



HAL
open science

Recherche d'effets de microlentille gravitationnelle vers le centre galactique avec les données d'EROS-II

Clarisse Hamadache

► **To cite this version:**

Clarisse Hamadache. Recherche d'effets de microlentille gravitationnelle vers le centre galactique avec les données d'EROS-II. Astrophysique [astro-ph]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2004. Français. NNT: . tel-00008874

HAL Id: tel-00008874

<https://theses.hal.science/tel-00008874>

Submitted on 25 Mar 2005

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

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

UNIVERSITÉ STRASBOURG I LOUIS PASTEUR

UFR de Physique

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ STRASBOURG I

SPÉCIALITÉ : Physique

présentée par

Clarisse HAMADACHE

Recherche d'effets de microlentille gravitationnelle vers le Centre Galactique avec les données d'EROS II

soutenue le 29/11/2004 devant le jury composé de :

M. Jean-Pierre Engel	Co-Directeur de thèse
M. Ortwin Gerhard	Rapporteur externe
M. Yannick Giraud-Héraud	Rapporteur externe
M. Jean-Christophe Hamilton	Examineur
M. Jean Heyvaerts	Rapporteur interne
M. James Rich	Co-Directeur de thèse

Résumé

La recherche systématique d'effets de microlentille gravitationnelle vers le centre galactique permet de sonder la structure galactique. Le travail de thèse présenté ici concerne l'analyse des données collectées vers le centre galactique par l'expérience EROS2 pendant toute sa durée (1996-2003) : 66 degrés carrés du ciel situés de part et d'autre du plan galactique étaient surveillés. Les courbes de lumière d'environ 50 millions d'étoiles ont pu être construites dans deux filtres.

Les effets de microlentille gravitationnelle d'une durée comprise entre 4 jours et 500 jours et dont l'amplification maximum est supérieure à 2,18 ont été recherchés ; ceci permet de sélectionner des candidats convaincants et constitue une originalité par rapport aux analyses précédentes (EROS2 et concurrents) où l'on considérait une amplification maximum supérieure à 1,34.

L'analyse a révélé 139 candidats de microlentille gravitationnelle. Pour calculer la profondeur optique, l'échantillon d'étoiles sources a été restreint aux étoiles situées autour de l'amas des étoiles géantes rouges dans le diagramme couleur magnitude. Ce sous-échantillon constitué de $5,57 \times 10^6$ étoiles présente 91 candidats parmi les 139 avec une efficacité moyenne de détection de 56%. La profondeur optique correspondante $\tau = (1,79 \pm 0,20) \times 10^{-6}$ est compatible avec les valeurs attendues par les modèles galactiques. Ce résultat est en accord avec le dernier résultat du groupe MACHO mais est plus bas que celui des expériences concurrentes OGLE et MOA qui donnent une profondeur optique 2 à 3 fois plus grande que celle prédite par les modèles.

Par ailleurs, la grande statistique des données EROS2 collectées vers le centre galactique a permis de calculer la profondeur optique pour différentes latitudes galactiques, mettant ainsi en évidence le gradient de profondeur optique attendu du fait de la diminution de la densité d'objets compacts avec la distance au plan galactique.

Abstract

The systematic search for gravitational microlensing effect towards the galactic center makes it possible to probe the galactic structure. The thesis work presented here concerns the analysis of all galactic center data collected by the EROS2 experiment during 7 years (1996-2003) : the survey of 66 square degrees located on both sides of the galactic plane has allowed to build the lightcurves of approximately 50 million stars in two filters.

Gravitational microlensing events with a duration ranging between 4 days and 500 days and whose maximum magnification is higher than 2.18 were required ; this makes it possible to select convincing candidates and constitutes an originality compared to the previous analyses (EROS2 and other experiment) where maximum magnification was required to be higher than 1.34.

The analysis revealed 139 microlensing candidates. This sample contains 91 candidates whose source is a clump red giant star with an associated detection efficiency of 56%. The optical depth obtained for the clump red giant sources is $\tau = (1,79 \pm 0,20) \times 10^{-6}$. This value is in good agreement with predicted values as well as with the latest result of the MACHO group but it is lower than the OGLE and MOA group results which are 2 to 3 times higher than the predicted one.

In addition, the large statistics of galactic center data collected by EROS2 made it possible to calculate the optical depth for various galactic latitudes, and to detect the gradient of optical depth expected in galactic models.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble de l'équipe EROS du service de physique des particules du CEA-Saclay pour m'avoir accueillie au sein de leur groupe et permis de mener à bien cette thèse. Je voudrais tout particulièrement remercier Eric Lesquoy ainsi que Christophe Magneville. Ils m'ont tous deux apporté leur aide et leur savoir faire pour traiter la très grande quantité de données du centre galactique.

Je voudrais spécialement remercier Alain Milsztajn pour ces nombreux conseils et sa pédagogie. J'ai pu bénéficier de son expérience tout au long de ces trois années. Je le remercie également pour avoir relu à maintes reprises le manuscrit de ma thèse.

Un grand merci à Jim Rich mon directeur de thèse. Je lui suis reconnaissante d'avoir accepté de diriger mon travail. Je souhaiterais souligner sa grande disponibilité, sa gentillesse et son soutien pendant les moments les plus difficiles. J'ai beaucoup apprécié sa façon d'aborder la physique en rendant toujours les choses simples. Ce fut un plaisir de travailler à ses côtés et de partager sa vision de la physique.

Je remercie Jean-Pierre Engel, mon directeur de thèse de Strasbourg, qui m'a fait confiance et a accepté de diriger mon travail. Je le remercie pour l'intérêt qu'il a porté à mon sujet d'étude et pour avoir fait en sorte que ma thèse se déroule pour le mieux à Saclay.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres de la collaboration EROS, et particulièrement ceux du LAL et les Erosien du Chili que j'ai eu l'occasion de connaître en début de thèse lors de ma participation à la prise de données.

Je suis reconnaissante aux membres de mon jury de thèse. Je remercie Jean Heyvaerts, Ortwin Gerhard, Yannick Giraud-Héraud pour avoir accepté d'assurer la tâche de rapporteur ainsi que Jean-Christophe Hamilton qui a accepté celle d'examineur.

Je remercie et n'oublie pas mes camarades de thèse avec qui j'ai partagé ces trois dernières années. Merci aussi à Antoine, mon "colocataire" de bureau qui m'a supportée pendant deux ans.

Merci à mes parents pour avoir soutenu et financé mes études. Enfin merci Jérôme pour m'avoir aidé dans les moments les plus critiques et pour tout le reste.

Clarisse Hamadache

Table des matières

Introduction	13
1 Les microlentilles gravitationnelles	15
1.1 Formalisme des microlentilles gravitationnelles	15
1.1.1 Déflexion gravitationnelle des rayons lumineux	15
1.1.2 Microlentille simple : source et déflecteur ponctuels	15
1.1.3 Extensions du modèle de microlentille	21
1.2 Grandeurs observables	28
1.3 Profondeur optique et taux d'événements	28
1.3.1 Profondeur optique	29
1.3.2 Taux d'événements	31
1.4 L'effet de confusion ou <i>blending</i>	32
2 La structure galactique : étude de la région centrale	35
2.1 La Voie Lactée	35
2.2 Structure galactique et microlentilles gravitationnelles	36
2.3 La Galaxie "en équation"	37
2.3.1 Le halo sombre	37
2.3.2 Le disque	38
2.3.3 Le bulbe/barre	39
2.4 Discussion	40
2.4.1 Profondeur optique attendue	40
3 L'expérience EROS2 : instrument, données et principaux résultats	45
3.1 Contexte	45
3.2 L'instrumentation d'EROS2	46
3.2.1 Le site d'observation	47
3.2.2 L'optique	48
3.2.3 Les caméras CCD	49
3.2.4 La cryogénie	51
3.2.5 Le système de pointage et de guidage	51
3.2.6 Le système d'acquisition et de pré-traitement en ligne	52
3.2.7 Volume et stockage des données	53
3.3 Les données et les principaux résultats d'EROS2	53
3.3.1 Les Nuages de Magellan	53
3.3.2 Les bras spiraux galactiques	57
3.3.3 La recherche de supernovæ	59
3.3.4 La recherche d'objets du halo galactique à grand mouvement propre	59
3.4 EROS2 et le centre galactique	59
3.4.1 Choix des champs du centre galactique et historique de la prise de données	60

3.4.2	Bilan des données à traiter	61
3.4.3	État des lieux des études “microlentille” vers le centre galactique	62
4	Réduction photométrique des données	69
4.1	Principe et description de la photométrie sur catalogue	69
4.2	Le compositage	70
4.2.1	Étude du pointage du télescope	70
4.2.2	Sélection des meilleures images	71
4.2.3	Découpage en quart des CCD et compositage	74
4.2.4	Bilan de la création des images de référence	75
4.3	La création des catalogues de référence	76
4.3.1	La détection des étoiles	76
4.3.2	La mesure des flux de référence	76
4.3.3	L’association rouge-bleu	76
4.3.4	Bilan de la création des catalogues de référence	77
4.4	La création des courbes de lumière	79
4.4.1	La photométrie	79
4.4.2	L’alignement photométrique	80
4.4.3	L’erreur photométrique	80
4.4.4	La précision photométrique	80
4.5	Bilan de la réduction photométrique	82
4.6	Simulation d’étoiles “lentillées” sur les clichés CCD	85
5	Pré-analyse, filtrage des données	87
5.1	Nettoyage des données	87
5.1.1	Réjection des mauvais clichés	87
5.1.2	Réjection des mauvaises étoiles	90
5.2	Filtrage des courbes de lumière	91
5.2.1	Détermination de la ligne de base	91
5.2.2	Recherche de fluctuations	93
5.2.3	Filtrage annexe	96
5.3	Sélection de courbes de lumière pour le Monte Carlo	98
5.4	Résumé et bilan du filtrage	98
6	Analyse des données filtrées	101
6.1	Détermination de la population d’étoiles à étudier	101
6.2	Ajustement des courbes de lumière par une courbe de Paczyński	108
6.3	Coupages sur les paramètres de l’ajustement	108
6.3.1	Analyse de niveau 1 : réduction de l’échantillon de travail	108
6.3.2	Analyse de niveau 2 : étude de l’échantillon enrichi	112
6.4	Résultats de l’analyse des données filtrées	122
6.5	Vérification de la stabilité de l’analyse	128
7	Interprétation des résultats	131
7.1	Détermination de l’efficacité de détection	131
7.2	Calcul de la profondeur optique et du taux d’événements	137
7.2.1	Détermination expérimentale	137
7.2.2	Profondeur optique et taux d’événements	137
7.2.3	Incertitude sur la profondeur optique	137
7.2.4	Stabilité de la profondeur optique	139
7.3	Dépendance spatiale de la profondeur optique	139

7.4	Comparaison du résultat aux prédictions de modèles théoriques	141
7.5	Conclusion	143
Conclusion		145
A	Caractéristiques des candidats microlentille	147
B	Quelques candidats microlentille	161
C	Des candidats microlentille remarquables	171

Introduction

L'expérience EROS II (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) a pour objectif principal de rechercher la matière noire galactique sous forme baryonique à l'aide du phénomène de microlentille gravitationnelle. L'effet de microlentille gravitationnelle, au cours duquel la luminosité apparente d'une étoile d'arrière plan ("source") augmente temporairement lors du passage d'un objet près de la ligne de visée, est, comme son nom l'indique, un effet gravitationnel ; il permet ainsi de détecter un objet compact massif autrement que par son rayonnement électromagnétique.

Le programme scientifique d'EROS II inclut des observations vers les étoiles des Nuages de Magellan, mais aussi vers les étoiles du centre et des bras spiraux galactiques. Si la recherche d'événements de microlentille gravitationnelle vers les Nuages de Magellan permet de tester l'hypothèse de la matière noire baryonique sous forme d'objets compacts sombres dans le halo galactique, la recherche de ces effets vers les directions du centre et des bras spiraux galactiques permet, quant à elle, de sonder la structure galactique et de contraindre les modèles théoriques. En effet, on pense, dans le second cas, que ces phénomènes de microlentille ne sont pas dus à des astres sombres, mais à des étoiles ordinaires de luminosité trop faible pour être observées directement. L'effet de microlentille apparaît alors comme un moyen de mesurer la densité de masse vers le centre galactique. Cette étude est réalisée en comparant les nombres et les durées des événements détectés avec les valeurs prédites par les modèles. La carte du taux de microlentille en fonction de la position, issue d'un suivi à grande échelle et sur plusieurs années, peut apporter une forte contrainte sur la structure galactique. Par ailleurs, vu la difficulté des recherches de microlentille vers les Nuages de Magellan, l'étude de ce phénomène au sein du disque galactique a eu un intérêt plus pragmatique, celui de démontrer que le phénomène existe et qu'il présente les propriétés attendues.

Pour ces études, la grandeur de référence utilisée est la profondeur optique. Celle-ci est définie comme la probabilité instantanée qu'une étoile donnée soit affectée par un effet de microlentille avec un accroissement de luminosité supérieur à 1,34. Les premiers résultats des expériences concurrentes montrent un désaccord avec les prédictions des modèles existants de la Galaxie. Les profondeurs optiques mesurées par les groupes MACHO ($\tau \sim 2 - 4 \times 10^{-6}$), OGLE ($\tau \sim 3,3 \times 10^{-6}$) et MOA ($\tau \sim 3,4 \times 10^{-6}$) vers le centre galactique sont supérieures aux valeurs prévues par les modèles galactiques standard (on attend plutôt $\tau \sim 1 - 1,4 \times 10^{-6}$). Ces modèles sont élaborés à partir de la luminosité observée et de la cinématique du gaz et des étoiles. Ces données proviennent notamment des mesures faites dans le proche infrarouge par l'instrument DIRBE du satellite COBE.

Entre 1996 et 2003, la collaboration EROS II disposait d'un télescope de 1 m de diamètre, le Marly, situé sur le site de l'observatoire de La Silla au Chili. Le télescope Marly était équipé de 2 caméras CCD à grand champ qui permettaient l'observation simultanée dans deux filtres différents.

Une première analyse des données EROS II vers le Centre Galactique (CG), réalisée à partir d'un échantillon d'étoiles sources géantes rouges, suffisamment brillantes pour que l'effet de confusion¹ d'étoiles soit négligeable, concernait le suivi de 15 degrés carrés du ciel situés au sud du CG (direction moyenne $l = 2,5^\circ; b = -4,0^\circ$) sur une période de trois ans. L'analyse de $2,3 \times 10^6$ étoiles a permis de trouver 33 candidats de microlentille parmi lesquels ont été sélectionnés ceux dont l'étoile source est une géante rouge ayant varié de plus de 34% (16 au total); cette sélection permet une détermination fiable de la profondeur optique. La valeur obtenue, $\tau = 0,94_{-0,29}^{+0,27} \times 10^{-6}$, est en bon accord avec la profondeur optique attendue pour les modèles galactiques.

Le travail décrit dans cette thèse concerne l'analyse de la totalité des données collectées pendant sept ans vers le centre galactique. La zone du ciel surveillée se compose de 66 degrés carrés répartis de part et d'autre du plan galactique. À ce jour, seul EROS II dispose d'un lot important de données, sur une longue durée, pour effectuer une recherche de microlentilles gravitationnelles au nord du centre galactique (20 degrés carrés sur 66 degrés carrés). La statistique considérable permet d'obtenir un résultat robuste et de pouvoir ainsi trancher entre les différents résultats précédents. La stratégie adoptée pour l'analyse est de sélectionner un lot de candidats convaincants (rapport signal sur bruit élevé) dont l'étoile source est une géante rouge, en minimisant le nombre de coupures de sélection. La statistique nous permet aussi d'espérer détecter des événements plus rares, comme les effets de microlentille binaire ou les effets de microlentille avec effet de parallaxe terrestre. Dans le premier cas, le déflecteur est un objet à deux composantes. Dans le deuxième cas, l'effet induit par la révolution de la Terre autour du Soleil est détectable, ce qui permet de lever partiellement la dégénérescence sur les caractéristiques du déflecteur.

Nous abordons dans un premier temps les aspects théoriques de la recherche de microlentilles gravitationnelles vers le centre galactique. Le formalisme des microlentilles gravitationnelles est d'abord exposé. Puis nous décrivons les modèles les plus simples de la Galaxie à partir desquels la profondeur optique attendue est calculée. Dans un second temps, nous exposons le travail observationnel effectué au cours de la thèse. Tout d'abord, la réduction photométrique des données qui permet de passer des clichés CCD aux courbes de lumière des étoiles est explicitée. Vient ensuite l'analyse des données. Elle comporte deux étapes. Une pré-analyse constituée d'un filtrage des courbes de lumière est destinée à éliminer les données inintéressantes pour ce travail et à réduire ainsi le volume de données traité. Ensuite, au cours de l'analyse proprement dite, les candidats microlentille sont détectés et listés. Pour finir, la profondeur optique mesurée et l'interprétation des résultats sont données dans le dernier chapitre.

¹L'effet de confusion se manifeste dans le cas où le flux mesuré de l'étoile source est contaminé par les flux des étoiles voisines et par le fond d'étoiles de faible luminosité. Cet effet se produit surtout lors de l'observation de régions à haute densité stellaire.

Chapitre 1

Les microlentilles gravitationnelles

Après avoir introduit le phénomène de déflexion gravitationnelle de la lumière, nous décrivons le formalisme de l'effet de microlentille gravitationnelle dans son modèle le plus simple puis dans des modèles étendus. En introduisant ensuite les notions de profondeur optique et de taux d'événements, nous montrerons comment l'effet de microlentille peut servir d'outil observationnel pour sonder le contenu en matière d'une région donnée.

1.1 Formalisme des microlentilles gravitationnelles

1.1.1 Déflexion gravitationnelle des rayons lumineux

Dans le cadre de la théorie de la Relativité Générale, on établit que lorsqu'un rayon lumineux passe à proximité d'un corps massif de masse M , il est défléchi d'un angle α ,

$$\alpha = 4 \frac{GM}{rc^2} \quad (1.1)$$

où r est le paramètre d'impact, c la vitesse de la lumière et G la constante de gravitation universelle. La déflexion gravitationnelle de la lumière engendre plusieurs types de phénomènes dont les effets de microlentille gravitationnelle.

Dans la suite, nous détaillons le formalisme des microlentilles gravitationnelles. La description du phénomène a été effectuée de manière approfondie dans de nombreuses publications par le passé. Celle présentée ici se veut synthétique et est largement inspirée de [Paczynski, 1996] et [Mollerach and Roulet, 2002] ainsi que de plusieurs thèses effectuées au sein du groupe de recherche EROS2.

1.1.2 Microlentille simple : source et déflecteur ponctuels

1.1.2.1 Géométrie du système

Considérons le système suivant : un objet massif M , la lentille, se situe à proximité de la ligne de visée OS d'une source ponctuelle comme l'illustre la figure 1.1. Notons β , l'angle sous lequel la source est observée en l'absence de la lentille (l'axe de référence choisi étant l'axe observateur-lentille), et θ l'angle sous lequel apparaît l'image I de la source en présence de la

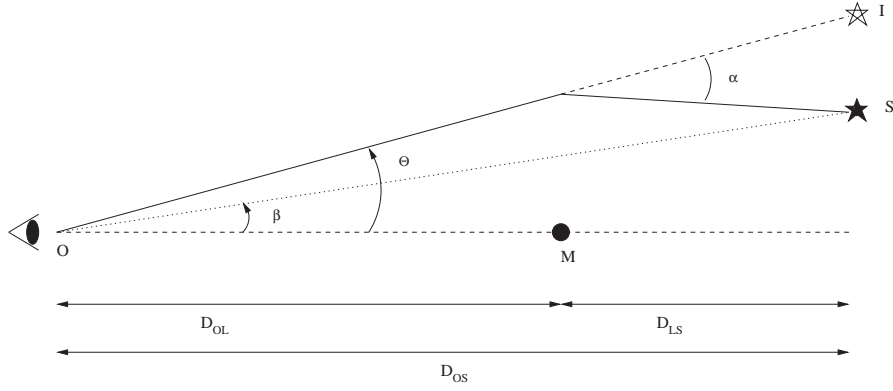


FIG. 1.1 – Géométrie du phénomène de microlentille, source et déflecteur ponctuel (d'après [Mollerach and Roulet, 2002]).

lentille. Les rayons lumineux provenant de la source sont défléchis, d'un angle α , par le champ gravitationnel de la lentille (α étant donné par l'équation 1.1).

Notons $D_{OL} \equiv D_l$ et $D_{OS} \equiv D_s$. Dans l'approximation des petits angles, on a

$$\Theta D_s = \beta D_s + \alpha(D_s - D_l). \quad (1.2)$$

En introduisant l'angle de déflexion réduit $\hat{\alpha}$,

$$\hat{\alpha} \equiv \alpha \frac{D_s - D_l}{D_s}, \quad (1.3)$$

l'équation 1.2 prend la forme

$$\beta = \Theta - \hat{\alpha} \quad (1.4)$$

où apparaît le lien entre la position réelle et la position apparente de la source. Le paramètre d'impact de l'équation 1.1 est ici $r = \Theta D_l$ et $\hat{\alpha}$ s'écrit

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2 \Theta D_l} \frac{D_s - D_l}{D_s}. \quad (1.5)$$

On obtient alors, d'après l'équation 1.4,

$$\Theta^2 - \beta \Theta - \Theta_E^2 = 0, \quad (1.6)$$

où on a introduit la quantité Θ_E appelé angle d'Einstein qui vaut

$$\Theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_s - D_l}{D_l D_s}}. \quad (1.7)$$

L'équation 1.6 a deux solutions physiques :

$$\Theta_{\pm} = \frac{\beta}{2} \pm \Theta_E \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{4\Theta_E^2}}. \quad (1.8)$$

Ces deux solutions correspondent aux positions angulaires des deux images I_+ et I_- de la source (cf figure 1.2), formées en présence de la lentille M .

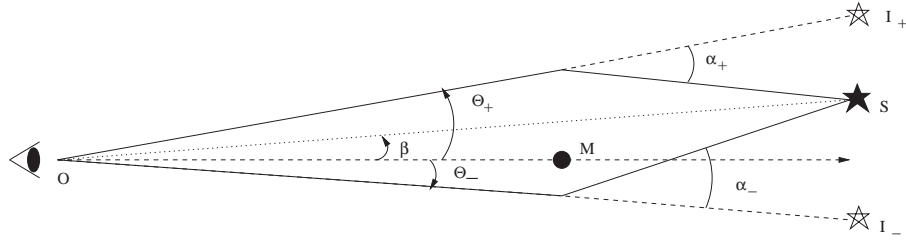


FIG. 1.2 – Position des deux images formées en présence de la lentille (d'après [Mollerach and Roulet, 2002]).

Quelle que soit la position relative de la lentille et de la source, les deux images sont situées de part et d'autre de la lentille M comme le montre la figure 1.3.

