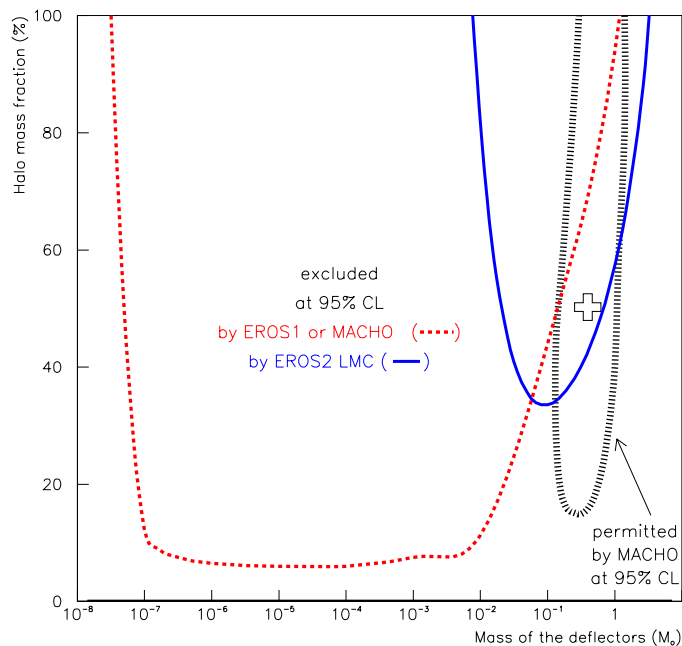


Fig. 13.1 : Diagramme d'exclusion EROS2 LMC 2 ans (1996/98) à un niveau de confiance de 95%. La ligne en trait plein donne la limite EROS2 LMC. La ligne pointillée représente le “ou” des exclusions EROS1 et MACHO basses masses [Alcock et al., 1996b, Renault et al., 1997b]. La région délimitée par les pointillés larges indique la zone permise à l’issue de l’analyse MACHO LMC 2 ans [Alcock et al., 1997a], la croix représentant la valeur la plus probable. Le halo standard constitué à 100% de MACHOS de masse $[0.01, 2] M_{\odot}$ est exclu à 95% de niveau de confiance [Lasserre, 1999].

déduite est donc ici purement poissonnienne (sec. 13.1.1); elle est donnée dans la figure (fig. 13.2), dans la zone $M < 10^{-3} M_{\odot}$. Les valeurs des paramètres, efficacités et expositions, utilisés pour les analyses LMC et SMC sont données dans les tables (tab. 13.3) et (tab. 13.4). Aux petites durées, $\Delta t < 1$ jour, et donc aux petites masses $M < 10^{-5} M_{\odot}$, il est nécessaire de prendre en compte l’effet de taille finie de l’étoile source dans le calcul de l’efficacité car le rayon d’Einstein projeté dans le plan de la source devient comparable au rayon des étoiles. Les efficacités sont donc paramétrées en fonction de U , rayon d’Einstein projeté dans le plan de la source (voir (tab. 13.3) par exemple). La sensibilité de l’analyse LMC est 2 fois plus importante que celle du SMC en raison d’une plus grande exposition : 57272728 étoiles-jours contre 26221313 (avec des efficacités comparables).

U	Δt	0.02	0.04	0.08	0.16	0.33	0.69	1.45	3.02	6.31	13.18	27.54	57.54	100.00
0.00	$\epsilon(\delta t)$	0.6	2.5	4.8	6.6	12.2	19.7	27.6	34.1	34.7	32.4	26.2	17.5	0.
0.05	$\epsilon(\delta t)$	1.0	2.6	5.0	8.3	13.0	21.3	29.8	36.7	34.1	33.7	25.5	10.9	0.
0.15	$\epsilon(\delta t)$	1.0	2.3	3.4	8.5	14.4	23.7	29.8	35.0	35.1	27.1	18.1	7.3	0.
0.25	$\epsilon(\delta t)$	1.2	1.1	1.5	4.8	10.5	17.0	22.0	23.0	19.1	16.7	11.1	4.7	0.
0.45	$\epsilon(\delta t)$	0.1	0.6	1.3	3.7	6.3	11.2	13.3	12.5	12.2	10.5	4.5	0.3	0.
0.85	$\epsilon(\delta t)$	0.	0.1	0.5	0.7	2.2	2.8	3.0	2.8	1.8	1.0	0.3	0.	0.
1.25	$\epsilon(\delta t)$	0.	0.	0.	0.1	0.3	0.36	0.5	0.5	0.4	0.3	0.	0.	0.
1.65	$\epsilon(\delta t)$	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

Tab. 13.3 : Efficacité ϵ (en %) de l’analyse EROS1 CCD LMC 3 ans (1991/94) en fonction de la durée Δt (en jours) normalisée à des événements tels que $u_0 < 2$, et $T_{obs} = 3$ ans. L’exposition associée à ce programme est de 57272728 étoiles-jours. L’effet de taille finie est pris en compte avec $U \in [0; 1.65]$ [Renault, 1996].

U	Δt	0.02	0.04	0.08	0.16	0.33	0.69	1.45	3.02	6.31	13.18	27.54	57.54	100.00
0.00	$\epsilon(\delta t)$	0.9	2.4	4.1	7.0	13.5	24.6	34.9	42.9	45.3	43.5	34.8	22.6	0.
0.05	$\epsilon(\delta t)$	0.8	2.3	4.5	9.0	12.6	25.1	35.3	41.8	40.9	39.5	30.8	15.1	0.
0.15	$\epsilon(\delta t)$	1.0	2.2	3.7	7.1	17.3	28.9	39.7	46.0	44.5	37.7	28.0	12.3	0.
0.25	$\epsilon(\delta t)$	0.4	1.6	3.7	7.2	15.0	27.1	39.6	43.5	39.6	32.3	19.3	7.6	0.
0.45	$\epsilon(\delta t)$	0.2	0.9	1.9	4.0	10.6	21.6	28.5	28.3	26.6	18.1	6.0	0.45	0.
0.85	$\epsilon(\delta t)$	0.	0.0	0.1	2.6	5.5	6.9	9.3	5.9	2.1	0.7	0.1	0.	0.
1.25	$\epsilon(\delta t)$	0.	0.	0.10	0.1	0.2	0.6	0.7	0.5	0.3	0.2	0.2	0.	0.
1.65	$\epsilon(\delta t)$	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

Tab. 13.4 : Efficacité ϵ (en %) de l'analyse EROS1 CCD SMC 1 an (1994/95) en fonction de la durée Δt (en jours) normalisée à des événements tels que $u_0 < 2$, et $T_{obs} = 1$ ans. L'exposition associée à ce programme est de 26221313 étoiles-jours. L'effet de taille finie est pris en compte avec $U \in [0; 1.65]$ [Renault, 1996].

EROS1 plaques photographiques

EROS1 a suivi plus de 8 millions d'étoiles (dont un peu plus de 4 utilisables) en direction du LMC durant 3 années, en utilisant les plaques photographiques prises au télescope de Schmidt de 1 mètre de l'ESO. Deux candidats compatibles avec un signal microlentille ont été découverts [Aubourg et al., 1993], ce qui a permis de mettre une limite sur la fraction de masse du halo sous forme de MACHOS [Ansari et al., 1996, Renault et al., 1997b]. Cette limite a été calculée à l'aide des paramètres donnés dans la table (tab. 13.5); elle est représentée, en combinaison avec EROS1 CCD, dans la figure (fig. 13.2). L'expérience EROS1 plaques prend toute son importance pour des déflecteurs de masses supérieures à $10^{-3} M_{\odot}$. Le groupe EROS1 n'a jamais publié de limite

Δt	0.61	0.90	1.33	1.94	6.13	9.03	13.3	19.4	41.7	61.3	90.3	133	194.	284.	613.
ϵ	0.1	0.4	0.8	1.3	4.6	6.5	8.4	10.3	12.0	12.4	12.5	11.8	9.3	5.7	0.5

Tab. 13.5 : Efficacité ϵ (en %) de l'analyse EROS1 LMC plaques en fonction de la durée Δt (en jours) normalisée à des événements tels que $u_0 < 1$, et pour $T_{obs} = 1095$ jours (3 ans). 4.12×10^6 étoiles ont été analysées.

inférieure sur le contenu du halo sous forme de MACHOS en raison du faible nombre de candidats ainsi que des doutes sur leur validité. Avec ces deux événements, la profondeur optique serait $\tau \sim 8 \times 10^{-8}$. Mais, comme nous l'avons vu au chapitre (chap. 11), le candidat numéro 2 d'EROS1 plaques n'est pas une microlentille. La limite supérieure publiée est bien sûr toujours en vigueur, mais elle peut être révisée à la baisse si l'on ajoute une coupure a posteriori dans l'analyse rejetant toute nouvelle variation. Cette nouvelle coupure ne devrait pas changer l'efficacité calculée car elle ne devrait pas affecter le Monte Carlo. La nouvelle valeur de la profondeur optique d'EROS1 est à titre indicatif $\tau \sim 4 \times 10^{-8}$ (avec de grandes barres d'erreurs poissoniennes ...). Le candidat EROS1 numéro 2 ne sera plus comptabilisé pour l'établissement de la limite combinée d'EROS1+EROS2 (sec. 13.4).

13.3.2 L'exclusion d'EROS2-SMC

Analyse 2 saisons

L'analyse de 5.3 millions d'étoiles sur 2 années d'observations a révélé un seul candidat (EROS2-SMC97-1) [Palanque-Delabrouille et al., 1998], aussi observé par le groupe MACHO [Alcock et al., 1997c]. L'événement EROS2-SMC97-1 est atypique car sa durée $\Delta t = 129$ jours est plus grande que celle de tous les événements découverts en direction du LMC. Dans le cadre du halo standard, cet événement correspondrait à un déflecteur dont la masse la plus probable est supérieure à $8 M_{\odot}$, et situé dans la gamme $[1.33; 21.6] M_{\odot}$ à 68% de niveau de confiance. La courbe de lumière d'un tel événement pourrait être déformée si la lentille se trouvait dans le halo, à cause de l'effet de parallaxe terrestre (voir chapitre (chap. 2)); l'effet peut cependant être indétectable, dans un volume très restreint de l'espace des phases, si la lentille et la Terre ont des vitesses parallèles ou antiparallèles au moment du maximum d'amplification (moins de 6% des cas, [Afonso et al., 1999a]). Aucune asymétrie n'a été détectée, ce qui a permis de contraindre le paramètre $\delta u < 0.054$ à 95% de niveau de confiance (voir chapitre (chap. 2)) [Afonso et al., 1999a]. Une

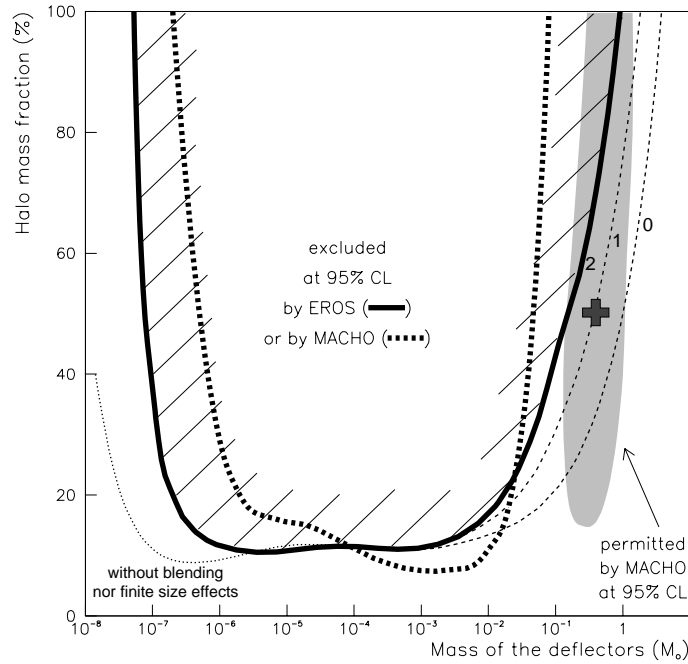


Fig. 13.2 : Diagramme d'exclusion de l'analyse EROS1 (LMC et SMC), CCD et plaques (1990/95). Le trait épais noir représente la limite provenant des 2 détecteurs d'EROS1 avec 2 candidats; les traits tiretés qui s'en détachent vers la droite donnent les limites pour 1 et 0 candidat. C'est la limite à 1 candidat qu'il faut maintenant considérer, compte tenu de la deuxième variation du candidat EROS1 numéro 2. L'importance de la correction due à l'effet du diamètre des étoiles sources est nettement visible pour $M < 10^{-6} M_{\odot}$. La partie ombrée indique la zone permise à l'issue de l'analyse MACHO LMC 2 ans [Alcock et al., 1997a], la croix représentant la valeur la plus probable.

analyse similaire, non publiée, des données du groupe MACHO conduit à $\delta u < 0.04$ (A. Milsztajn, communication privée). L'absence de parallaxe semble donc indiquer que la lentille se trouve dans le SMC; ce résultat semble compatible avec la profondeur optique de self-lensing attendue dans cette direction [Afonso et al., 1999b]. Compte tenu de l'absence d'autres événements et des doutes sur la localisation de la lentille, le groupe EROS2 a préféré à nouveau donner une limite supérieure sur le contenu du halo en MACHOs (fig. 13.3). Cette nouvelle limite exclut presque la valeur centrale issue de l'analyse de 2 ans de données du groupe MACHO en direction du LMC [Alcock et al., 1997a]. Les efficacités ayant servi à construire cette limite ainsi que l'exposition ($N_{\star} \times T_{obs}$) sont données dans la table (tab. 13.6).

Δt	7	22	37	52	67	100	150	250	300	350
ϵ	4	12	16	18	21	24	25	23	13	3

Tab. 13.6 : Efficacité ϵ (en %) de l'analyse EROS2 SMC 2 ans (1996/98) en fonction de la durée Δt (en jours) et normalisée à des événements tels que $u_0 < 1$, et pour $T_{obs} = 2$ ans. 5.3×10^6 étoiles ont été analysées [Afonso et al., 1999a].

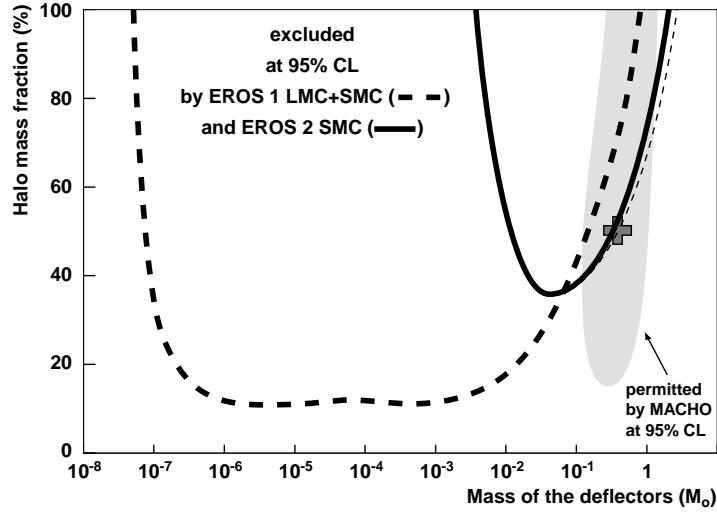


Fig. 13.3 : Diagramme d'exclusion de l'analyse EROS2 SMC 2 ans (1996/98) pour le modèle de halo standard. La ligne pointillée rappelle le contour d'exclusion d'EROS1 LMC et SMC [Renault et al., 1997b]. La ligne en trait plein donne la limite de l'analyse EROS2 SMC [Afonso et al., 1999a]. La zone ombrée indique la zone permise à l'issue de l'analyse MACHO LMC 2 ans [Alcock et al., 1997a], la croix représentant la valeur la plus probable.

13.4 Combinaison des limites d'EROS

Les limites d'EROS1 et d'EROS2 sont indépendantes car il n'y a pas de recouvrement des périodes d'observations. Les limites EROS1 CCD et EROS1 plaques sont presque entièrement indépendantes car les étoiles observées sont largement différentes; en effet, le recouvrement entre les 150000 étoiles d'EROS1 CCD LMC et les 4 millions d'étoiles prises avec les plaques (4% au maximum) est négligeable. Les limites EROS2 LMC et EROS2 SMC sont complètement indépendantes puisque les objets observés sont différents. En conclusion, il est possible de combiner facilement toutes les limites publiées par EROS.

13.4.1 Méthode de combinaison

Par souci de cohérence, on souhaiterait utiliser une méthode similaire à celle qui a été utilisée pour établir les limites individuelles de chaque programme (sec. 13.1.1). Soit Z expériences indépendantes à combiner E_1, \dots, E_z . A chaque expérience j on associe une distribution $(d\Gamma/d\Delta t)_{norm, M, j, \gamma}$, pour une masse des déflecteurs donnée M , et dans le cas du modèle de halo γ

$$\int_0^\infty \left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t} \right)_{norm, M, \gamma, j} d\Delta t = N_{evt, M, \gamma, j} \quad (13.12)$$

normalisée au nombre d'événements $N_{evt, M, \gamma, j}$, attendu par l'expérience j , pour une masse donnée des déflecteurs M , et dans le cas du modèle de halo γ . Cette normalisation nous permet de prendre en compte la sensibilité d'une expérience j qui est fonction de 3 paramètres :

- $N_{*, j}$: nombre d'étoiles suivies
- $T_{obs, j}$: durée des observations
- $\epsilon_j(\Delta t)$: tableau d'efficacité .

Combinaison EROS1 1990–95 et EROS2 1996–98

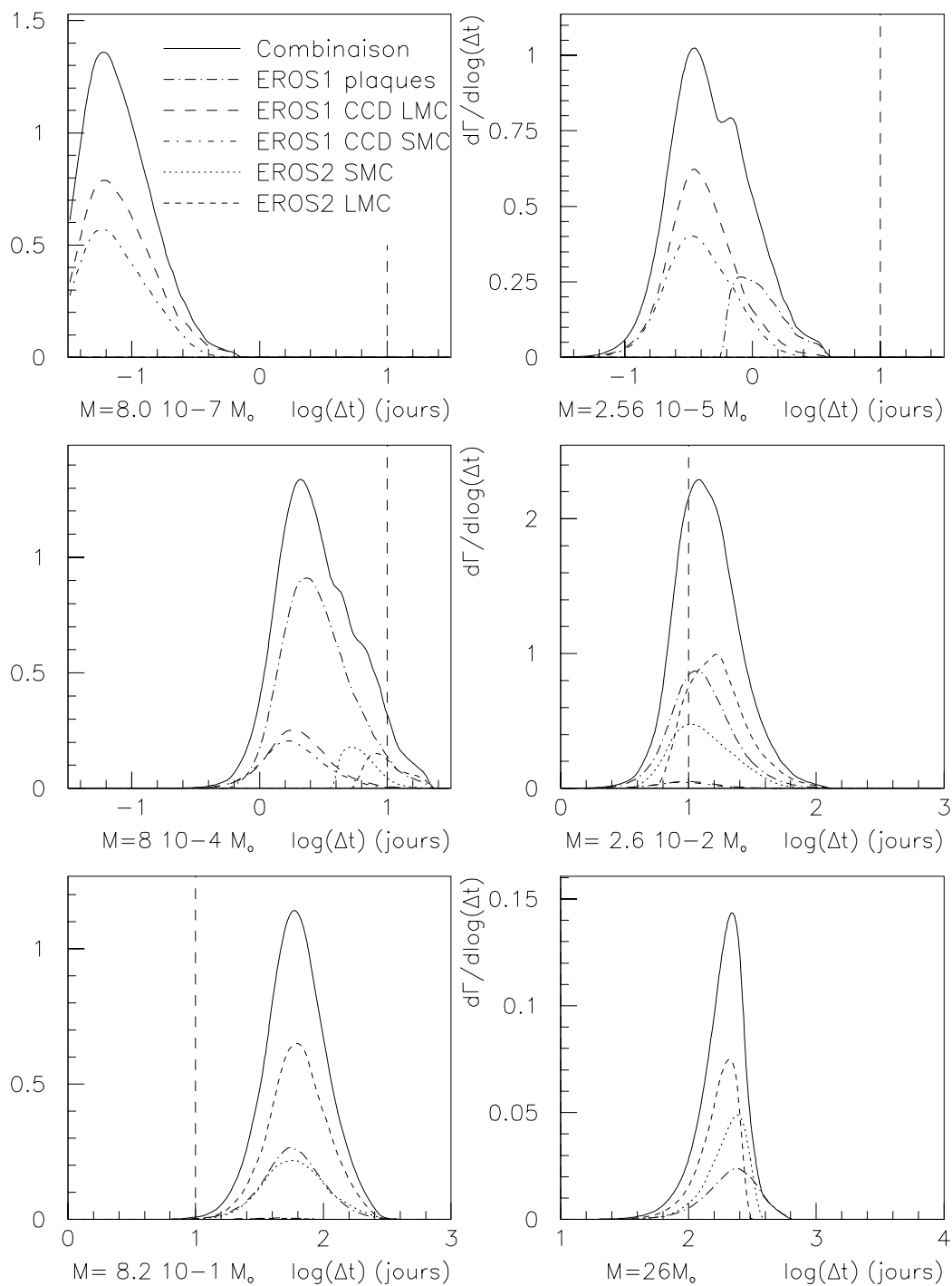


Fig. 13.4 : Distributions normalisées $(d\Gamma/d(\log(\Delta t)))_{norm,M}$ de l'ensemble des programmes d'EROS (1990/98) pour le modèle standard de halo et pour différentes valeurs de la masse des déflecteurs (traits pointillés). En trait plein, on a représenté la distribution $(d\Gamma/d(\log(\Delta t)))_{super,M}$ de la "super-expérience" fictive utilisée pour combiner les limites individuelles. Plus plus de clarté, on travaille avec la variable $\log(\Delta t)$.

En effet, le nombre d'événements attendu par une expérience donnée j vaut

$$N_{evt,M,\gamma,j} = N_{*,j} \times T_{obs,j} \times \int_0^{+\infty} \epsilon_j(\Delta t) \times \left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t} \right)_{theo,M,\gamma} d\Delta t, \quad (13.13)$$

où $(d\Gamma/d\Delta t)_{theo,M,\gamma}$ est la distribution théorique du taux d'événements attendus pour le modèle de halo γ , dans l'hypothèse de masse M ; il est à noter que $(d\Gamma/d\Delta t)_{theo,M,\gamma}$ est indépendant de l'expérience j . A l'aide de ces distributions $(d\Gamma/d\Delta t)_{norm,M,j,\gamma}$ on construit une "super-expérience" fictive dont la distribution (normalisée) des durées des événements attendus vaut

$$\left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t} \right)_{super,M,\gamma} = \sum_{j=1}^Z \left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t} \right)_{norm,M,j,\gamma}. \quad (13.14)$$

On a la relation

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{d\Gamma}{d\Delta t} \right)_{super,M,\gamma} d\Delta t = \sum_{j=1}^Z N_{evt,M,\gamma,j} = N_{evt,M,\gamma,super}. \quad (13.15)$$

où $N_{evt,M,\gamma,super}$ est le nombre total d'événements attendus, pour une hypothèse de masse donnée, par l'ensemble des programmes de recherche EROS1 et EROS2 en direction du LMC et du SMC. Avec ces distributions nous sommes maintenant capables d'appliquer la méthode décrite à la section (sec. 13.1.1) pour calculer la limite sur la fraction de masse du halo sous forme de MACHOs (ou sur la masse totale des MACHOs du halo). Le point critique est maintenant la détermination de l'intervalle I , à partir des durées des candidats.