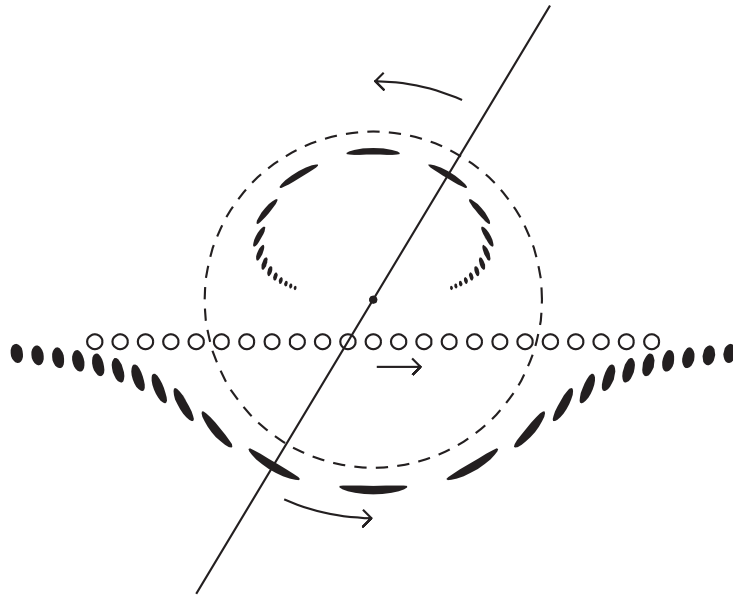


FIG. 1.3 – Position des images en fonction de la position de la source. Le déflecteur est au centre de la figure et est considéré comme fixe. Les tirets représentent l'anneau d'Einstein. Pour différentes positions de la source (disque ouvert), les deux images sont représentées de part et d'autre du déflecteur. Dans toutes ces diverses positions, la source et les deux images sont alignées avec le déflecteur (d'après [Paczynski, 1996]).

La séparation angulaire des deux images est donnée par :

$$\Delta\theta = \theta_+ - \theta_- = 2\theta_E \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{4\theta_E^2}}. \quad (1.9)$$

Lorsque la séparation angulaire est de l'ordre de la milliseconde d'arc, on parle du régime *microlentille*. Dans ce régime, actuellement, aucun télescope ne permet d'observer les deux images séparées. On observe seulement la superposition des deux images (cf section 1.1.2.2).

Par exemple, si on considère une étoile source située dans le centre de la Galaxie, à environ 8 kpc, un déflecteur d'une masse solaire, situé à mi-chemin entre le centre de la Galaxie et la Terre à 4 kpc, on trouve :

$$\Theta_E \simeq 0,9 \text{ mas} \sqrt{\frac{(D_s - D_l) \times 10 \text{ kpc}}{D_s D_l}} \sqrt{\frac{M}{M_\odot}} = 1,0 \text{ mas}. \quad (1.10)$$

Revenons brièvement sur la quantité Θ_E . Lorsque $\beta = 0$, c'est-à-dire lorsque le paramètre d'impact est nul (l'observateur, le déflecteur et la source sont parfaitement alignés), par symétrie autour de la ligne de visée, l'image de l'étoile source formée est un anneau de rayon angulaire Θ_E que l'on nomme anneau d'Einstein (cf figure 1.4).

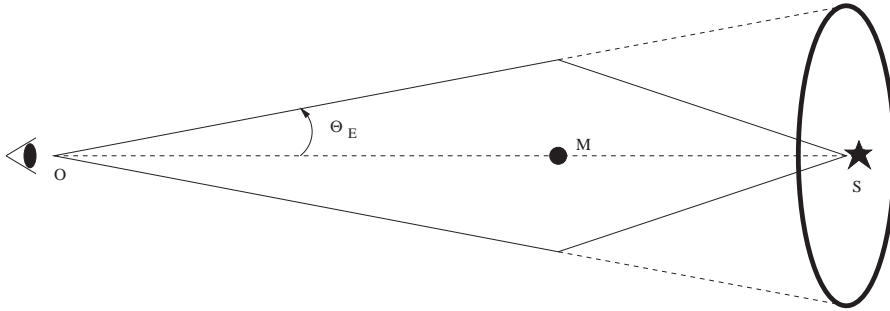


FIG. 1.4 – Anneau d'Einstein. La source, le déflecteur et l'observateur sont parfaitement alignés, l'image formée est un anneau (d'après [Mollerach and Roulet, 2002]).

Le rayon de cet anneau R_E est fréquemment utilisé pour normaliser les distances projetées dans le plan du déflecteur (\perp à la ligne de visée); on considère notamment le paramètre d'impact réduit u , relatif à la distance b entre la ligne de visée et la lentille. On a :

$$R_E = \Theta_E D_l = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{(D_s - D_l) D_l}{D_s}} \quad (1.11)$$

et on pose

$$u = \frac{\beta}{\Theta_E} = \frac{\beta D_l}{R_E} = \frac{b}{R_E}. \quad (1.12)$$

1.1.2.2 Amplification

Lors d'un effet de microlentille gravitationnelle, le flux lumineux qui parvient à l'observateur est issu de deux directions, les deux images appelées plus haut I_+ et I_- . Par rapport à une situation sans lentille, la répartition du flux est modifiée et par conséquent l'angle solide sous lequel on voit la source l'est aussi.

Le flux reçu d'une source est donné par le produit de la surface émettrice et de l'angle solide sous lequel est vue la source. Comme la brillance de surface se conserve (conséquence du théorème de Liouville), il vient que l'amplification A de lumière perçue lors d'un effet de microlentille gravitationnelle est :

$$A = \frac{d\Omega}{d\Omega_0} \quad (1.13)$$

avec $d\Omega$ l'angle solide observé et $d\Omega_0$ l'angle solide correspondant en l'absence de déflecteur.

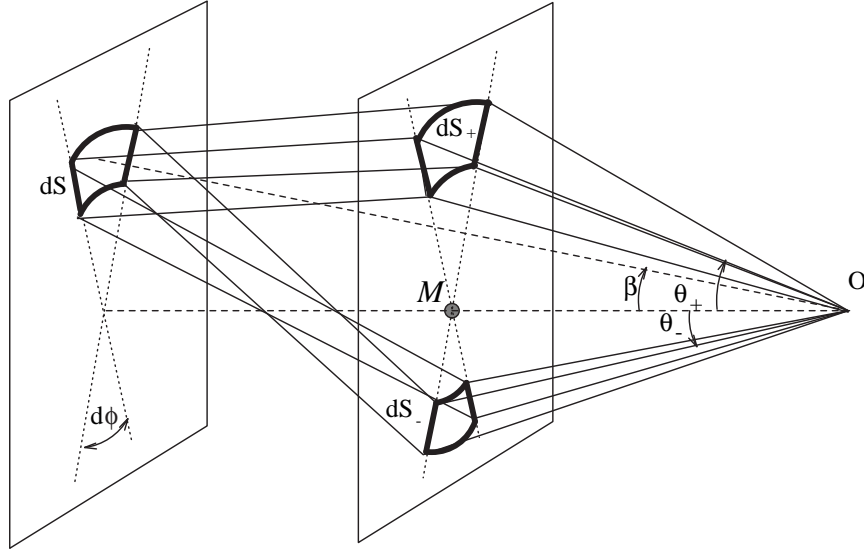


FIG. 1.5 – Trajectoires des rayons lumineux provenant d'une source dS en présence d'une lentille ponctuelle M . Les éléments de surface correspondant aux images dans le plan de la lentille, sont dS_{\pm} (d'après [Roulet and Mollerach, 1997]).

Si on considère un élément de surface dS avec une position angulaire β et deux images aux positions angulaires Θ_+ et Θ_- comme l'illustre la figure 1.5, l'élément de surface dS est vu sous l'angle solide $d\Omega_0 = dS/D_s^2 = \beta d\phi d\beta$. Mais en présence de la lentille M , l'angle solide correspondant est $d\Omega_{\pm} = dS_{\pm}/D_l^2 = \Theta_{\pm} d\phi d\Theta_{\pm}$. L'amplification pour chacune des images est alors formulée ainsi :

$$A_{\pm} = \frac{d\Omega_{\pm}}{d\Omega_0} = \frac{\Theta_{\pm} d\Theta_{\pm}}{\beta d\beta} \quad (1.14)$$

et en utilisant l'équation 1.8, on obtient

$$A_{\pm} = \frac{1}{2} \pm \frac{\beta^2 + 2\Theta_E^2}{2\beta\sqrt{\beta^2 + 4\Theta_E^2}}. \quad (1.15)$$

On peut noter que $A_+ > 0$ (image droite) et $A_- < 0$ (image renversée), et $|A_+| - |A_-| = 1$. Dans le régime *microlentille*, l'amplification apparente pour l'observateur est la somme des amplifications des deux images,

$$A = |A_+| + |A_-| = \frac{\beta^2 + 2\Theta_E^2}{\beta\sqrt{\beta^2 + 4\Theta_E^2}}. \quad (1.16)$$

Lorsque le paramètre d'impact est nul ($\beta = 0$), l'amplification diverge, le modèle de microlentille avec source ponctuelle atteint ses limites. Par la suite, comme il est habituel de le faire,

nous utiliserons la forme de l'amplification qui fait intervenir le paramètre d'impact réduit u (β/Θ_E ou b/R_E , cf équation 1.12) :

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}. \quad (1.17)$$

1.1.2.3 Dynamique du phénomène

La position des astres n'est pas fixe dans le temps. Les positions relatives de la source, de la lentille et de l'observateur évoluent. L'amplification apparente de la source va croître quand la lentille se rapproche de la ligne de visée et décroître lorsque la lentille s'éloigne. Si on considère, en première approximation, que la lentille se déplace avec une vitesse constante par rapport à la ligne de visée, l'expression du paramètre d'impact réduit $u(t)$ s'écrit :

$$u^2(t) = \frac{b_m^2 + [v_t(t - t_0)]^2}{R_E^2} \equiv u_0^2 + \frac{(t - t_0)^2}{t_E^2} \quad (1.18)$$

où b_m est la distance minimum entre la lentille et la ligne de visée de la source, $u_0 = b_m/R_E$ est le paramètre d'impact minimum normalisé par le rayon d'Einstein, t_0 est l'instant de moindre approche de la lentille — qui équivaut à l'instant d'amplification maximum de la source — et v_t est la vitesse relative de la lentille et de la source, projetée dans le plan de la lentille (\perp à la ligne de visée). Le *temps d'Einstein* t_E est le paramètre qui caractérise la durée du phénomène, c'est le temps nécessaire pour que la lentille parcoure une distance R_E ,

$$t_E = \frac{R_E}{v_t} = \frac{1}{v_t} \left[\frac{4GM}{c^2} \frac{(D_s - D_l)D_l}{D_s} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.19)$$

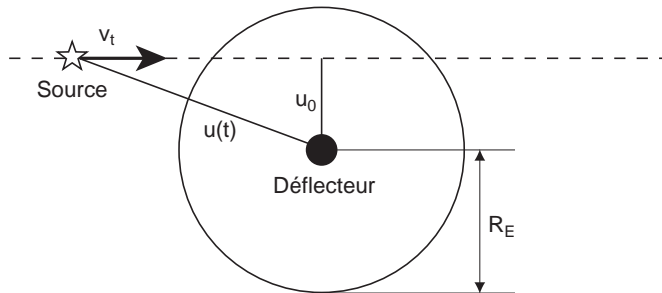


FIG. 1.6 – Dynamique de l'effet de microlentille gravitationnelle. Ici dans le plan du déflecteur, fixe, le paramètre d'impact réduit u décroît jusqu'à son minimum u_0 lorsque le déflecteur s'approche de la ligne de visée, et augmente ensuite ; v_t est la vitesse transverse de la source dans le plan de la lentille.

Une illustration de la dynamique de l'effet de microlentille gravitationnelle est représentée sur la figure 1.6.

Une étoile qui subit un effet de microlentille gravitationnelle, voit donc sa courbe de lumière (le flux lumineux en fonction du temps) amplifiée d'un facteur A au cours du temps qui,

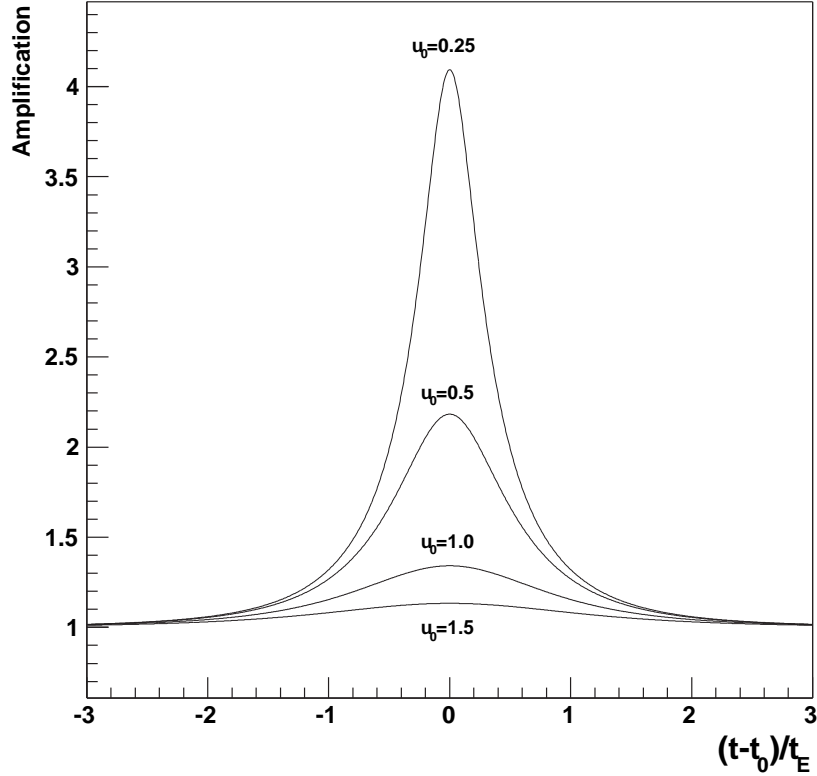


FIG. 1.7 – Amplification en fonction du temps pour différents paramètres d'impact minimum u_0 (Courbe de Paczyński).

exprimé en fonction de $u(t)$, a la forme :

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}}. \quad (1.20)$$

L'amplification est symétrique autour de l'instant du maximum t_0 , et est indépendante de la longueur d'onde, l'effet étant gravitationnel donc géométrique. Selon la valeur du paramètre d'impact minimum u_0 , l'amplification maximum va être plus ou moins grande, en particulier lorsque $u_0 = 1$ (à sa distance de moindre approche, la lentille se trouve à 1 rayon d'Einstein de la ligne de visée) $A_{max} = 1,34$. Pour différentes valeurs de u_0 , les courbes d'amplification dites courbes de Paczyński sont représentées figure 1.7.

1.1.3 Extensions du modèle de microlentille

1.1.3.1 Source étendue

L'effet de source étendue devient non négligeable et se manifeste observationnellement lorsque l'étoile source ne peut plus être considérée comme ponctuelle (cf figure 1.8).

On se trouve dans cette configuration si le paramètre d'impact u_0 est du même ordre de grandeur que U le rayon de la source projeté dans le plan du défecteur (en unité de rayon d'Einstein

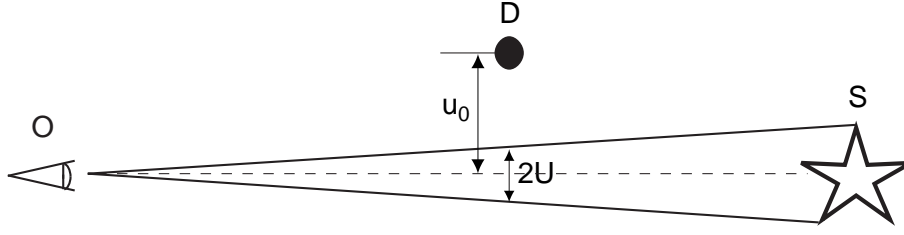


FIG. 1.8 – Géométrie de l'effet de source étendue (d'après [Palanque-Delabrouille, 1997]).

R_E). U s'écrit :

$$U = \frac{R_\star D_l}{R_E D_s} = \frac{R_\star}{\theta_E D_s}, \quad (1.21)$$

avec R_\star le rayon de l'étoile source. À partir des équations 1.21 et 1.10, on obtient l'expression :

$$U = 5 \times 10^{-4} \frac{R_\star}{R_\odot} \sqrt{\frac{D_l \times 10 \text{ kpc}}{D_s(D_s - D_l)}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.22)$$

qui montre que l'effet de source étendue est d'autant plus facile à détecter que la masse M du déflecteur est faible. Nous allons voir que, sous l'effet de source étendue, la courbe de lumière de Paczyński standard devient d'abord plus piquée, puis plus plate et ce d'autant plus que U est important par rapport à u_0 .

Nous citons ici le cas d'une étoile source sphérique de brillance de surface uniforme (pour une brillance de surface non uniforme se référer à [Dominik, 1996]). Le calcul, que l'on trouvera explicité dans [Renault, 1996] donne l'amplification suivante :

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

$$+ H(U - u_0) \left(1 - \frac{u_0}{U} \right)^2 \sqrt{1 + \frac{4}{(U - u_0)^2}} \quad (1.23)$$

$$(1.24)$$

où H est la fonction de Heaviside ($H(x < 0) = 0$ et $H(x \geq 0) = 1$). On note que par rapport au modèle de microlentille avec source ponctuelle, l'amplification ne diverge plus pour un paramètre d'impact nul ($u_0 = 0$) :

$$A(u_0 = 0, U) = \sqrt{1 + \frac{4}{U^2}}. \quad (1.25)$$

Lorsque $U > u_0$, les courbes de lumière correspondantes sont plus aplaties et plus élargies que pour le modèle avec source ponctuelle (voir figure 1.9).

Lorsqu'un effet de source étendue est détectable sur une courbe de lumière il est alors possible de mesurer certains des paramètres du système, inaccessibles dans le cas standard. S'il est possible d'estimer la distance de la source D_s ainsi que son rayon R_\star (à partir du type de

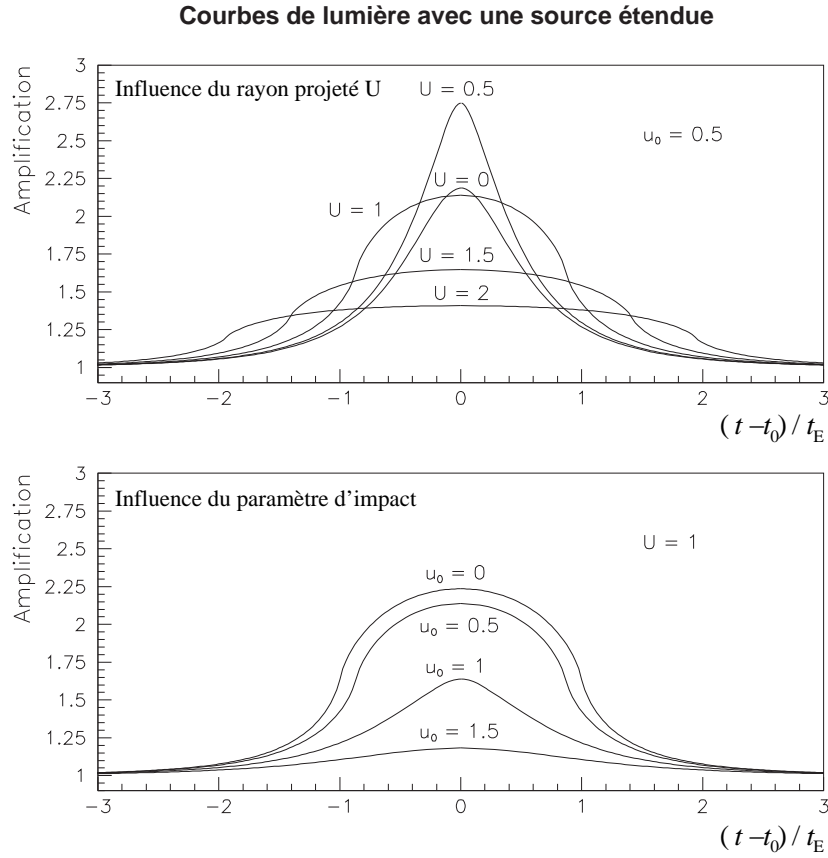


FIG. 1.9 – Courbes de lumière avec effet de source étendue, pour différentes valeurs des paramètres u_0 et U . La figure du haut montre l'influence du rayon projeté de la source U sur la forme de la courbe de lumière. L'amplification maximale est obtenue pour $U \neq 0$: l'effet de source étendue peut contribuer à rendre un événement plus facilement détectable. La figure du bas montre l'effet de la variation de u_0 pour $U = 1$: pour une source étendue, la divergence à $t = t_0$ pour un paramètre d'impact nul $u_0 = 0$ est supprimée (d'après [Renault, 1996]).

l'étoile par exemple), le rayon projeté de la source U permet de déterminer le rayon d'Einstein angulaire θ_E ,

$$U = \frac{R_\star}{R_E} \frac{D_l}{D_s} \quad \text{d'où} \quad \theta_E = \frac{R_E}{D_l} = U \frac{R_\star}{D_s} \quad (1.26)$$

Comme la courbe de lumière fournit aussi le temps d'Einstein t_E , on accède au mouvement propre relatif de la source et du déflecteur,

$$\mu = \frac{v_t}{D_l} = \frac{\theta_E}{t_E}. \quad (1.27)$$

On peut alors contraindre v_t et D_l , et localiser le déflecteur, à partir des caractéristiques des différentes populations auxquelles il peut appartenir (lorsque celles-ci sont connues par ailleurs).

1.1.3.2 Lentille binaire

La plupart des étoiles de la Galaxie sont des systèmes binaires [Abt, 1983]. Dans une étude des microlentilles gravitationnelles vers le centre galactique, [Mao and Paczynski, 1991] indiquent que 10% des événements microlentille sont dus à des lentilles binaires. Dans ce cas, la courbe de lumière présente une forme différente de celle dite standard (source et lentille ponctuelles).

Si le défecteur est constitué de plusieurs composantes, l'angle de déflexion d'un rayon lumineux est la somme des déflexions (vectorielles) dues à chacune des composantes individuellement [Mao and Paczynski, 1991]. Si chacune des composantes est ponctuelle avec une masse M_i , en partant de l'équation 1.2 qui s'écrit ici

$$\vec{\Theta} = \vec{\beta} + \vec{\alpha} \frac{D_s - D_l}{D_s}, \quad (1.28)$$

on obtient

$$\vec{\Theta} - \vec{\beta} = \frac{D_s - D_l}{D_s} \sum_i \frac{4GM_i}{c^2} \frac{\vec{r} - \vec{r}_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^2}. \quad (1.29)$$

Pour une lentille binaire composée de deux lentilles ponctuelles de masse M_A et M_B , et dont les positions angulaires, par rapport à l'axe de référence observateur-lentille, sont Θ_A et Θ_B , l'équation précédente peut se réécrire de la façon suivante :

$$\vec{\Theta} - \vec{\beta} = \mu_A (\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_A) \frac{\Theta_E^2}{|\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_A|^2} + \mu_B (\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_B) \frac{\Theta_E^2}{|\vec{\Theta} - \vec{\Theta}_B|^2} \quad (1.30)$$

où $\mu_A = M_A/M$ et $\mu_B = M_B/M$ avec $M = M_A + M_B$ la masse totale du défecteur. Θ_E est alors l'angle d'Einstein obtenu pour le système dans son ensemble (cf équation 1.7) en utilisant la masse M .