13.4.2 Combinaison EROS1 1990/1995 et EROS2 1996/1998

Description des ingrédients de la combinaison

Quelques distributions normalisées $(d\Gamma/d\Delta t)_{norm,M,j,\gamma}$, ainsi que la distribution $(d\Gamma/d\Delta t)_{norm,M,j,super}$ de la "super-expérience" fictive sont données dans la figure (fig. 13.4). Le nombre d'événements attendus par chaque programme EROS considéré est donné à la figure (fig. 13.12). La somme de tous ces événements attendus en fonction de la masse des déflecteurs est représentée à la figure (fig. 13.14).

Pour cette campagne, on considère :

- 0 candidat pour l'expérience EROS1 CCD (LMC et SMC)
- 1 candidat pour l'expérience EROS1 plaques ($\Delta t \sim 23$ jours)
- 0 ou 1 candidat pour l'expérience EROS2 SMC ($\Delta t \sim 129$ jours)
- 2 candidats pour l'expérience EROS2 LMC ($\Delta t_1 \sim 40$, $\Delta t_2 \sim 100$ jours)

La limite sera donc donnée pour 3 ou 4 candidats selon que l'on considère ou pas l'événement EROS2 SMC comme compatible avec une lentille du halo; la moyenne géométrique des durées vaut alors ~ 45 ou ~ 59 jours. On choisit de considérer 2 types d'événements : ceux dont la durée est inférieure à 10 jours, et les autres. L'intervalle I vaut donc :

$$I = [10, +\infty[\text{ jours}. \quad (13.16)$$

On calcule ensuite la limite poissonienne combinée pour avoir obtenu, dans notre "super-expérience" fictive, 0 candidat de durée inférieure à 10 jours, et 3 candidats ou moins (respectivement 4 candidats ou moins) de durées supérieures. On utilise ensuite les relations : (eq. 13.7), (eq. 13.10), (eq. 13.11) pour établir la limite combinée sur la fraction de masse du halo [Lasserre et al., 2000]; cette dernière est représentée dans la figure (fig. 13.5) dans le cas du modèle de halo standard.

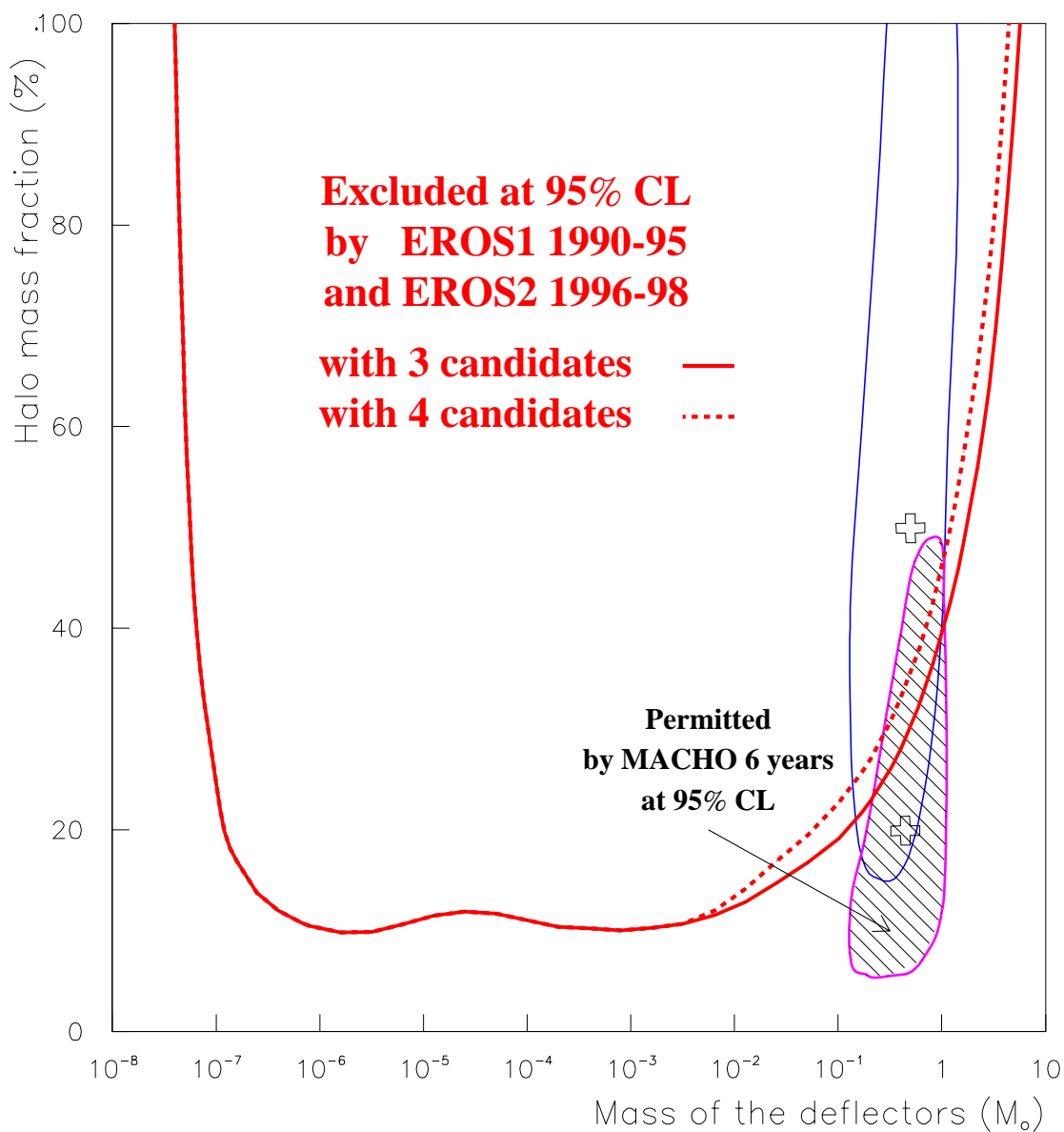


Fig. 13.5 : Diagramme d'exclusion combinée EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 [Lasserre et al., 2000], pour le modèle de halo standard, normalisé à $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans une sphère de 50 kpc. La ligne en trait plein et la ligne pointillée donnent respectivement les limites pour 3 et 4 candidats considérés. La région non hachurée qui s'étend de 20% à plus de 100% en fraction de halo, et de 10^{-1} à $1 M_{\odot}$ est la zone permise à l'issue de l'analyse MACHO LMC 2 ans [Alcock et al., 1997a], la croix supérieure représentant la valeur la plus probable associée; la limite d'EROS est peu compatible avec ce résultat. La zone hachurée indique le contour permis à 95% de niveau de confiance à l'issue de l'analyse de 5.7 ans de données en direction du LMC faite le groupe MACHO [Alcock et al., 2000]. L'ancienne valeur centrale de MACHO est exclue à 95% de niveau de confiance par le groupe MACHO, et à plus de 99.7% par la limite combinée d'EROS. Par contre, le nouveau contour de MACHO est compatible avec les résultats combinés d'EROS (et a fortiori avec tous les précédents résultats d'EROS).

Estimation de l'influence du choix de l'intervalle I

Comme nous l'avons dit à la section (sec. 13.1.1), le choix *exact* de l'intervalle I est arbitraire (seule la borne inférieure nous importe ici). A la figure (fig. 13.6), on a tracé la variation des limites (avec un halo standard) avec différents choix de la borne inférieure de l'intervalle I. Si l'on choisit $I = [5, +\infty[$ jours alors la limite donnée précédemment reste inchangée en dehors de la zone $[10^{-3} - 1] M_{\odot}$, dans les cas avec 3 et 4 candidats; dans cette dernière zone, la limite précédemment établie est sous estimée de moins de 5% (7%) si l'on prend en compte 3 (4) candidats. Si l'on choisit $I = [20, +\infty[$ jours, ce qui est vraiment très marginal car l'on a un candidat à $\Delta t = 23$ jours (EROS1 plaques), la limite reste identique à celle obtenue avec l'intervalle d'origine, hors de la gamme $[10^{-3}, 10^{-1}] M_{\odot}$; dans cette dernière gamme de masse, la limite obtenue précédemment est surestimée de moins de 5% (7%) avec 3 (4) candidats. On voit donc que dans tous les cas de figure, l'erreur est de l'ordre de 5% dans l'intervalle de masse testée $[10^{-3} - 1] M_{\odot}$, et quasi-nulle en dehors.

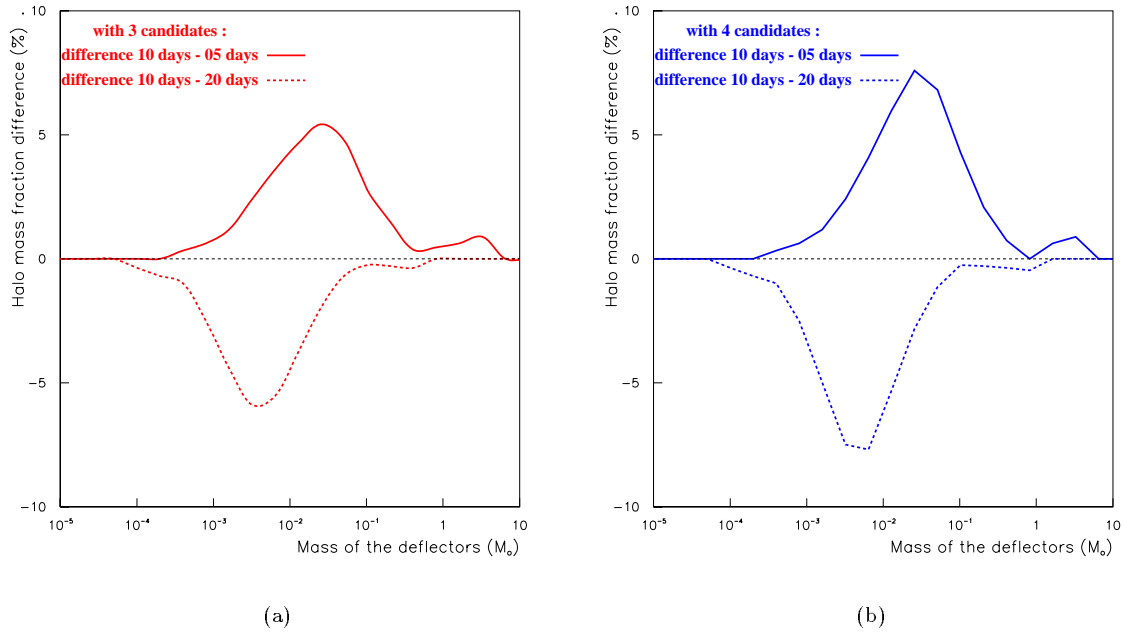


Fig. 13.6 : Variation de la limite combinée (1990-98) en fonction du choix de l'intervalle I. Le graphique de gauche représente le cas avec 3 candidats considérés (a), et le graphique de droite le cas avec 4 candidats (b). Dans chaque cas on représente la variation absolue de la limite en fonction de la masse des déflecteurs; on se restreint, sur la figure, à l'intervalle $[10^{-5} - 10] M_{\odot}$ pour plus de lisibilité; la différence des limites est nulle en dehors de l'intervalle tracé.

Estimation de l'erreur systématique due à notre méconnaissance de la forme du halo

On ne connaît pas, a priori, la forme du halo de matière sombre qui entoure la galaxie; pour estimer l'erreur systématique que l'on fait sur la détermination de la limite combinée on utilise un éventail de modèles décrits à la section (sec. 12.1.4). Les diagrammes d'exclusion combinés (EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98) avec 3 (4) candidats considérés et pour 6 modèles de halo, sont représentés dans les figures (fig. 13.7) et (fig. 13.8). L'erreur systématique est de l'ordre de 15% dans la gamme $[10^{-7}, 10^{-1}] M_{\odot}$, et elle devient plus importante au-delà. **Pour tous les modèles testés**, un halo entièrement constitué de MACHOS est exclu à 95% de niveau de confiance dans l'intervalle $[10^{-7}, 0.2] M_{\odot}$. Les trois modèles dont la limite s'écarte le plus de celle donnée avec le halo standard correspondent à des halos de Evans : 2 sont aplatis, et l'autre est sphérique avec

une courbe de rotation asymptotiquement décroissante. On peut remarquer que, en vertu du fait que tous les modèles de halo entièrement rempli de MACHOs de masse $[10^{-7} - 0.2] M_{\odot}$ sont exclus, ceci reste vrai dans le cas de n'importe quelle fonction de masse, dans cet intervalle, des astres hypothétiques recherchés.

Limites sur la masse totale du halo sous forme de MACHOs

Jusqu'à présent, nous avons toujours présenté les résultats dans un diagramme : *fraction de masse - masse des défecteurs*. Cette méthode est la plus utilisée (jusqu'à présent), et elle permet donc de comparer facilement les résultats des recherches des différents groupes, dans le cadre d'un modèle de halo donné. Néanmoins, on peut obtenir une limite très basse en fraction si l'on simule un modèle de halo avec une masse supérieure aux autres modèles testés. Il est donc utile de donner une contrainte, non plus sur la fraction, mais plutôt sur la masse totale du halo sous forme de MACHOs. De telles limites sont représentées dans les figures (fig. 13.9) et (fig. 13.10), pour les 6 modèles de halo considérés et dans les cas avec 3 ou 4 candidats pris en compte. Pour *tous les modèles testés*, la masse totale du halo sous forme de MACHOs de la gamme de masse $[10^{-7}, 1] M_{\odot}$ ne peut excéder $2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ (pour 3 candidats considérés). Cette contrainte passe à $1 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans l'intervalle de masse $[10^{-7}, 0.1] M_{\odot}$.

13.4.3 Combinaison EROS1 1990/1995 et EROS2 1996/1999

Description des ingrédients de la combinaison

Le nombre d'événements attendus par chaque programme et pour la "super-expérience" sont respectivement donnés dans les figures (fig. 13.12) et (fig. 13.14).

Pour cette campagne, on considère :

- 1 candidat pour l'expérience EROS1 plaques ($\Delta t \sim 23$ jours)
- 0 candidat pour l'expérience EROS2 SMC
- 4 candidats pour l'expérience EROS2 LMC ($\Delta t_3 \sim 40$, $\Delta t_5 \sim 24$, $\Delta t_6 \sim 36$, $\Delta t_7 \sim 33$ jours)

La limite est donc donnée pour 5 candidats car on ne considère pas que l'événement EROS2 SMC est compatible avec une lentille du halo (voir discussion dans [Graff et al., 2000]);

Détermination de l'intervalle I

La moyenne géométrique des durées des 5 événements vaut ~ 32 jours. La masse la plus probable associée à des défecteurs de 32 jours de durée moyenne (géométrique) est $\sim 0.2 M_{\odot}$. La distribution des durées associées à des défecteurs de masse $\sim 0.2 M_{\odot}$ est représentée à la figure (fig. 13.13). On considère l'intervalle I contenant 99% de la distribution des durées, défini en laissant 0.5% de chaque côté de celle-ci :

$$I = [7.5, 190] \text{ jours} . \quad (13.17)$$

On choisit de considérer 2 types d'événements selon qu'ils soient ou non dans l'intervalle I.

Résultat

La limite combinée incluant la troisième année d'observation du LMC (avec 25.5 millions d'étoiles suivies) est représentée à la figure (fig. 13.11) dans le cas du modèle de halo standard. Cette limite confirme le résultat "intermédiaire" obtenu en incluant 2 ans de données EROS du LMC, et est bien plus contraignante au delà de $1 M_{\odot}$: un halo standard rempli d'objets compacts de $[10^{-7}, 10] M_{\odot}$ est exclu. L'amélioration dans la gamme de masse supérieure à $1 M_{\odot}$ par rapport à la limite combinée précédente vient en partie du fait que le candidat EROS2-LMC#4, d'une durée de ~ 100 jours (le plus long du LMC), n'est pas candidat de l'analyse LMC 3 saisons, et que nous avons de nouvelles raisons de ne pas considérer le candidat du SMC comme une lentille du halo [Graff et al., 2000].

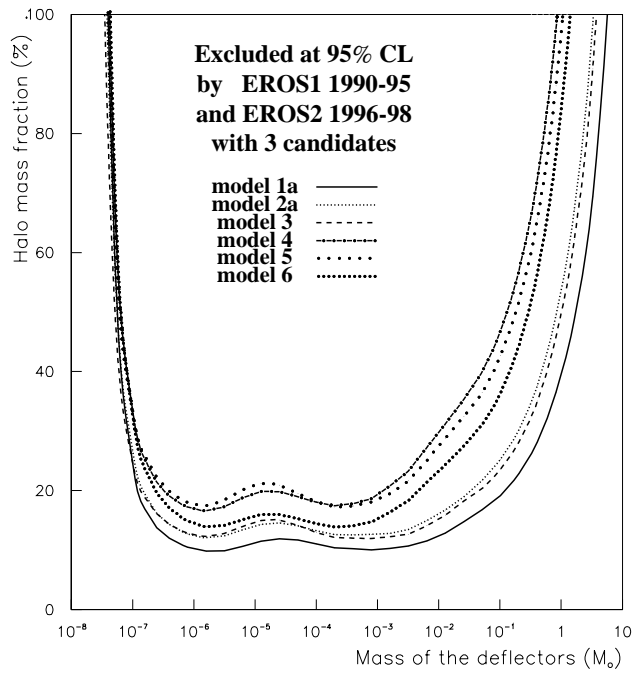


Fig. 13.7 : Diagrammes d'exclusion combinés : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 3 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo. Les modèles utilisés sont décrits dans la table (tab. 12.1).

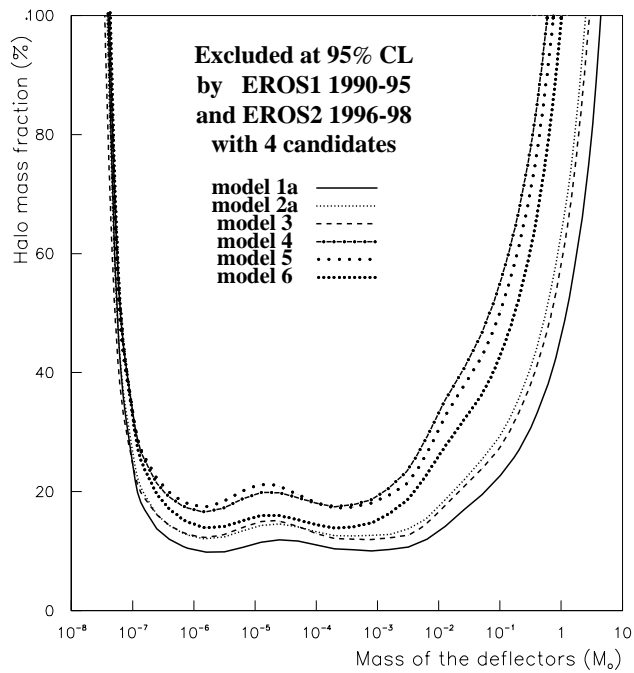


Fig. 13.8 : Diagrammes d'exclusion combinés : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 4 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo. Les modèles utilisés sont décrits dans la table (tab. 12.1).

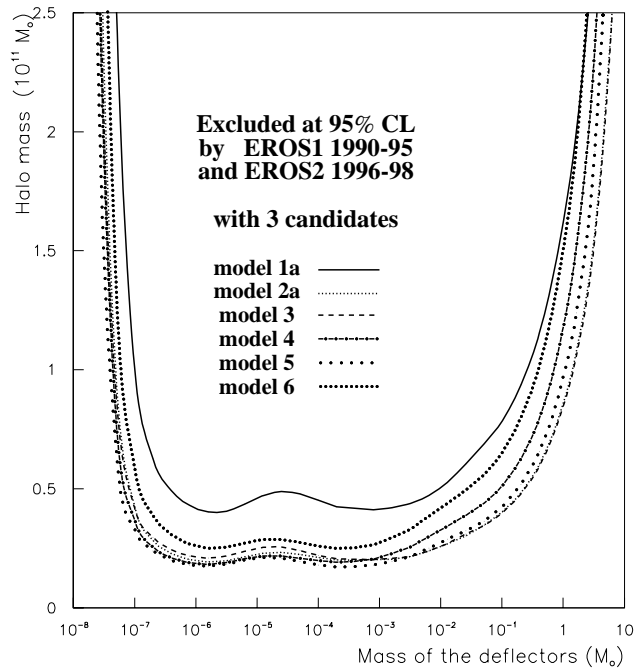


Fig. 13.9 : Diagrammes d'exclusion combinés en masse : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 3 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo.

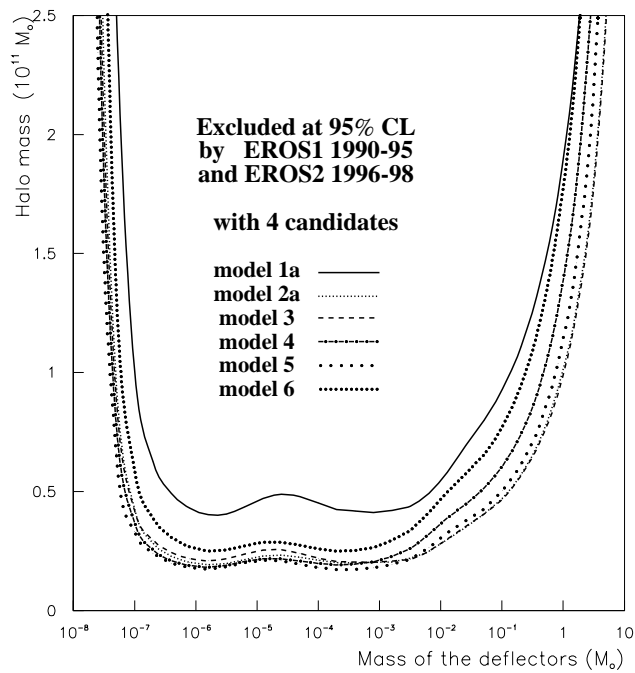


Fig. 13.10 : Diagrammes d'exclusion combinés en masse : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 4 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo.

À titre indicatif, on donne les limites que l'on obtient pour 0, 1, 2, 3, 4, 5 candidats considérés à la figure (fig. 13.15).

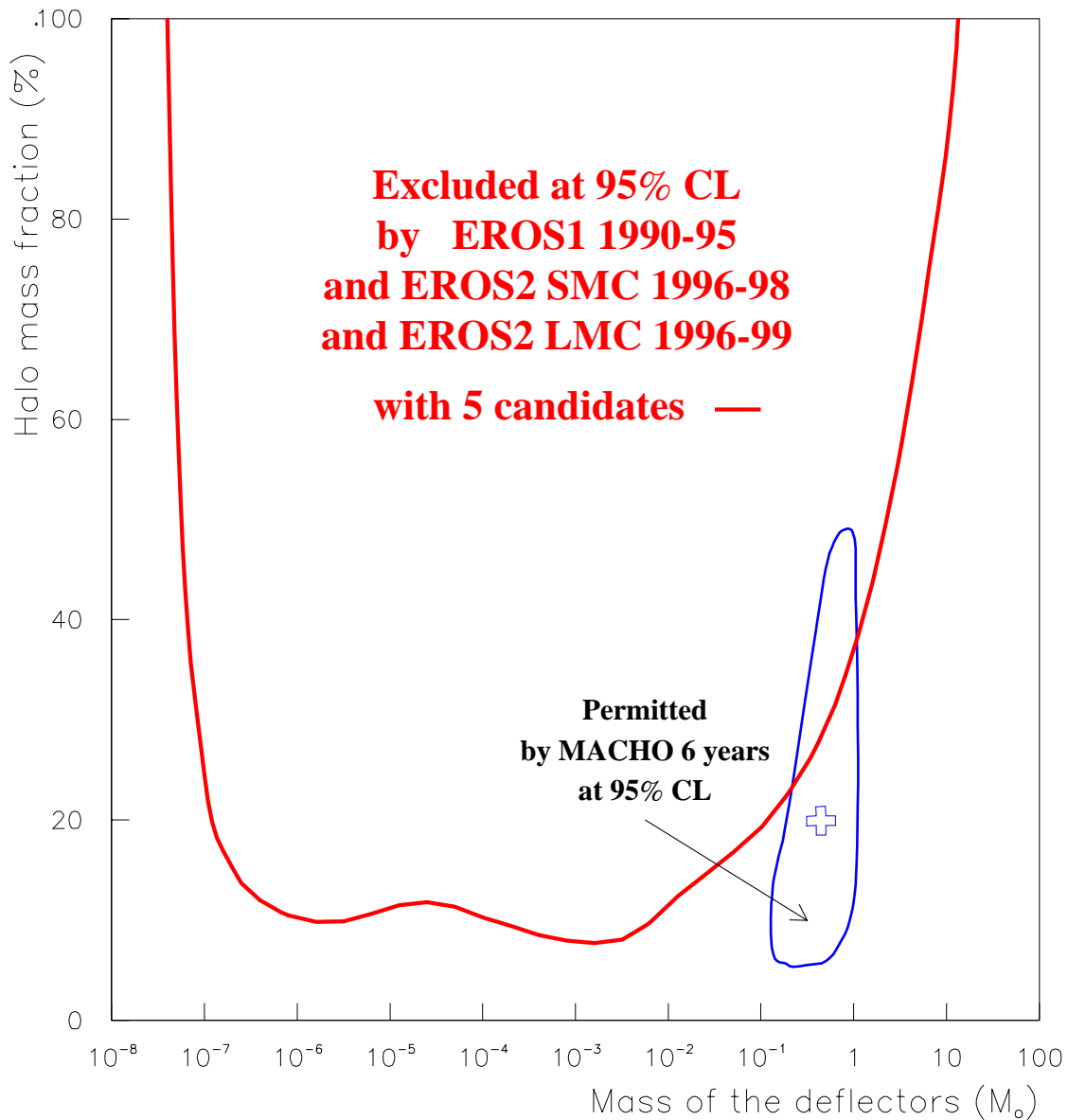


Fig. 13.11 : Diagramme d'exclusion combinée EROS1 1990/95, EROS2 SMC 1996/98, et EROS2 LMC 1996/99, pour le modèle de halo standard normalisé à $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans une sphère de 50 kpc. La ligne en trait plein donne la limite pour 5 candidats considérés (1 pour EROS1, 4 pour EROS2 LMC). La zone fermée indique le contour permis à 95% de niveau de confiance à l'issue de l'analyse de 5.7 ans de données LMC du groupe MACHO [Alcock et al., 2000]. Ce nouveau contour de MACHO est compatible avec ces résultats combinés d'EROS.

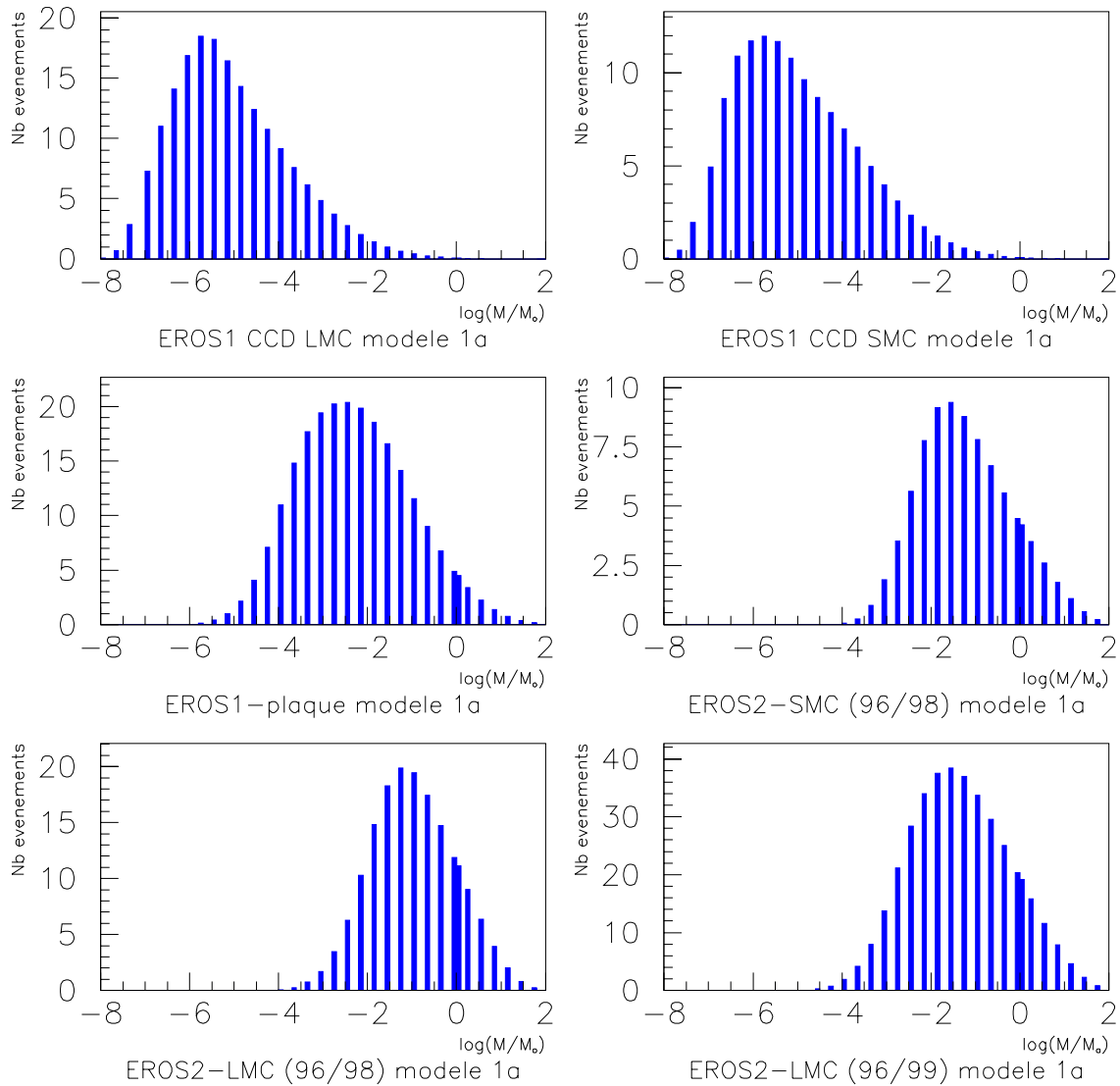


Fig. 13.12 : Nombre d'événements attendus par les différents programmes de recherche de microlentilles d'EROS vers les Nuages de Magellan. L'efficacité de chaque programme est prise en compte; (en haut à gauche) expérience EROS1 CCD LMC, (en haut à droite) expérience EROS1 CCD SMC, (en milieu à gauche) expérience EROS1 PLAQUES, (en milieu à droite) expérience EROS2 SMC (1996/98), (en bas à gauche) expérience EROS2 LMC (1996/98), (en bas à droite) expérience EROS2 LMC (1996/99). Les valeurs sont données pour le modèle standard de halo (1a).

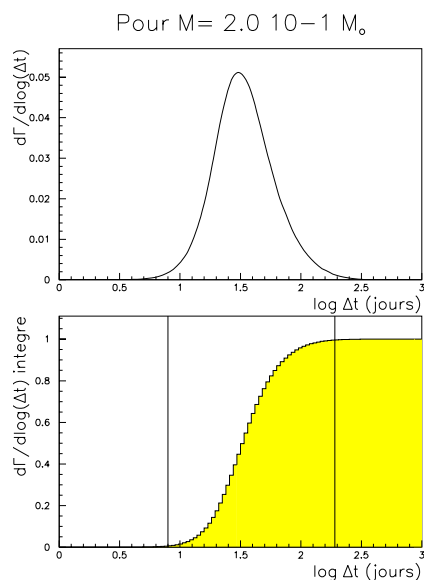


Fig. 13.13 : Distribution des durées associées à des déflecteurs de $0.2 M_{\odot}$ pour : EROS1 (CCD et plaques) de 1990 à 1995, EROS2 SMC de 1996 à 1998, et EROS2 LMC de 1996 à 1999 (en haut). La distribution intégrée est donnée en bas. 99% de la distribution est contenue dans l'intervalle $I = [7.5, 190]$ jours.

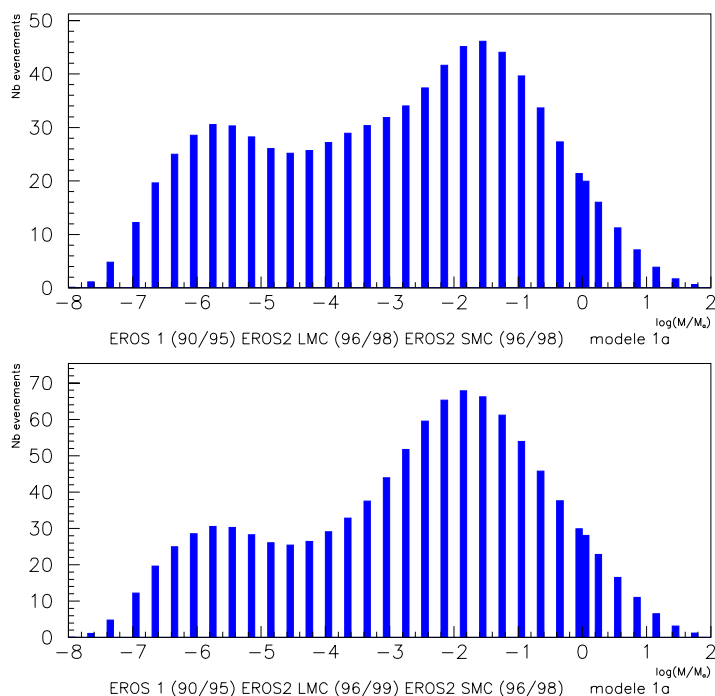


Fig. 13.14 : Nombre total d'événements attendus par l'expérience EROS vers les Nuages de Magellan; (en haut) on considère la somme des événements attendus par EROS1 (CCD et plaques) de 1990 à 1995, EROS2 SMC de 1996 à 1998, et EROS2 LMC de 1996 à 1998; (en bas) la seule différence avec ce qui précède est que l'on considère EROS2 LMC de 1996 à 1999. Dans ce dernier cas nombre d'événements est nettement accru au delà de $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ à cause de l'augmentation de la sensibilité de l'expérience EROS2 LMC : 25.5 millions d'étoiles ont été analysées (en rapport à 17.5) sur 3 ans (en rapport à 2) alors que l'efficacité de détection n'a que légèrement baissé.

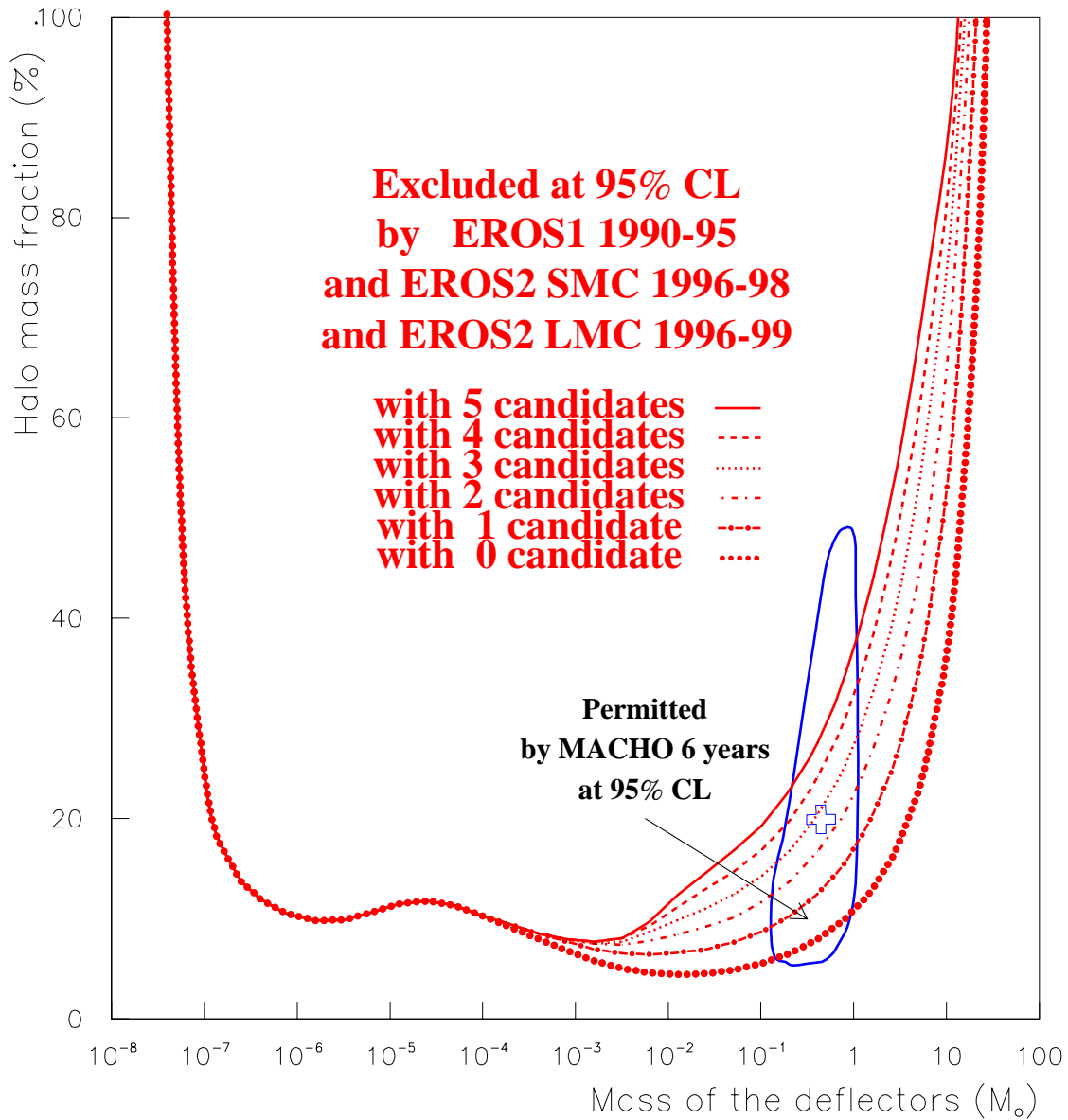


Fig. 13.15 : Diagramme d'exclusion combinée EROS1 1990/95, EROS2 SMC 1996/98, et EROS2 LMC 1996/99, pour le modèle de halo standard normalisé à $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans une sphère de 50 kpc. On représente ici l'évolution de la limite en fonction du nombre de candidats détectés. La zone fermée indique le contour permis à 95% de niveau de confiance à l'issue de l'analyse de 5.7 ans de données LMC du groupe MACHO [Alcock et al., 2000].

Chapitre 14

Comparaison avec l'analyse du groupe MACHO. Interprétation des résultats

Au chapitre 3, nous avons déjà décrit le contexte des recherches de phénomènes de microlentilles. Nous avons insisté plus particulièrement sur la situation en 1997, année où cette thèse a débuté, car elle représente une date charnière dans la perception et l'interprétation des résultats en terme de matière sombre (voir section (sec. 3.3) et figure (fig. 3.8)). A ce jour, il n'existe que trois groupes ayant la possibilité de réaliser un suivi de plus de dix millions d'étoiles, le minimum nécessaire pour détecter un nombre suffisant de phénomènes de microlentille. Les autres groupes sont, soit en phase de développement (recherches vers M31), soit des groupes de suivi d'événements de microlentilles détectés par les trois groupes de "survey". Depuis le début des recherches de phénomènes de microlentilles, deux de ces trois groupes, EROS et MACHO, se sont attachés plus particulièrement à la recherche d'objets sombres du halo galactique. Le troisième groupe, OGLE, n'y est venu que plus récemment, en 1999, mais aura sous peu des capacités supérieures à celles qu'avait MACHO et qu'a actuellement EROS. Il n'a pas encore publié de résultats sur le problème de la matière sombre du halo galactique. Dans ce chapitre, je m'attache donc à la présentation des résultats actuels du groupe MACHO (sec. 14.1), concurrent direct d'EROS, qui a des objectifs scientifiques similaires et une sensibilité expérimentale comparable. Je discute ensuite du recouvrement des deux expériences (sec. 14.2), et (sec. 14.3). Puis je compare les résultats du groupe MACHO avec ceux d'EROS (sec. 14.4) et je tente d'évaluer les progrès possibles dans un proche avenir (sec. 14.5). J'insisterai en particulier sur la comparaison prometteuse des futurs résultats vers le LMC et le SMC (sec. 14.6).

14.1 Résultats de Macho disponibles début 2000

Le groupe MACHO a surveillé entre juillet 1992 et décembre 1999 plusieurs dizaines de degrés carrés dans les Nuages de Magellan. Les champs suivis avec un échantillonnage temporel approprié à la recherche d'événements de microlentilles d'une durée de quelques semaines à quelques mois correspondent à environ 15 degrés carrés dans le LMC et 3 dans le SMC. Les nombres d'étoiles correspondants sont de 10,7 millions dans le LMC [Alcock et al., 2000] et de 2,2 millions dans le SMC pour les champs bien échantillonnés [Alcock et al., 1997b] (notons qu'un chiffre de 3 millions d'étoiles a aussi été cité [Cook, 2000]).

14.1.1 En direction du SMC

En ce qui concerne le SMC, le groupe MACHO a publié sa première observation d'un candidat microlentille vers le SMC [Alcock et al., 1997b], ainsi que la découverte et le suivi d'une lentille double [Alcock et al., 1998a]. Suite à l'alerte fournie par le groupe MACHO, cette dernière a été ob-

servée par la quasi-totalité des groupes impliqués dans ces recherches, EROS [Afonso et al., 1998], MACHO-GMAN [Alcock et al., 1998a], MPS [Rhie et al., 1998], OGLE [Udalski et al., 1998], et PLANET [Albrow et al., 1998]. Ce suivi planétaire a permis de conclure avec un très haut degré de confiance que la lentille double est située dans le SMC [Afonso et al., 2000]. Le groupe MACHO n'a par contre pas encore présenté d'analyse de ses clichés vers le SMC en terme de matière sombre. Nous y reviendrons plus loin.

14.1.2 En direction du LMC

Le groupe MACHO a présenté et soumis à publication, en janvier 2000, de nouveaux résultats vers le LMC correspondant à 11.9 millions de courbes de lumière, soit 10.7 millions d'étoiles dont certaines sont observées sur deux champs adjacents [Alcock et al., 2000]. Ces résultats couvrent une période de 5.7 ans. Ils sont plus précis que les premiers résultats publiés en 1997 [Alcock et al., 1997a] qui portaient sur 8 millions d'étoiles suivies pendant 2.1 ans, et les remplacent. Ces premiers résultats avaient permis de mettre en évidence 6 à 8 candidats microlentilles, soit bien plus que le nombre attendu à partir des étoiles connues du disque galactique et du LMC (environ 1). Le groupe MACHO en avait conclu que ses résultats de l'époque étaient compatibles avec une contribution d'astres sombres compacts au halo galactique comprise entre 16 et 120% (intervalle avec un niveau de confiance de 95%), avec une valeur la plus probable à 50%. La durée moyenne des candidats, c'est à dire le temps de traversée d'un rayon d'Einstein, proche de 45 jours, indiquait que les objets sombres avaient une masse proche d'une demi-masse solaire.

Les nouveaux résultats sont interprétés de la même manière mais sont revus à la baisse. Il y a maintenant 13 à 17 candidats microlentilles, soit deux fois plus qu'avant, alors que la sensibilité des données analysées est environ 3.6 fois supérieure. En conséquence, l'intervalle de fraction de halo sous forme d'objets sombres compacts va de 8% à 50% (niveau de confiance de 95%), avec une valeur la plus probable à 20%. Deux analyses différentes sont présentées, qui aboutissent à des conclusions identiques. L'intervalle de masses possibles pour les objets sombres va de 0.15 à 0.9 masse solaire, ce qui correspond à des durées mesurées entre 17 et 115 jours. Nous avons calculé la durée moyenne (moyenne géométrique) et la dispersion de durée des candidats de MACHO; pour l'analyse A, on trouve 36 jours avec une dispersion de 50% (pour l'analyse B, respectivement 39 jours et 60%). L'analyse a été raffinée, en particulier en ce qui concerne le calcul de l'efficacité de détection des microlentilles. Un bruit de fond de supernovæ lointaines, dans des galaxies situées loin derrière le LMC, a été mis en évidence. La réduction du taux d'événements de microlentilles entre les deux analyses est interprétée comme provenant principalement d'une fluctuation poissonnienne. Les résultats de cette analyse concernant le contenu du halo sous forme d'objets compacts sont résumés à la figure (fig. 14.1).

En outre, le groupe MACHO compare la distribution des amplifications mesurées avec celle attendue dans l'hypothèse où tous les candidats sont effectivement des phénomènes de microlentilles et observe un excellent accord (fig. 14.2). Il compare aussi, pour les étoiles sources des 13–17 candidats, leur position dans le diagramme couleur-magnitude avec la distribution de toutes les étoiles voisines de ces candidats et affirme que les deux distributions sont en accord, mais cette affirmation n'est pas quantifiée. Notons tout de même que ces deux derniers tests étaient déjà satisfaisant avec l'ancienne analyse de MACHO [Alcock et al., 1997b].

Enfin, la distribution spatiale des candidats est comparée à deux hypothèses : celle de lentilles situées dans le halo galactique et celle de lentilles situées dans le LMC (fig. 14.3). Un meilleur accord est observé avec le cas de lentilles du halo, mais il ne nous semble pas que la différence soit suffisamment significative pour permettre de trancher définitivement. De plus, la comparaison est fondée sur un modèle standard de LMC [Gyuk, 1999], alors qu'il existe d'autres modèles pouvant sans doute mener à une conclusion différente (sec. 12.2.1).