Dans le cas d'un défecteur binaire, 3 paramètres supplémentaires interviennent dans la description du phénomène : le rapport des masses des deux composantes, la distance entre les deux composantes et l'orientation de la trajectoire de la source par rapport à l'axe joignant les deux composantes. Dans le cas général, il n'y pas de solution analytique à l'équation 1.30 ; l'espace des paramètres est grand et la courbe de lumière correspondante peut prendre diverses formes.

Dans le plan de la source, on définit les *courbes caustiques* ; lorsque la source est située sur ces courbes l'amplification est formellement infinie. Les positions des images associées dans le plan de la lentille définissent les *courbes critiques*. L'amplification totale est égale à la somme des amplifications des images individuelles.

Pour une position donnée de la source on obtient (numériquement) 3 ou 5 images ; deux images apparaissent ou disparaissent. Lorsque la source traverse la caustique, une paire d'images apparaît ou disparaît sur la *courbe critique*, tandis que l'amplification totale est formellement infinie (cf figure 1.10). On distingue essentiellement deux types de courbe de lumière : avec et sans traversée de caustique ; et selon que la séparation entre les deux défecteurs est plus grande (*wide binary*) ou plus petite (*close binary*) que le rayon d'Einstein (défini ici en utilisant la masse totale M du système), les courbes de lumières engendrées prennent des formes différentes (cf figure 1.10).

Le formalisme des lentilles binaires est décrit en détail dans [Schneider and Weiss, 1986]. Le cas d'une lentille binaire en rotation est traité plus particulièrement dans [Dominik, 1996].

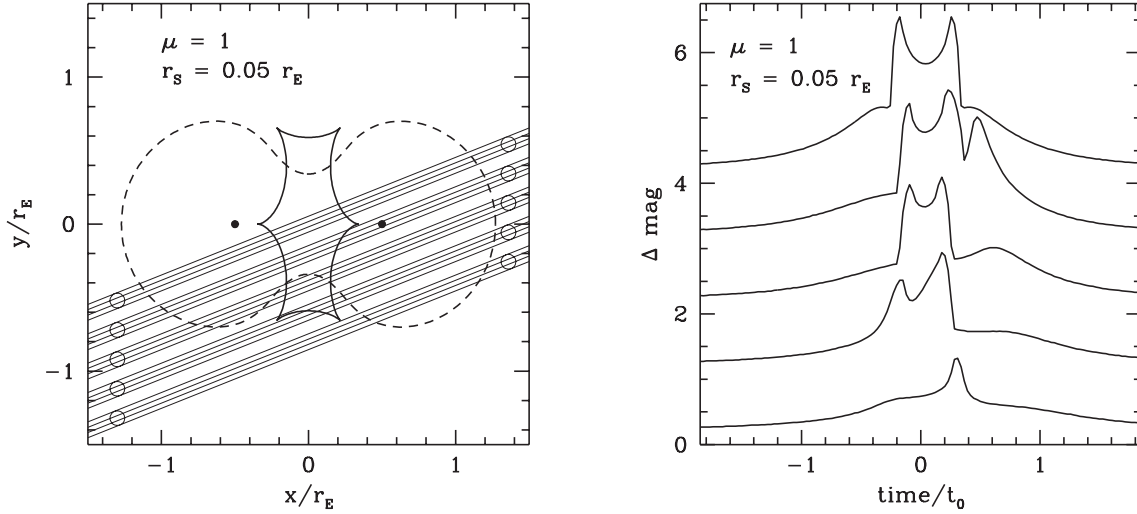


FIG. 1.10 – Microlentille avec déflecteur binaire. À gauche sont indiquées les positions des deux composants du déflecteur binaire (cercles noirs), avec la courbe critique (pointillés) et la caustique (trait plein) associées. Pour 5 trajectoires possibles de la source les courbes de lumière correspondantes ont été calculées et sont représentées à droite. Lorsque la source traverse ou simplement s’approche de la caustique, la courbe de lumière présente des pics très marqués, caractéristiques d’une lentille binaire (d’après [Paczynski, 1996]).

1.1.3.3 Source binaire

Si la fraction importante d’étoiles doubles parmi les étoiles de la galaxie nous a amené à considérer les effets de microlentille gravitationnelle où les déflecteurs sont binaires, on peut aussi étudier les systèmes où ce sont les sources qui sont binaires. Cette configuration est plus simple à traiter : les rayons lumineux de chacune des deux étoiles composant le système binaire sont défléchis, mais les paramètres d’impact réduits lentille-ligne de visée différents $u_{1,2}(t)$. L’amplification totale est alors la superposition des amplitudes individuelles, pondérées par les luminosités $L_{1,2}$ des deux sources,

$$A_{\text{totale}}(t) = \frac{1}{L_1 + L_2} (L_1 \times A(u_1(t)) + L_2 \times A(u_2(t))) \quad (1.31)$$

1.1.3.4 Effet de parallaxe terrestre

L’effet de parallaxe est la conséquence de la révolution de la Terre autour du Soleil. Lors d’un effet de microlentille gravitationnelle, l’effet de parallaxe devient détectable si le rayon d’Einstein projeté dans le plan de l’observateur est du même ordre de grandeur que le rayon de l’orbite terrestre $a_{\oplus} = 1 \text{ UA}$ et si la durée de l’événement est suffisamment longue (c’est-à-dire une fraction substantielle d’une année terrestre).

Si l’effet de parallaxe est détectable, le phénomène observé est la modulation de la ligne de visée au cours de la rotation de la Terre autour du Soleil. Dans ce cas, on ne peut plus considérer que le déflecteur est en mouvement rectiligne uniforme par rapport à la ligne de visée et l’évolution temporelle du paramètre d’impact réduit $u(t)$ est modifiée.

Pour déterminer les modifications induites par l'effet de parallaxe sur les paramètres de l'effet de microlentille, considérons d'abord l'angle γ entre la ligne de visée et le plan de l'écliptique (cf figure 1.11) ; a_{\oplus} est le rayon de l'orbite terrestre (supposée circulaire).

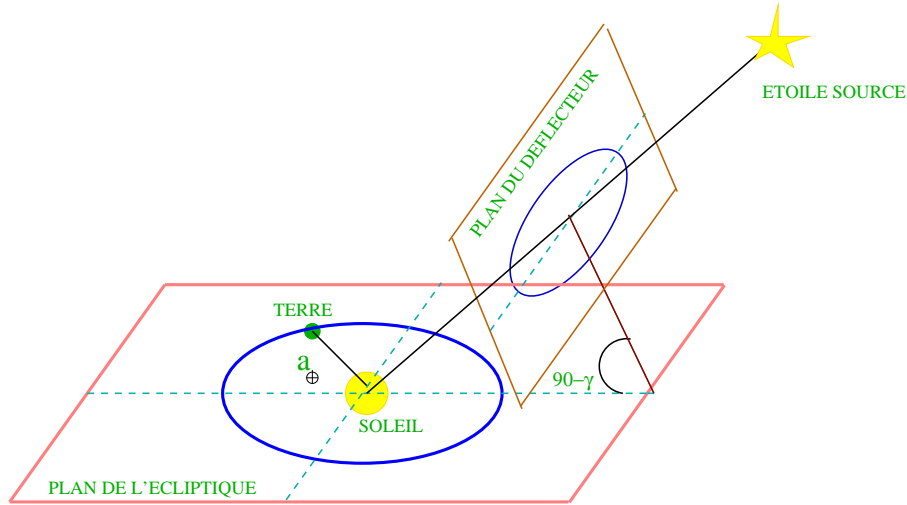


FIG. 1.11 – Géométrie de l'effet de parallaxe. γ est l'angle entre l'écliptique et le plan du déflecteur (d'après Lasserre).

Si on se place maintenant dans le plan de la lentille (cf figure 1.12), la projection de l'orbite terrestre dans ce plan est une ellipse de demi-grand axe $a_{\oplus}(1 - x)$ où $x = D_l/D_s$.

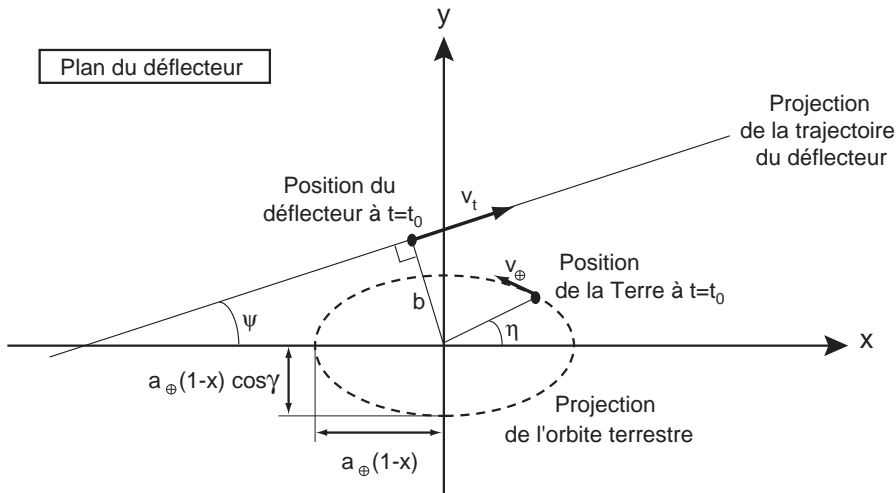


FIG. 1.12 – Géométrie de l'effet de microlentille avec parallaxe terrestre dans le plan du déflecteur. Le centre des coordonnées est l'intersection de la ligne de visée Soleil-source (d'après [Palanque-Delabrouille, 1997]).

La position de l'intersection de la ligne de visée avec le plan du défecteur s'écrit :

$$\vec{x}(t) = \begin{cases} a_{\oplus}(1-x) \cos(\Omega_{\oplus}(t-t_0) + \eta) \\ a_{\oplus}(1-x) \cos \gamma \sin(\Omega_{\oplus}(t-t_0) + \eta) \end{cases} \quad (1.32)$$

et la position du défecteur au cours du temps est :

$$\vec{x}_l(t) = \begin{cases} v_t(t-t_0) \cos \psi - b \sin \psi \\ v_t(t-t_0) \sin \psi + b \cos \psi \end{cases} \quad (1.33)$$

où ψ est l'angle entre la trajectoire du défecteur et le demi-grand-axe de l'orbite terrestre projetée. On a posé $\Omega_{\oplus} = 2\pi/T_{\oplus}$ avec $T_{\oplus} = 1$ an (période de révolution terrestre). L'expression du paramètre d'impact réduit en fonction du temps s'écrit alors,

$$\vec{u}(t) = \frac{\vec{x}(t) - \vec{x}_l(t)}{R_E} \quad (1.34)$$

$$\begin{aligned} u^2(t) = \|\vec{u}\|^2 &= u_0^2 + \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right)^2 + \delta u^2 (\cos^2 \varphi(t) + \cos^2 \gamma \sin^2 \varphi(t)) \\ &+ 2 \left(\frac{t-t_0}{t_E}\right) \delta u (\cos \gamma \sin \psi \sin \varphi(t) + \cos \psi \cos \varphi(t)) \\ &+ 2u_0 \delta u (\cos \gamma \cos \psi \sin \varphi(t) - \sin \psi \cos \varphi(t)) \end{aligned} \quad (1.35)$$

où on a posé,

$$\varphi(t) = \Omega_{\oplus} \times (t-t_0) + \eta \quad \delta u = \frac{a_{\oplus}}{R_E} \times \frac{D_s - D_l}{D_s} = \frac{a_{\oplus}}{\tilde{R}_E} \quad (1.36)$$

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

L'amplification correspondant au paramètre d'impact réduit $u(t)$, dont on vient d'établir l'expression, donne une courbe de lumière qui ressemble à une courbe de Paczyński mais elle présente des distorsions qui la rendent légèrement asymétrique, comme le montre la figure 1.13 (Il s'agit du premier événement à parallaxe terrestre détecté [Alcock et al., 1995].).

À partir de la mesure de t_E et δu on peut calculer le rayon d'Einstein projeté $\tilde{R}_E = a_{\oplus}/\delta u$ et par suite la projection de la vitesse transverse \tilde{v}_t ,

$$\tilde{v}_t = v_t \times \frac{D_s}{D_s - D_l} = \frac{a_{\oplus}}{t_E \delta u} \quad (1.37)$$

La détection de l'effet de parallaxe permet une levée partielle de la dégénérescence.

Dans le cadre de l'effet de parallaxe, on peut citer le concept de *xallarap* [Bennett, 1998]. Ce phénomène est la réciproque de l'effet de parallaxe ; les déformations de la courbe de lumière par rapport à un effet de microlentille standard sont dans ce cas dus au mouvement de rotation d'une source binaire. L'effet donne accès au rayon d'Einstein projeté dans le plan de la source \hat{R}_E , par comparaison avec le demi-grand axe a_* de l'orbite du système binaire.

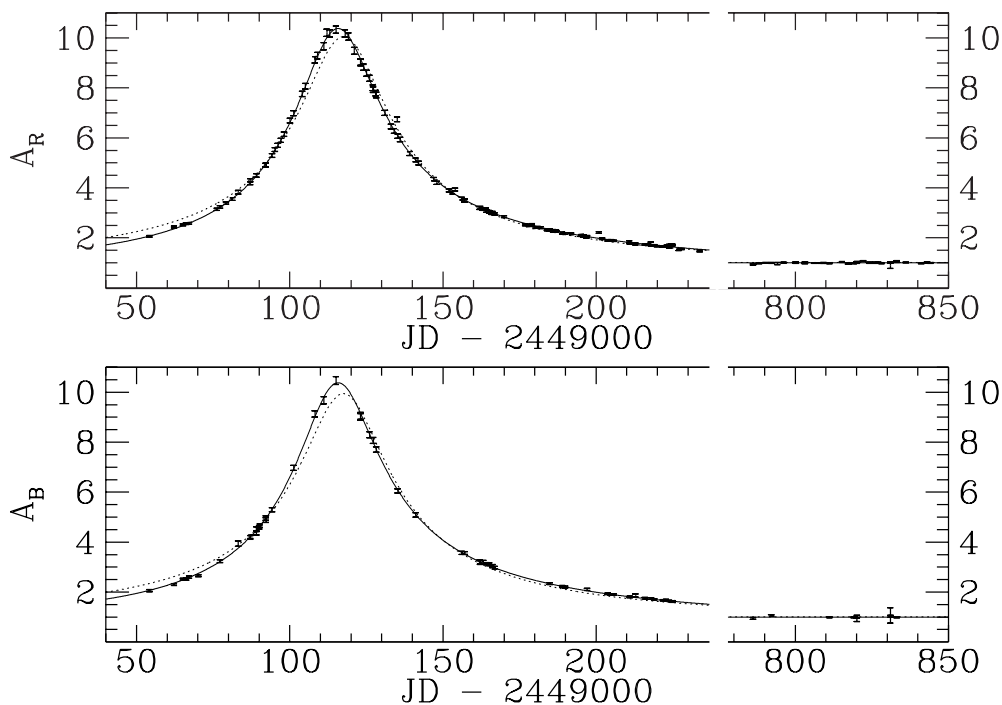


FIG. 1.13 – Courbes de lumière du premier événement détecté présentant un effet de parallaxe terrestre (découvert par MACHO) [Alcock et al., 1995]. Le mouvement de la Terre induit une légère déformation par rapport au modèle de microlentille simple ; la courbe de lumière présente notamment une certaine asymétrie. Paramètres de l'événement : $t_E = 72$ jours et $\delta u = 0.322 \pm 0.035$.

1.2 Grandeurs observables

Losque que l'on suit photométriquement un événement microlentille, on a accès à au moins quatre grandeurs observables : la magnitude de l'étoile source hors amplification (ou magnitude de base), le temps d'Einstein t_E , le paramètre d'impact minimum u_0 et l'instant du maximum d'amplification t_0 . En pratique, on obtient ces paramètres en ajustant la courbe de lumière observée par une courbe de Paczyński simple. Pour un événement standard (source ponctuelle-lentille ponctuelle), il n'est pas possible d'accéder aux caractéristiques physiques du déflecteur. Le temps d'Einstein est bien lié à celles-ci, mais il existe une indétermination sur la masse de la lentille M , sa vitesse transverse v_t et sa distance D_l (cf équation 1.19).

1.3 Profondeur optique et taux d'événements

Le nombre et la durée d'effets de microlentille observés vers une direction du ciel donnée sont liés à la quantité et à la masse des déflecteurs présents dans la zone située entre l'observateur et les étoiles sources surveillées. En suivant suffisamment longtemps les étoiles d'une région suffisamment grande pour observer un nombre significatif d'effets de microlentille, on va pouvoir contraindre la densité de masse présente dans cette région.

1.3.1 Profondeur optique

La quantité observable que l'on utilise habituellement dans les études d'effets de microlentille est la *profondeur optique*. Elle est définie comme la probabilité qu'à un instant donné une étoile source subisse un effet de microlentille induisant une amplification apparente de flux de l'étoile de plus de 34% (i.e. $u_0 < 1$, voir 1.7). Cette quantité est en fait la probabilité que la ligne de visée vers une source donnée traverse le disque d'Einstein d'une lentille.

En faisant, pour le moment, l'hypothèse que toutes les lentilles ont la même masse M , le nombre de lentilles par unité de volume est $n_l = \rho_l/M$ avec ρ_l la densité de masse dans la région de l'espace considérée. La contribution à la profondeur optique τ pour des lentilles situées à la distance D_l dans une tranche dD_l et dont le disque d'Einstein couvre la surface πR_E^2 est donnée par :

$$d\tau = dD_l n_l \pi R_E^2. \quad (1.38)$$

La profondeur optique totale pour toutes les lentilles situées entre l'observateur et les sources est alors obtenue par intégration :

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^{D_s} dD_l \frac{\rho_l}{M} \pi R_E^2 \\ &= \frac{4\pi G}{c^2} \int_0^{D_s} \rho_l \frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s} dD_l \\ &= \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho_l(x) x(1-x) dx \quad \text{avec } x = \frac{D_l}{D_s}. \end{aligned} \quad (1.39)$$

L'expression obtenue pour la profondeur optique est indépendante de la masse M des lentilles ; on s'affranchit donc de l'hypothèse de départ selon laquelle toutes les lentilles ont la même masse. La profondeur optique dépend seulement de la densité de lentilles dans la région sondée et de la distance de la source et des défecteurs.

Remarque : le but de ce travail de thèse est de sonder la direction du centre de la Galaxie. Dans cette direction jusqu'au centre de la Galaxie, la ligne de visée traverse des régions avec des densités de sources différentes. On peut observer des étoiles du disque de la Galaxie ou bien des étoiles du bulbe (la structure de la Galaxie est détaillée dans le chapitre 2). Dans ce cas, pour obtenir une profondeur optique valable tout au long de la ligne de visée, il est nécessaire de tenir compte de la densité de sources détectables dn_s/dD_s à la distance D_s . La profondeur optique est alors donnée par :

$$\tau = \frac{1}{N_s} \int dD_s \frac{dn_s}{dD_s} \tau(D_s) \quad (1.40)$$

où N_s est un facteur de normalisation $N_s = \int dD_s dn_s/dD_s$. Lorsqu'on observe des étoiles uniquement par photométrie sans effectuer par ailleurs de suivi spectroscopique, il est difficile de connaître leur distance et par conséquent leur nombre à une distance donnée. Ceci est une des raisons pour lesquelles, dans les études de microlentille vers le bulbe galactique, on restreint souvent l'échantillon d'étoiles sources suivies à certaines étoiles dont la distance est bien connue. C'est le cas dans cette thèse ; l'expression 1.39 de la profondeur optique est donc tout à fait valable pour la suite.

Pour avoir une idée de la valeur de la profondeur optique vers le centre galactique, prenons le cas simple où les lentilles se trouvent dans le disque galactique entre le Soleil et le centre galactique, et où les sources se situent dans le bulbe (au voisinage du centre galactique) à $\sim 8 \text{ kpc}$. Estimons l'intégrale I de l'équation 1.39,

$$I = \int_0^1 \rho_l(x)x(1-x) dx. \quad (1.41)$$

On prend une loi $\rho_l(x) = \rho_0 \times e^{-x \frac{D_s}{r_0}}$ où ρ_0 est la densité de masse des étoiles du disque au voisinage du centre galactique et où $r_0 = 3,5 \text{ kpc}$ est l'échelle de distance du disque [Binney and Tremaine, 1987].

La densité de masse dans le disque à la distance r du centre galactique est de la forme

$$\rho = \rho_0 \times e^{\frac{-r}{r_0}},$$

ρ_0 étant la densité de masse sous forme d'étoile du disque au centre de la galaxie. Au voisinage du Soleil on a donc

$$\rho_{\odot} = \rho_0 \times e^{\frac{-r_{\odot}}{r_0}}$$

avec $r_{\odot} = 8 \text{ kpc} = D_s$; d'où

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{\odot} \left(e^{\frac{D_s}{r_0}} \right) e^{\frac{-r}{r_0}} \\ &= \rho_{\odot} e^{\frac{D_s}{r_0}} e^{-\frac{x D_s}{r_0}} \text{ avec } r = x D_s. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Avec ces éléments l'intégrale I se réécrit :

$$I = \int_0^1 \rho_{\odot} e^{\frac{D_s}{r_0}} e^{-x \frac{D_s}{r_0}} x(1-x) dx \quad (1.43)$$

En intégrant par parties, on trouve :

$$\begin{aligned} I &= \rho_{\odot} \frac{e^{\frac{D_s}{r_0}} \left(\frac{D_s}{r_0} - 2 \right) + \left(\frac{D_s}{r_0} + 2 \right)}{\left(\frac{D_s}{r_0} \right)^3} \\ &\simeq 0,030 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-3} \end{aligned} \quad (1.44)$$

où l'on a pris $\rho_{\odot} = 0,05 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-3}$ [Holmberg and Flynn, 2000]. On évalue donc la profondeur optique pour les défecteurs du disque à environ :

$$\tau = \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \times I \simeq 1,2 \times 10^{-6} \quad (1.45)$$

Il faut donc suivre des millions d'étoiles pour espérer détecter des événements.

Une estimation de la profondeur optique peut être obtenue à partir des observations des événements microlentille détectés dans une région donnée pendant une période donnée. Soit

$N_{\text{étoiles}}$ le nombre d'étoiles sources suivies pendant la durée T_{obs} ; on estime la profondeur optique selon la formule suivante :

$$\tau = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \frac{\pi}{2} \sum_{\text{candidats}} \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} \quad (1.46)$$

où l'on somme les temps d'Einstein pondérés par l'efficacité de détection de chacun des événements observés. On note que l'efficacité de détection d'un événement est fonction de son temps d'Einstein.

Si l'on choisit de rechercher seulement des candidats microlentille avec un paramètre d'impact $u_{0_{\text{max}}} \neq 1$, la formule 1.46 prend la forme :

$$\tau = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \frac{\pi}{2} \frac{1}{u_{0_{\text{max}}}} \sum_{\text{candidats}} \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} \quad (1.47)$$

1.3.2 Taux d'événements

Nous allons établir l'expression du taux d'événements en considérant que l'efficacité de détection est de 100 %.