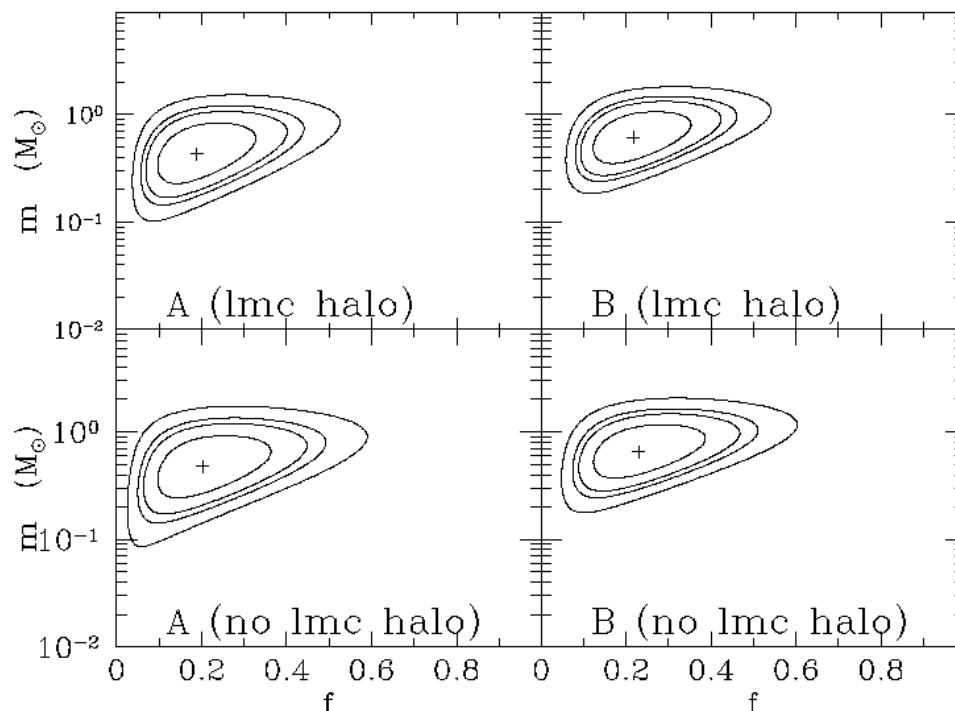


Fig. 14.1 : Zones permises par le groupe MACHO dans le plan (m,f) pour un modèle de halo standard; m représente la masse des défecteurs (en masse solaire), et f est la fraction de masse du halo. Les différents contours enferment les régions les plus probables avec un niveau de confiance de 68%, 90%, 95%, 99%; les signes plus indiquent les maxima de probabilité relative. Chaque cadran est labelé par A ou B selon que l'on considère l'analyse A ou B. Dans chacun de ces cas, 2 solutions sont envisagées selon que l'on ajoute ou pas un halo d'objets compacts de fraction f dans le LMC.

14.2 Recouvrement entre les données de MACHO et d'EROS

Puisque nous allons comparer plus loin les résultats de ces deux groupes, il convient tout d'abord de s'interroger sur l'indépendance des deux ensembles de données. Nous comparons ici, de manière approchée, les données de MACHO sur 5.7 ans et celles d'EROS sur 3 ans. Les 15 degrés carrés étudiés dans le LMC par MACHO sont entièrement situés dans les champs surveillés par EROS. Mais, à cause de l'existence d'un CCD défectueux sur la caméra rouge d'EROS, ainsi que de problèmes rencontrés lors de la production des données, environ 40% de l'angle solide correspondant n'est pas inclus dans l'analyse d'EROS. On peut donc estimer qu'environ 60% des 10.7 millions d'étoiles de MACHO sont dans les champs effectivement analysés par EROS, soit environ 6.4 millions. En fait, certaines de ces étoiles sont trop peu lumineuses pour avoir été suivies par EROS; nous estimons leur fraction à environ 15-20%. Finalement, cela fait donc 5.4 millions d'étoiles MACHO (la moitié du total donc) qui ont pu être suivies par EROS. Le recouvrement temporel est quant à lui de 2 ans sur 3 pour EROS et sur 5.7 ans pour MACHO. En résumé, nous avons environ 11 millions d'étoiles-ans en commun, à comparer à une exposition totale de 61 millions d'étoiles-ans pour MACHO et 78 millions pour EROS. Le recouvrement est donc faible et les résultats largement indépendants. Notons que ceci pourra justifier à l'avenir une combinaison relativement simple des résultats des deux groupes, du moins s'ils arrivent à concilier leurs points de vue, ce qui est évidemment souhaitable.

A l'issue de la prise de clichés par EROS2 en 2002, les chiffres correspondants seront, sauf surprise, de 80, 155 et 20 millions d'étoiles-ans respectivement pour MACHO, EROS et le recouvrement

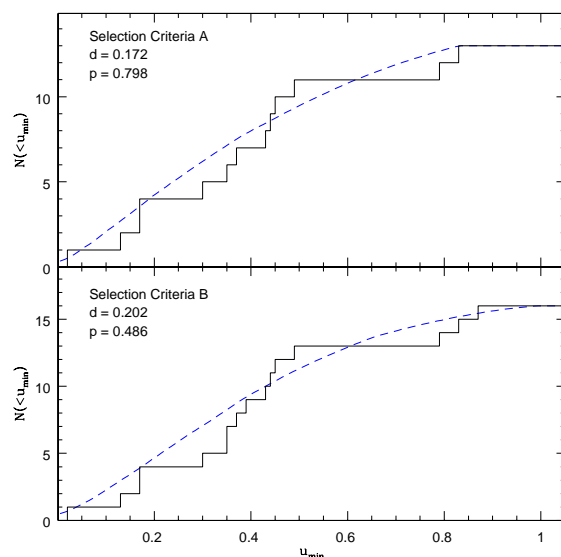


Fig. 14.2 : Distributions cumulées des paramètres d’impacts des candidats de l’analyse du groupe MACHO. Le graphique du haut se réfère à l’analyse A, et celui du bas à l’analyse B. La ligne tiretée montre la distribution attendue corrigée de l’efficacité de détection. Les résultats du test de K-S sont donnés dans chacun des cas.

entre les deux ensembles de données.

En l’absence d’une publication plus complète de MACHO sur le SMC, il est plus difficile de réaliser la même estimation pour le SMC. Nous trouvons, sous toute réserve, 16 et 32 millions d’étoiles-ans pour MACHO et EROS. Le recouvrement ne peut dépasser 7 millions d’étoiles-ans, mais nous ne pouvons l’estimer plus précisément.

14.3 Candidats et alertes MACHO chez EROS2

Au cours de cette thèse, deux études ont été faites afin de comprendre pourquoi le groupe EROS ne confirmait pas les résultats de l’ancienne analyse du groupe MACHO [Alcock et al., 1997a]. Premièrement, nous avons cherché à comprendre pourquoi les alertes microlentilles lancées par MACHO de janvier 1997 à mai 1999 ne figuraient pas parmi nos événements. Deuxièmement, nous avons recherché les étoiles sources des candidats de l’analyse MACHO 2 ans, afin de comparer nos résolutions photométriques et de vérifier s’il n’y avait pas de nouvelles variations.

14.3.1 Alertes MACHO

Toutes les alertes sont accessibles depuis la page internet du groupe MACHO ¹. Notons déjà que le nombre d’alertes par an a évolué : 7 en 1997, 4 en 1998, et 3 en 1999. Sur les 14 alertes présentées dans la table (tab. 14.1), 2 sont situées sur notre CCD 2 (défectueux), une est située sur un quart de CCD non produit, une correspond à un bruit de fond de supernova (elle n’a pas été recherchée), une passerait nos critères de sélection dans une seule couleur à cause d’un problème technique du CCD de l’autre couleur durant l’événement, une a eu lieu en dehors de notre période d’observation (pendant notre intersaison), une est non résolue sur l’image de référence, et deux n’ont pas été recherchées (elles ont été découvertes après cette étude); les 5 autres correspondent toutes à des étoiles faibles; les durées de ces événements sont très courtes (inférieures à 20 jours),

¹<http://www.macho.mcmaster.ca>

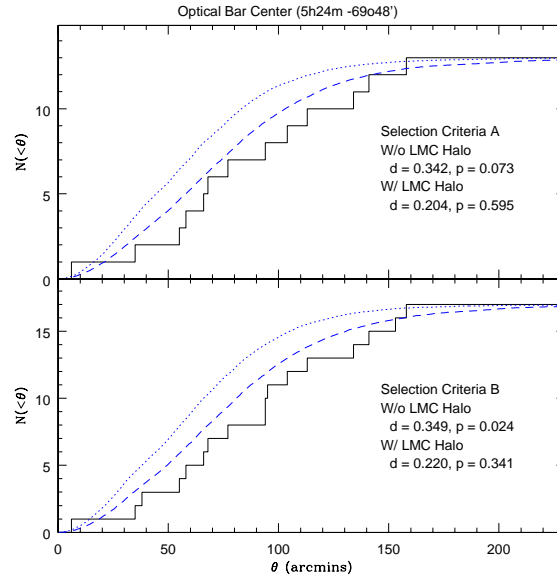


Fig. 14.3 : Distributions spatiales des candidats de l'analyse du groupe MACHO (analyse 5.7 ans), mesurées à partir du centre optique du LMC. Le graphique du haut se réfère à l'analyse A, et celui du bas à l'analyse B. Les données sont comparées au modèle de LMC de [Gyuk, 1999] dans le cas de *self-lensing* pur (ligne pointillée) et dans le cas d'un halo rempli à 20% d'objets compacts et de *self-lensing* (ligne tiretée). Pour les deux analyses considérées (A et B), le test de K-S favorise l'hypothèse du halo galactique.

et les amplifications inférieures à 3. Ces alertes ne sont pas candidats de notre analyse; ceci est dû à la faible résolution photométrique associée à ces étoiles faibles et à l'échantillonnage plus espacé des mesures d'EROS. D'ailleurs, aucune bosse n'est décelable d'après la visualisation des courbes de lumières correspondantes dans nos données.

Il est maintenant intéressant de savoir combien d'alertes sont des candidats de l'analyse du groupe MACHO. Les données prises après septembre 1998 n'ont pas encore été analysées par MACHO, ainsi les alertes 99-1 à 99-3 ne doivent pas être prises en compte. On peut aussi mettre de côté l'alerte 98-4, annoncée comme étant une supernova d'une galaxie située derrière le LMC. Parmi les 10 alertes restantes, seules 2 d'entre elles apparaissent dans les résultats de l'analyse finale : l'alerte 97-1 est candidat de l'analyse A, et l'alerte 98-1 s'est révélée être un bruit de fond de supernova. Finalement, 90% des alertes MACHO n'ont *pas été confirmées comme événement microlentille* dans [Alcock et al., 2000].

14.3.2 Événements de l'analyse MACHO 2 ans

Nous avons recherché les courbes de lumière EROS2 des événements découverts par le groupe MACHO à l'issue de l'analyse des deux premières années de données du LMC [Alcock et al., 1997a]. Aucun des candidats retrouvés dans nos données ne présente de nouvelle variation.

14.4 Comparaison globale des résultats LMC de MACHO et d'EROS

Formellement, le résultat positif présenté par MACHO [Alcock et al., 2000] et la limite présentée par EROS (ce travail, ainsi que [Lasserre et al., 2000]) sont compatibles (voir figure (fig. 13.5)). Néanmoins, avant de faire une comparaison plus détaillée, il convient de rappeler une différence de taille. MACHO estime que ses 13–17 candidats sont exempts (ou quasiment) de bruit de fond “non-

Id.	champ EROS	A	Δt (j)	t_0	mag. R/V	chez EROS	chez MACHO
97-1	lm010 2 -	2.6	19	24/01	20.8/20.8	CCD2	A
97-2	lm017 6 m	2.9	19	20/02	20.8/21.2	invisible	NC
97-3	lm056 3 m	2.1	8	20/02	20.2/20.3	non produit	NC
97-4	lm010 1 m	1.8	14	18/04	18.6/18.1	intersaison	NC
97-5	lm017 6 m	2.1	16	01/10	20.9/20.7	invisible	NC
97-6	lm012 2 -	1.8	93	23/11	20.2/20.2	CCD2	NC
97-7	lm046 7 -	1.6	20	22/12	20.4/20.0	invisible	NC
98-1	lm009 6 n	1.9	12	09/01	20.0/19.5	invisible	SN
98-2	lm033 5 l	2.4	18	06/03	20.8/20.2	invisible	NC
98-3	lm001 3 m	6.5	113	20/07	20.7/20.3	pb. CCD rouge	NC
98-4	lm060 5 -	-	-	-	20.4/20.0	SN	NC
99-1	lm068 1 -	3.7	29	25/04	21.0/20.5	non recherché	-
99-2	lm009 1 l	43.3	75	07/06	21.0/20.6	non résolue	-
99-3		1.7	?	24/07	19.4/19.9	non recherché	-

Tab. 14.1 : Alertes MACHO dans les données EROS. 5 de ces alertes correspondent à des événements détectables dans les données d'EROS. Ce sont des événements très courts et peu amplifiés qui sont indétectables dans nos données (label "invisible"). D'ailleurs, elles font partie des 90% d'alertes non confirmées par MACHO (NC).

microlentilles" et qu'il peut y avoir entre 2 et 4 événements dûs à des lentilles hors halo galactique, soit environ 20% de l'échantillon. Il faut reconnaître que certains événements de l'échantillon de MACHO semblent inexplicables autrement que par un effet de lentille; par exemple le candidat 1 (fig. 14.5), achromatique au pour cent près sur une amplification dépassant un facteur 7, ou bien la lentille double du candidat 9, et quelques autres encore. Du côté d'EROS vers le LMC, aucun candidat n'emporte 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 n'est pas tel que l'on puisse se prononcer avec confiance sur cette question. Les distributions en paramètre d'impact en instant de maximum des événements de l'analyse LMC 3 saisons sont compatibles avec un échantillon de microlentilles (fig. 11.16). Néanmoins, les barres d'erreurs sont assez élevées compte tenu du faible nombre de candidats. Pour cette raison, nous ne pouvons pas tirer d'information précise de la distribution en paramètre d'impact de nos candidats ainsi que de leur position dans le diagramme couleur-magnitude. Il est probablement aussi difficile, sinon impossible, de tirer aujourd'hui une information de leur répartition spatiale.

La contribution de chaque candidat LMC EROS2 à la profondeur optique est donnée dans la table (tab. 14.2).

Ce qui est sûr, par contre, c'est que la profondeur optique déduite de nos candidats :

$$\tau_{\text{EROS1}}^{\text{LMC}} = 4.0_{-3.3}^{+9.2} \times 10^{-8}, \quad (14.1)$$

$$\tau_{\text{EROS2}}^{\text{LMC}} = 6.0_{-2.9}^{+4.7} \times 10^{-8}. \quad (14.2)$$

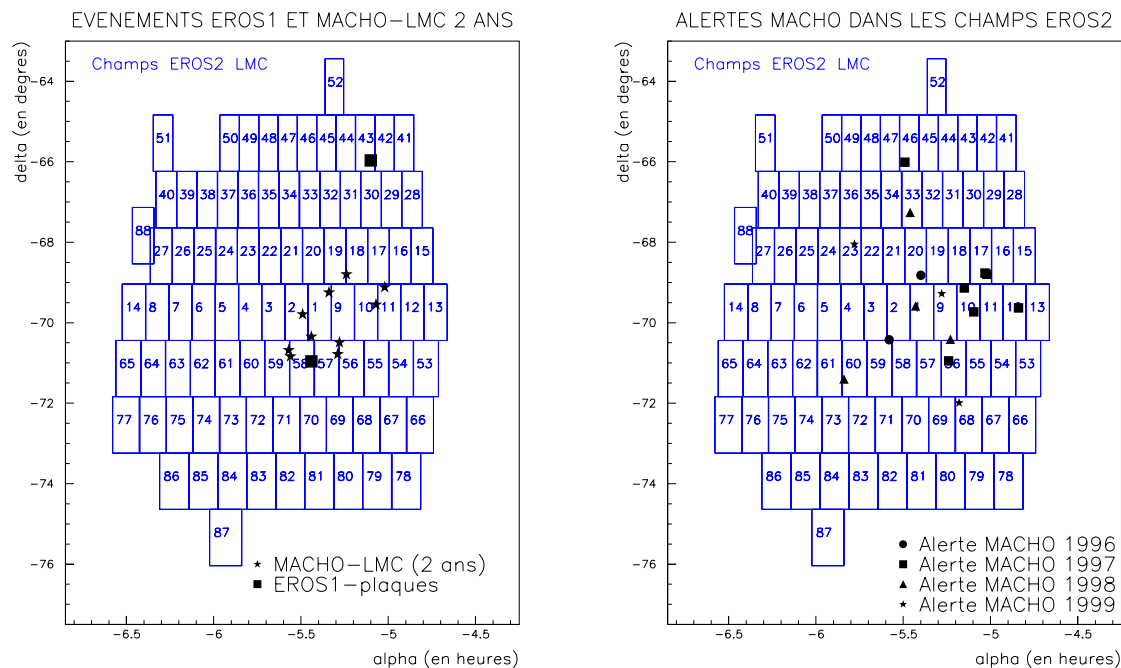
est en moyenne inférieure à celle obtenue par le groupe MACHO :

$$\tau_{\text{MACHO}}^{\text{LMC}} = 1.2 \pm 0.35(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.}) \cdot 10^{-7}. \quad (14.3)$$

Ces trois valeurs ne sont pas incompatibles.

Comme les champs étudiés par MACHO sont plus centraux dans le LMC que ceux d'EROS, il est néanmoins possible d'interpréter la profondeur optique plus faible d'EROS comme traduisant une dépendance spatiale de cette profondeur optique avec la position de l'étoile-source dans le LMC. Rappelons que si la plupart des candidats observés sont dûs à des lentilles situées dans le Grand Nuage, on s'attend à ce que la profondeur optique décroisse à mesure qu'on s'éloigne du centre du LMC, alors qu'elle doit être presque constante si les lentilles sont situées dans le halo galactique. À ce sujet il est intéressant de mentionner qu'un de nos candidats EROS2 (EROS2-LMC#5) est situé dans les 30 champs suivis par MACHO. Notre profondeur optique calculée sur les champs EROS2 équivalents à ces 30 champs est estimée à

$$\tau_{\text{EROS2} \cap \text{MACHO}}^{\text{LMC}} \sim 3.9_{-3.2}^{+8.9} \times 10^{-8}. \quad (14.4)$$



(a) Événements MACHO (analyse 2 ans) dans les données EROS

(b) Alertes MACHO dans les données EROS.

Fig. 14.4 : Événements MACHO (analyse 2 ans) et alertes microlentilles dans les champs LMC d'EROS2.

Candidat	Champ	Δt (jours)	$\epsilon(\Delta t)$ (en %)	τ_i ($\times 10^8$)
EROS2-LMC#3	lm034	44.0	14	$1.76^{+4.03}_{-1.44}$
EROS2-LMC#5	lm015	23.5	11	$1.20^{+2.73}_{-0.98}$
EROS2-LMC#6	lm067	35.2	13	$1.52^{+3.48}_{-1.25}$
EROS2-LMC#7	lm070	30.2	11	$1.54^{+3.53}_{-1.26}$

Tab. 14.2 : Contributions individuelles des candidats à la profondeur optique. On utilise l'efficacité globale de détection, calculée à partir d'étoiles distribuées sur tout le LMC.

À l'inverse, notre profondeur optique calculée sur les champs externes restant est estimée à

$$\tau_{\text{EROS2-EROS2} \cap \text{MACHO}}^{\text{LMC}} \sim 5.0^{+4.85}_{-2.70} \times 10^{-8}. \quad (14.5)$$

Encore une fois, vu les erreurs sur ces mesures de la profondeur optique (à cause du faible nombre de candidats chez EROS), on ne peut conclure aujourd'hui.

14.5 Progrès prévisibles dans la comparaison EROS-MACHO

Quels progrès peut-on attendre dans un futur proche sur le problème de la matière sombre du halo galactique? C'est la question que nous essayons de traiter dans cette section. On peut identifier plusieurs axes de progrès possibles. En ce qui concerne la fraction de données analysées,

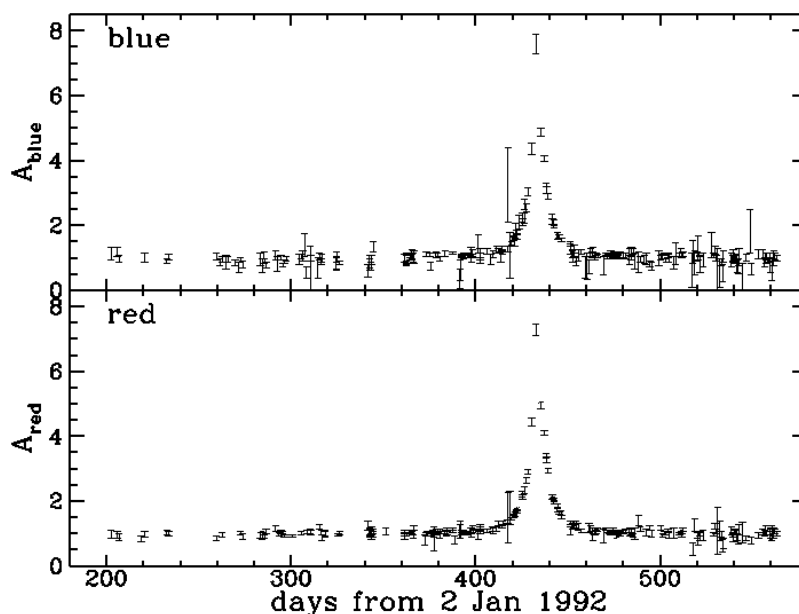


Fig. 14.5 : Courbe de lumière de l'événement MACHO LMC-1, dans la voie bleue (haut) et dans la voie rouge (bas). Cette dernière est parfaitement achromatique, mais tel n'est pas le cas de tous les candidats.

il reste 1.7 années de données LMC non publiées par le groupe MACHO. De plus, plusieurs autres champs ont été échantillonnés à raison d'une quinzaine de mesures par an, mais nous ignorons quel est l'état d'avancement de l'analyse de ces données. Elles ne pourront en tout cas contribuer qu'à la recherche de candidats microlentilles de longue durée. Pour EROS, il est prévu de continuer la prise d'images jusqu'en 2002, et ainsi de doubler approximativement le volume de données analysables, par rapport au travail présenté dans cette thèse. Mentionnons aussi que 22 champs supplémentaires sont suivis régulièrement depuis juillet 1999. Ces champs sont loin du centre du LMC et ils pourraient être utiles pour l'étude de la répartition spatiale des candidats microlentilles.

Pour évaluer les progrès possibles, il existe une quantité pratique, que l'on pourrait dénommer exposition effective. Il s'agit du produit du nombre d'étoiles surveillées par la durée des observations et par l'efficacité moyenne de détection des phénomènes de microlentille. Comme cette dernière est une fonction de la durée des événements, on peut choisir, pour des raisons pratiques, l'efficacité pour une durée $\Delta t = 50$ jours, assez typique de celles observées vers le LMC. Les données du groupe MACHO présentées dans [Alcock et al., 2000] correspondent à environ 24 M^* -ans (millions d'étoiles-ans). L'analyse de 1.7 années supplémentaires de données augmenterait ce chiffre à environ 31 M^* -ans. L'exposition effective d'EROS1 (plaques photographiques) est de 3 M^* -ans, et celle des données présentées dans cette thèse est d'environ 12 M^* -ans. Le total actuel pour EROS est donc environ 60% de l'exposition effective de MACHO. Ceci est en partie dû au choix de suivre plus d'étoiles sur un champ plus grand, au prix d'un échantillonnage moins fréquent, d'où une efficacité de détection plus faible pour EROS. Il y a deux autres raisons pour lesquelles l'efficacité d'EROS est inférieure : EROS poursuit plus de programmes que MACHO (supernovæ, disque galactique ...) et, le site d'observation de MACHO étant un peu plus au sud que celui d'EROS; le groupe EROS ne peut suivre les champs du SMC et du LMC en continu, douze mois par an (chap. 4). Sauf progrès marquant dans l'analyse qui permettrait d'obtenir une meilleure efficacité, on s'attend à ce que la sensibilité des données LMC d'EROS soit en 2002 comparable à celle de MACHO.