La quantité d'événements attendus vers une direction de l'espace donnée est proportionnelle au nombre $N_{\text{étoiles}}$ d'étoiles surveillées, à la période d'observation T_{obs} , à la densité numérique des lentilles dans le volume sondé et à la surface balayée par le disque d'Einstein de chaque lentille pendant T_{obs} .

Le disque d'Einstein d'une lentille caractérisée par sa position \vec{x}_l , sa masse M et sa vitesse \vec{v}_l couvre, pendant T_{obs} , la surface du ciel $A(M, \vec{x}_l, \vec{v}_l)$ telle que :

$$A(M, \vec{x}_l, \vec{v}_l) = (2R_E) \times (v_t T_{\text{obs}}) \quad (1.48)$$

où v_t est la vitesse transverse relative de la lentille qui s'écrit :

$$\vec{v}_t = \vec{v}_l^\perp - \vec{v}_s^\perp \times \frac{D_l}{D_s} - \vec{v}_\odot^\perp \times \frac{D_s - D_l}{D_s}. \quad (1.49)$$

Soit $n(M, \vec{x}_l) = \rho(\vec{x}_l)/M$ la densité numérique des défecteurs, $f_M(M)$ leur fonction de masse et $f_V(\vec{x}_l, \vec{v}_l)$ leur distribution de vitesse. En considérant le référentiel avec origine au Soleil et l'axe de référence selon la ligne de visée, le nombre d'événements attendus est obtenu en intégrant sur toutes les masses, positions et vitesses possibles des défecteurs :

$$N = N_{\text{étoiles}} \int_0^{D_s} dD_l \int d^3\vec{v}_l f_V(\vec{x}_l, \vec{v}_l) \int dM f_M(M) \frac{\rho(\vec{x}_l)}{M} \int_A dS. \quad (1.50)$$

Pour estimer le nombre d'événements prenons un cas simplifié. Si l'on considère que tous les défecteurs possèdent la même masse M , la même vitesse transverse v_t et la même durée t_E l'équation 1.50 peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 N &= N_{\text{étoiles}} \int_0^{D_s} dD_l \times \frac{\rho}{M} \times (2R_E)(v_t T_{\text{obs}}) = N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}} \int_0^{D_s} dD_l \times \frac{\rho}{M} \times (2R_E) \frac{R_E}{t_E} \\
 &= N_{\text{étoiles}} \frac{T_{\text{obs}}}{t_E} \frac{2}{\pi} \int_0^{D_s} dD_l (\pi R_E^2) \frac{\rho}{M} \\
 &= \frac{2}{\pi} N_{\text{étoiles}} \frac{T_{\text{obs}}}{t_E} \times \tau
 \end{aligned} \tag{1.51}$$

avec τ la profondeur optique (équation (1.39)). Le nombre d'événements N n'est lié à la masse des défecteurs que par le temps d'Einstein t_E inversement proportionnel à \sqrt{M} .

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

$$\Gamma = \frac{N}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{t_E} \tag{1.52}$$

Le taux d'événements Γ qui vient d'être établi ne tient pas compte de l'efficacité de détection. À partir des observations, l'estimation de Γ à l'aide des événements détectés s'obtient de l'équation 1.52 où N est remplacé par $\sum_{\text{candidats}} \frac{1}{\epsilon(t_E)}$:

$$\Gamma = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \sum_{\text{candidats}} \frac{1}{\epsilon(t_E)} \tag{1.53}$$

La même remarque que pour la profondeur optique peut être faite. Si on choisit de ne considérer que des événements plus amplifiés qu'un certain seuil A_{min} (correspondant à $u_{0_{\text{max}}}$), il faut en tenir compte et Γ est donné par :

$$\Gamma = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \frac{1}{u_{0_{\text{max}}}} \sum_{\text{candidats}} \frac{1}{\epsilon(t_E)} \tag{1.54}$$

ceci n'ayant d'intérêt que si l'on tient à se ramener à un taux d'événements plus amplifiés que 34% ($u_0 < 1$).

1.4 L'effet de confusion ou *blending*

Comme les effets de microlentille sont très rares (la probabilité d'un événement est de l'ordre de 10^{-6}), il est nécessaire de surveiller des millions d'étoiles sources pour espérer observer un nombre significatif d'événements. Ceci conduit vers l'observation de zones du ciel de très haute densité stellaire comme le centre galactique ou les Nuages de Magellan. Du fait que les instruments ont une résolution limitée, la photométrie des étoiles est plus délicate car lorsque l'on mesure le flux d'une étoile, celui-ci est contaminé par le flux d'autres étoiles, résolues ou non. Ainsi le flux F_{obs} mesuré d'une étoile peut s'écrire :

$$F_{\text{obs}} = F_* + F_{\text{contamination}} \tag{1.55}$$

où F_* est le véritable flux reçu de l'étoile et $F_{contamination}$ la contribution des étoiles qui se confondent, en tout ou en partie, avec l'étoile considérée. Si l'étoile suivie subit un effet de microlentille, seul le flux F_* est amplifié et le flux amplifié observé F_{obs}^{amp} s'écrit :

$$F_{obs}^{amp} = F_* \times A + F_{contamination} \quad (1.56)$$

où A est le facteur d'amplification dû à l'effet de microlentille. L'amplification observée est

$$A_{obs} - 1 = \frac{F_{obs}^{amp}}{F_{obs}} - 1 = \frac{F_*}{F_{obs}} \times (A - 1) = f \times (A - 1) \quad (1.57)$$

où f est la fraction de flux observé correspondant à l'étoile subissant l'effet de microlentille,

$$f = \frac{F_*}{F_{obs}} \leq 1. \quad (1.58)$$

L'influence de cette confusion (ou *blending*) sur la reconstruction d'un événement microlentille est illustrée sur la figure 1.14. On voit qu'en présence de *blending* on sous-estime l'amplification.

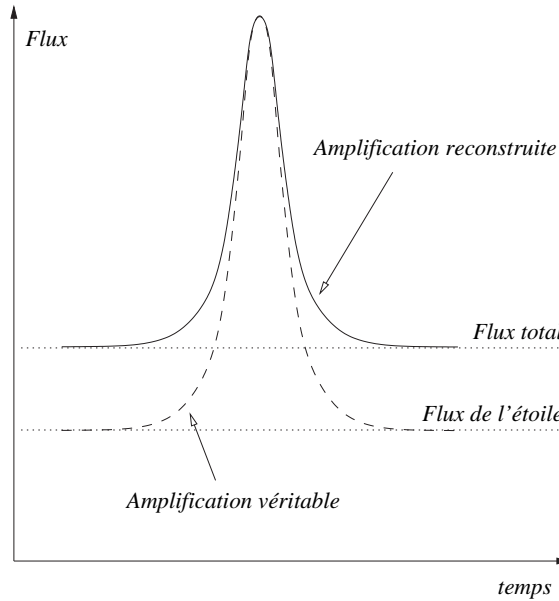


FIG. 1.14 – Influence du blending sur la reconstruction d'un événement de microlentille. Le flux reconstruit attribué à l'étoile suivie comprend une contribution des étoiles très proches. L'amplification reconstruite est systématiquement sous-estimée.

D'autre part, le temps d'Einstein est aussi sous-estimé en présence de *blending*. En effet si on appelle b_0 le paramètre d'impact minimum en unité de longueur et qu'on définit u_0^{obs} et R_E^{obs} le paramètre d'impact minimum réduit et le rayon d'Einstein observés en présence de *blending*, on peut écrire la relation qui lie ces trois paramètres aux paramètres u_0 et R_E (véritable u_0 et véritable R_E) :

$$b_0 = u_0 \times R_E = u_0^{obs} \times R_E^{obs}. \quad (1.59)$$

On obtient

$$\frac{u_0}{u_0^{obs}} = \frac{R_E^{obs}}{R_E} < 1 \quad (1.60)$$

puisqu'on a vu que l'amplification était sous-estimée en présence de l'effet de confusion. Par suite

$$\frac{R_E^{obs}}{R_E} = \frac{t_E^{obs}}{t_E} < 1; \quad (1.61)$$

il en découle que $t_E^{obs} < t_E$. La figure 1.15 montre, de façon quantitative, l'influence du *blending* sur l'estimation de t_E . Le calcul qui permet d'estimer le rapport t_E^{obs}/t_E en fonction de la fraction de flux f est détaillé dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. La sous-estimation des temps d'Einstein a des conséquences importantes sur la détermination de la profondeur optique. Celle-ci sera sous-estimée si on observe des événements de plus courte durée qu'ils ne le sont en réalité (cf équation 1.47). Une manière de s'affranchir de l'effet de confusion dans les études de microlentille est de réduire l'échantillon d'étoiles sources suivies aux étoiles très brillantes. Dans ce cas, la fraction de flux $(1 - f)$ associée aux étoiles non amplifiées devient négligeable. C'est ce que nous ferons dans ce travail de thèse.

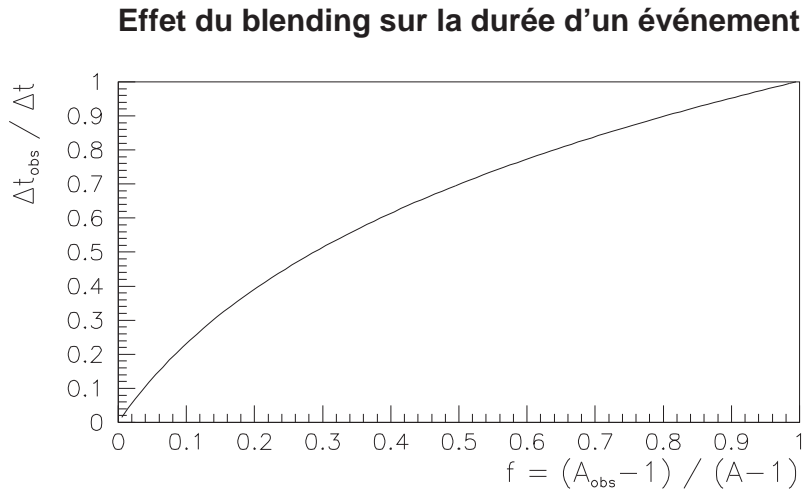


FIG. 1.15 – Influence du blending sur la mesure du temps d'Einstein. Comme l'amplification, le temps d'Einstein t_E est systématiquement sous-estimé en présence de blending (d'après [Afonso, 2001]).

Notons que le problème est de toute façon moins grave qu'il n'y paraît à première vue, car la profondeur optique est calculée à partir de $t_E/\epsilon(t_E)$. Comme $\epsilon(t_E)$ est une fonction croissante de t_E (voir chapitre 7), $t_E/\epsilon(t_E)$ varie moins vite que t_E , ce qui réduit l'influence de ce biais.

Chapitre 2

La structure de la Galaxie : étude de la région centrale de la Voie Lactée avec l’outil microlentille gravitationnelle

Dans ce chapitre, après un bref historique de la découverte de notre galaxie, la Voie Lactée, nous décrirons brièvement sa structure telle qu’elle est connue à ce jour. Les différentes méthodes observationnelles qui permettent de contraindre la structure galactique ainsi que la problématique liée aux effets de microlentille gravitationnelle seront expliquées. Nous décrivons ensuite plus en détail chacune des composantes de la Galaxie en citant les modèles les plus utilisés pour prédire la profondeur optique (au sens des microlentilles gravitationnelles) attendue en direction du centre galactique.

2.1 La Voie Lactée

Les premières hypothèses concernant notre galaxie datent de l’antiquité. Les suppositions des astronomes concernant sa véritable constitution n’étaient pas forcément éloignées de notre vision actuelle. Si Aristote la regardait comme un météore, Démocrite, qui vivait quatre siècles avant notre ère, enseignait qu’elle devait être un amas d’étoiles trop petites et trop proches les unes des autres pour pouvoir être discernées. Le commencement de l’étude de la Galaxie, via des instruments d’observation, date de 1610 avec Galilée. Celui-ci fit usage d’une lunette astronomique dont le concept venait de Hollande. Il l’améliora pour agrandir les objets de vingt fois, et par ses observations il découvrit que la Voie Lactée était composée d’une myriade de petites étoiles. Il faut ensuite attendre la fin du *XVIII^{ème}* siècle pour les avancées suivantes. William Herschel effectua un comptage d’étoiles de différentes luminosités apparentes et estima leurs distances relatives en supposant qu’elles avaient toutes la même luminosité intrinsèque. Il en déduisit que la Voie Lactée était un système aplati dont le Soleil occupait le centre. Ce fut la première détermination systématique de la distribution spatiale des étoiles. À cette époque on ignorait tout de l’absorption interstellaire et les nuages de poussière furent pris pour de simples trous dans la distribution d’étoiles. Au *XX^{ème}* siècle, une nouvelle vision de notre Galaxie sera apportée par Harlow Shapley en 1918 [Shapley, 1918]; il découvrit que le Soleil ne se situe pas au centre. Il montra que le centre galactique se situe dans la constellation du Sagittaire à une distance du Soleil estimée à 13 kpc (distance aujourd’hui estimée à 8,5 kpc). En 1922 [Kapteyn, 1922] combina le comptage d’étoiles, les vitesses radiales et les mouvements propres

pour proposer un modèle détaillé de la taille et de la forme de notre Galaxie. Il donna une première estimation plausible de la masse totale de la Galaxie $0,6 - 1 \times 10^{11} M_{\odot}$. En revanche, il négligea l'absorption interstellaire. L'étude de la Voie Lactée entra dans une nouvelle ère après la seconde guerre mondiale : on comprenait le phénomène d'absorption et l'exploitation de données prises dans le domaine radio permit de s'affranchir de la poussière présente dans le disque galactique.

La structure globale de la Galaxie est maintenant connue, c'est une galaxie spirale possédant un disque de densité exponentiellement décroissante depuis le centre vers les bords, avec un renflement central (le bulbe), et un halo étendu.

2.2 Brève description de la Galaxie et problématique liée aux effets de microlentille gravitationnelle

La Voie Lactée est une galaxie spirale. Elle peut être décrite grossièrement par trois composantes : le halo sombre, le disque et le bulbe. La partie visible de la Galaxie est constituée par le disque et le bulbe. Le halo sombre, comme son nom l'indique, constitue une partie invisible de la galaxie. On peut schématiser la Galaxie comme le montre la figure 2.1. Le bulbe s'étend dans un rayon d'environ 3 kpc autour du centre galactique. Le disque, quant à lui s'étend dans un rayon d'environ 15 kpc autour du centre galactique ; sa hauteur varie de 300 pc pour le disque mince à environ 700 pc si on considère un disque épais. Le Soleil se trouve à une distance de 8,5 kpc du centre de la Galaxie et se situe dans un des bras, le bras d'Orion. On estime le rayon du halo sombre à plus de 50 kpc (englobant pour certains modèles les Nuages de Magellan : les deux galaxies les plus proches de la nôtre).

En première approximation, les étoiles de la galaxie visible peuvent être classées en deux populations : la population I, constituée d'étoiles plutôt jeunes et brillantes, se situe dans le

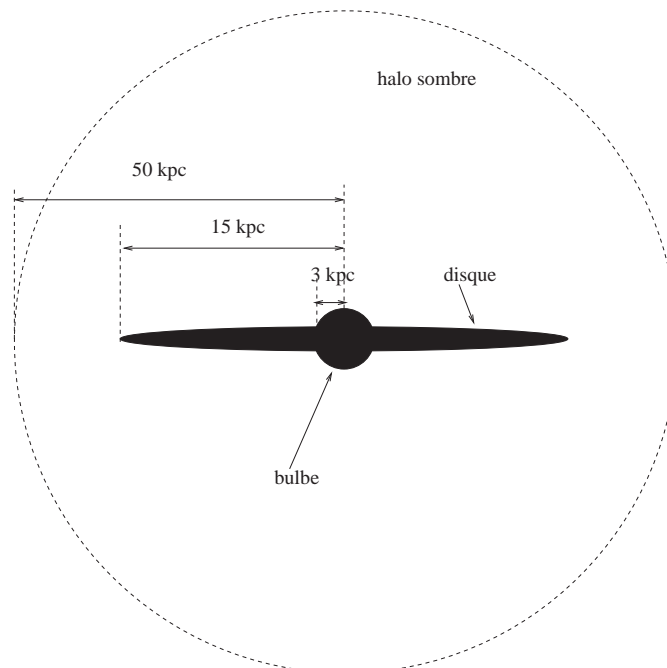


FIG. 2.1 – Schéma simplifié de la Galaxie (échelle non respectée).

disque et la population II, constituée d'étoiles âgées (~ 10 milliards d'années) formées en même temps que la galaxie, se situe dans le bulbe. Chacune des populations est associée à différentes phases de l'évolution de la galaxie et possède une composition et des propriétés dynamiques propres.

La connaissance de la structure des composantes visibles (disque et bulbe) s'est affinée au cours du temps comme nous l'avons précisé section 2.1. La structure d'ensemble de la Galaxie est difficile à étudier du fait que nous nous trouvons à l'intérieur de la Galaxie. Les modèles galactiques actuels sont élaborés à partir de diverses contraintes observationnelles issues d'études dans le voisinage solaire et en direction du centre de la Galaxie. Si nous nous concentrons sur la quinzaine d'années qui vient de s'écouler, les avancées dans la connaissance de la structure galactique sont issues des progrès techniques qui ont permis la mise en place de grands “surveys” au sol et surtout par satellite. La détermination de la densité de masse dans les différentes parties de la galaxie est contrainte essentiellement de trois manières différentes :

- par des indications photométriques (distribution de luminosité et comptage d'étoiles),
- par des indications cinématiques (cinématique du gaz et cinématique des étoiles),
- et par les indications des effets de microlentille gravitationnelle.

Concernant la première méthode, les données collectées permettent d'estimer la densité de masse de façon indirecte. On fait l'hypothèse d'un rapport masse-luminosité M/L . En revanche, pour les deux autres méthodes, l'estimation de la masse est plus directe. Dans un cas, c'est le potentiel gravitationnel dans lequel évoluent les objets étudiés que l'on détermine ; dans l'autre cas, le nombre et la durée des effets sont directement liés à la quantité de masse présente sous forme d'objets compacts dans la région sondée.

Notons que les mesures dynamiques donnent accès à toute la masse visible et invisible présente dans la région étudiée et ce sous toutes ses formes (gaz, étoiles, ...). Pour les effets de microlentille, on accède aussi à la masse visible et invisible mais seulement pour les objets sous forme compacte. Ceci est particulièrement intéressant du fait que l'on ne peut détecter directement tous les objets en raison de leur trop faible luminosité ou de la présence d'une trop grande quantité de poussière, ou encore de l'encombrement des champs, etc.

Une quantité importante à déterminer est la fonction de masse. Elle se définit comme la dérivée $dN(M)/dM$ du nombre d'étoiles $N(M)$ ayant une masse inférieure ou égale à M . Si on connaît cette quantité pour chaque zone de la galaxie, on est capable de déterminer la densité de masse en tout point.

Nous allons maintenant détailler les différentes composantes de la Galaxie en explicitant pour chacune le profil de densité de masse modélisé, la distribution de vitesse observée des objets qui les peuplent et la fonction de masse observée.

2.3 La Galaxie “en équation”

2.3.1 Le halo sombre

Pour rendre compte de la courbe de rotation des galaxies (vitesse versus distance au centre), on a introduit une composante non visible, le halo sombre. En effet, les courbes de rotation des galaxies spirales obtenues principalement par l'observation de la raie d'émission à 21 cm de l'hydrogène neutre au-delà de ~ 10 kpc ne s'accordent pas avec les courbes de rotation calculée à partir de la dynamique de la matière visible. Les courbes de rotation observées présentent

un plateau pour les grandes distances au centre alors qu'on attendrait une décroissance keplérienne $v(r) \propto r^{-1/2}$. L'interprétation naturelle pour résoudre ce désaccord est de supposer la présence de matière invisible s'étendant très loin du centre.

Dans les modèles les plus simples, le halo est modélisé par une sphère isotherme de particules en équilibre hydrostatique avec les forces de gravité. Il a une symétrie sphérique et la distribution de vitesse de ses composantes est homogène et isotrope (distribution maxwellienne). Dans cette hypothèse, [Caldwell and Ostriker, 1981] proposent un profil de densité de masse du halo de la forme :

$$\rho(R) = \rho_{\odot} \frac{R_{\odot}^2 + R_C^2}{R^2 + R_C^2} \quad (2.1)$$

en considérant un système de coordonnées cylindriques avec origine au centre galactique, on a :

- $R_C = 2-10$ kpc le rayon de cœur,
- $R_{\odot} = 8,5$ kpc la distance Soleil - centre galactique,
- $\rho_{\odot} = 0,008 M_{\odot}/\text{pc}^3$ la densité de masse du halo au voisinage du Soleil.

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

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.2)$$

où la dispersion de vitesse σ est reliée à la vitesse circulaire V_c par la relation $\sigma = V_c/\sqrt{2}$ [Binney and Tremaine, 1987] pour un halo sphérique standard.

Des modèles plus complexes ont été proposés comme la possibilité que la forme du halo soit aplati ou allongé. Pour plus de détail on peut se référer à [Evans, 1993], [Evans, 1994] et [Evans and Jijina, 1994].

2.3.2 Le disque

Le disque constitue une des parties visibles de la galaxie. Le profil de densité proposé par [Binney and Tremaine, 1987] et couramment utilisé, est un profil en double exponentielle de la forme :

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma_{\odot}}{2h} \exp\left[-\frac{R - R_{\odot}}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right] \quad (2.3)$$

en considérant un système de coordonnées cylindriques (R, z) dans le système de coordonnées galactiques. Le paramètre R_d est l'échelle de longueur du disque ; [Binney and Tremaine, 1987] donnent $R_d \sim 3,5$ kpc ; $h \sim 0,3$ kpc est l'échelle de hauteur [de Vaucouleurs and Pence, 1978]. Σ_{\odot} est la densité de colonne au voisinage du Soleil, que l'on estime entre $50 M_{\odot}/\text{pc}^2$ (disque fin) et $100 M_{\odot}/\text{pc}^2$ (disque épais, comprenant une éventuelle composante de matière noire).

En ce qui concerne les vitesses, la contribution du disque à la vitesse totale de révolution des étoiles est donnée par [Binney and Tremaine, 1987] :

$$V_c^2(R) = 4\pi G \Sigma_{\odot} \exp\left[\frac{R_{\odot}}{R_d}\right] y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] \quad (2.4)$$

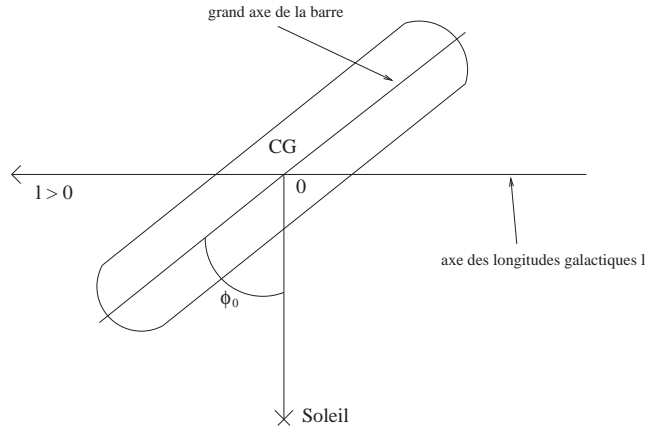


FIG. 2.2 – Orientation de la barre de la Galaxie.

avec $y = \frac{R}{2r_d}$. I_n et K_n sont les fonctions de Bessel modifiées.

Dans le voisinage solaire, plusieurs estimations de la fonction de masse ont été faites. On citera ici les résultats les plus récents. [Kroupa et al., 1993] obtient une fonction de masse selon une loi de puissance segmentée :

$$\frac{dN}{dM} \propto M^\alpha \begin{cases} \alpha = -2,7 & M > 1M_\odot \\ \alpha = -2,2 & 0,5 < M < 1M_\odot \\ -1,85 < \alpha < -0,7 & M < 0,5M_\odot \end{cases} \quad (2.5)$$

La pente de la fonction de masse devient moins accentuée vers les petites masses. À partir d'observations de naines du type spectral M avec le télescope spatial Hubble (HST), cet effet a également été observé [Gould et al., 1996] et [Gould et al., 1997].

2.3.3 Le bulbe/barre

La modélisation du bulbe est sujette à plus de controverse. Pendant longtemps on a supposé que le bulbe avait une forme sphérique. De Vaucouleurs avait suggéré à la fin des années 60 que le bulbe de la Galaxie avait une forme de barre. Cette idée était née de la comparaison avec les autres galaxies spirales que l'on peut mieux observer du fait que nous sommes extérieurs à elles. Celles-ci étaient souvent barrées. On avait prêté peu d'intérêt à l'idée de de Vaucouleurs, mais depuis quelques années plusieurs travaux observationnels ont montré que le bulbe aurait plutôt une structure triaxiale en forme de barre. Les avancées les plus récentes dans la modélisation du bulbe ont été faites grâce aux observations dans le proche infra-rouge de l'instrument DIRBE du satellite COBE. Pour ces longueurs d'onde la poussière présente dans le plan galactique n'est pas opaque à la lumière ce qui permet de sonder le disque et le centre de la galaxie.

Les différentes observations effectuées sont interprétées de la même façon quant à la forme de la barre et à son orientation. Il s'agit d'une barre allongée triaxiale dont le plus grand axe situé dans le plan galactique fait un angle ϕ_0 avec l'axe Soleil-centre galactique, le côté le plus proche (de nous observateurs) de la barre se situant du côté des longitudes galactiques positives. Le schéma de la figure 2.2 indique l'orientation de la barre. Les différents modèles élaborés à partir des données photométriques et cinématiques donnent $15^\circ < \phi_0 < 35^\circ$.

La présence et l'orientation de la barre impliquent des indications observationnelles. Elles sont décelables en observant des différences systématiques entre des points à des longitudes galactiques opposées par rapport au centre galactique. L'exploitation des données photométriques a révélé que du côté des longitudes positives le bulbe était plus verticalement étendu et plus brillant que du côté des longitudes négatives. Ceci est cohérent avec une barre orientée selon la figure 2.2. Les études cinématiques indiquent aussi une barre. En ce qui concerne les études d'effets de microlentille, une telle barre devrait induire une profondeur optique plus grande du côté le moins proche du Soleil que du côté opposé (longitudes positives), la ligne de visée traversant une plus grande distance (donc plus de matière) du côté des longitudes $l < 0$ que du côté des longitudes $l > 0$.

Plusieurs modèles de la barre ont été élaborés ces dernières années avec l'exploitation des données DIRBE notamment. Nous citerons le modèle de [Dwek et al., 1995]. En fait Dwek et al. ont élaboré plusieurs modèles pour des bulbes triaxiaux. Les distributions de luminosité établies se répartissent en trois principales catégories suivant le type de fonctions utilisées : des fonctions de type gaussien, des fonctions de type exponentiel et des fonctions de type loi de puissance. Pour tous ces modèles, l'angle entre la barre et la direction Soleil-centre galactique telle que définie précédemment est estimé à $\phi_0 = 20^\circ \pm 10^\circ$. Le modèle qui s'ajuste le mieux sur les données est le modèle appelé G2 (G pour gaussien).

Pour le modèle G2, la distribution de luminosité est de la forme :

$$\rho_{G2} = \rho_0 e^{-0,5r_s^2} \quad (2.6)$$

avec

$$r_s = \left\{ \left[\left(\frac{x}{x_0} \right)^2 + \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^4 \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (2.7)$$

les paramètres et leurs valeurs pour les données DIRBE à $2,2 \mu m$ étant :

- $\rho_0 = (3,05 \pm 0,28) \times 10^8 L_\odot \cdot kpc^{-3}$ une constante de normalisation en unité de luminosité solaire par unité de volume.
- $x_0 = 2,03 \pm 0,23 kpc$, $y_0 = 0,47 \pm 0,01 kpc$, $z_0 = 0,58 \pm 0,02 kpc$ les longueurs des axes du bulbe.

Dans le bulbe, les vitesses sont distribuées selon une loi maxwellienne de la forme :

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{v^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.8)$$

avec une dispersion de vitesse estimée à $\sigma \simeq 100 km.s^{-1}$ [McGinn et al., 1989].

La fonction de masse dans le bulbe a été mesurée par [Holtzman et al., 1998]. Des étoiles jusqu'à $0,25M_\odot$ dans un champ de la fenêtre de Baade ($\ell = 3^\circ, 9, b = -3^\circ, 8$) avec le télescope spatial Hubble (HST) ont été observées. La fonction de masse déduite de la fonction de luminosité basée sur ces données est une loi de puissance :

$$dN/dM \propto M^\alpha \begin{cases} \alpha = -2, 2 & M \geq 0, 7M_\odot \\ \alpha = -1 & M < 0, 7M_\odot . \end{cases} \quad (2.9)$$

Pour $M \sim 0,5 - 0,7M_\odot$, la fonction de masse présente une brisure de pente.

2.4 Discussion

2.4.1 Profondeur optique attendue

Différents modèles de la Galaxie existent ; trois d'entre eux sont couramment utilisés lors des études d'effets de microlentille gravitationnelle dans la région centrale pour faire des comparaisons avec les observations. Ces trois modèles qui décrivent le disque et le bulbe sont [Binney et al., 1997], [Freudenreich, 1998] et [Dwek et al., 1995]. Ils ont été élaborés principalement à partir des données collectées dans l'infrarouge par l'instrument DIRBE du satellite COBE. Les différences notables entre ces trois modèles sont les corrections faites pour tenir compte de la distribution des poussières interstellaires.

Evans et Belokurov ont fait une synthèse de ces trois modèles et ont comparé les valeurs des profondeurs optiques attendues pour chacun d'eux dans une région centrée autour du centre galactique [Evans and Belokurov, 2002]. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans la suite.

Le modèle de [Binney et al., 1997] : la luminosité observée à la longueur d'onde $\sim 240 \mu\text{m}$ est dominée par l'émission thermique de la poussière. Cette luminosité est utilisée pour déduire la distribution spatiale de la poussière. Ceci donne une barre aplatie et courte dont le rapport des axes est $\{1 : 0,3 : 0,3\}$ et un angle de vue de $\phi_0 = 20^\circ$.

Dans le modèle de [Freudenreich, 1998], les zones du ciel contaminées par la poussière ont été masquées. Les masques excluent la plupart des données collectées ayant une latitude b telle que $|b| \leq 5^\circ$ pour des longitudes comprises entre 90° et -90° . Ceci fournit un modèle de barre étendue et "enflée" avec un rapport d'axes $\{1 : 0,37 : 0,27\}$ et un angle de vue de $\phi_0 = 14^\circ$. Le disque a un trou central de rayon 3 kpc.

Le troisième modèle cité est celui de [Dwek et al., 1995] dans sa version E2. La barre a un rapport d'axes $\{1 : 0,42 : 0,28\}$ et un angle de vue de $\phi_0 = 24^\circ$. Elle est moins allongée et moins massive que dans le modèle de Freudenreich, de plus le disque ne présente pas de trou au centre.

Pour faire la comparaison entre les trois modèles une normalisation permettant d'avoir la même masse totale de $1,5 \times 10^{10} M_\odot$ dans une zone de rayon 2,5 kpc autour du centre galactique a été effectuée.

Pour ces trois modèles [Evans and Belokurov, 2002] ont établi une carte de la profondeur optique attendue au voisinage du centre galactique. Ces cartes sont représentées figure 2.3. La profondeur optique indiquée est celle attendue en ne considérant comme étoiles sources que les étoiles géantes rouges. Les raisons de cette restriction sur les étoiles sources ont été évoquées section 1.3 et section 1.4. Les étoiles géantes rouges sont des étoiles âgées qui se situent préférentiellement dans le bulbe et elles sont brillantes ce qui permet, dans les observations, de s'affranchir de l'effet de confusion. Le fait de connaître la distance de ces étoiles facilite l'interprétation des résultats sur la profondeur optique. Sur les cartes de la figure 2.3 sont superposés les champs observés par les expériences de recherche d'effets de microlentille gravitationnelle EROS2 et OGLE.

Le tableau 2.1 indique la valeur de la profondeur optique prédite pour chacun des trois modèles cités. Elle est donnée pour chacune des configurations source-lentille (selon que celles-ci se trouvent dans le bulbe ou dans le disque). La configuration qui nous intéresse particulièrement est celle où les sources se situent dans le bulbe (géantes rouges) et les lentilles dans le disque ou le bulbe. Le résultat de l'analyse des données EROS2 décrit dans cette thèse sera à comparer avec les valeurs de la troisième colonne du tableau 2.1.

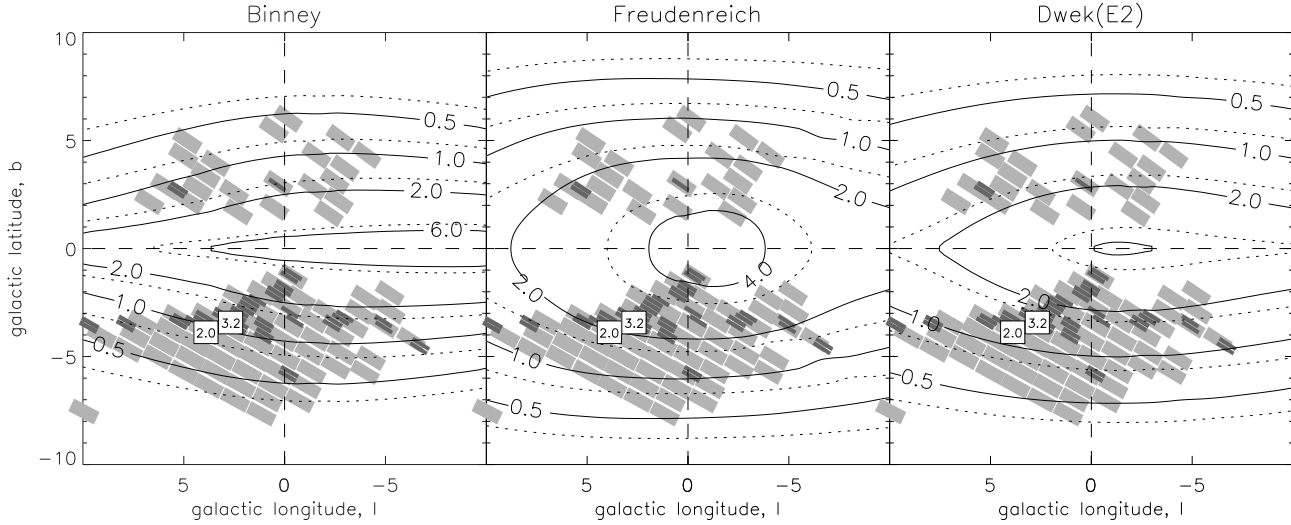


FIG. 2.3 – Carte de profondeur optique (en unité de 10^{-6}) pour les trois modèles de barre cités dans le texte, excluant les bras spiraux (lignes pleines), incluant les bras spiraux (lignes en pointillés). Les étoiles sources considérées sont les étoiles géantes rouges. Les profondeurs optiques mesurées par [Alcock et al., 2000b] et [Popowski et al., 2001] sont indiquées dans les rectangles blancs. Les rectangles gris clair (foncé) correspondent aux champs observés par l'expérience EROS2 (OGLE II) (d'après [Evans and Belokurov, 2002]).

source lentille	barre barre	barre disque	barre barre+disque	barre+disque barre+disque	barre+disque disque	disque disque
Binney et al	0,3	0,6 (0,9)	0,9 (1,2)	0,7 (0,8)	0,5 (0,6)	0,4 (0,5)
Freudenreich	1,0	0,9 (1,4)	2,0 (2,4)	1,3 (1,6)	0,7 (1,0)	0,4 (0,5)
Dwek et al	0,6	0,6 (0,9)	1,2 (1,5)	1,0 (1,1)	0,5 (0,7)	0,4 (0,6)

TAB. 2.1 – Profondeur optique dans la direction $\ell = 3^\circ, 9, b = -3^\circ, 8$ (fenêtre de Baade) en unité de 10^{-6} . La valeur de la profondeur optique mesurée dans ce travail de thèse sera à comparer avec les valeurs de la troisième colonne. Les valeurs entre parenthèses incluent les bras spiraux (d'après [Evans and Belokurov, 2002]).

Plus récemment, Bissantz et Gerhard ([Bissantz and Gerhard, 2002]) ont élaboré un modèle de la Galaxie à partir des données de DIRBE mais aussi à partir des contraintes apportées par les observations de la distribution de luminosité apparente des étoiles géantes rouges de certains champs du centre galactique. Une des nouvelles caractéristiques de ce modèle est de rendre compte de la structure des bras spiraux. En comparaison avec le modèle de [Binney et al., 1997], les bras spiraux impliquent une barre plus allongée. La longueur de la barre est d'environ 3,5 kpc et le rapport des axes est de $\{1 : (0,3-0,4) : 0,3\}$. L'orientation trouvée pour la barre donne dans le meilleur des cas $20^\circ < \phi_0 < 25^\circ$. Pour le disque la longueur d'échelle trouvée est relativement courte : $\sim 2,5$ kpc.

Pour ce modèle, Bissantz et Gerhard donnent une carte de profondeur optique attendue en ne considérant que les étoiles géantes rouges comme sources dans les effets de microlentille gravitationnelle. Cette carte est représentée figure 2.4. Sur cette figure nous avons superposé les champs observés par EROS2 vers le centre galactique.

Bissantz et Gerhard fournissent aussi la profondeur optique prédite par leur modèle à la longitude $\ell = 3^\circ, 9$ en fonction de la latitude galactique (cf figure 2.5).

Selon les quatre modèles cités, nous attendons pour les champs EROS2 observés, une cer-

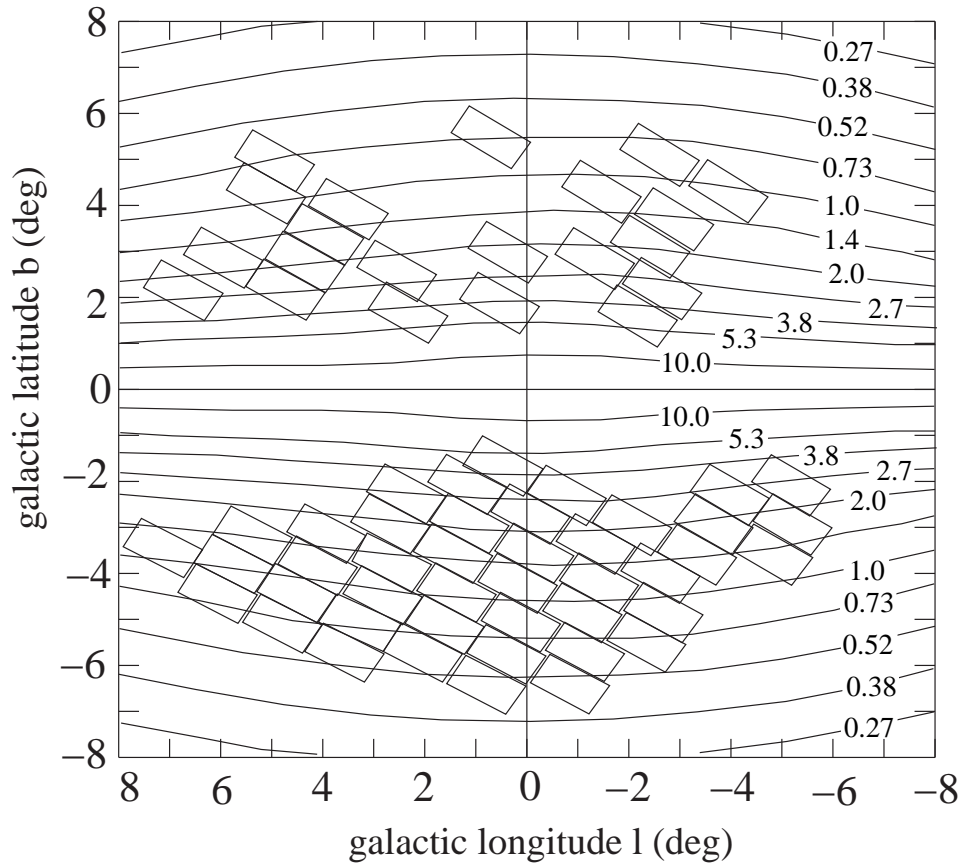


FIG. 2.4 – Carte de profondeur optique pour le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002] incluant les bras spiraux. Les étoiles sources considérées sont les géantes rouges. Les rectangles correspondent aux champs observés par EROS2 (d’après [Bissantz and Gerhard, 2002]).

taine dépendance spatiale de la profondeur optique. La trop courte étendue des champs EROS2 en longitude ne pourra pas permettre de rendre compte de la barre par les effets de microlentille gravitationnelle observés. En revanche, si le nombre de candidats est significatif, on pourra mettre en évidence le gradient de profondeur optique en latitude galactique prédit par les modèles.

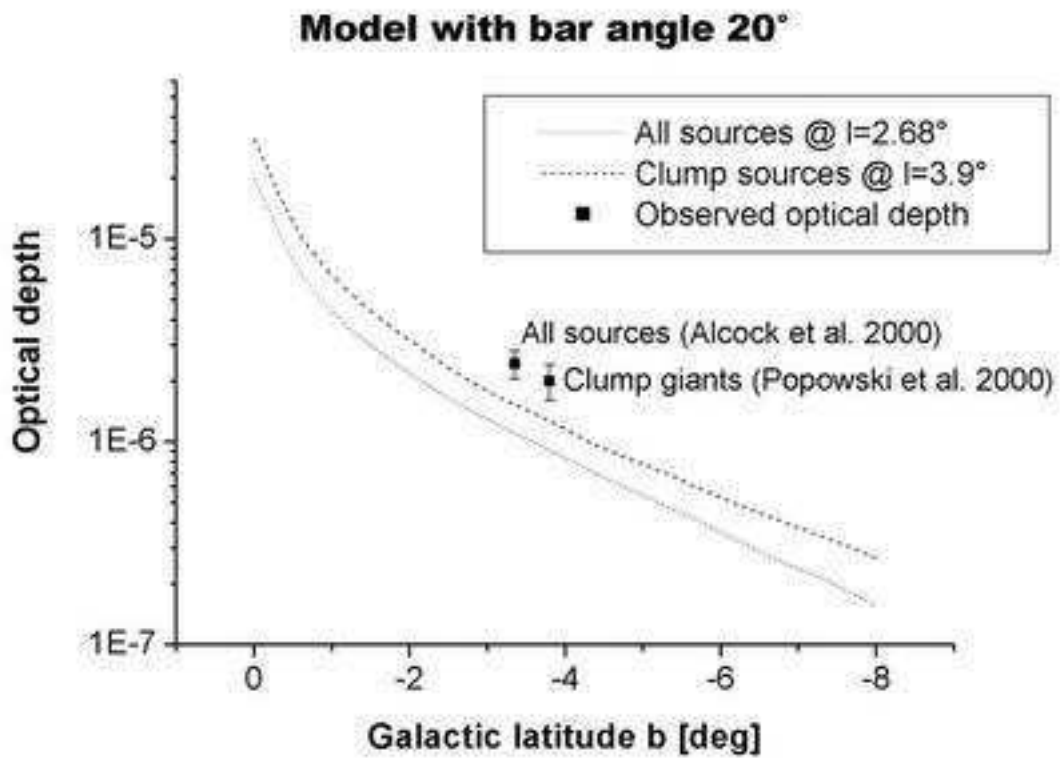


FIG. 2.5 – Profondeur optique pour le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002] en fonction de la latitude galactique. Les récents résultats observationnels de l'expérience MACHO sont indiqués (d'après [Bissantz and Gerhard, 2002]).

Chapitre 3

L'expérience EROS2 : instrument, données et principaux résultats

Après une description de l'instrumentation de l'expérience EROS2, ce chapitre sera consacré à une brève description des différents programmes d'observation et aux principaux résultats de l'expérience. Puis une description plus détaillée des observations et des résultats des études par "microlentille gravitationnelle" vers le centre galactique constituera la troisième partie de ce chapitre.

3.1 Contexte

Au milieu des années 1980 est née l'idée de rechercher de la matière noire baryonique [Paczynski, 1986] dans le halo galactique sous forme d'objets massifs compacts sombres, les machos (macho pour **massive astrophysical compact halo object**). En effet, les observations des courbes de rotation des galaxies spirales indiquent que près de 90% de leur masse serait répartie dans un halo sombre les entourant. Ce halo sombre pourrait être constitué de matière noire baryonique sous forme de machos. On chercherait alors à détecter, par une surveillance d'une large portion du ciel riche en étoiles, pendant une longue durée, les effets de microlentille gravitationnelle causés par le passage des machos au voisinage de la ligne de visée des étoiles suivies.

Le début des années 1990 a vu la mise en place de plusieurs expériences de recherche de microlentilles gravitationnelles, EROS, MACHO expérience américano-australienne et OGLE expérience américano-polonaise. La première d'entre elles, EROS, (*Expérience de Recherche d'Objets Sombres*), collaboration française réunissant le CEA, l'IN2P3 et l'INSU (1990-1995), assurait une recherche d'événements vers les Nuages de Magellan, les deux galaxies les plus proches de la nôtre. La recherche se composait de deux axes différents :

- une recherche d'événements de courte durée, comprise entre 1 heure (déflecteur typique de $10^{-7} M_{\odot}$) et 10 jours ($10^{-3} M_{\odot}$), a été menée avec un télescope de 40 cm (T40) équipé d'une caméra CCD (16 CCD de 579×400 couvrant au total $0,4 \times 1,1 \text{ deg}^2$) et installé à La Silla au Chili (observatoire de l'ESO¹). Environ 300000 étoiles ont été suivies : aucune ne présente une courbe de lumière compatible avec un effet de microlentille gravitationnelle, ce qui permet d'établir des contraintes sévères sur la fraction du halo constituée d'objets dans la gamme $[10^{-7}; 10^{-3}] M_{\odot}$.