Toujours en ce qui concerne le LMC, outre la simple augmentation de la quantité de données, certaines améliorations qualitatives sont possibles. Il est par exemple prévu de traiter les données

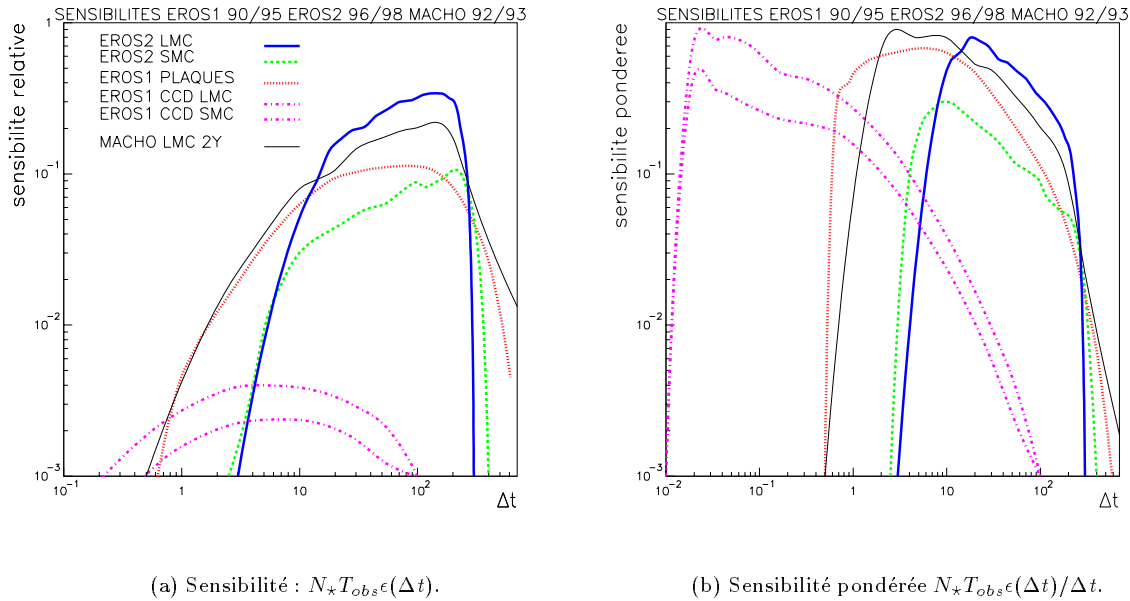


Fig. 14.6 : Comparaison des sensibilités des programmes EROS, et de l’analyse MACHO 2 ans. La sensibilité d’une expérience s’exprime par $N_* T_{obs} \epsilon(\Delta t)$. La sensibilité pondérée est définie comme la sensibilité divisée par le nombre d’événements attendus; Avec cette dernière variable on voit qu’EROS1 avait le même pouvoir discriminant aux événements courts (quelques heures à quelques jours) qu’EROS2 aux événements plus long.

par une méthode de photométrie différentielle [Alard, 1998a, Alard, 1998b], qui permettrait d’être sensible à un plus grand nombre d’étoiles. En effet, la méthode utilisée dans le présent travail définit dès le départ de l’analyse une liste d’étoiles à étudier et ne peut plus en changer après. La photométrie différentielle permettrait de dépasser cette limitation [Le Guillou, 2002]. Par contre, comme nous l’avons présenté à la section (sec. 9.8), cette technique ne permet pas aujourd’hui de déterminer la profondeur optique. Néanmoins, cette méthode est prometteuse pour l’analyse de la répartition surfacique des événements.

D’autres améliorations qualitatives sont imaginables, comme l’observation d’événements de microlentille avec effet de parallaxe, ou effet de taille finie de l’étoile-source, ou encore de microlentille double, qui permettent, pour certains événements particuliers, d’en apprendre plus sur l’astre faisant lentille (chap. 2). Cela a été par exemple le cas de l’événement de lentille double vers le SMC (sec. 3.6.3). Rappelons en outre que la non-observation d’effet de parallaxe peut être aussi productive : un événement de microlentille de longue durée permet de mesurer deux quantités intéressantes, l’échelle de temps Δt et la modulation parallactique δu qui, combinées, fournissent la vitesse projetée $v^\perp / (1 - x)$ de la lentille dans le plan de l’observateur. Une limite supérieure sur δu (non-observation de la modulation) fournit une limite inférieure sur la vitesse projetée, ce qui peut permettre de localiser la lentille (sec. 2.3.4).

Toutes les améliorations qui viennent d’être présentées relèvent du domaine des expériences de recherche ou de suivi de microlentilles. Cependant, d’autres solutions sont entre les mains des astrophysiciens. Par exemple, il a été envisagé que le LMC est épais, contrairement à l’hypothèse du modèle standard; dans ce cas, le *self-lensing* pourrait expliquer la profondeur optique mesurée par MACHO. Si tel était le cas, les étoiles sources associées aux événements devraient être localisées, en moyenne, dans la partie arrière du LMC. Ainsi, dans ce modèle, les étoiles sources doivent avoir un “rougissement” plus important à cause d’une extinction, provoquée par le milieu interstellaire, plus forte [Zhao and Graff, 1999]. Un tel test sur les candidats EROS et MACHO pourrait se révéler crucial, tant pour ses implications pour le problème de la matière sombre, que pour la connaissance

de la structure du LMC.

Une des améliorations (à notre portée) qui nous paraît des plus prometteuses est la comparaison des résultats des deux groupes vers le LMC avec ceux en direction du SMC. Nous y consacrons la section suivante.

14.6 Comparaison SMC-LMC

La recherche de phénomènes de microlentille vers le SMC a longtemps été considérée comme permettant de contraindre la forme du halo galactique (voir par exemple l'introduction de [Alcock et al., 1997b]). Cette position suppose implicitement que les candidats microlentilles sont situés majoritairement dans le halo galactique. Il nous semble en fait que l'utilité la plus probable de cette recherche sera dans la confirmation ou l'infirmité de cette hypothèse même. Nous avons développé notre argumentation dans la section (sec. 3.6.3). Rappelons-en l'idée principale. Les deux Nuages sont situés à environ 20 degrés l'un de l'autre et sont à des distances comparables du Système Solaire. En conséquence, les caractéristiques attendues des événements de microlentilles dans ces deux directions doivent être très similaires *si les lentilles appartiennent au halo galactique*. Seule la profondeur optique peut changer, et l'on s'attend généralement à ce qu'elle soit supérieure d'environ 40% vers le SMC dans le cas d'un halo sphérique. Au contraire, si les lentilles sont situées majoritairement dans les deux Nuages de Magellan, on peut s'attendre à des événements de durée supérieure dans le Petit Nuage, à cause des vitesses inférieures des étoiles qui s'y trouvent (~ 30 km/s pour le SMC et ~ 200 km/s pour le halo). Par ailleurs, puisque le SMC est généralement considéré comme plus épais que le LMC, on pourrait aussi s'attendre à un rapport des profondeurs optiques vers LMC et SMC plus élevé.

Quelle est la situation de cette comparaison aujourd'hui? En ce qui concerne les résultats de MACHO, on ne peut rien dire car il n'existe pas de publication détaillée sur l'analyse des recherches de microlentilles vers le SMC. Pour EROS, on peut se livrer à l'exercice suivant. Imaginons que le résultat de MACHO vers le LMC soit directement transposable au SMC. En tenant compte du fait que 20% de la profondeur optique mesurée serait due à des lentilles du LMC [Alcock et al., 2000] et qu'on s'attend à ce que la profondeur optique vers le SMC soit de 40% supérieure à celle vers le LMC, la profondeur optique vers le SMC due à des lentilles du halo galactique serait de $1.35 \cdot 10^{-7}$. Avec une telle profondeur optique, et compte tenu du nombre d'étoiles suivies par EROS et de l'efficacité de détection publiée [Afonso et al., 1999a], EROS s'attendrait à observer 0,6 événement de microlentille vers le SMC par an, soit 3.6 sur la durée totale de l'expérience. Ces événements devraient avoir une durée moyenne compatible avec celle des événements de MACHO vers le LMC, soit environ 40 jours.

La conclusion temporaire est claire. Aujourd'hui, dans l'hypothèse étudiée ci-dessus, EROS s'attendrait à avoir observé 1,2 événement en moyenne. Comme le seul candidat observé vers le SMC par EROS est considéré comme dû à une lentille du SMC (sec. 3.6.3), EROS considère avoir 0 candidat de microlentille vers le SMC dû à un objet du halo galactique. Ces deux chiffres ne sont évidemment pas incompatibles, mais ils montrent l'intérêt qu'il y a à persévérer dans la prise de données vers le SMC : on peut raisonnablement espérer arriver à une conclusion statistiquement significative d'ici la fin de la prise de données d'EROS2 en 2002. Notons qu'il n'est pas impossible que l'efficacité de détection vers le SMC soit améliorée à l'avenir, mais cela suppose un effort soutenu. En tout cas, l'enjeu est suffisamment important pour que cet effort soit engagé.

Pour MACHO, on peut faire le même exercice. Ce groupe suit, suivant les sources, 2.2 ou 3 millions d'étoiles. Si nous faisons l'hypothèse que l'efficacité de détection est la même vers le SMC que vers le LMC, on arrive pour les 7 ans de données de MACHO aux chiffres suivants. Pour 2.2 (resp. 3) millions d'étoiles suivies, MACHO devrait observer vers le SMC 4.5 (resp. 5.5) événements dus à des objets sombres du halo galactique. Au vu de ces chiffres, on attend évidemment avec impatience l'analyse par MACHO de ses champs SMC, et on espère vivement que l'hypothèse d'une efficacité égale vers le SMC est justifiée.

N'oublions pas, pour finir, qu'en plus des hypothétiques phénomènes de lentille dus à des objets du halo, il y aura aussi des événements provoqués par des étoiles du Petit Nuage, tels les deux événements observés à ce jour. Aussi, l'échantillonnage des mesures vers le SMC doit être

attentivement surveillé car il sera de haute importance de pouvoir donner des contraintes sur la localisation des futurs événements.

Conclusion

Dans cette thèse, je viens de présenter l'analyse de plus de 25 millions d'étoiles suivies sur 3 ans. Cette analyse a mené à la découverte de candidats microlentilles, mais en nombre bien insuffisant par rapport à ce que l'on attendrait dans le cas d'un halo de matière noire entièrement rempli d'objets compacts. Cette analyse est en accord avec les précédents résultats d'EROS ainsi qu'avec les derniers résultats du groupe MACHO, notre principal concurrent qui, début 2000, a revu ses anciens résultats à la baisse par plus d'un facteur 2. Si les valeurs annoncées par les deux groupes sont compatibles, leur interprétation des événements microlentilles est différente. En effet, le groupe MACHO considère ne pas avoir de bruit de fond autre que microlentille dans son échantillon de candidats, alors que nous ne sommes pas aussi affirmatif pour le nôtre. Ces deux interprétations différentes se traduisent directement dans la présentation des résultats : le groupe MACHO publie des contours de zones permises, alors que nous publions uniquement des limites supérieures.

Notre point de vue est argumenté par le fait que nous avons découvert au cours de ces trois dernières années des bruits de fond, mal compris, qui peuvent simuler des effets de microlentilles; tel était le cas par exemple pour le deuxième candidat d'EROS1 ou pour les événements à plusieurs pics. On a vu aussi que la classe des étoiles *Blue Bumpers*, peu connues avant les observations des "survey" de microlentilles, se confondait assez bien avec le signal attendu. La question suivante reste donc en suspens : y a-t-il des étoiles variables rares et inconnues qui peuvent se confondre avec de réels événements microlentilles?

Certes, des microlentilles ont été découvertes au travers des observations des Nuages de Magellan, mais quelle est la fraction exacte de ces événements qui ont pour origine un déflecteur situé dans le halo galactique?

Je mets en avant trois axes principaux pour répondre à cette question : (a) améliorer notre compréhension de la structure des Nuages de Magellan; (b) continuer les observations de ces deux galaxies le plus fréquemment possible afin de comparer les résultats en direction du LMC et du SMC; ce deuxième axe nous semble aujourd'hui le plus prometteur; (c) tenter de détecter des effets de "structure fine" sur les courbes de lumière des candidats, ainsi que des événements causés par des déflecteurs binaires; on a vu auparavant que de tels écarts au modèle standard des microlentilles permettent dans quelques cas de contraindre la masse et la position des déflecteurs.

Pour finir sur les améliorations futures, notons que la nouvelle technique de photométrie différentielle permettra sans aucun doute de découvrir plus d'événements; si pour le moment cette méthode ne donne pas un accès direct à la profondeur optique, la répartition des événements découverts sur la surface du LMC nous apprendra beaucoup sur la structure de cette galaxie, et l'interprétation des résultats des "surveys" en cours sera plus aisée.

Notons maintenant que les lignes de visée utilisées pour sonder le halo sont en train de se diversifier. Par exemple, la technique de photométrie différentielle est en passe d'être utilisée pour l'analyse des données de la galaxie d'Andromède (M31). Les simulations déjà effectuées à ce sujet montre que l'asymétrie entre le nombre d'événements situés à l'avant et à l'arrière de cette galaxie permet de tester l'hypothèse du halo (fig. 3.5) et aussi de donner de fortes contraintes sur la fraction de masses *des halos*, ainsi que sur la masse des déflecteurs [Kerins et al., 2000].

L'utilisation de quasars lointains comme "étoile source" commence aussi à fournir ses premiers résultats. Ces quasars sont choisis car leur ligne de visée traverse le milieu intra-amas d'amas de galaxies lointaines. D'après ces études, un halo standard entièrement constitué d'objets compacts est exclu pour des déflecteurs de moins de $0.1 M_{\odot}$ [Wambsganss and Schmidt, 1998].

Pour conclure, rappelons tout de même que les limites publiées par le groupe EROS ne donnent aucune contrainte sur d'éventuels défecteurs de masse supérieure à $10 M_{\odot}$. Le groupe MACHO n'a encore rien publié pour cette gamme de masse. Aussi, bien que les modèles physiques soient assez incertains au sujet de la formation de tels objets sombres en abondance, leur existence n'est pas exclue. Les "surveys" de microlentilles sont évidemment sensibles à de tels astres, et ainsi les expériences de recherche de microlentilles n'ont donc pas encore dit leur dernier mot.

Annexe A

Paramétrisation du foyer du télescope

L'image d'une étoile sur la mosaïque CCD n'est pas une tache entourée d'anneaux de diffraction car différents facteurs la dégradent : défauts de l'optique du télescope, turbulence de l'atmosphère et dans la coupole, gradients de températures près du miroir primaire, flexion de la monture, et précision du système de guidage. Une étude approfondie de ces différentes contributions est donnée dans [Bauer, 1997]. Un facteur supplémentaire peut aussi dégrader la qualité de l'image : la mauvaise focalisation du télescope. Le télescope utilisé pour l'expérience EROS2 (le MARLY) est de type Ritchey-Chrétien; il possède un miroir primaire fixe et un miroir secondaire mobile (voir chapitre (chap. 3)). Dans cette annexe on présente la méthode de paramétrisation de la position du miroir secondaire utilisée pour assurer une focalisation optimale.

A.1 La focalisation du télescope

La focalisation d'une caméra grand champ, dans deux bandes spectrales différentes ne se résume pas à la détermination de la position du miroir secondaire qui minimise la largeur de la PSF d'une étoile. En fait, on applique la méthode statistique suivante, dans la voie rouge :

- Sélection d'un pavé de 650×650 pixels sur le CCD 3 (~ 1000 étoiles).
- Initialisation de la position par rapport à une référence plausible.
- Détection des étoiles et mesures des dispersions de leur flux selon les axes x et y de l'image (σ_x et σ_y) pour cinq positions du miroir secondaire : -30 pas, -15, 0, +15, +30 pas, par rapport à la référence ¹.
- Ajustement des dispersions σ_x et σ_y en fonction de la position du miroir secondaire par des fonctions paraboliques. On détermine ainsi deux positions qui minimisent respectivement les dispersions σ_x et σ_y : $foyer_x$ et $foyer_y$ (minima des paraboles). La valeur de la position du foyer est alors donnée par $foyer = (foyer_x + foyer_y)/2$.

Cependant, comme on va le voir plus précisément à la section (sec. A.2), la position du foyer varie selon différents paramètres extérieurs; en théorie, cette procédure devrait donc être réalisée avant chaque prise de cliché, ce qui est inconcevable car elle prend environ 10 minutes aux observateurs. Néanmoins, l'étude des corrélations entre la focalisation et les observables extérieures permet d'établir une loi d'évolution de la position du foyer.

¹Pour repérer la position du miroir secondaire on utilise le "pas" codeur, avec $1\text{ pas} = 5\mu\text{m}$.

A.2 Paramétrisation de la position du miroir secondaire

Pour étudier l'évolution de la position du foyer, une campagne de mesures a été effectuée afin d'obtenir un balayage complet des orientations possibles du télescope. Au total, 280 et 190 mesures utilisables étaient respectivement disponibles avant et après l'arrêt technique d'avril 1997. Ce modèle, adapté mi-1997, a été testé pour la dernière fois (avec succès) en décembre 1999 (avec plus de 1200 mesures).

A.2.1 Paramètres importants

Différents paramètres sont susceptibles de modifier la position du foyer : température du miroir (T_m), température du télescope (T_t), azimuth (A) et hauteur (H) du télescope, seeing officiel mesuré à l'observatoire de La Silla (S_{ls}).

A.2.2 Méthode

Dans un premier temps, on suppose que tous les paramètres sont décorrélés; on cherche donc à reproduire l'évolution de la position du foyer selon une loi :

$$foyer = \alpha \times f_1(T_t) + \beta \times f_2(T_m) + \gamma \times f_3(A) + \theta \times f_4(H) + \mu \times f_5(S_{ls}) + Cte , \quad (A.1)$$

où f_1, \dots, f_5 sont des fonctions à déterminer; on utilise la méthode des moindres carrés pour faire les ajustements. On peut intuitivement que les effets de température et d'élevation sont les plus importants. On commence donc par paramétriser l'effet de la température, puis l'effet de hauteur du télescope sur les résidus de cette première paramétrisation. On recherche ensuite d'éventuels effets plus fins.

Correction de l'effet thermique

La dilatation de la structure métallique entre le primaire et le secondaire modifie la position du foyer; cette dilatation est faible, et on fait l'approximation que l'effet est linéaire en température du télescope T_t . Ceci est justifié par l'étude de la corrélation foyer-température (fig. A.1). La paramétrisation utilisée à ce premier niveau s'écrit

$$foyer = \alpha \times T_t + Cte . \quad (A.2)$$

Le paramètre α est proche de -5.5 pas codeur par degrés celsius. À ce niveau, la dispersion des résidus vaut ~ 7 pas codeur, ce qui n'est pas satisfaisant; on va maintenant prendre en compte l'inclinaison du télescope lors de la prise de clichés.

Correction de l'effet d'élevation

On peut deviner la fonction f_2 régissant l'évolution du foyer en fonction de la hauteur du télescope; en effet, la composante du torseur associé au poids de la monture projetée sur l'axe est $\sin(H)$. On modélise donc les résidus de la position du foyer corrigé de l'effet de température par

$$foyer - \alpha \times T_t = \beta \times \sin(H) + Cte . \quad (A.3)$$

On a $\alpha \sim 5.5$ pas par degrés celsius, et $\beta \sim 38$. À ce niveau, la dispersion des résidus vaut ~ 5 pas codeur (fig. A.1).

Y a-t-il d'autres effets modélisables ?

La dispersion de 5 pas codeur n'est pas satisfaisante. En effet, la précision typique de positionnement du miroir secondaire est d'environ 2 à 3 pas codeur. Et, quand on se limite à des foyers mesurés dans un bref intervalle de temps (2 semaines) la dispersion des résidus de l'ajustement

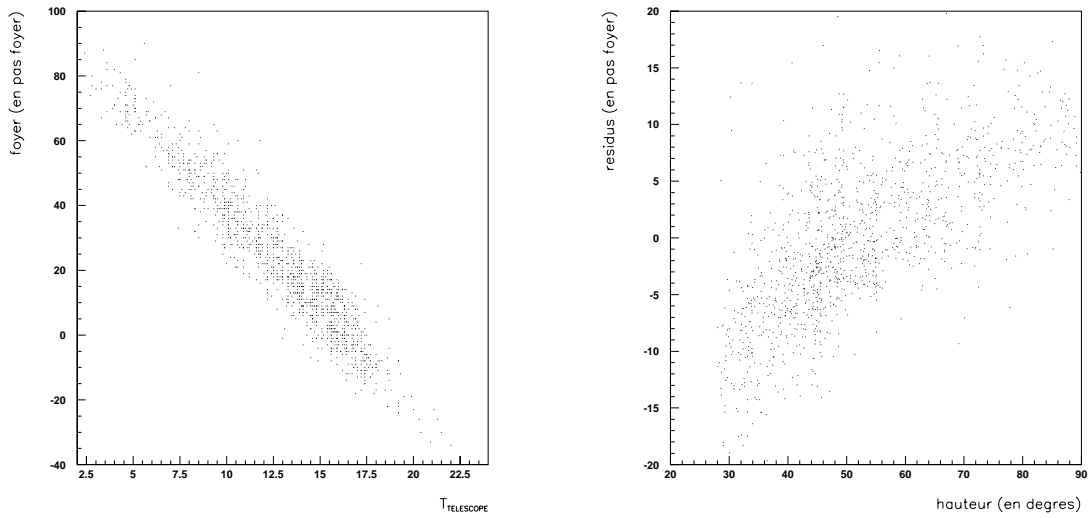
(eq. A.3) passe de 5 à 2.5 pas codeur. Nous avons cherché à mettre en évidence une dépendance temporelle des résidus (fig. A.1) que nous n'avons pas pu modéliser.

Nous avons donc adopté la stratégie suivante : la dépendance fonctionnelle de la position du miroir secondaire en fonction de la température et de l'élevation étant déterminée par notre étude, il suffit de déterminer chaque nuit (en début de nuit) la valeur de la constante pour assurer une bonne focalisation.

Avec la paramétrisation utilisant la température et la hauteur du télescope on obtient une dispersion des mesures de 3 pas codeur. La paramétrisation est donc satisfaisante, mais nous avons à tout hasard recherché des effets plus fins (T_m, A, S_{ls}) sans rien trouver de significatif. La paramétrisation finale est donc :

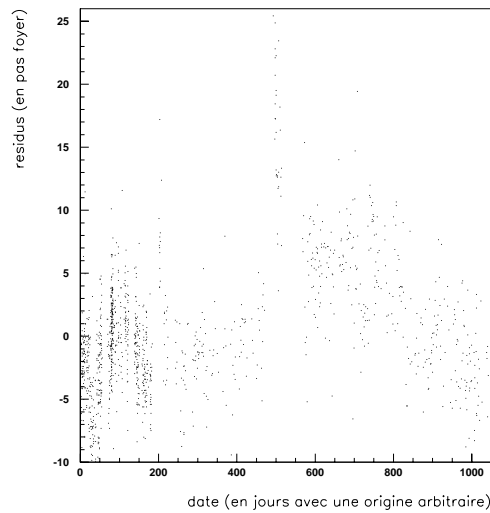
$$f_{oyer} = -5.6 \times T_t + 38.36 \times \sin(H) + Cte . \quad (\text{A.4})$$

où Cte est la constante, qui dépend lentement du temps, à déterminer de façon journalière. Le pilotage du miroir secondaire est ensuite effectué pour le reste de la nuit selon (eq. A.4).



(a) Effet de la température du miroir primaire sur la position du miroir secondaire. La position du miroir (en pas codeur) est représentée en fonction de la température du miroir primaire. On a à peu près -5.5 pas codeur par degrés celsius.

(b) Effet de l'inclinaison du télescope (H) sur la position du miroir secondaire corrigé de l'effet de température. Les résidus (eq. A.3), en pas codeur, sont représentés en fonction de la hauteur du champ observé.



(c) Dérive temporelle de la position du miroir secondaire corrigée des effets de température et d'élévation. Les résidus (eq. A.4), en pas codeur, sont représentés en fonction du temps (en jours) Nous n'avons pas pu modéliser cette dépendance, aussi une constante de focalisation doit être déterminée chaque nuit observable.

Fig. A.1 : Paramétrisation du foyer du télescope : effet de température, d'inclinaison du télescope, et dérive temporelle.

Annexe B

Développement d'une méthode de calage astrométrique des images EROS

L'expérience EROS était originellement dédiée exclusivement à la recherche de phénomènes de microlentilles gravitationnelles. Avec cet unique objectif, il n'est pas nécessaire de connaître les coordonnées physiques ¹ de chaque étoile, mais il suffit de savoir repointer le télescope (avec une précision inférieure à quelques dizaines de secondes d'arc) sur une même zone du ciel. Les différents clichés sont alors alignés géométriquement et photométriquement pour permettre la comparaison relative du flux des étoiles au fil du temps.

Néanmoins, l'élargissement des programmes scientifiques d'EROS, ainsi que son ouverture croissante à la communauté astrophysique ont rendu nécessaire l'obtention d'images EROS calibrées astrométriquement.

Dans cette annexe je présente une méthode de calibration astrométrique automatique des images EROS; ce travail a été réalisé en collaboration avec J.B Marquette (Institut d'Astrophysique de Paris). Je commence par décrire les intérêts d'une telle calibration (sec. B.1), je présente ensuite le système de coordonnées standard et son implémentation dans les en-têtes des images FITS ² (sec. B.2), et pour finir je décris l'adaptation des méthodes de calage existantes aux images EROS (sec. B.3), et l'implémentation du programme de calage dans la base de données d'EROS (sec. B.4).

B.1 Intérêts d'une calibration astrométrique automatique

Les images EROS sont visualisables à l'aide de logiciels tels que `saoimage` ³ ou `skycat` ⁴. Originellement, ces images donnent accès aux coordonnées relatives (x,y) dans les axes propres de l'image. Le but de ce travail consiste à modifier les en-têtes de ces images afin d'avoir un accès direct aux coordonnées physiques (α, δ) de chaque étoile.

Les intérêts sont multiples, et j'en donne ici une liste non exhaustive :

- Obtenir facilement les coordonnées d'une étoile qui a subi un effet de microlentille gravitationnelle. Cela peut mener ainsi à un suivi de cette étoile par d'autres télescopes (photométrique et/ou spectroscopique). Ceci est d'autant plus important pour les alertes microlentilles, découvertes en temps réel, qui doivent être observées intensivement en vue de détecter d'éven-

¹Dans le système de coordonnées équatoriales par exemple, dont le plan de référence est l'équateur céleste, et l'origine prise au point vernal (mobile); le sens conventionnel est l'inverse du sens des aiguilles d'une montre.

²Le format d'images FITS (Flexible Image Transfert) est le format standard d'images utilisé en astrophysique.

³<http://star-www.rl.ac.uk/support/saoimage.html>

⁴<http://arch-http.hq.eso.org/skycat>

tuelles structures fines sur les courbes de lumière (effet de parallaxe, distorsion due à la présence d'une planète ...).

- Établir des catalogues d'étoiles variables. De tels projets ont déjà été menées à bien en direction du LMC du SMC et des Bras Spiraux, pour les Céphéides.
- Mettre les données EROS dans le domaine public. En effet, nous disposons d'un catalogue de plus de 50 millions d'étoiles vers les Nuages de Magellan et dans le disque galactique, suivies durant déjà quatre années. Une telle base de données pourrait donner lieu à d'importantes découvertes scientifiques, hors du cadre des programmes scientifiques existant dans EROS.

B.2 Représentation du système mondial de coordonnées (WCS) dans les images de format FITS

B.2.1 Principe du calage astrométrique

Une image du ciel est intrinsèquement une projection d'une partie de la sphère céleste sur un plan. Dans notre cas, le problème de la calibration astrométrique consiste à associer à chaque pixel (x,y) une coordonnée physique équatoriale (α, δ) . Cette opération se résume à déterminer la transformation (non linéaire) T telle que :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Il existe de nombreux types de projections de la sphère céleste sur un plan [Pearson, 1984]; on utilise ici la projection gnomonique (ou plan-tangent) qui est plus courante pour les images prises dans le visible. Dans cette projection, un déplacement linéaire à partir du point de tangence (le centre de la mosaïque EROS dans notre cas) est proportionnel à la tangente de l'angle de déplacement. Le principe de la transformation (eq. B.2.1) se décompose en 3 étapes :

- Alignement des axes de l'image sur les axes physiques du système équatorial.
- Détermination de la transformation entre les deux systèmes précédents.
- Corrections (éventuelles) des coordonnées pour inclure des effets plus fins, tel que la référence à une autre équinoxe ...

B.2.2 Stockage des informations astrométriques dans les en-têtes des images FITS

Les informations nécessaires à l'obtention des coordonnées physiques sur une image FITS sont stockées sous forme de mots clefs standards dans l'en-tête de l'image. On dénote par $i=1,2$ les axes des images. Les mots clefs nécessaires sont

- **DATE – OBS** : le jour de la prise du cliché (format JJ/MM/AA).
- **EQUINOX** : la référence de l'équinoxe auquel on désire se raccorder : FK4 pour 1950.0 ou FK5 pour 2000.0.
- **NAXIS** : le nombre d'axes (2 dans notre cas).
- **CRVAL_i** : les coordonnées physiques du point de tangence en degrés décimaux. Le point de tangence correspond au centre de la mosaïque dans notre cas.
- **CRPIX_i** : les coordonnées en pixels du point de tangence, exprimées dans le repère de l'image à caler. Il ne s'agit pas forcément d'un pixel physique, et d'ailleurs la valeur de **CRPIX_i** peut être non entière.
- **CDEL_i** : la taille des pixels, en degrés décimaux.
- **CTYPE_i** : le type du système de coordonnées (WCS) et le type de la projection utilisée. Les valeurs des **CTYPE** sont stockées dans une chaîne de 8 caractères; les 4 premiers réfèrent au

code du type du système de coordonnées (RA-/DEC- pour les coordonnées équatoriales), et les quatre derniers caractérisent le type de la projection (-TAN, pour la projection gnomonique).

- CD_{ij} : la matrice de transformation. Elle contient les dérivées partielles des axes physiques par rapport aux axes de l'image, calculées au point de tangence. Dans le cas où les axes de l'image sont alignés avec les axes physiques on a : $CD_{11} = CDELT_1$, $CD_{22} = CDELT_2$, et $CD_{12} = CD_{21} = 0$.

On passe du système de coordonnées de l'image (x,y) au système de coordonnées équatoriales (α, δ) par la relation

$$\begin{pmatrix} \Delta\alpha \\ \Delta\delta \end{pmatrix} = CD \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix}, \quad (B.2)$$

où $(\Delta x, \Delta y)$ est le déplacement en pixels par rapport au pixel de référence ($CRPIX_1, CRPIX_2$), et $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ est le déplacement en degrés par rapport au point de tangence ($CRVAL_1, CRVAL_2$).

B.3 Le cas des images EROS

Les mosaïques EROS2 (rouge et bleue) sont chacune composées de 8 CCDs. Le calage astrométrique des images EROS doit se faire prioritairement sur les images de références utilisées pour la recherche de microlentilles. Ces images sont assurées d'être de bonne qualité. Puisque le CCD 2 est défectueux, il y a 7 images de référence par champ et par couleur. Le calage astrométrique est uniquement nécessaire dans une couleur (au choix). Pour certains programmes EROS (LMC, SMC, Bras Spiraux), les images de référence sont divisées en quarts de CCD; ces images, dites *compositées*, sont translattées par rapport au repère du quart de CCD courant, et la taille des pixels est rééchantillonnée à 0.42 seconde d'arc (homothétie d'un facteur 0.7 de l'image courante vers la compositée). Le programme de calage astrométrique a été adapté à de telles images. Le schéma de la mosaïque EROS2, avec la description des CCDs et des quarts de CCD est donné à la figure (fig. B.1). Pour calculer la transformation (eq. B.2.2) et déterminer les mots clefs décrits dans la section

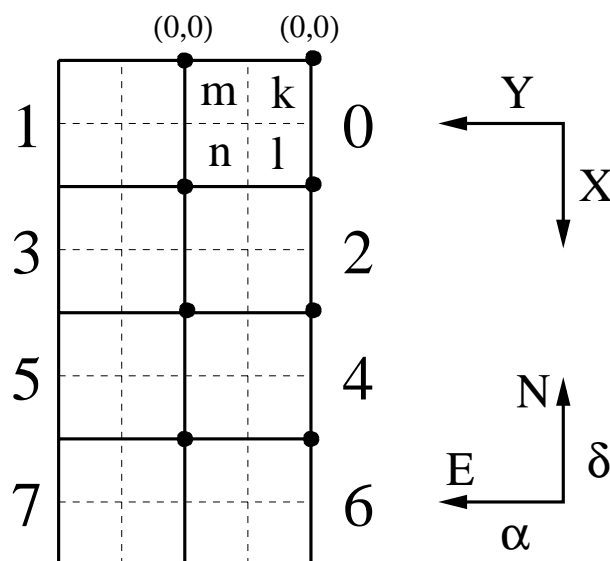


Fig. B.1 : Schéma de la mosaïque CCD d'EROS2. Les 8 CCDs, ainsi que la disposition des quarts de CCD (k,l,m,n) sont représentés. Dans le cas des images EROS, le nord est en haut et l'est est à gauche.

précédente on utilise la librairie de programmes `WCSTools`⁵. Tous les paramètres nécessaires au calage sont déterminés par un ajustement des moindres carrés entre l'image EROS et une image de

⁵<http://tdc-www.harvard.edu/software/wcstools.html>

la même zone du ciel déjà calée astrométriquement. En fait, on ne travaille pas directement sur les images, mais sur des catalogues d'étoiles qui leur sont associées.

B.3.1 Utilisation d'un catalogue de référence astrométrique

La première étape consiste donc à se procurer un catalogue d'étoiles de référence astrométrique correspondant à la zone du ciel étudiée. Nous avons envisagé deux possibilités :

- Utiliser un catalogue déjà existant. Dans le cas d'images des Nuages de Magellan nous avons implémenté le catalogue MACS (Magellanic Catalogue of stars, [Tucholke et al., 1996]). Ce catalogue contient 243561 étoiles mesurées par le télescope de Schmidt de l'ESO, avec une magnitude limite $B < 16.3$, et une précision astrométrique meilleure que $0.''5$ pour 99% des étoiles.
- Se connecter au serveur d'images du DSS (Digital Sky Survey), rapatrier une image correspondant à la partie du ciel désirée, et fabriquer un catalogue d'étoiles à l'aide du programme `imstar` de la librairie `WCSTools`.

La première solution est utilisée par défaut dans notre programme car elle est beaucoup plus rapide (le catalogue MACS est stocké localement sur disque). Néanmoins, si l'on désire caler une image d'une autre région du ciel, la deuxième solution doit être utilisée. Dans les deux cas, les images (ou catalogues) de référence astrométrique sont automatiquement centrées sur le CCD à caler, et contiennent des étoiles dans un rayon de 30 minutes d'arc (ceci est aussi valable si l'on cale une image compositée). On fabrique de même un catalogue d'étoiles à partir de l'image à caler en utilisant le programme `imstar` de la librairie `WCSTools`.

B.3.2 Détermination de la transformation et écriture de l'en-tête de l'image

Une fois que l'on dispose des deux catalogues à associer, on utilise le programme `imwcs` de la librairie `WCSTools`. Ce programme réalise un ajustement de la projection gnomonique entre les étoiles des deux catalogues; les mots clefs astrométriques sont alors automatiquement écrits dans l'en-tête de l'image. Différents paramètres, dépendant de la structure des images EROS, doivent être préalablement calculés et injectés comme arguments du programme `imwcs`.

Les deux premiers paramètres sont les coordonnées physiques (approchées car le pointage du télescope n'est pas parfait) du centre de la mosaïque du champ considéré. Ils sont extraits automatiquement de la base de données ORACLE dédiée à EROS. Ceci implique que le calage s'effectue au centre de calcul du CCIN2P3 de Lyon. Outre cet aspect restrictif, l'utilisation du centre de calcul de Lyon permet aussi d'automatiser tout le processus de calage astrométrique (gestion des images, mises à jour de la base de données pour ne pas avoir à effectuer plusieurs fois la même opération ...).

Les deux autres paramètres sont les coordonnées du centre de la mosaïque exprimées dans le repère du CCD ou du quart de CCD à caler (x_t, y_t) . Cette tâche est compliquée par le fait que le système de coordonnées des images EROS (O,x,y) ne correspond pas au format standard utilisé en astronomie. Cet effet est illustré à la figure (fig. B.2). La translation entre l'origine du repère de l'image à caler et le centre de la mosaïque doit être soumise à la transformation suivante pour être utilisée correctement par `imwcs` :

$$\begin{cases} x_{ts} = y_{max} - y_t \\ y_{ts} = x_{max} - x_t \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

où (x_{max}, y_{max}) représente la taille de l'image en pixels, et (x_{ts}, y_{ts}) les valeurs de la translation dans le format standard.

Pour déterminer (x_t, y_t) , on doit maintenant distinguer le cas des CCDs et des quarts de CCD.

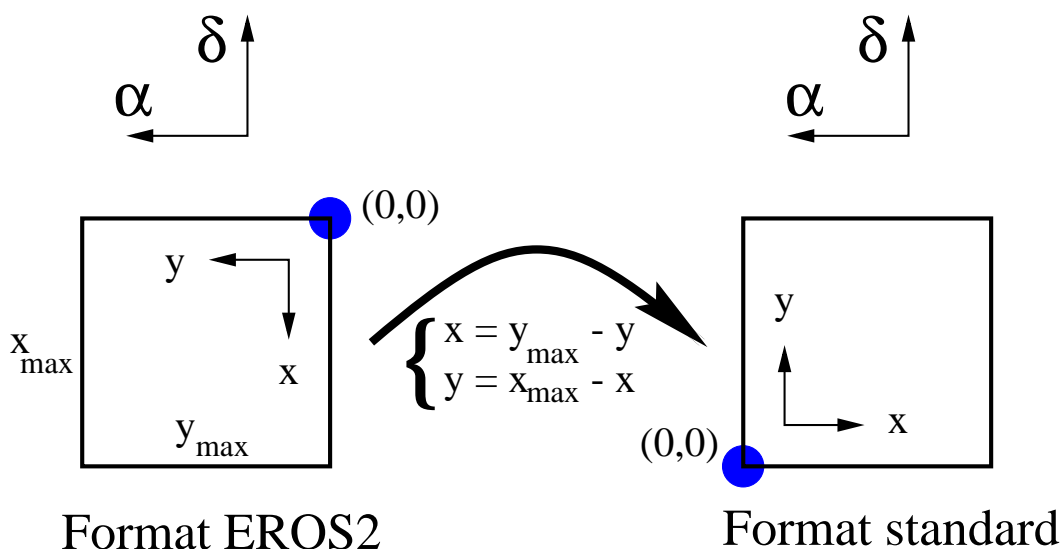


Fig. B.2 : Différence entre le système de coordonnées d’une image EROS et d’une image au format astronomique standard.

Cas des CCD

Dans ce cas, la détermination de (x_t, y_t) est très simple car l’on connaît exactement la métrologie des mosaïques EROS2. Un bon estimateur de la position du centre de la mosaïque est le barycentre des 32 coins des CCDs; les coordonnées de ces coins, en millimètres, sont données dans un fichier datant de la conception des caméras. La taille des pixels est aussi calculée de façon moyenne, sachant qu’un CCD est un carré de 2048 pixels de côté; elle vaut près de 0.6 seconde d’arc. Dans ce système, on connaît les coordonnées du coin de référence du CCD à caler, et l’on obtient ainsi (x_t, y_t) par différence.

Cas des quarts de CCD

Le cas des quarts de CCD est un peu plus compliqué. Premièrement, l’unité de base n’est plus 0.6 seconde d’arc mais $0.6 \times 0.7 \sim 0.42$ seconde d’arc en vertu du rééchantillonnage, et un quart de CCD est un carré de 1800 pixels composites de côté. Deuxièmement, l’origine des quarts de CCD est translatée par rapport à l’origine du CCD associé. Cette translation, qui doit être utilisée pour calculer (x_t, y_t) dépend du quart de CCD; en unité de pixels non composites on a :

- quart k : $\delta x = -70$ pixels et $\delta y = -70$ pixels.
- quart l : $\delta x = 858$ pixels et $\delta y = -70$ pixels.
- quart m : $\delta x = -70$ pixels et $\delta y = 858$ pixels.
- quart n : $\delta x = 858$ pixels et $\delta y = 858$ pixels.

Mis à part ces changements (x_t, y_t) se calculent comme dans le cas des CCDs en utilisant les données métrologiques des caméras.

B.4 Le programme de calage automatique

Tout ce que nous venons de voir fonctionne actuellement au centre de calcul du CCIN2P3 de Lyon. Toutes les étapes décrites précédemment sont transparentes pour l’utilisateur, qui utilise un seul programme : `calimg.csh` (dont l’aide en ligne est donnée ci-après). Le calage astrométrique est

donné avec une erreur d'environ 0.5 seconde d'arc, néanmoins aucune étude systématique précise sur une grande quantité d'images n'a encore été faite à ce sujet.

```
usage: calimg.csh [-h] [-d flxmindss] [-c flxmincur] [-n nbstarref] [-p] -i img1 ... imgN
usage:
usage: -h ==> Help
usage: -b ==> Debug
usage: -m ==> Utilisation des catalogues MACS
usage:      Attention : uniquement pour LMC/SMC (sinon DSS par default)
usage: -d ==> Flux minimum pour la detection des etoiles sur l'image DSS
usage: -c ==> Flux minimum pour la detection des etoiles sur l'image EROS
usage: -n ==> Nombre d etoiles de references a considerer pour le recalage
usage:      (les nbstarref plus brillantes)
usage: -p ==> Disque de groupe ou on met eventuellement les images
usage:      (Si absent, on travaille en local)
usage: -i ==> Liste des images a traiter
usage:
usage: Le programme gere automatiquement les images compositees et non-compositees
usage: (il est possible de donner une liste mixte compositees et non-compositees)
```

B.5 Conclusion

Une méthode de calibration astrométrique des images EROS est maintenant disponible. Il reste encore à déterminer comment elle peut être appliquée à l'ensemble des images contenues dans la base de données d'EROS. La première étape pourrait néanmoins être le calage de toutes des images de référence, de chaque champ observé. Ensuite, restera à déterminer si l'on doit fabriquer, pour chaque image EROS, une image miroir contenant les en-têtes FITS standards (ce qui doublerait le nombre d'images, et paraît donc techniquement inconcevable), ou si l'on doit créer de nouvelles tables dans la base de données qui contiendraient toutes les informations du calage, et qui pourraient être directement écrites dans l'en-tête de l'image au moment de la requête à la base de données. Mais désormais, un pas a été franchi pour la mise à disposition des images EROS aux astrophysiciens.

Annexe C

Détection et masquage des aigrettes lumineuses orientées selon la déclinaison (ALD)

C.1 Présentation du problème

Lors de la recherche des candidats microlentilles sur les courbes de lumière, on se retrouve confronté à de fausses détections causées par la présence de défauts cosmétiques sur les images. Deux type de défauts sont essentiellement en cause : les aigrettes lumineuses associées aux étoiles saturées et les aigrettes lumineuses orientées suivant l'axe de déclinaison (ALD) (fig. C.4). Dans cette annexe, on présente une méthode d'identification et de masquage des ALD (implémentée dans le programme de *production*, (chap. 5)). Ce programme écrit ou met à jour une zone fiducielle contenant la carte de tous les défauts cosmétiques de l'image à ne pas utiliser lors de l'étape de photométrie.

C.2 Caractérisation des ALD

Les ALD peuvent être assimilées à des rectangles sur-lumineux, de dimensions caractéristiques $L \sim 350$ pixels et $l \sim 10$ pixels, toujours allongés suivant l'axe de déclinaison (δ ou y). On les trouve systématiquement sur les bords extérieurs des CCD externes 0,1,6,7. Elles sont simultanément présentes sur les images rouge et bleu, et se répètent souvent sur les clichés d'un même champ. On note aussi, plus rarement, la présence d'ALD géantes (ALDG) de dimensions $L \sim 700$ pixels et $l \sim 25$ pixels. Le flux moyen à l'intérieur d'une ALD est typiquement compris entre 1000 et 1500 ADU. On a pu vérifier que les ALD ne sont pas associées à des étoiles saturées hors du champ observé. Il ne s'agit pas non plus problème de lecture des CCDs car celle-ci s'effectue selon l'axe des ascensions droites (et les ALD sont présentes sur les 2 caméras). En fait, leur origine exacte reste indéterminée, même si l'on peut supposer, en vertu de la caractérisation précédente, qu'il s'agit de réflexions lumineuses dans l'optique du télescope.

C.3 Méthode de détection des ALD

C.3.1 Nettoyage de l'image

La dynamique d'une image I est typiquement comprise entre 100 et 20000 ADU (hors étoiles saturées). On note m_I et σ_I la moyenne et la dispersion des flux contenus dans les pixels de l'image I . On travaille sur une image nettoyée (I_{net}) des pixels $p(i, j)$ dont le flux $f(i, j) > m_I + 2 \times \sigma_I$; de

tels pixels sont mis à zéro. Ce qui a pour effet que les étoiles disparaissent de l'image I_{net} tandis que les aigrettes persistent.

C.3.2 Découpage de l'image en "super-pixels"

Comme les ALD ont toujours une forme de rectangle allongé dans la même direction on découpe l'image I_{net} en *super-pixels* $P(i, j)$ de longueur $\Delta P_x = 300$ pixels et de largeur $\Delta P_y = 8$ pixels (soit $N_P = 6 \times 225$ *super-pixels*). On définit $F(k, l)$ la valeur du flux d'un *super-pixel* par la moyenne des flux des pixels $p(i, j)$ à l'intérieur de $P(k, l)$. Soit $M_{I_{net}}$ et $\sigma_{I_{net}}$ la moyenne et la dispersion des *super-pixels* de l'image I_{net} . A chaque *super-pixel* $P(k, l)$ on associe un fond local $FondLoc(k, l)$ défini par la valeur moyenne des deux deuxièmes voisins $P(k, l-2)$ et $P(k, l+2)$ ¹. Pour finir, on définit la dispersion des *super-pixels* par rapport à leur fond local $SigFondLoc$ par

$$SigFondLoc = \left[\frac{1}{N_P - 1} \sum_k \sum_l (F(k, l) - FondLoc(k, l))^2 \right]^{1/2}. \quad (C.1)$$

C.3.3 Principe d'identification des ALD

Pré-sélection des ALD

Dans un premier temps, on sélectionne tous les *super-pixels* $P(k, l)$ tels que

$$F(k, l) - FondLoc(k, l) > 4 \times SigFondLoc. \quad (C.2)$$

On récupère alors la plupart des ALD et des bruits de fonds (autres défauts cosmétiques, candidats liés à des problèmes de réduction de l'image).