¹European Southern Observatory

- une recherche d'événements longs (de quelques semaines à plusieurs mois) sur plaques photographiques. Les clichés ont été pris de 1990 à 1994 au télescope Schmidt de 1 m de l'ESO, au rythme d'un cliché par nuit ; numérisés avec le dispositif MAMA² à l'Observatoire de Paris, leur traitement a permis de construire les courbes de lumière d'environ 8 millions d'étoiles. Sur 3,3 millions d'étoiles analysées, deux événements compatibles avec un signal de microlentille gravitationnelle ont pu être mis en évidence [Aubourg, 1992, Aubourg et al., 1993, Beaulieu et al., 1995, Ansari et al., 1996]. Le second candidat a de nouveau varié significativement en 1999, ce qui exclut qu'il s'agisse d'un effet de microlentille.

Les résultats relatifs aux objets de faible masse étaient en accord avec ceux de la collaboration MACHO. Cependant, concernant les objets de masse supérieure à $10^{-2}M_{\odot}$, les deux expériences ne s'accordaient pas sur l'interprétation des observations (cf la section 3.3.1). Ceci a conduit la collaboration EROS à lancer la deuxième phase de l'expérience baptisée EROS II. Une instrumentation beaucoup plus performante a été mise en œuvre pour pouvoir surveiller des zones du ciel plus grandes et ainsi suivre beaucoup plus d'étoiles. La durée de cette seconde phase, prévue pour être de 6 ans, permet d'augmenter la statistique mais aussi de pouvoir tester la présence d'objets plus massifs, puisque le temps d'Einstein t_E varie comme \sqrt{M} , avec M la masse du déflecteur (voir équation 1.19).

Comme les Nuages de Magellan ne sont observables qu'une partie de l'année et qu'EROS2 disposait d'un télescope dédié, le reste du temps a été consacré à divers autres programmes d'observation. Le plus important d'entre eux, toujours dans le thème des microlentilles a été la recherche de microlentilles gravitationnelles dans le plan galactique (i.e. bras spiraux et centre galactique). Dans ces champs très denses, les étoiles les moins massives de faible luminosité ne sont pas observables directement. Suite à ces considérations, on peut, d'une part s'attendre à détecter un nombre significatif de microlentilles et ainsi vérifier en situation réelle la détection de tels événements. D'autre part, l'effet de microlentille est un moyen de mesurer directement la densité de masse vers le centre galactique. Cette étude est réalisée en comparant les nombres et les durées des événements détectés avec les valeurs prédites par des modèles de la répartition des étoiles dans le disque et le bulbe galactique. La carte du taux de microlentilles en fonction de la position, issue d'un suivi à grande échelle et sur plusieurs années, peut apporter une contrainte sur la structure galactique.

3.2 L'instrumentation d'EROS2

PSF et seeing : définissons ici deux notions qui seront citées dans ce chapitre et tout au long de ceux qui suivent.

Les photons issus d'une source ponctuelle forment, sur le cliché CCD, une tache. Cette tache appelée PSF (pour Point Spread Function) est, dans notre cas, le profil des étoiles sur les images. La forme d'une tache, centrée autour d'une position (x_0, y_0) sur le CCD, est modélisée en première approximation par une gaussienne à deux dimensions³ :

$$PSF(x, y) = \frac{f}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{(1-\rho^2)}} \times \exp \left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left(\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2\rho\frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y} \right) \right] \quad (3.1)$$

²Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie

³La forme de la gaussienne bidimensionnelle peut ne plus être valable pour les grands flux et une autre modélisation devra être considérée.

où f est le flux intégré de l'objet produisant la PSF. Pour une "bonne" image, σ_x et σ_y sont petits et comparables. Notons que σ_x et σ_y ne sont pas égaux sur le contour du champ d'observation, où la PSF est déformée par un effet d'optique, indépendamment du fait que l'image soit de bonne ou de mauvaise qualité.

Le *seeing* est défini comme la largeur à mi-hauteur de la PSF, soit $2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ avec $\sigma = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$. Le seeing n'est en aucun cas relié à la taille réelle de l'étoile, qui reste pratiquement ponctuelle. Il est plutôt relié au chemin aléatoire que prennent les photons à travers les couches de l'atmosphère, la coupole abritant le télescope et le système optique. Le seeing témoigne donc de la qualité de la prise de vue. Une "mauvaise" image a généralement un grand seeing dû à une forte turbulence de l'air (mauvaises conditions météorologiques) ou une mauvaise focalisation du télescope par exemple. Un mauvais guidage peut également détériorer le seeing. Une nuit d'observation est dite *photométrique* si les conditions météorologiques sont stables (un minimum de six heures de ciel dégagé avec un faible taux d'humidité).

3.2.1 Le site d'observation

Entre 1996 et 2003, la collaboration EROS2 disposait d'un télescope, le Marly, dédié entièrement à l'expérience et situé sur le site ESO (European Southern Observatory) de La Silla au Chili. L'observatoire de La Silla se trouve à 2400 m d'altitude à l'extrême sud du désert d'Atacama, environ 600 km au nord de Santiago ; il bénéficie de conditions d'observations exceptionnelles, soit un taux d'humidité très bas, environ 220 nuits photométriques par an et un seeing moyen de 0,8 arcsec. L'observation du centre galactique y est possible entre mars et septembre. En raison de la latitude du site ($29^{\circ}15' S$) le centre galactique passe au zénith, en milieu de nuit, aux environs du mois de juin/juillet. L'observation du Petit Nuage de Magellan y est possible entre mai et février, celle du Grand Nuage de Magellan entre août et avril (voir fig 3.1).

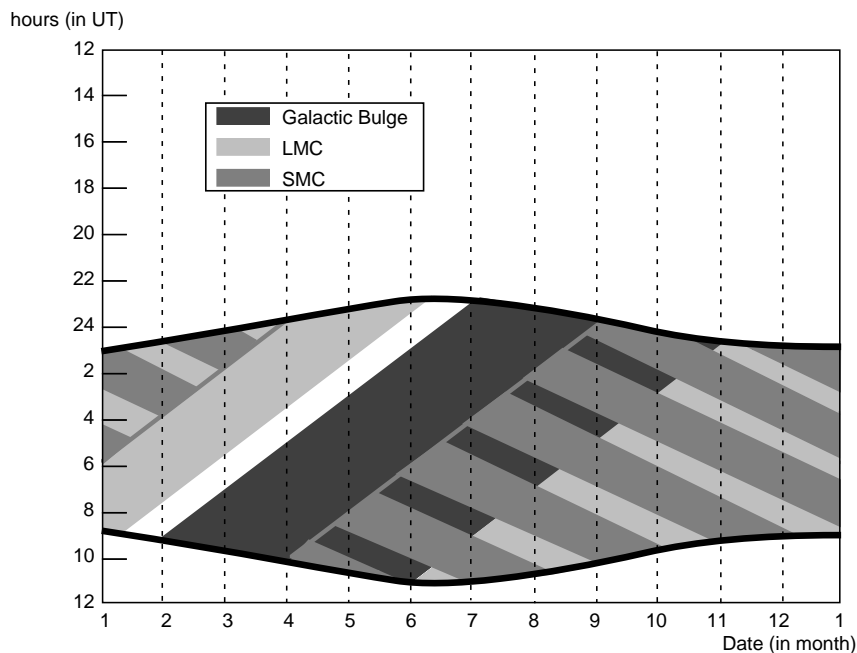


FIG. 3.1 – Visibilité des cibles EROS en fonction de l'heure UTC et de la saison. Le Grand Nuage (LMC) est en gris clair, le Centre Galactique en gris foncé et le Petit Nuage (SMC) en bandes de gris moyen.

3.2.2 L'optique

Le télescope MARLY (MARseille/LYon) a été construit en 1970 par les observatoires de Marseille et de Lyon ; il a été utilisé par l'observatoire de Haute-Provence jusqu'en 1988, puis mis en caisse pour des raisons budgétaires et enfin prêté à la collaboration EROS pour la deuxième phase de l'expérience. C'est un télescope de type Ritchey-Chrétien de 98 cm de diamètre sur monture équatoriale. La mécanique du télescope a été modifiée pour pouvoir y adapter deux caméras CCD grand champ (1 deg^2) et un système de guidage et de pointage automatique. Avant d'arriver sur les caméras, la lumière est séparée en deux faisceaux par un prisme dichroïque placé après le miroir secondaire. Les faisceaux sont envoyés vers chacune des caméras : dispositif illustré figure 3.2 qui permet l'acquisition de données simultanément dans deux couleurs différentes, afin de tester l'achromaticité des candidats microlentille. On trouvera un descriptif détaillé du dispositif optique dans [Bauer, 1997]. Les deux caméras sont dites caméra *bleue* et caméra *rouge* mais les filtres associés R_{EROS} et B_{EROS} correspondent plutôt à la bande standard I_C pour le filtre R_{EROS} ($[620,920]\text{nm}$), et à la bande V_J pour le filtre B_{EROS} ($[420,720]\text{nm}$). Ces filtres non-standard ont été choisis pour maximiser la bande passante et recueillir le maximum de lumière (cf. 3.3). Plusieurs relations avec les bandes photométriques standard ont été proposées ; [Rich, 2003] donne par exemple :

$$R_{EROS} = I_C + 0.036(V_J - I_C) \quad (3.2)$$

$$B_{EROS} = V_J - 0.264(V_J - I_C). \quad (3.3)$$

Dans toute la suite, par abus de langage, nous utiliserons les termes *rouge* et *bleu* pour désigner les deux couleurs d'observation.

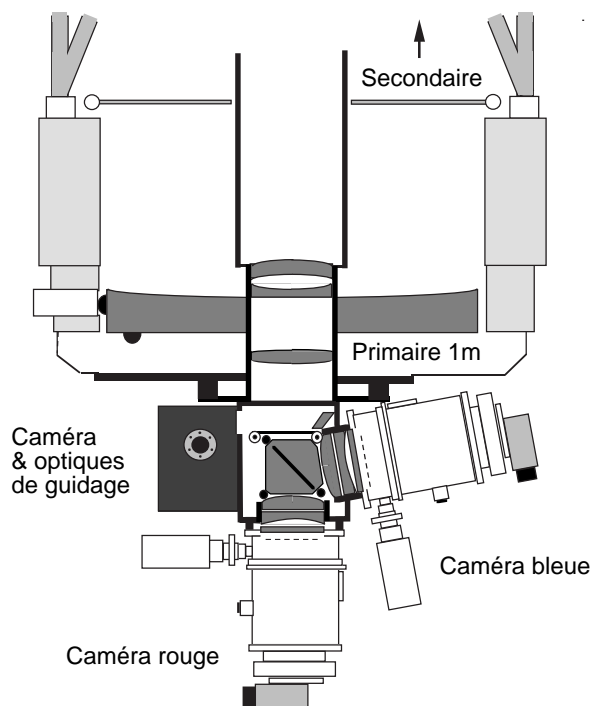


FIG. 3.2 – Optique du MARLY, le télescope d'EROS. Le cube dichroïque, au centre, sépare le faisceau et achemine la lumière vers les caméras rouge (R_{EROS}) et bleue (B_{EROS}).

La focale F du télescope est de 5,14 m. Afin de suivre le plus grand nombre d'étoiles possible, l'ouverture du télescope a été réduite à $F/5$ (elle était de $F/8$ à l'origine).

Le seeing moyen sur les images EROS2 est de 2,1 arcsec. La contribution du seeing due à l'optique du télescope a été évaluée à 0,4 arcsec au zénith. La contribution de la convection thermique dans la coupole a été estimée à 0,7 arcsec.

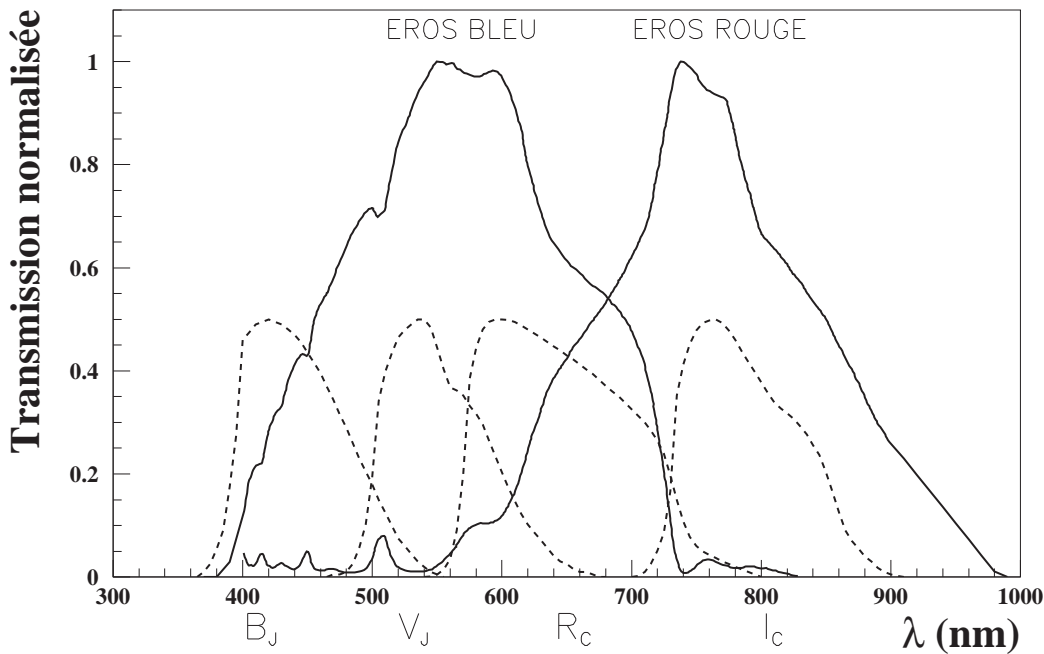


FIG. 3.3 – Facteur global de transmission de l'optique. L'acquisition s'effectue dans des bandes larges R_{EROS} et B_{EROS} afin de maximiser la bande passante.

3.2.3 Les caméras CCD

Les deux caméras CCD d'EROS2 qui permettent l'observation dans deux couleurs différentes sont constituées chacune d'une mosaïque de 8 CCD LORAL (modèle 2k3eb) disposés et orientés comme l'indique la figure 3.4. Chaque CCD est composé de 2048×2048 pixels qui mesurent $15\mu m \times 15\mu m$. Les pixels correspondent à une taille angulaire de 0,6 arcsec. Les caméras couvrent ainsi chacune un champ d'environ 1 deg^2 ($1,38 \text{ deg} \times 0,69 \text{ deg}$).

Le signal fourni dans chaque pixel des clichés issus des caméras correspond au nombre de photons collectés. Néanmoins, il existe une contribution au signal physique, dit signal de courant noir (ou thermique). Celle-ci est rendue négligeable par le maintien des caméras à une température de 180 K (cf paragraphe suivant).

Le signal numérique en sortie S_{ADU} (exprimé en unités arbitraires, *Analog Digital Unit* ou ADU) est relié au nombre d'électrons collectés N_{e^-} par la relation :

$$S_{ADU} = \frac{1}{g} \times N_{e^-} + O_{ADU} \quad (3.4)$$

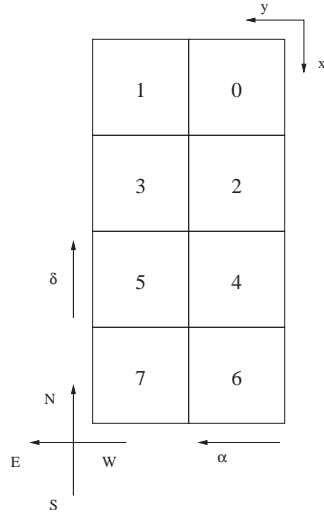


FIG. 3.4 – Disposition et orientation des CCD sur la mosaïque des caméras

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

Le bruit de lecture (RO) et le bruit statistique de photons sont les deux principales contributions au bruit associé au signal :

$$\sigma_{S_{\text{ADU}}}^2 = \frac{1}{g^2} \left(\sigma_{N_{e^-}}^2 + \sigma_{RO_{e^-}}^2 \right). \quad (3.5)$$

En considérant que le nombre N_{e^-} de photo-électrons collectés suit une loi de Poisson, alors $\sigma_{N_{e^-}}^2 = \langle N_{e^-} \rangle$, et on obtient :

$$\sigma_{S_{\text{ADU}}}^2 = \frac{1}{g} \langle S_{\text{ADU}} \rangle + \frac{1}{g^2} \sigma_{RO_{e^-}}^2 \quad \text{ou} \quad \sigma_{S_{\text{ADU}}}^2 = \frac{1}{g} \langle S_{\text{ADU}} \rangle + \sigma_{RO_{\text{ADU}}}^2 \quad (3.6)$$

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

Les valeurs du gain, du bruit de lecture, du niveau de saturation et de l'offset ont été mesurées pour chaque CCD et sont regroupées dans la table 3.1.

Les CCD peuvent présenter des défauts ; ceux-ci sont essentiellement de trois types, les colonnes mortes, les mauvais transferts de charges et les pixels lumineux. La lecture des CCD se fait par colonne et, lorsqu'un pixel mort est présent, toute la fraction de la colonne qui est lue après le pixel défectueux se trouve neutralisée. Le deuxième défaut est lié à une très basse efficacité de transfert de charge le long d'une portion de ligne du CCD, les colonnes correspondant à la portion de cette ligne ne sont plus sensibles au signal, ce qui rend inutilisable toute une région du CCD. Quant au problème des pixels lumineux, ceux-ci émettent suffisamment de lumière pour illuminer une portion du CCD et simuler une étoile très brillante. Les pixels affectés par ces défauts représentent 5% de la surface des CCD. Ils doivent être masqués de façon systématique lors du traitement des images. On peut noter deux autres problèmes concernant les caméras CCD : le CCD 2R était inutilisable jusqu'en novembre 1999 et le CCD 1R présente un *offset* qui varie beaucoup en fonction du temps. On trouvera une description complète des caméras (caractéristiques et défauts) dans [Bauer, 1997].

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

TAB. 3.1 – Caractéristiques électroniques des CCD. “R” et “B” désignent respectivement les caméras “rouge” et “bleue” (d’après [Bauer, 1997]).

3.2.4 La cryogénie

L’appareillage d’EROS2 comporte un système de cryogénie qui permet de thermaliser les caméras CCD à 180 K durant les observations avec une précision de 0,1 K. Le maintien à cette température permet de rendre négligeable (moins de 1 ADU toutes les 4 minutes) le courant *noir* généré par les CCD même en l’absence de photons, ce dernier étant dû à l’agitation thermique. Le principe du système est le suivant (pour plus de détails voir [Bauer, 1997]) : pour chaque caméra, un bloc d’aluminium de 15 kg est relié d’un côté à la caméra à travers une résistance thermique variable et de l’autre à une tête froide. Les têtes froides sont maintenues à 30 – 50 K par détente d’hélium gazeux. Le tout est placé sous vide. La tête froide peut être décollée pendant la nuit pour éviter les vibrations et ne pas dégrader la qualité des images. Pendant ce temps, le bloc d’aluminium agit comme une capacité thermique et continue à refroidir la caméra. Le bloc a une autonomie de 12 h. Cependant suite à des défaillances des têtes froides qui ont conduit à n’avoir qu’une caméra fonctionnelle pendant un à deux mois, il a été décidé de maintenir les têtes froides collées en permanence, les vibrations de la tête froide contribuant en fait au seeing de façon négligeable.

3.2.5 Le système de pointage et de guidage

Le pointage du télescope est assuré au moyen d’un modèle de pointage qui tient compte de la précession, de l’aberration et de la réfraction atmosphérique [Mansoux, 1997]. La reproductibilité du pointage est assurée mais l’erreur résiduelle peut être importante. On a observé jusqu’à 1 arcmin d’erreur sur le pointage (cf chapitre 4).

Le guidage du télescope est assuré par une petite caméra CCD. Elle se compose d’un seul CCD de 1536×1034 pixels. Un petit miroir au bord du champ du télescope réfléchit la lumière sur le système optique hors-axe de la caméra de guidage. Un programme de guidage utilise la caméra pour rechercher une étoile-guide, et contrôle le mouvement du télescope et de la

coupole. Une fois l'étoile-guide trouvée, le programme assure la prise d'un cliché toutes les 2 à 10 secondes et assure le maintien de l'étoile dans le champ, en corrigeant de la rotation de la Terre.

3.2.6 Le système d'acquisition et de pré-traitement en ligne

Cette sous-section ne mentionne que les points principaux de l'acquisition des données et de leur pré-traitement en ligne. Ces deux étapes sont décrites de façon très complète dans [Bauer, 1997] et [Palanque-Delabrouille, 1997].

3.2.6.1 Acquisition

La recherche de microlentilles conduit à suivre un grand nombre d'étoiles le plus fréquemment possible tout au long de l'année. Dans le cas d'EROS2, au cours d'une "bonne" nuit, météo et instrumentation favorables, on observe en moyenne 100 champs soit $100deg^2$. La grande quantité de données ainsi collectée, environ 20 Go, nécessite un système d'acquisition adapté.

La prise de données étant assurée simultanément dans les deux couleurs, le système d'acquisition est en fait composé de deux chaînes d'acquisition identiques qui fonctionnent en parallèle, en aval de chacune des caméras CCD. Un programme nommé CATI (Calibration, Acquisition, et Traitement d'Images) gère la prise de données. Les deux chaînes d'acquisition sont en situation maître-esclave, toutes les commandes transmises par le programme CATI sur la chaîne rouge, le maître, sont transmises automatiquement et de façon identique à la chaîne bleue, l'esclave, cette configuration assure la synchronisation des actions dans les deux couleurs. Au début de chaque nuit un programme de *planning* automatique propose un tri des champs à observer. La prise de clichés se déroule de la façon suivante :

- pointage et guidage : le programme CATI transmet au système de pointage-guidage les informations concernant le champ à observer. Le télescope se place dans la bonne position.
- mise au foyer, si nécessaire.
- prise des clichés : une fois le télescope positionné, le système de guidage donne l'ordre d'ouvrir l'obturateur et la collection des photons commence.
- lecture du signal : après la fermeture de l'obturateur le signal est lu et affiché sur des écrans de contrôle.
- archivage sur disque : au fur et à mesure durant la nuit, les images subissent un traitement (cf 3.2.6.2) et sont archivées sur disque.

Le pointage et la lecture se font en même temps, ce qui permet de réduire le temps mort de l'acquisition. En fin de nuit, une fois les observations terminées, les images avec et sans traitement des deux couleurs sont archivées séparément sur des bandes DLT (Digital Linear Tape). Les bandes DLT sont envoyées en France chaque semaine.

3.2.6.2 Pré-traitement en ligne

Sur une image directement exploitable pour la photométrie, le flux par pixel est proportionnel au nombre de photons reçus. Pour qu'il en soit ainsi, il est nécessaire d'éliminer, sur les images dites *brutes*, la contribution au signal de l'offset électronique, de corriger du vignet-

tage⁴ et des variations spatiales et temporelles de la réponse des pixels. Après ces opérations on obtient les images dites *réduites*.

L'offset électronique est obtenu en moyennant des images prises avec l'obturateur fermé (*dark* ou *obscurités*). Les images de champ uniforme ou *flat-fields*, qui servent à l'uniformisation, sont prises en observant un écran éclairé par une lumière diffuse, situé dans la coupole du télescope.

Après la "réduction des images", un programme détermine diverses caractéristiques des images (cf [Palanque-Delabrouille, 1997]) qui serviront par la suite à juger de leur qualité. Ces informations sont stockées dans l'en-tête des fichiers images.

3.2.7 Volume et stockage des données

Chaque prise de vue de l'expérience EROS2 consiste en 2×8 images CCD (2 couleurs et 8 CCD par mosaïque), et chaque image CCD de 2048×2048 pixels a une taille de 8 Mo. Le volume de données est très conséquent ; par exemple, les observations vers le Grand Nuage de Magellan, qui couvrent 88 deg^2 du ciel avec en moyenne 600 clichés par champ au cours de la période 1996-2003, représentent un peu plus de 6,7 To. L'ensemble des données de tous les programmes d'observation d'EROS2 est stocké au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon. Dans un premier temps les données étaient stockées sur des bandes magnétiques, puis la mise en place d'un dispositif intégré appelé HPSS⁵ a permis le stockage et surtout un accès aux clichés facilité par rapport au premier support. La migration des données EROS2 des bandes magnétiques vers le HPSS a commencé à partir de 2001, si bien que, pour cette thèse, le traitement des données a pu être assuré à partir du HPSS.

3.3 Les données et les principaux résultats d'EROS2

À travers les différents programmes scientifiques d'EROS2, nous allons décrire brièvement la prise de données selon les différentes lignes de visée et expliciter les résultats obtenus jusqu'à maintenant à partir de ces données. Le centre galactique n'est pas cité dans cette section, mais fera l'objet de la section 3.4, beaucoup plus détaillée.

3.3.1 Les Nuages de Magellan

Le principal programme scientifique d'EROS2 était de tester l'hypothèse selon laquelle des objets compacts constitueraient l'essentiel du halo de notre galaxie. La ligne de visée principale a donc été les Nuages de Magellan dont les étoiles sont les sources potentielles d'effets de microlentilles, les lentilles étant les machos du halo de la Voie Lactée. À La Silla, les Nuages de Magellan, LMC pour Large Magellanic Cloud et SMC pour Small Magellanic Cloud, sont observables jusqu'à 11 mois dans l'année (de mai à février pour le SMC et d'août à avril pour le LMC, cf figure 3.1). Dans ces deux galaxies, 98 deg^2 ont été suivis (88 pour le LMC et 10 pour le SMC) durant 7 ans. Le LMC se trouve à une distance d'environ 53 kpc de la Terre et les données comportent environ 1000 clichés sur toute la durée de l'expérience pour les champs

⁴L'éclairement des CCD n'est pas homogène ; les CCD au bord de la mosaïque sont moins bien éclairés que ceux du centre.

⁵High Performance Storage System ; ce système combine un ensemble de robots lecteurs de bandes magnétiques et de disques durs tampons. Du point de vue de l'utilisateur, l'ensemble se présente comme un disque dur virtuellement infini.

centraux et 500 dans les champs externes. Pour le SMC, situé à une distance plus lointaine, 63 kpc, on dispose de 1400 à 2000 clichés par champ. Ces données ont conduit à plusieurs analyses de recherche de microlentilles et aussi à des analyses plus orientées vers l'astrophysique. Le catalogue d'étoiles constitué à partir de ce suivi étant très riche de par la surface couverte et le temps d'observation (49 millions d'étoiles suivies dans le LMC et 6 millions dans le SMC), il permet de nombreuses recherches sur les caractéristiques des étoiles.

3.3.1.1 Recherche de matière noire

Il est intéressant de se rappeler ici les résultats d'EROS I pour les comparer à l'expérience MACHO débutée en 1992, qui effectuait le même type d'étude que EROS. En ce qui concerne la recherche d'événements courts, les deux expériences, EROS I et MACHO, n'ont détecté aucun candidat [Aubourg et al., 1995] et [Alcock et al., 1996] et ont abouti à une limite combinée de leurs résultats excluant que la fraction du halo galactique composé de machos de masse comprise entre $10^{-7} M_{\odot}$ et $10^{-3} M_{\odot}$ soit supérieure à 10%.

Au-delà de $10^{-2} M_{\odot}$ les deux expériences différaient quant à leur interprétation : le groupe MACHO après l'analyse de ses deux premières années de données avait mis en évidence 6 à 8 candidats ayant une durée moyenne de 45 jours et annonçait un signal de machos de $0,5 M_{\odot}$ composant 50% du halo galactique. Le résultat EROS I (CCD+plaques) [Renault et al., 1997] n'indiquait pas de signal pour des objets sombres de cette masse (cf 3.5).

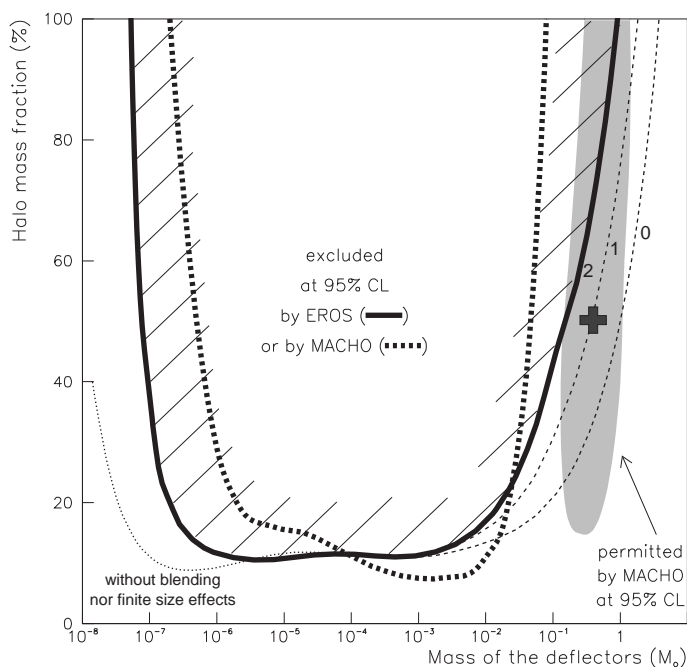


FIG. 3.5 – Diagramme d'exclusion combiné EROS-I (CCD+Plaques) et signal de MACHO. La combinaison des expériences CCD et Plaques d'EROS-I se traduit par la courbe d'exclusion (à 95% de niveau de confiance) en noir épais. Elle est compatible avec la courbe d'exclusion (en pointillés) obtenue par MACHO pour la gamme 10^{-7} – $10^{-3} M_{\odot}$. En revanche, le résultat d'EROS-I ne confirme pas le signal annoncé par MACHO autour de $0,5 M_{\odot}$ (en gris) [Alcock et al., 1997a] (D'après [Renault et al., 1997]).

L'expérience EROS2 fait suite à EROS I ; elle a été optimisée pour la recherche d'événements longs et le nombre d'étoiles suivies a considérablement augmenté par rapport à la phase précédente (55 millions d'étoiles suivies dans les Nuages de Magellan pour EROS2, contre 3,3 millions pour EROS I) pour permettre de clarifier la situation, en offrant la possibilité de tester l'hypothèse du halo pour une grande plage de masse de ces objets. Dans une première analyse des données SMC (voir [Palanque-Delabrouille, 1997]), EROS2 a détecté un candidat ; celui-ci particulièrement long, son temps d'Einstein est de 120 jours, ne présente pas d'effet de parallaxe. Ces caractéristiques laissent penser que le déflecteur est situé dans le Petit Nuage de Magellan ; on est dans le cas de l'hypothèse dite de *self-lensing*. Par la suite, l'analyse de 3 ans de données LMC a révélé 4 candidats [Lasserre et al., 2000] et [Milsztajn and Lasserre, 2001]. Ces deux analyses fournissent 5 candidats EROS , les 4 candidats de l'analyse LMC et le candidat LMC "survivant" d'EROS I. La combinaison de ces résultats permet d'exclure un halo galactique composé de plus de 20% de machos de masse comprise entre 10^{-7} et $0,3 M_{\odot}$. Cette même année, utilisant l'accumulation de ses données, le groupe MACHO présente un nouveau résultat issu de l'analyse de 10,7 millions d'étoiles suivies durant 5,7 ans vers le LMC (MACHO suit 15 deg^2 dans la zone centrale du LMC) ; il annonce entre 13 et 17 candidats, mais avec une sensibilité supérieure à celle de leur première analyse. La contribution des astres sombres est donc revue à la baisse : les lentilles seraient des objets ayant une masse comprise entre $0,15 M_{\odot}$ et $0,9 M_{\odot}$ constituant environ 20% du halo galactique [Alcock et al., 2000a]. Ces deux derniers résultats (EROS2+ MACHO) sont représentés figure 3.6.

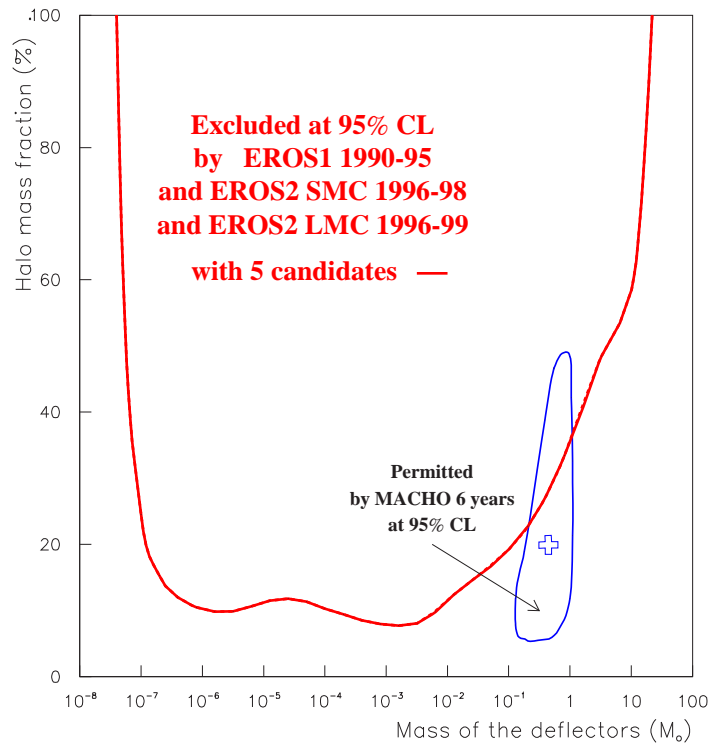


FIG. 3.6 – Diagramme d'exclusion EROS I & II et signal de MACHO [Lasserre et al., 2000],[Alcock et al., 2000a].

Depuis, de nouvelles analyses ont été menées, notamment une nouvelle analyse des données EROS2 du Petit Nuage de Magellan sur 5 ans. Les résultats confirment la présence du candidat *self-lensing* et fournissent trois nouveaux candidats très longs qui sont probablement des étoiles variables de longue période [Afonso et al., 2003b]. La combinaison de ces résultats

avec tous les résultats EROS précédents permet d'améliorer encore les contraintes sur la contribution des machos au halo galactique. La courbe d'exclusion correspondante est représentée figure 3.7. La fraction du halo pouvant être composée de machos de masse comprise entre $10^{-7} M_{\odot}$ et $1 M_{\odot}$ est inférieure à 20%.

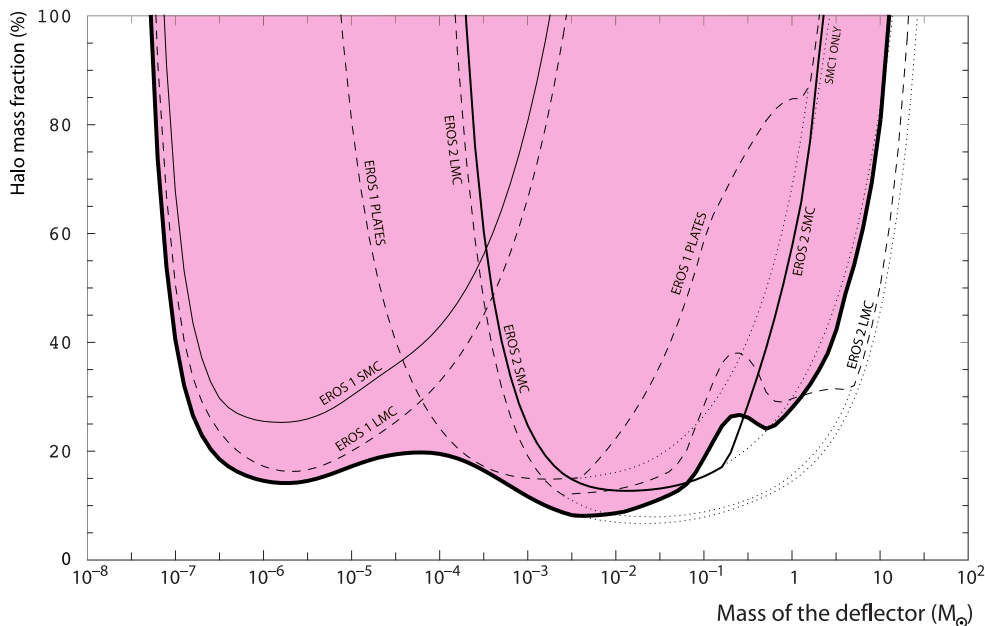


FIG. 3.7 – Résultats d'EROS2 vers les Nuages de Magellan. La limite d'exclusion combine tous les résultats vers LMC et SMC de EROSI+EROSII [Afonso et al., 2003b].

Une autre analyse, en photométrie différentielle, de ces mêmes données SMC, s'est achevée encore plus récemment. Cette technique, qui mesure non pas le flux des étoiles directement sur les clichés, mais les variations de flux à partir de la différence de deux clichés, s'affranchit des flux des étoiles voisines qui pourraient venir "polluer" la mesure du flux de l'étoile considérée, et présente aussi l'avantage de détecter des candidats microlentilles ayant pour source une étoile non résolue. On s'attend, avec cette technique, à une meilleure sensibilité et à une amélioration de la précision photométrique par rapport à la photométrie sur catalogue, utilisée par ailleurs dans EROS2. Suite à cette analyse, aucun nouveau candidat n'a été mis en évidence. Par ailleurs, en parallèle de cette analyse "microlentille" sur ces mêmes données et toujours en photométrie différentielle, une recherche de nuages de gaz opaques a été menée. En effet, il a été suggéré [Gerhard and Silk, 1996], [Draine, 1998] et [Walker and Wardle, 1998] que la matière noire galactique pourrait être constituée de nuages de gaz denses et froids et que leur contribution pourrait suffire à rendre compte de la courbe de rotation des galaxies. L'analyse n'a pas révélé la présence de matière noire sous cette forme. On trouvera les détails sur la mise au point de la photométrie différentielle et des deux analyses des données SMC qui en découlent dans [Le Guillou, 2003].

Une dernière analyse concernant la recherche de matière noire est en cours [Tisserand, 2004]; elle vient parachever la recherche de machos vers les Nuages de Magellan avec les données EROS2. La totalité des 7 ans de données est utilisée et une large plage de masse de déflecteur est sondée, de $10^{-4} M_{\odot}$ à $100 M_{\odot}$ comme les analyses précédentes, mais aussi de $100 M_{\odot}$ à $1000 M_{\odot}$. Ce deuxième intervalle de masse permet de tester l'existence de machos très massifs, sur lesquels aucune expérience n'a encore fourni de résultat. Les plus grandes masses recherchées à ce jour sont de l'ordre de $30 M_{\odot}$, recherche menée par le groupe MACHO [Alcock et al., 2001]

qui n'a pas permis de détecter de tels objets.

3.3.1.2 Résultats d'astrophysique

Les étoiles céphéides sont des étoiles supergéantes qui ont entamé la combustion de l'hélium après épuisement de l'hydrogène. Elles sont variables pulsantes avec des périodes allant typiquement de 1 à 50 jours. La relation entre la période de la céphéide et la magnitude absolue (luminosité), permet de déterminer la distance aux étoiles et aux galaxies proches

$$M_V = \alpha + \beta \log_{10}(P) + \gamma(B - V)_0 \quad (3.7)$$

où M_V est la magnitude absolue de la céphéide, P la période de variabilité, $(B - V)_0$ la couleur et α le point zéro. La collaboration EROS2 s'est intéressée à la recherche de céphéides dans les Nuages de Magellan. La détection de 300 céphéides dans le LMC et 620 dans le SMC, a révélé un effet nouveau, une brisure de pente dans la relation période-luminosité⁶ des céphéides du SMC, pour les périodes inférieures à 2,5 jours [Bauer et al., 1999]. Ceci a également été confirmé par le groupe OGLE [Udalski et al., 1999].

Les R Coronae Borealis sont des étoiles variables qui voient leur luminosité chuter rapidement, jusqu'à une diminution d'un facteur 1000 et ce en une centaine de jours. On suppose que leur baisse de luminosité est due au carbone qu'elles auraient expulsé et qui ferait écran à la lumière émise par l'étoile. Très peu de ces étoiles avaient été découvertes jusqu'à maintenant. On en connaissait moins de 100 dans la galaxie et 17 dans le LMC. L'analyse microlentille vers les Nuages de Magellan, actuellement en cours, a permis de mettre en évidence 5 de ces étoiles dans le SMC [Tisserand et al., 2004].

3.3.2 Les bras spiraux galactiques

Les données d'EROS2 en direction des bras spiraux galactiques ont donné lieu à deux analyses [Derue, 1999] et [Rahal, 2003]. 29 champs de 1 deg^2 répartis vers quatre directions à grande densité stellaire des bras spiraux sont suivis. Ces directions nommées selon l'étoile la plus brillante de la direction considérée sont :

- β Scuti : 6 champs observés
- γ Scuti : 5 champs observés
- γ Normæ : 12 champs observés
- θ Muscæ : 6 champs observés.

La carte des champs observés vers ces quatre directions est représentée sur la figure 3.8, superposée à un cliché du plan galactique. Les expériences concurrentes MACHO et OGLE observent respectivement $1,5 \text{ deg}^2$ vers γ Scuti et 4 deg^2 vers le plan galactique, mais dans des directions autres que celles citées. Le suivi d'EROS2 est le seul susceptible de fournir une profondeur optique à des longitudes galactiques élevées.

Au total, 16 millions d'étoiles sont observées tous les 2 à 3 jours. Dans ces directions, comme vers le centre galactique, les défecteurs qui produisent les effets de microlentille ne sont pas des objets sombres, mais on pense que ce sont des étoiles ordinaires et la mesure de la profondeur optique permet de contraindre les modèles galactiques. La première analyse ([Derue et al., 2001]) concernait 3 années de données ; elle a mis en évidence 7 candidats de microlentille gravitationnelle. La profondeur optique moyennée sur les quatre directions était de

⁶Changement du coefficient β dans l'équation 3.7.

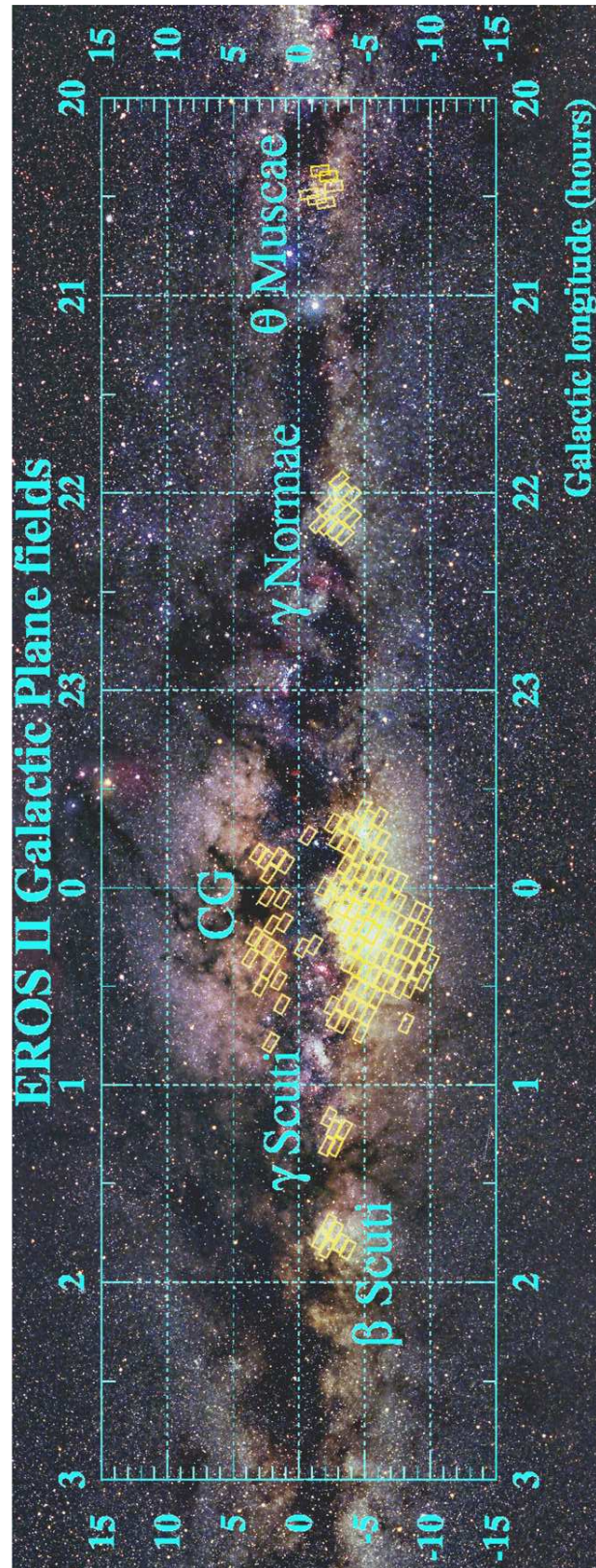


FIG. 3.8 – Champs observés dans le plan galactique par EROS2. Les champs des quatre directions des bras spiraux galactiques (β Scuti, γ Scuti, γ Normæ, θ Muscæ) ainsi que ceux du centre galactique, sont superposés sur un cliché du plan galactique (d'après [Perdereau, 2004]).

$\tau = 0,43 \pm 0,2 \times 10^{-6}$, valeur compatible avec celle des modèles simples de la Galaxie sous l'hypothèse que les étoiles sources se trouvent à une distance moyenne de 7 kpc. La variation de la profondeur optique avec la longitude galactique allait dans le sens d'une asymétrie rendant compte de la présence d'une barre au centre de la galaxie. Mais la statistique faisant défaut, ce résultat n'a pu être établi fermement.

La seconde analyse, sur 7 ans de données, a révélé 24 candidats compatibles avec un effet de microlentille gravitationnelle. La profondeur optique moyenne mesurée vers les bras spiraux est $\tau = 0,38 \pm 0,08$ [Rahal, 2003]. Ce résultat est compatible avec les prédictions de modèles galactiques dans lesquels le bulbe central est modélisé par une barre, et favorise ceux sans matière cachée dans le disque. Outre la statistique, la principale limitation de cette analyse provient du fait que les distances des étoiles sources sont mal connues.

3.3.3 La recherche de supernovæ

Les explosions de supernovæ (SN) sont des événements très rares (de l'ordre de quelques SN/siècle/galaxie). Pour une recherche de SN, il faut observer un grand nombre de galaxies dans plusieurs centaines de degrés carrés. On observe donc hors du plan galactique. Depuis 1997, la collaboration EROS2 a mené neuf campagnes de recherche de SN. Pour ce type d'étude, un même champ est observé deux fois, à quatre semaines d'intervalle, à la nouvelle lune. La détection des objets se fait par soustraction d'images. Lorsqu'une SN est repérée, un spectre est enregistré avec un autre télescope afin de définir son type. Les sept premières campagnes qui ont eu lieu en 1997 et 1998 ont permis la détection de 35 SN, dont 10 ont pu être identifiées à l'aide de mesures spectroscopiques : 7 de type Ia, 2 de type II, 1 de type Ic ([Hardin, 1998, Hamilton, 1999]). Les deux autres campagnes d'observation, 1999 et 2000, ont été menées au sein d'un consortium international. La campagne du printemps 1999 a permis la découverte d'une cinquantaine de SN dont la moitié par EROS2. L'analyse photométrique de ces SN ainsi que celle des SN de type Ia précédentes a permis la mesure de la constante de Hubble $H_0 = 67,4 \pm 2_{-6,4}^{+5,9}$ km/s/Mpc [Regnault, 2000]. Une autre analyse a permis la mesure du taux d'explosion, à un redshift moyen $z \sim 0,13$ sur un lot de 14 SN de type Ia découvertes au cours des années 1999 et 2000 [Blanc, 2002]. Ce taux est de $\mathcal{R}_{Ia}^R = 0,125_{-0,034-0,028}^{+0,044+0,028} h_{70}^{-2} SNu$ où $1 SNu = 1 SN/10^{10} L_{\odot}^B/siècle$ [Blanc et al., 2004]. Une analyse spectroscopique des données de la campagne de 1999 est détaillée dans [Rahal, 2003].

3.3.4 La recherche d'objets du halo galactique à grand mouvement propre

Les naines blanches sont des résidus stellaires. Elles sont le résultat de l'évolution des étoiles de faible masse, entre $0,26 M_{\odot}$ et environ $8 M_{\odot}$. Dans le voisinage solaire, les naines blanches du halo galactique peuvent être repérées par leur grand mouvement propre. Un objet situé à quelques dizaines de parsecs peut se déplacer de quelques arcsec/an. Une chaîne d'analyse mise en place spécialement pour cette recherche a donné lieu à l'étude des données de trois campagnes d'observation, sur $250 deg^2$ [Goldman, 2001]. Cette étude n'a révélé aucun candidat naine blanche du halo. La limite publiée par [Goldman et al., 2002] exclut à 95% de niveau de confiance que les naines blanches puissent contribuer pour plus de 5% à 10% à la masse totale du halo galactique.

3.4 EROS2 et le centre galactique

Dans cette section, nous insisterons sur le programme de recherche de microlentille vers le centre galactique. Après avoir évoqué la stratégie et l'historique de la prise de données, nous ferons un bilan des données disponibles à ce jour. Pour finir, nous décrirons les différentes mesures de la profondeur optique effectuées dans le passé par EROS2 et par les expériences concurrentes, afin de voir dans quel contexte cette nouvelle analyse prend place.

3.4.1 Choix des champs du centre galactique et historique de la prise de données

Une des difficultés de l'interprétation de la profondeur optique est l'effet de confusion d'étoiles qui intervient dans les champs encombrés. Il engendre des erreurs systématiques dues à une mauvaise détermination du flux de l'étoile "lentillée". Pour pallier cette difficulté, on peut ne considérer que les étoiles très brillantes ; la contribution d'étoiles plus faibles à proximité devient négligeable. Les géantes rouges répondent à cette caractéristique. Elles constituent un ensemble d'étoiles très brillantes et facilement repérables dans le diagramme couleur-magnitude par leur regroupement en amas ou *clump* (cf figure 3.9).

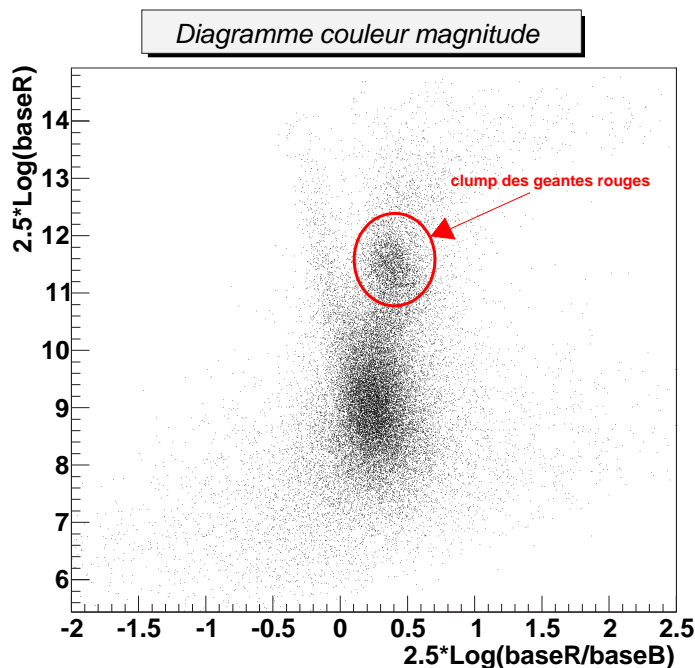


FIG. 3.9 – Diagramme couleur magnitude d'un champ du centre galactique.

D'autre part, il est compliqué de localiser la plupart des étoiles sans faire une étude spectroscopique. Elles peuvent aussi bien se situer dans le disque de la Galaxie que dans le bulbe. A contrario, le problème ne se pose pas pour les étoiles géantes rouges, celles-ci se situant préférentiellement dans le bulbe dont on estime le rayon à 1 kpc. De plus, la grande luminosité des géantes rouges permet de mesurer leur flux avec une bonne précision, de l'ordre de 3-4% voire mieux. Avec de telles précisions, de fines déviations comme celles produites par l'effet de parallaxe peuvent être détectées.

Ainsi au démarrage des observations EROS2 en juin/juillet 1996, 124 champs de 1 deg^2 ont été observés en direction du centre galactique et ce de part et d'autre du plan galactique. Le

nombre de géantes rouges dans chaque champ a été déterminé à l'aide d'un programme de recherche automatique du *clump* des géantes rouges dans le diagramme couleur-magnitude (cf [Afonso, 2001]). Parmi ces 124 champs ont été retenus ceux de moindre absorption et ceux contenant le plus de géantes rouges, les analyses se concentrant sur ce type d'étoiles. Suite à cette étude, 42 champs ont été éliminés.

Parmi les 82 champs restants, 17 ont été suivis deux fois par nuit au cours de l'année 1996. Il s'agit des champs numérotés de cg607 à cg632 et situés à proximité du centre galactique. Ces champs ont été également suivis par les groupes concurrents MACHO et OGLE. Le but de cet échantillonnage resserré était de détecter des événements microlentille de très courte durée. En 1997, le sur-échantillonnage des champs cg6xx a été abandonné au profit d'un échantillonnage équilibré sur l'ensemble des 82 champs. Cependant, le phénomène climatique *El Niño* qui a débuté en 1997 et s'est poursuivi tout au long de l'année 1998 a provoqué des vagues de mauvais temps. L'observation des 82 champs par nuit dans des conditions optimales n'était plus assurée. Il a donc été décidé de classer les champs en deux groupes, 64 champs prioritaires et 18 champs non-prioritaires. Au cours d'une nuit, les champs non-prioritaires ont été observés s'il restait du temps après avoir observé les champs prioritaires. Une carte des champs du centre galactique est représentée sur la figure 3.10.

Pour assurer les suivis fins, un système d'alerte en ligne a été mis en place en 1998. Ce système permet de détecter très tôt des événements microlentille et d'adapter la prise de données en conséquence. En raison du très gros volume de données à traiter en temps réel, ce dispositif n'était activé que sur un sous-échantillon des champs EROS (un échantillon de champs vers le centre galactique et les Nuages de Magellan). Le système d'alerte en ligne a notamment permis de détecter un superbe événement de microlentille binaire, EROS-2000-BLG-5 [Afonso et al., 2001].

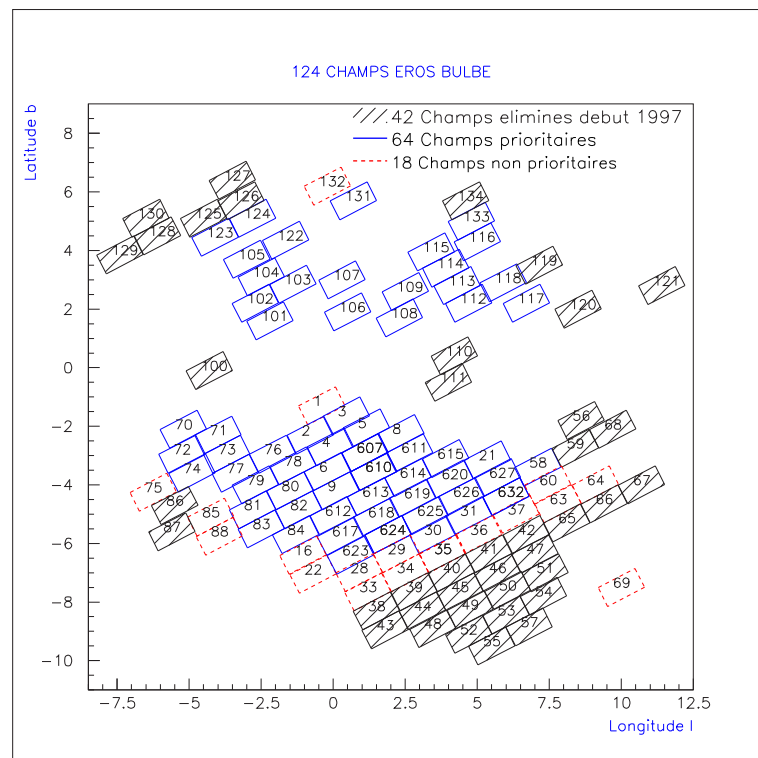


FIG. 3.10 – Champs observés vers le centre galactique.

3.4.2 Bilan des données à traiter

Les champs traités pour l'analyse décrite ici, présentent une moyenne de 570 clichés enregistrés par couleur pour toute la durée de l'expérience. Les champs qui présentent moins de 300 clichés par couleur n'ont pas été considérés. Les champs retenus sont au nombre de 66. La liste ainsi que les coordonnées des centres de ces 66 champs sont indiquées dans le tableau 3.2. La carte du ciel correspondante est représentée sur la figure 3.11

champ	α (J2000)	δ (J2000)	champ	α (J2000)	δ (J2000)
cg002	17 :52 :45.8	-30 :48 :41	cg107	17 :34 :50.2	-27 :04 :24
cg003	17 :53 :08.2	-29 :24 :20	cg108	17 :44 :31.9	-26 :04 :58
cg004	17 :56 :01.0	-30 :24 :49	cg109	17 :41 :36.2	-25 :26 :12
cg005	17 :56 :20.4	-29 :00 :27	cg112	17 :48 :10.8	-23 :46 :40
cg006	17 :59 :12.1	-30 :55 :41	cg113	17 :45 :01.8	-23 :48 :17
cg008	17 :59 :52.4	-28 :04 :22	cg114	17 :41 :52.8	-23 :49 :38
cg009	18 :02 :31.6	-30 :59 :31	cg115	17 :38 :40.9	-23 :57 :22
cg016	18 :08 :58.2	-33 :03 :50	cg116	17 :41 :05.3	-22 :25 :10
cg021	18 :10 :00.8	-25 :54 :38	cg117	17 :52 :39.4	-22 :04 :00
cg030	18 :16 :00.8	-28 :47 :45	cg118	17 :48 :16.9	-22 :23 :24
cg031	18 :16 :05.2	-27 :23 :31	cg121	18 :00 :32.0	-17 :42 :48
cg058	18 :14 :42.0	-24 :30 :05	cg122	17 :25 :13.8	-27 :55 :59
cg061	18 :18 :07.9	-23 :03 :16	cg123	17 :18 :45.0	-29 :58 :57
cg070	17 :41 :03.5	-34 :27 :17	cg124	17 :19 :09.5	-28 :27 :45
cg071	17 :44 :56.0	-33 :32 :38	cg131	17 :26 :01.0	-25 :31 :40
cg072	17 :44 :26.2	-34 :56 :52	cg133	17 :38 :03.8	-22 :12 :55
cg073	17 :48 :20.9	-33 :37 :42	cg607	17 :59 :35.9	-29 :28 :45
cg074	17 :48 :02.2	-34 :59 :23	cg610	18 :02 :52.4	-29 :32 :36
cg076	17 :52 :16.0	-32 :15 :35	cg611	18 :03 :06.5	-28 :08 :14
cg077	17 :51 :46.1	-33 :42 :26	cg612	18 :05 :46.0	-31 :29 :47
cg078	17 :55 :34.3	-31 :51 :44	cg613	18 :06 :03.6	-30 :02 :54
cg079	17 :55 :07.3	-33 :18 :36	cg614	18 :06 :21.6	-28 :35 :58
cg080	17 :58 :48.4	-32 :22 :35	cg615	18 :06 :40.0	-27 :08 :59
cg081	17 :58 :24.6	-33 :49 :25	cg617	18 :09 :12.2	-31 :37 :04
cg082	18 :02 :11.0	-32 :26 :23	cg618	18 :09 :20.2	-30 :12 :51
cg083	18 :01 :50.5	-33 :53 :12	cg619	18 :09 :29.2	-28 :48 :35
cg084	18 :05 :28.7	-32 :56 :36	cg620	18 :09 :44.6	-27 :21 :38
cg101	17 :33 :59.0	-29 :55 :49	cg623	18 :12 :40.3	-31 :37 :24
cg102	17 :30 :24.1	-30 :01 :00	cg624	18 :12 :39.6	-30 :09 :11
cg103	17 :31 :12.4	-28 :34 :31	cg625	18 :12 :52.2	-28 :42 :20
cg104	17 :27 :28.1	-29 :20 :59	cg626	18 :12 :58.7	-27 :18 :02
cg105	17 :23 :54.2	-29 :25 :28	cg627	18 :13 :05.9	-25 :53 :41
cg106	17 :39 :29.5	-27 :29 :60	cg632	18 :16 :16.7	-25 :56 :36

TAB. 3.2 – Liste et position des champs retenus pour l'analyse.

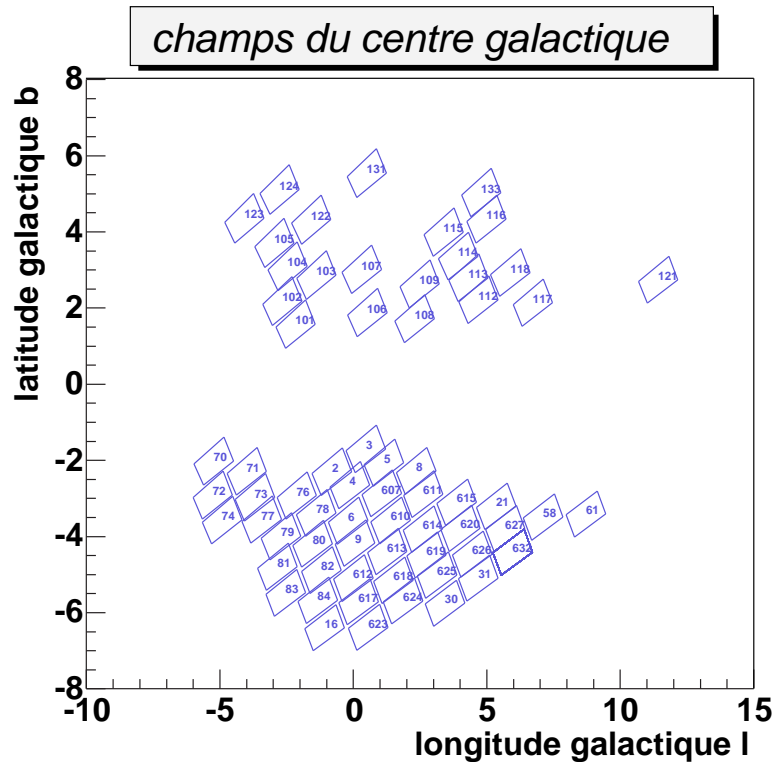


FIG. 3.11 – Champs du centre galactique retenus pour l'analyse.

3.4.3 État des lieux des études “microlentille” vers le centre galactique : EROS2 et ses concurrents

Plusieurs expériences consacrées à la recherche de microlentilles gravitationnelles ont déjà effectué des mesures de profondeur optique vers le centre galactique. Pour terminer ce chapitre, nous allons lister et décrire brièvement les expériences concernées. Nous allons voir que les mesures obtenues à ce jour sont loin d’être consensuelles et que, dans ce contexte, une nouvelle analyse, comme celle qui fait l’objet de cette thèse, est particulièrement intéressante.

3.4.3.1 Les expériences

- EROS2

Nous ne reviendrons pas sur la description d’EROS2 qui a largement été développée précédemment. Une première recherche de microlentilles vers le centre galactique a été assurée par [Afonso, 2001]. Pour cette analyse 15 champs du centre galactique ont été analysés; il s’agit de 15 champs contigus dont la direction moyenne est $l = 2,5^\circ; b = -4^\circ$. L’analyse portait sur trois ans de données. Elle a révélé 33 candidats de microlentille gravitationnelle dont 16 ont pour source une étoile géante rouge. Le nombre de géantes rouges suivies est de $1,42 \times 10^6$ étoiles. La profondeur optique déterminée à partir de ces 16 candidats est $\tau = (0,94 \pm 0,29) \times 10^{-6}$ [Afonso et al., 2003a].

La carte des quinze champs analysés est représentée sur la figure 3.12. Sur cette carte, la position et la contribution à la profondeur optique de chaque candidat sont indiquées.

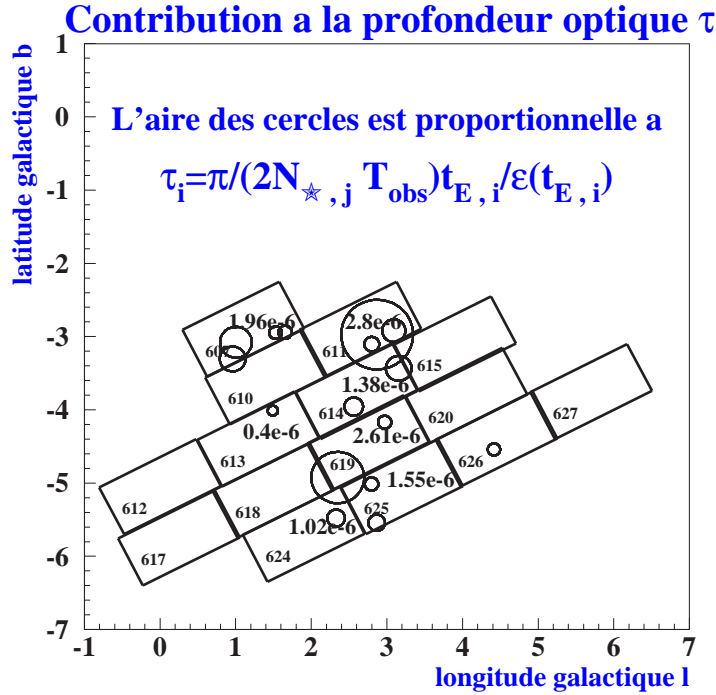


FIG. 3.12 – Première analyse des données EROS2 du centre galactique. L'aire des cercles est proportionnelle à la contribution de chaque candidat à la profondeur optique. La profondeur optique mesurée pour chaque champ ainsi que le numéro des champs EROS sont indiqués.

- MACHO

L'expérience MACHO (MASSive Compact Halo Objects), que nous avons déjà citée auparavant, est une expérience australo-américaine qui s'est consacrée à la recherche d'effets de microlentille gravitationnelle de 1992 à 1999. Les directions étudiées étaient les Nuages de Magellan et le centre galactique. L'expérience disposait d'un télescope dédié de 1,27 m de diamètre situé à l'observatoire du Mont Stromlo en Australie. Les données ont été acquises avec deux caméras de $4k \times 4k$ pixels représentant un champ de $0,7 \times 0,7 \text{ deg}^2$. Les clichés étaient pris dans les deux filtres non standard dits rouge (630 – 760 nm) et bleu (450 – 630 nm) [Hart et al., 1996]. MACHO observait 94 champs vers le centre galactique. La figure 3.13 représente les champs observés par MACHO superposés aux champs EROS.

Plusieurs analyses des données du centre galactique ont été effectuées. La première concernait $12,6 \times 10^6$ étoiles observées pendant 190 jours, en 1993, dans 24 champs MACHO. Elle a révélé 45 candidats [Alcock et al., 1997b]. En considérant seulement le sous-échantillon de $1,3 \times 10^6$ étoiles géantes rouges observées, 13 candidats ont été détectés et la profondeur optique a été estimée à $\tau = 3,9_{-1,2}^{+1,8} \times 10^{-6}$. Pour ce résultat, la zone du ciel surveillée correspond à 12 deg^2 vers la direction moyenne $l = 2,55^\circ; b = -3,64^\circ$.

Par la suite, MACHO a publié les résultats d'une deuxième analyse effectuée avec la tech-

nique de la photométrie différentielle. Cette analyse est issue de trois ans de données au cours desquels environ 17×10^6 étoiles ont été suivies dans 4 deg^2 de direction moyenne $l = 2,68^\circ; b = -3,35^\circ$. 99 candidats ont été détectés et la profondeur optique correspondante est de $\tau_{total} = 2,43_{-0,38}^{+0,39} \times 10^{-6}$. Pour la composante du bulbe galactique, la profondeur optique est estimée à $\tau_{bulbe} = 3,23_{-0,50}^{+0,52} \times 10^{-6}$ en supposant que la contribution d'étoiles sources se situant dans le disque galactique est de 25% [Alcock et al., 2000b].

Une troisième analyse des données collectées durant 5 ans (1993-1997) a été réalisée. Elle concerne 77 champs, soit 30×10^6 étoiles dont $2,1 \times 10^6$ étoiles géantes rouges observées dans $\sim 38 \text{ deg}^2$. La direction moyenne des observations est $l = 2,9^\circ; b = -3,8^\circ$. L'analyse a révélé environ 280 candidats; 52 d'entre eux ont pour source une étoile géante rouge. La profondeur optique calculée avec les seuls événements de géantes rouges est $\tau = (2,0 \pm 0,4) \times 10^{-6}$. Parmi les 77 champs pris en compte, le champ MACHO 104 centré en $l = 3,1^\circ; b = -3,0^\circ$, est marginal. Parmi les 52 événements géantes rouges, 10 ont une durée de plus de 50 jours et 5 de ces 10 événements se trouvent dans le champ 104. Lorsqu'il n'est pas tenu compte du champ 104, la profondeur optique tombe à $\tau = (1,4 \pm 0,3) \times 10^{-6}$ [Popowski et al., 2000].