Réjection des bruits de fond

On rejette les éventuels bruits de fond en utilisant le fond local des deuxièmes voisins des *super-pixels* ayant déclenché à la coupure (eq. C.2). Ainsi, on exige que

$$\begin{cases} FondLoc(k, l+2) - F(k, l+2) > 2 \times SigFondLoc \\ FondLoc(k, l-2) - F(k, l-2) > 2 \times SigFondLoc \end{cases}. \quad (C.3)$$

C.3.4 Méthode de rattrapage du fond de ciel

La méthode présentée ci-dessus, fondée sur la division de l'image en *super-pixels* permet d'éliminer les *super-pixels* confondus avec des ALD. Cependant, les ALD n'ont aucune raison d'avoir les dimensions $L = 300$ pixels et $l = 8$ pixels. Pour tenter de masquer le maximum de surface d'une ALD on utilise la méthode du rattrapage de fond de ciel. Pour chaque *super-pixel* sélectionné on calcule les variables $MoyLigne_{bas}$, $MoyLigne_{haut}$ et $MoyColonne_{droite}$, moyennes des flux des lignes ($L \sim 350$, $l \sim 1$) et des colonnes ($L \sim 1$, $l \sim 10$) connexes aux trois côtés (haut, bas, droit). Dans chaque cas, on teste si

$$\begin{cases} MoyLigne_{bas, \alpha}(k, l) - FondLoc(k, l) > 2 \times SigFondLoc \\ MoyLigne_{haut, \beta}(k, l) - FondLoc(k, l) > 2 \times SigFondLoc \\ MoyColonne_{haut, \gamma}(k, l) - FondLoc(k, l) > 2 \times SigFondLoc \end{cases}, \quad (C.4)$$

où α, β, γ sont les indices des lignes haute, basse, et droite testées. Dans le cas où un des trois tests est positif, on incorpore la ligne et/ou la colonne en question dans le *super-pixel*, on incrémente l'indice associé et on réitère l'opération jusqu'à ce que les moyennes des bandes considérées soient compatibles avec le fond de ciel local. On obtient ainsi des rectangles agrandis.

¹On ne le fait pas avec les premiers voisins car ils pourraient être affectés par la même ALD qu'on cherche à mettre en évidence sur le *super-pixel* (k, l) .

C.4 Résultats

Un échantillon de 16 images a été testé. Sur les 5 images ne contenant pas d'ALD visible, on n'a aucune détection (certaines de ces images contiennent d'autres défauts importants ou des nébuleuses). Sur les 11 autres images, 13 ALD sur 16 ont été détectées. Deux exemples de détection et de masquage sont donnés sur la figure (fig. C.4). Les ALD manquées ont toutes un flux assez faible ou des dimensions très inférieures à celles des *super-pixels*. En moyenne, un temps CPU de 6 secondes est nécessaire pour traiter une image de référence composée de 1800×1800 pixels (voir chapitre (chap. 5)) sur une station Alpha 500. Cette méthode est assez adaptée pour des ALD typiques, néanmoins, ils faut modifier les paramètres du programme pour détecter efficacement les ALDG.

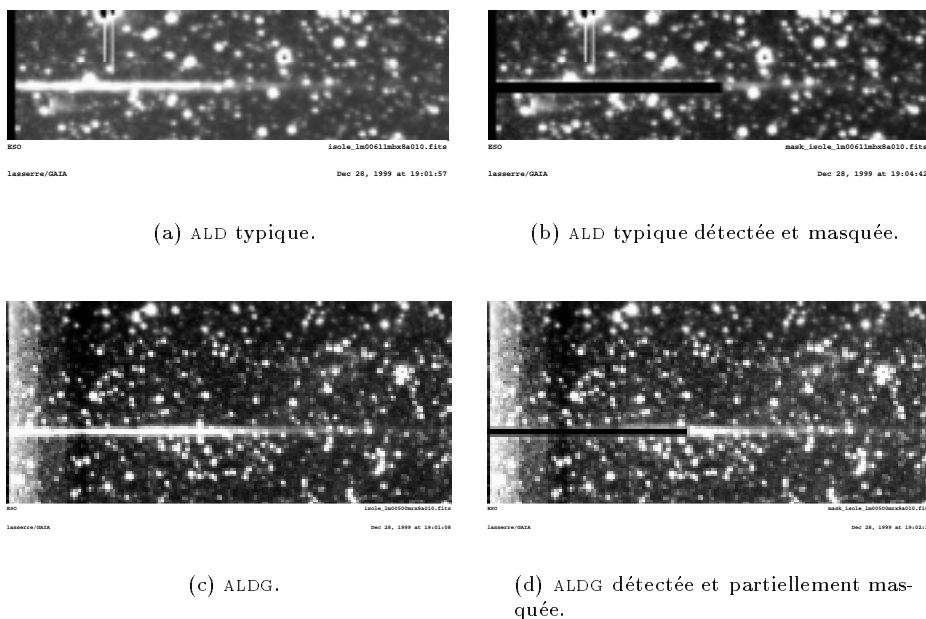


Fig. C.1 : Résultats du programme de détection et de masquage des ALD. Deux exemples sont présentés : le cas de détection d'une ALD typique, et le cas d'une ALDG partiellement masquée.

Table des figures

1.1	Abondances prédites et mesurées des éléments légers : ^4He , D, ^3He , et ^7Li	20
1.2	Contraintes apportées par les recherches de supernovæ à grand décalage spectral	22
1.3	Contraintes sur les paramètres cosmologiques à partir des études des fluctuations du fond cosmologique de photons	23
1.4	Courbes de rotations des galaxies spirales NGC 2403 et NGC 2841	25
1.5	Courbe de rotation (HI) de NGC 1560 et rapport $\frac{\Sigma_{MN}}{\Sigma_{HI}}$ pour différents types de galaxie	27
2.1	Géométrie des lentilles gravitationnelles	34
2.2	Géométrie de l'effet de microlentille dans le plan du déflecteur	36
2.3	Courbe de Paczyński	37
2.4	Calcul du taux d'événements de microlentilles : microtube	38
2.5	Paramètres associé à l'effet de taille finie de la source	41
2.6	Exemples de courbes de lumière avec effet de taille finie de la source	42
2.7	Événement EROS2 (Bras Spiraux) produit par une source binaire	44
2.8	Géométrie associée à un déflecteur binaire statique	45
2.9	Simulation d'un déflecteur binaire avec traversée de caustique	46
2.10	Simulation d'un déflecteur binaire sans traversée de caustique	47
2.11	Géométrie de l'effet de parallaxe (3 dimensions)	47
2.12	Géométrie de l'effet de parallaxe dans le plan du déflecteur	48
2.13	Premier événement microlentille présentant un effet de parallaxe découvert par le groupe MACHO en direction du centre galactique	49
2.14	Illustration de l'effet de blending sur une courbe de lumière simulée	52
3.1	Limite supérieure (à 95%) sur la fraction de masse du halo (EROS1+MACHO)	55
3.2	Courbe de lumière du candidat EROS1 #1	56
3.3	Courbe de lumière du candidat EROS1 #2	56
3.4	Courbe de lumière du candidat EROS1 #2, repliée sur une période de 2.8 jours	57
3.5	Asymétrie du taux d'événements détectés vers M31 par "pixel lensing"	58
3.6	Zone permise par l'analyse du groupe MACHO de 2 ans de données en direction du LMC (à 95% de niveau de confiance)	59
3.7	Événement de lentille double OGLE7	60
3.8	Diagramme d'exclusion sur la fraction de masse du halo EROS1 (CCD+Plaques) à 95% de confiance	71
3.9	Schéma de l'optique du télescope	72
3.10	Vue schématique du système de cryogénie des caméras	72
3.11	Schéma du système d'acquisition	73
3.12	Les cibles observées par la collaboration EROS2 (coordonnées galactiques)	74
3.13	Cartes des champs EROS2 en direction du Centre Galactique et des bras spiraux	74
3.14	Événement SMC97-1 : courbe de lumière du candidat	75
3.15	Événement SMC97-1 : carte des champs EROS2 et position du candidat dans le diagramme couleur-magnitude	75
3.16	Événement binaire SMC98-1 : courbe de lumière	76

3.17	Événement binaire SMC98-1 : simulation de la valeur de la variable $\mu \sin\Phi$ attendue dans le cas de lentilles dans le halo	77
3.18	Diagramme période luminosité pour les Céphéides du LMC et du SMC (R_{EROS})	77
4.1	Diagramme d'observabilité du LMC	80
4.2	Nombre de mesures par champ sur 3 saisons d'observation	85
5.1	Données EROS2 acquises	88
5.2	Construction des images de références : distribution des fonds de ciel et des dispersions des fonds de ciel	90
5.3	Construction des images de références: distribution de la variable de seeing	91
5.4	Construction des images de références:	92
5.5	Construction des images de références: inspection visuelle des mosaïques	94
5.6	Titre Estimateur	98
5.7	Diagrammes détaillant le processus de réduction photométrique.	99
5.8	Champs produits sur 3 saisons d'observations	100
6.1	Nettoyage des mauvaises images : coupure sur le fond de ciel	102
6.2	Nettoyage des mauvaises images : coupure sur la dispersion du fond de ciel	103
6.3	Nettoyage des mauvaises images : coupure sur l'absorption	104
6.4	Nettoyage des mauvaises images : coupure sur le seeing	105
6.5	Nettoyage des mauvaises images : coupure sur l'allongement de la PSF	106
6.6	Distribution des angles horaires d'observation d'un champ central (lm009)	107
6.7	Distribution des hauteurs de prises de clichés d'un champ central (lm009)	107
6.8	Effet du nettoyage sur une courbe de lumière	108
6.9	Simulation d'une courbe de Paczyński sur les données	110
6.10	Estimation de la ligne de base (données et Monte Carlo)	119
6.11	Illustration du biais dans la détermination du flux de base	119
6.12	Courbe de l'évolution du seeing sur 3 saisons d'observations	120
6.13	Coefficient de corrélation entre le seeing et le flux (données et Monte Carlo)	121
6.14	Courbe de l'évolution de la masse d'air sur trois saisons d'observations	122
6.15	Coefficient de corrélation entre la masse d'air et le flux (données et Monte Carlo)..	123
6.16	Illustration de l'amélioration de la dispersion d'une courbe de lumière	124
6.17	Comparaison des dispersions des flux corrigés et non corrigés	125
6.18	Correction des flux pour une étoile affectée d'une systématique fortement corrélée avec le seeing	126
6.19	Correction des flux pour une étoile affectée d'une systématique fortement corrélée avec la masse d'air	127
6.20	Position des étoiles de flux non corrigés dans le diagramme couleur-magnitude	128
6.21	Distributions du rapport des dispersions internes des flux corrigés et non corrigés	129
6.22	Correction imposée à une courbe de lumière simulée	130
6.23	Distribution des coefficients de corrélation entre les flux rouge et bleu, avant et après corrections (données et Monte Carlo)	131
6.24	Utilisation de la variable de Fisher pour l'étude de la corrélation des flux rouge et bleu (données)	132
7.1	Distribution de l'estimateur LP_N (données et Monte Carlo)	136
7.2	Distribution de l'estimateur $NRUN_{min}$ (données et Monte Carlo)	137
7.3	Corrélation entre les estimateurs $NRUN_{min}$ et LP_N	137
7.4	Variable $\psi = (H - L)/\sigma_{hb}$ d'amélioration de signal sur bruit (données et Monte Carlo)	138
7.5	Filtrage des étoiles variables : Utilisation du coefficient de corrélation $\rho_{f_{rc}-f_{bc}}$ des flux rouge et bleu (données et Monte Carlo)	139
7.6	Filtrage des étoiles variables : principe du test de dispersion	140
7.7	Filtrage des étoiles variables : résolution photométrique (données et Monte Carlo)	141
7.8	Filtrage des étoiles variables : principe du test de <i>Kolmogorov-Smirnov</i>	142

7.9	Variation de l'efficacité du filtre en fonction des paramètres caractérisant les microlentilles	146
7.10	Efficacité du filtre d'étoiles variables (critère de dispersion et test de <i>Kolmogorov-Smirno</i>)	147
7.11	Efficacité du filtre d'étoiles variables : critère de corrélation	148
8.1	Distributions des variables LP_N et R_{MIN}	151
8.2	Distributions des variables ψ et κ , pour toutes les étoiles passant le filtre de niveau 1.	152
8.3	Résultats de l'ajustement d'une constante et d'une courbe de Paczyński sur les courbes de lumière	153
8.4	Résultats de l'ajustement d'une courbe de Paczyński dans la bosse et en dehors	154
8.5	Coupure sur la qualité de l'ajustement d'une courbe de microlentille simple : dans la base et dans le pic	155
8.6	Comparaison des estimateurs de la qualité de l'ajustement d'une courbe de Paczyński par rapport à une constante	157
8.7	Variable $(\chi_2)_{base,norm}$ en fonction de $\Delta\chi_3$ pour les données et le Monte Carlo	162
8.8	Événement sur une étoile non résolue : positions relatives des étoiles concernées (sur l'image de référence et l'image de corrélation) et courbes de lumière	163
9.1	Notion d'amplification effective	167
9.2	Courbes de lumière d'étoiles <i>Géantes Rouges Variables</i> imitant un signal de type microlentille	168
9.3	Localisation des étoiles <i>Blue Bumpers</i> dans le diagramme couleur-magnitude	169
9.5	Etude des corrélations de la variable $A_R - 1/A_B - 1$ avec la position de l'étoile dans le diagramme couleur-magnitude	169
9.4	Etude de l'amplitude de variation et du chromatisme des étoiles de la classe des <i>Blue Bumpers</i>	170
9.6	Distribution des paramètres des <i>Blue Bumpers</i>	171
9.7	Absence de corrélations entre les paramètres des <i>Blue Bumpers</i>	172
9.8	Courbes de lumière d'étoiles <i>Géantes Rouges Variables</i> imitant une microlentille	173
9.9	Localisation des étoiles <i>Géantes Rouges Variables</i> dans le diagramme couleur-magnitude	174
9.10	Etude de l'amplitude de variation et du chromatisme des étoiles de la classe des <i>Géantes Rouges Variables</i>	175
9.11	Courbes de lumière des 2 candidats asymétriques interprétés comme un bruit de fond de supernovæ	176
9.12	Exemples de courbes de lumière d'étoiles <i>Bistables</i>	177
9.13	Principe de détection des <i>Bistables</i>	178
9.14	Candidats associés à une aigrette lumineuse : image et courbe de lumière	179
9.15	Courbe de lumière du premier événement à 2 pics du LMC	181
9.16	Test du chromatisme : variations de flux rouges en fonction des variations de flux bleus.	182
9.17	Lentille binaire sans rotation ni parallaxe	183
9.18	Différentes topologies des courbes caustiques à l'origine d'un événement à 2 pics	184
9.19	Lentille binaire en rotation sans parallaxe	185
9.20	Lentille binaire sans rotation avec parallaxe	186
9.21	Lentille binaire en rotation avec parallaxe	187
9.22	Premier événement à 2 pics (LMC) : meilleur ajustement avec une lentille binaire et un effet de parallaxe terrestre.	188
9.23	Courbe de lumière du deuxième événement à 2 pics du LMC (PEIDA)	189
10.1	Efficacité de l'analyse LMC 3 saisons	194
10.2	Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour les zones 1, 2, 3, et 4.	195
10.3	Efficacité de l'analyse LMC 3 ans pour les zones 5, 6, 7, et 8.	196
10.4	Influence de l'effet de blending sur l'efficacité de détection	197

11.1	Courbe de lumière du candidat EROS1-LMC#2 (données EROS1)	201
11.2	Courbe de lumière du candidat EROS1-LMC#2 (données EROS2)	201
11.3	Candidat EROS1-LMC#2 sur deux images EROS2 : avant et pendant la 2 ^{ème} variation	202
11.4	Courbe de lumière du candidat EROS1-LMC#2 repliée sur une période de variation (données EROS 2)	203
11.5	Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#3	206
11.6	Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#4	207
11.7	Nouvelle variation du candidat EROS2-LMC#4	208
11.8	Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#5	209
11.9	Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#6	210
11.10	Caractéristiques du candidat EROS2-LMC#7	211
11.11	Alerte MACHO-LMC99#2 : étoile sur l'image de référence EROS2 et au maximum d'amplification	213
11.12	Alerte MACHO-LMC99#2 : courbe de lumière du groupe MACHO	215
11.13	Alerte MACHO-LMC99#2 : courbe de lumière du groupe OGLE	217
11.14	Alerte MACHO-LMC99#2 : courbe de lumière du groupe EROS2 (photométrie différentielle)	218
11.15	Alerte MACHO-LMC99#2 : vallée de χ^2 en fonction du flux de base de l'étoile source avec et sans effet de parallaxe pour les données EROS2 (photométrie différentielle)	219
11.16	Test de Kolmogorov-Smirnov (u_0 et t_0) des candidats de l'analyse LMC 3 saisons.	220
12.1	Courbes de rotation des 8 modèles galactiques utilisés	236
12.2	Courbe de rotation du LMC	237
12.3	Superposition des champs EROS et MACHO	238
13.1	Diagramme d'exclusion EROS2 LMC 2 ans (1996/98)	243
13.2	Diagramme d'exclusion de l'analyse EROS1 (LMC et SMC), CCD et plaques (1990/95).	245
13.3	Diagramme d'exclusion de l'analyse EROS2 SMC 2 ans (1996/98)	246
13.4	Distributions ($d\Gamma/d(\log(\Delta t))$) _{norm,M} normalisées de l'ensemble des programmes d'EROS (1990/98)	247
13.5	Diagramme d'exclusion combiné : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98	249
13.6	Variation de la limite combinée (1990-98) en fonction du choix de l'intervalle I	250
13.7	Diagrammes d'exclusion combinés : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 3 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo	252
13.8	Diagrammes d'exclusion combinés : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 4 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo	252
13.9	Diagrammes d'exclusion combinés en masse: EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 3 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo	253
13.10	Diagrammes d'exclusion combinés en masse: EROS1 1990/95 et EROS2 1996/98 avec 4 candidats considérés, et pour 6 modèles de halo	253
13.11	Diagramme d'exclusion combiné : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/99	255
13.12	Nombre d'événements attendus par les différents programmes de recherche de microlentilles d'EROS vers les Nuages de Magellan (pour un halo standard).	256
13.13	Distribution des durées associées à des déflecteurs de $0.2 M_\odot$ pour l'ensemble des programmes EROS de 1990 à 1999.	257
13.14	Nombre total d'événements attendus par l'expérience EROS vers les Nuages de Magellan de 1990 à 1998, et de 1990 à 1999	257
13.15	Diagramme d'exclusion combiné : EROS1 1990/95 et EROS2 1996/99 avec 0, 1, 2, 3, 4, 5 candidats.	258
14.1	Zones permises par le groupe MACHO dans le plan (m,f) pour un modèle de halo standard (analyse 5.7 ans).	261
14.2	Distributions cumulées des paramètres d'impacts des candidats de l'analyse du groupe MACHO (analyse 5.7 ans)	262
14.3	Distributions spatiales des candidats de l'analyse du groupe MACHO (analyse 5.7 ans)	263

14.4 Événements MACHO (analyse 2 ans) et alertes microlentilles dans les champs LMC d'EROS2	265
14.5 Événement MACHO LMC-1.	266
14.6 Comparaison des sensibilités des programmes EROS, et de l'analyse MACHO 2 ans	267
A.1 Paramétrisation du foyer du télescope : effet de température, d'inclinaison du télescope, et dérive temporelle.	278
B.1 Schéma de la mosaïque CCD d'EROS2	281
B.2 Différence entre le système de coordonnées d'une image EROS et d'une image au format astronomique standard	283
C.1 Résultats du programme de détection et de masquage des aigrettes orientées selon la déclinaison	287

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des expériences plaques de Schmidt et CCD dans l'expérience EROS1.	54
3.2	Caractéristiques des candidats microlentilles découverts à partir des plaques photographiques.	55
3.3	Caractéristiques électroniques des CCDs	62
3.4	Résultat de l'ajustement microlentille de l'événement SMC97-1, en prenant en compte le blending et la modulation intrinsèque de l'étoile source	67
4.1	Coordonnées équatoriales du LMC et du SMC	80
4.2	Isophotes associés aux zones du LMC	81
4.3	Isophotes associés aux zones du SMC	81
4.4	Temps d'exposition utilisés pour les champs LMC	84
4.5	Temps d'exposition utilisés pour les champs SMC	84
4.6	Temps total pour observer différents groupes de zones du LMC	84
5.1	Répartition des échecs pour les différentes étapes de la création des catalogues d'étoiles de référence à partir des images de référence.	97
6.1	Elimination des doublons dans les quarts de CCD	106
7.1	Bilan du processus de réduction des fichiers de suivi	144
8.1	Bilan des coupures dans le cas des données	161
8.2	Bilan des coupures dans le cas du Monte Carlo	164
9.1	Résultats des ajustements microlentilles réalisés sur le premier événement à deux pics découvert dans le LMC	188
10.1	Effet de l'échantillonnage sur l'efficacité $\epsilon(\Delta t)$	192
11.1	Périodicité du candidat EROS1-LMC#2 (en jours) dans les données EROS2	202
11.2	Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#3	203
11.3	Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#4	204
11.4	Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#5	205
11.5	Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#6	205
11.6	Paramètres de l'ajustement microlentille du candidat EROS2-LMC#7	208
11.7	Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données MACHO (avec et sans blending)	214
11.8	Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données OGLE (avec et sans blending)	216
11.9	Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données EROS (les flux de bases sont des paramètres libres)	216
11.10	Alerte MACHO-LMC99#2 : paramètres des ajustements microlentilles des données EROS (le flux rouge est imposé à 500 ADU)	217
11.11	Statut des événements découverts ou suivis par EROS en direction du LMC	219

12.1	Description des différents modèles de galaxie utilisés dans les simulations	226
12.2	Dispersion de vitesse mesurées pour différentes population du LMC	229
12.3	Paramètres des modèles de LMC	231
12.4	Récapitulatif des différentes estimations de la masse du LMC	231
12.5	Recouvrement des champs LMC EROS et MACHO.	232
12.6	Profondeur optique pour les différentes composantes du LMC dans l'hypothèse du <i>self-lensing</i>	233
12.7	Profondeur optique de <i>self-lensing</i> du SMC pour différentes valeurs de l'élongation le long de la ligne de visée	235
13.1	Efficacité de l'analyse EROS2 LMC 2 ans (1996/98)	242
13.2	Efficacité de l'analyse EROS2 LMC 3 ans (1996/99)	242
13.3	Efficacité de l'analyse EROS1 CCD LMC 3 ans (1991/94)	243
13.4	Efficacité de l'analyse EROS1 CCD SMC 1 an (1994/95)	244
13.5	Efficacité de l'analyse EROS1 LMC plaques	244
13.6	Efficacité de l'analyse EROS2 SMC 2 ans (1996/98)	245
14.1	Alertes MACHO dans les données EROS	264
14.2	Contributions individuelles des candidats LMC EROS2 à la profondeur optique.	265

Bibliographie

- [Abdurashitov and others, 1994] Abdurashitov, J. and others, S. C. (1994). *Physics Letters B*, 328:234.
- [Afonso, 2000] Afonso, C. (2000). *Recherche de microlentilles gravitationnelles en direction du Centre Galactique dans l'expérience EROS2 (in preparation)*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Afonso et al., 1998] Afonso, C. et al. (1998). *Astronomy and Astrophysics*, 337.
- [Afonso et al., 1999a] Afonso, C. et al. (1999a). *Astronomy and Astrophysics*, 344.
- [Afonso et al., 1999b] Afonso, C. et al. (1999b). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 344.
- [Afonso et al., 2000] Afonso, C. et al. (2000). *Astrophysical Journal*, 532:340.
- [Alard, 1996] Alard, C. (1996). *Astronomy and Astrophysics*, 999:L99.
- [Alard, 1998a] Alard, C. (1998a). *Astronomy and Astrophysics*, 503:325.
- [Alard, 1998b] Alard, C. (1998b). *submitted to Astronomy and Astrophysics*, asto-ph/9903111.
- [Alard et al., 1995] Alard, C., Mao, S., and Guibert, J. (1995). *Astronomy and Astrophysics*, 300:L17.
- [Albrow et al., 1998] Albrow, M. et al. (1998). *submitted to Astrophysical Journal*, 512.
- [Alcock et al., 1995] Alcock, C. et al. (1995). (MACHO collaboration). *Astrophysical Journal*, 454:L125.
- [Alcock et al., 1996a] Alcock, C. et al. (1996a). (MACHO collaboration). *Astrophysical Journal*, 461:84.
- [Alcock et al., 1996b] Alcock, C. et al. (1996b). (MACHO collaboration). *Astrophysical Journal*, 471:774.
- [Alcock et al., 1997a] Alcock, C. et al. (1997a). (MACHO collaboration). *Astrophysical Journal*, 486.
- [Alcock et al., 1997b] Alcock, C. et al. (1997b). (MACHO collaboration). *Astrophysical Journal*, 491:L11.
- [Alcock et al., 1997c] Alcock, C. et al. (1997c). (MACHO collaboration). *Astrophysical Journal*, 490.
- [Alcock et al., 1998a] Alcock, C. et al. (1998a). *submitted to Astrophysical Journal*.
- [Alcock et al., 1998b] Alcock, C. et al. (1998b). (EROS & MACHO collaborations). *Astrophysical Journal*, 499:9.
- [Alcock et al., 1999] Alcock, C. et al. (1999). *submitted to Astrophysical Journal*, astroph/9907369.
- [Alcock et al., 2000] Alcock, C. et al. (2000). *submitted to Astrophysical Journal*.
- [Ansari et al., 1995] Ansari, R. et al. (1995). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 299:L21.
- [Ansari et al., 1996] Ansari, R. et al. (1996). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 314:94.
- [Anselman and others, 1995] Anselman, P. and others, G. C. (1995). *Physics Letters B*, 342:440.
- [Arnaud et al., 1994a] Arnaud, M. et al. (1994a). *Experimental Astronomy*, 4:265.

- [Arnaud et al., 1994b] Arnaud, M. et al. (1994b). *Experimental Astronomy*, 4:279.
- [Arras and Wasserman, 1998] Arras, P. and Wasserman, I. (1998). *accepted in MNRAS*, astro-ph/9811370.
- [Aubourg, 1992] Aubourg, E. (1992). *Recherche de matière noire dans le halo de la galaxie par effet de microlentille gravitationnelle. Analyse préliminaire des données photographiques de 1990-91*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Aubourg et al., 1993] Aubourg, E. et al. (1993). (EROS collaboration). *Nature*, 365:623.
- [Aubourg et al., 1995] Aubourg, E. et al. (1995). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 301:1.
- [Aubourg et al., 1999a] Aubourg, E. et al. (1999a). *submitted to Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/9901372.
- [Aubourg et al., 1999b] Aubourg, E. et al. (1999b). *submitted to Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/9904400.
- [Bahcall et al., 1984] Bahcall, J. N. et al. (1984). *Astrophysical Journal*, 276:169.
- [Bauer, 1997] Bauer, F. (1997). *Développement et montage de l'expérience EROS2. Recherche d'un effet de métallicité entre les céphéides du LMC et du SMC*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Bauer et al., 1998] Bauer, F. et al. (1998). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/9807094.
- [Beaulieu et al., 1995] Beaulieu, J. et al. (1995). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 299:168.
- [Beaulieu, 1995] Beaulieu, J.-P. (1995). *EROS : Recherche de matière noire baryonique par effet de microlentille gravitationnelle. Céphéides et étoiles de pré-séquence principale des Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Begeman, 1987] Begeman, K. (1987). PhD thesis, University of Groningen.
- [Bennett et al., 1996] Bennett, D. et al. (1996). In *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, volume 51B, pages 152–156.
- [Bessel and Wood, 1986] Bessel, M.S., F. K. and Wood, P. (1986). *Astronomy and Astrophysics*, 310:710.
- [Bienaymé et al., 1987] Bienaymé, O. et al. (1987). *Astronomy and Astrophysics*, 180:94.
- [Binney and Tremaine, 1987] Binney, J. and Tremaine, S. (1987). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press.
- [Burles and Tytler, 1996] Burles, S. and Tytler, D. (1996). *preprint*, astro-ph/9603070.
- [Burrows and Liebert, 1993] Burrows, A. and Liebert, J. (1993). *Reviews of Modern Physics*, 65, No.2:301.
- [Caldwell and I., 1986] Caldwell, J. and I., C. (1986). *MNRAS*, 260:191.
- [Caldwell and Ostriker, 1981] Caldwell, J. and Ostriker, J. (1981). *Astrophysical Journal*, 251:61.
- [Canal et al., 1997] Canal, R., Isern, J., and Ruiz-Lapuente, P. (1997). *Astrophysical Journal Letters*, 488:L35–+.
- [Carr, 1998] Carr, B. (1998). *Physics report*, 307:83.
- [Carswell et al., 1994] Carswell, R. et al. (1994). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 268:L1.
- [Cavalier, 1994] Cavalier, F. (1994). *Recherche de naines brunes dans le halo galactique par effet de lentille gravitationnelle Analyse des données photographiques de l'expérience EROS*. PhD thesis, Université Paris 11 Orsay.
- [Combes et al., 1999] Combes, F. et al. (1999). *Astronomy and Astrophysics*, in H2 in Space, Cambridge University Press, astro-ph/9910296.
- [Cook, 2000] Cook, K. MACHO. C. (2000). In *Microlensing 2000, Cape Town (Fev. 2000)*.
- [Cowley and Hartwick, 1991] Cowley and Hartwick (1991). *Astrophysical Journal*, 373:80.

- [Crotts and Tomaney, 1996] Crotts, A. and Tomaney, A. (1996). *Astrophysical Journal*, 473:L87.
- [Davis, 1994] Davis, R. (1994). *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 32:13.
- [De Bernardis et al., 1999] De Bernardis, P. et al. (1999). *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, astro-ph/9911461.
- [De Rújula et al., 1992] De Rújula, A. et al. (1992). *Astronomy and Astrophysics*, 254:99.
- [de Vaucouleurs, 1957] de Vaucouleurs, G. (1957). *Astronomical Journal*, 62:69.
- [de Vaucouleurs and Freeman, 1970] de Vaucouleurs, G. and Freeman, K. (1970). In *Galaxies*, page 163.
- [de Vaucouleurs and Pence, 1978] de Vaucouleurs, G. and Pence, W. D. (1978). *Astronomical Journal*, 83:1163.
- [Derue, 1998] Derue, F. (1998). *Recherche d'événements de microlentilles gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS2*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Derue et al., 1999] Derue, F. et al. (1999). *accepted in Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/9903209.
- [Derue et al., 2000] Derue, F. et al. (2000). *submitted in Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/0001083.
- [Dominik, 1996] Dominik, M. (1996). *Galactic microlensing beyond the standard model*. PhD thesis, Universitat Dortmund.
- [Efstathiou et al., 1988] Efstathiou, G. et al. (1988). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 232:431.
- [Einstein, 1936] Einstein, A. (1936). *Science*, 84:506.
- [Elson et al., 1997] Elson, R. A. W. et al. (1997). *submitted to Mon. Not. R. Astron. Soc.*, astro-ph/9705149.
- [Evans, 1993] Evans, N. W. (1993). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 260:191.
- [Evans, 1994] Evans, N. W. (1994). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 267:333.
- [Evans and Jijina, 1994] Evans, N. W. and Jijina, J. (1994). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 267:L21.
- [Feldman and Cousins, 1998] Feldman, G. and Cousins, R. (1998). *Physical review*, page 3873.
- [Fields et al., 1998] Fields, B. D., Mathews, G. J., and Schramm, D. N. (1998). *Space Science Reviews*, 84:219–224.
- [Figueras et al., 1999] Figueras, F., Garcíacutec-Berro, E., Torra, J., Jordi, C., Luri, X., Torres, S., and Chen, B. (1999). *Baltic Astronomy*, 8:291–300.
- [Filippenko et al., 1997] Filippenko, A. et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 116:1009.
- [Flynn et al., 1996] Flynn, C., Gould, A., and Bahcall, J. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 466:L55.
- [Freeman, 1987] Freeman, K. (1987). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 25:603.
- [Fukuda et al., 1998] Fukuda, Y. et al. (1998). Superkamiokande collaboration. *Phys. Review Letters*, 81:1562–15671.
- [Fukujita et al., 1998] Fukujita, M. et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 503:518.
- [Gawiser and Silk, 2000] Gawiser, E. and Silk, J. (2000). *Astrophysical Journal*, astro-ph/0002044.
- [Goldman, 2000] Goldman, B. (2000). *Recherche de naines rouges et de naines blanches par mouvement propre (in preparation)*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Gould, 1995a] Gould, A. (1995a). *Astrophysical Journal*, 447:491.
- [Gould, 1995b] Gould, A. (1995b). *Astrophysical Journal*, 441:77.
- [Graff, 1999] Graff, D. S. (1999). astro-ph/9912264.
- [Graff and Freese, 1996a] Graff, D. S. and Freese, K. (1996a). *Astrophysical Journal Letters*, 456:L49–+.
- [Graff and Freese, 1996b] Graff, D. S. and Freese, K. (1996b). *Astrophysical Journal*, 467:L65–+.

- [Graff et al., 2000] Graff, D. S., Lasserre, T., and Milsztajn, A. (2000). *Astronomy and Astrophysics Letters*, in preparation.
- [Griest, 1991] Griest, K. (1991). *Astrophysical Journal*, 366:412.
- [Gyuk, 1999] Gyuk, G., D. N. G. K. (1999). *astro-ph/9907338*.
- [Hamilton, 1999] Hamilton, J. (1999). *Détection automatique de supernovæ à des distances intermédiaires et analyse préliminaire*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Han, 1999] Han, C. (1999). *preprint*, astro-ph/9910198.
- [Hardin, 1998] Hardin, D. (1998). *Détection automatique de supernovæ (in preparation)*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Harris, 1999] Harris, H. o. (1999). *Accepted for Astrophysical Journal*, astro-ph/9906065.
- [Hart et al., 1996] Hart et al. (1996). *PASP*, 108:201.
- [Hata and Steigman, 1996] Hata, N. and Steigman, G. (1996). *preprint*, astro-ph/9603087.
- [Hatzidimitriou and Hawkins, 1989] Hatzidimitriou, D. and Hawkins, M. (1989). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 241:667.
- [Hills, 1986] Hills, J. (1986). *Astronomical Journal*, 92:595.
- [Hogan, 1996] Hogan, C. (1996). *ASP conference series*, 99:67.
- [Hughes and Reid, 1991] Hughes, S.M.G., W. P. and Reid, N. (1991). *Astronomical Journal*, 101:1304.
- [Ibata et al., 1998] Ibata, R. et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 524:L1.
- [Ibata et al., 2000] Ibata, R. et al. (2000). *Astrophysical Journal Letters*, 532:L41.
- [Kalberla et al., 1999] Kalberla, P. et al. (1999). *astro-ph/9909068*.
- [Kawaler, 1996] Kawaler, S. D. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 467:L61+.
- [Kerins et al., 2000] Kerins, E. et al. (2000). *Submitted to MNRAS*, astro-ph/0002256.
- [Kim et al., 1998] Kim, S. et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 503:674.
- [Kirata et al., 1992] Kirata, K. et al. (1992). Kamiokande collaboration. *Phys.Letters*, page 416.
- [Kolb and Turner, 1990] Kolb, E. and Turner, M. (1990). *The Early Universe*. Frontiers in physics.
- [Kunkel and Albert, 1997] Kunkel, W.E., D. S. I. M. and Albert, L. (1997). *Astrophysical Journal*, 488.
- [Lasserre, 1999] Lasserre, T. (1999). In *Gravitational lensing : Recent Progress and Future Goals*.
- [Lasserre et al., 2000] Lasserre, T. et al. (2000). *accepted in Astronomy and Astrophysic*, 355:L39–42.
- [Laurent, 1995] Laurent, B. (1995). *Recherche d'objets galactiques sombres par effet de microlentille gravitationnelle*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Le Guillou, 2002] Le Guillou, L. (2002). *Recherche de microlentilles vers les Nuages de Magellan par la technique de photométrie différentielle (en préparation)*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Liebes Jr., 1964] Liebes Jr., S. (1964). *Physical Review*, 133:B835.
- [Mansoux, 1997] Mansoux, B. (1997). *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Mao and Stefano, 1995] Mao, S. and Stefano, R. D. (1995). *Astrophysical Journal*, 440:22–27.
- [Mathewson et al., 1986] Mathewson, D. et al. (1986). *Astrophysical Journal*, 301:664.
- [Meatheringham et al., 1988] Meatheringham, S., Dopita, M., Ford, H., and Webster, B. (1988). *Astrophysical Journal*, 327:651.
- [Melchior, 1995] Melchior, A. (1995). *Recherche de naines brunes par effet de microlentille gravitationnelle par la méthode des pixels. Analyse des données des collaborations AGAPE et EROS*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Mikheyev and Smirnov, 1985] Mikheyev, S. and Smirnov, A. (1985). *Sov. J. Nucl. Phys*, 42:913.

- [Mollerach and Roulet, 1997] Mollerach, S. and Roulet, E. (1997). *Astrophysical Journal*, 479:147+.
- [Murali et al., 1999] Murali, C., Arras, P., and I., W. (1999). *Submitted to Mon. Not. R. Astron. Soc.*
- [Olszewski, 1993] Olszewski, E. W. (1993). In *in Smith, G. and Brodie, J., eds. 1993, ASP Conf. Ser. 48*, page 351.
- [Paczyński, 1986] Paczyński, B. (1986). *Astrophysical Journal*, 304:1.
- [Palanque-Delabrouille, 1997] Palanque-Delabrouille, N. (1997). *Research on Galactic Dark Matter Implied by Gravitational Microlensing*. PhD thesis, Université Paris 7 and University of Chicago.
- [Palanque-Delabrouille et al., 1997] Palanque-Delabrouille, N. et al. (1997). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/9710194.
- [Palanque-Delabrouille et al., 1998] Palanque-Delabrouille, N. et al. (1998). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 332:1.
- [Peacock, 1999] Peacock, J. (1999). *Cosmological Physics*. Cambridge University Press.
- [Pearson, 1984] Pearson, F. (1984). *Map Projection Methods*. Sigma Scientific, Inc. Blacksburg, Virginia.
- [Peccei and Quinn, 1977] Peccei, R. and Quinn, H. (1977). *Phys. Review Letters*, 38:140.
- [Perlmutter et al., 1998] Perlmutter, S. et al. (1998). *Astrophysical Journal*, pages astro-ph/9812133.
- [Perlmutter et al., 1999] Perlmutter, S. et al. (1999). *Physical Review Letter*, 83:670–673.
- [Pfenniger and Combes, 1994] Pfenniger, D. and Combes, F. (1994). *Astronomy and Astrophysics*, 285:94.
- [Pfenniger et al., 1994] Pfenniger, D., Combes, F., and Martinet, L. (1994). *Astronomy and Astrophysics*, 285:79.
- [Pontecorvo, 1968] Pontecorvo, B. (1968). *Sov. Phys. JETP*, 26:984.
- [Pratt et al., 1995] Pratt, M. et al. (1995). *BAAS*, 187:4706P.
- [Prévot et al., 1989] Prévot, L. et al. (1989). *Astronomy and Astrophysics*, 225:303.
- [Prunet et al., 1999] Prunet, S. et al. (1999). *MNRAS*, astro-ph/9911243.
- [Regnault, 2000] Regnault, N. (2000). PhD thesis, Université Paris 11.
- [Renault, 1996] Renault, C. (1996). *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle (sous forme d'objets compacts de faible masse)*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Renault et al., 1997a] Renault, C. et al. (1997a). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 324:L69.
- [Renault et al., 1997b] Renault, C. et al. (1997b). (EROS collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, submitted.
- [Rhie et al., 1998] Rhie, S. et al. (1998). *preprint*, astro-ph/9812252.
- [RPP, 1998] RPP (1998). E.j.phys. (c3). *Review of Particle Physics*, page 319.
- [Rugers and Hogan, 1996] Rugers, M. and Hogan, C. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 459:1.
- [Sahu, 1994] Sahu, K. (1994). *nature*, 370:275.
- [Sasselov and EROS Coll., 1997] Sasselov, D. and EROS Coll. (1997). *Astronomy and Astrophysics*, 324:374.
- [Schaeffer et al., 1997] Schaeffer, R., D., M., and G., C. (1997). *Acta Phys. Polonica B*, 29:1905.
- [Schneider and Weiß, 1986] Schneider, P. and Weiß, A. (1986). *Astronomy and Astrophysics*, 164:237.
- [Schommer and Harris, 1992] Schommer, R.A., O. E. S. N. and Harris, H. (1992). *Astronomical Journal*, 103:447.

- [Schwarzenberg-Czerny, 1996] Schwarzenberg-Czerny, A. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 460:107.
- [Schweizer et al., 1989] Schweizer, F., Van Gorkom, J., and Seitzer, P. (1989). *Astrophysical Journal*, 338:770.
- [Smoot, 1992] Smoot, G. (1992). *Astrophysical Journal*, 396:L1.
- [Songaila et al., 1994] Songaila, A. et al. (1994). *Nature*, 368:599.
- [Stubbs et al., 1994] Stubbs, C. et al. (1994). *BAAS*, 185:1707S.
- [Suzuki, 1995] Suzuki, Y. (1995). *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 38:54.
- [Tucholke et al., 1996] Tucholke, H. et al. (1996). *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, 119:91–98.
- [Turner and Umemura, 1997] Turner, E. L. and Umemura, M. (1997). *Astrophysical Journal*, 483:603+.
- [Turner, 1988] Turner, M. (1988). *Phys. Review Letters*, 60:1797.
- [Turner, 1999] Turner, M. (1999). *ASP conference series*, 666.
- [Tytler et al., 1996] Tytler, D., Fan, X., and Burles, S. (1996). *Nature*, 381:207–209.
- [Udalski et al., 1994a] Udalski, A. et al. (1994a). *Acta Astronomica*, 44:227.
- [Udalski et al., 1994b] Udalski, A. et al. (1994b). *Acta Astronomica*, 44:165.
- [Udalski et al., 1994c] Udalski, A. et al. (1994c). *Acta Astronomica*, astro-ph/9410044.
- [Udalski et al., 1997] Udalski, A. et al. (1997). *Acta Astronomica*, 47:431.
- [Udalski et al., 1998] Udalski, A. et al. (1998). *Acta Astronomica*, 48:431.
- [Udalski et al., 1999] Udalski, A. et al. (1999). *Acta Astronomica*, 49:201.
- [Valentijn and van der Werf P., 1999] Valentijn, E. A. and van der Werf P. (1999). *Astrophysical Journal*, 522.
- [Wambsganss and Schmidt, 1998] Wambsganss, J. and Schmidt, R. (1998). *Astronomy and Astrophysic*, 335:379–387.
- [Weinberg, 1998] Weinberg, M. (1998). *submitted to Astrophysical Journal*, in the Third Stromlo Symposium: The Galactic Halo (ASP Conference Series, astro-ph/9811204).
- [Weinberg, 1999] Weinberg, M. (1999). *submitted to Astrophysical Journal*, astro-ph/9905305.
- [Westerlund, 1997] Westerlund, B. (1997). *The Magellanic Clouds*. Cambridge University Press: Cambridge, UK.
- [Wielen, 1977] Wielen, R. (1977). *Astronomy and Astrophysics*, 60:263.
- [Wolfenstein, 1978] Wolfenstein, L. (1978). *Phys. Rev. D*, 17:2369.
- [Woods E., 1998] Woods E., L. A. (1998). *Astrophysical Journal*, 508:760.
- [Wu, 1994] Wu, X.-P. (1994). *Astrophysical Journal*, 435:66.
- [Zaritsky and Lin, 1997] Zaritsky, D. and Lin, D. (1997). *Astronomical Journal*, 114:2545.
- [Zhao and Graff, 1999] Zhao, H. and Graff, D. (1999). *accepted in Astrophysical Journal Letters*, astro-ph/9907348.
- [Zwicky, 1933] Zwicky, F. (1933). *Helv. Phys. Acta.*, 6:110.

RÉSUMÉ :

Différents indices incitent à penser qu'il y a entre cinq et dix fois plus de matière sombre que de matière visible dans notre galaxie. Une partie de cette matière noire pourrait être sous forme d'objets compacts de masse stellaire (les MACHOs), détectables en utilisant l'effet de microlentille gravitationnelle. Les expériences EROS1 et MACHO ont fortement contraint la présence d'objets de faible masse (moins que $10e-2$ masse solaire) dans le halo galactique à moins de 10 pourcent de la matière noire. Parallèlement, la découverte par le groupe MACHO d'un nombre de candidats massifs (0.5 masse solaire) suffisant pour expliquer 50 pourcent de la matière sombre a motivé le groupe EROS pour la seconde phase de l'expérience : EROS2.

Le travail présenté dans cette thèse concerne l'analyse des courbes de lumière de plus de 25 millions d'étoiles du Grand Nuage de Magellan, observées durant 3 années en vue d'extraire les rares candidats microlentilles et de mesurer la fraction de masse du halo galactique composée de MACHOs. Après avoir rappelé les motivations et les fondements théoriques, l'expérience EROS2 est présentée. La stratégie observationnelle et les procédures de réduction photométriques mises en œuvre pour gérer l'importante quantité de données (1.2 To) sont ensuite décrites. Une nouvelle méthode de détection des microlentilles est présentée, suivie d'une étude détaillée des bruits de fond. Les candidats découverts sont en nombre insuffisant pour rendre compte de la courbe de rotation de la Galaxie; ils confirment et améliorent les résultats d'EROS1 et ceux d'EROS2 sur le Petit Nuage de Magellan. La combinaison de l'ensemble des résultats d'EROS permet d'exclure que les MACHOs de masse comprise entre $10e-7$ et 10 masse solaire soient les constituants substantiels du halo. Cette affirmation est en accord avec les nouveaux résultats du groupe MACHO, bien que nos interprétations diffèrent sur la question des bruits de fond et de la localisation des lentilles.

DISCIPLINE : Physique des Particules

MOTS-CLÉS : Cosmologie, Matière noire, Galaxies

ADRESSE DE L'U.F.R. : UFR925, Tour 13, 2ème étage, case 91
4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05

ADRESSE DU LABORATOIRE : Service de Physique des particules (SPP)
CEA Saclay DSM/DAPNIA
91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex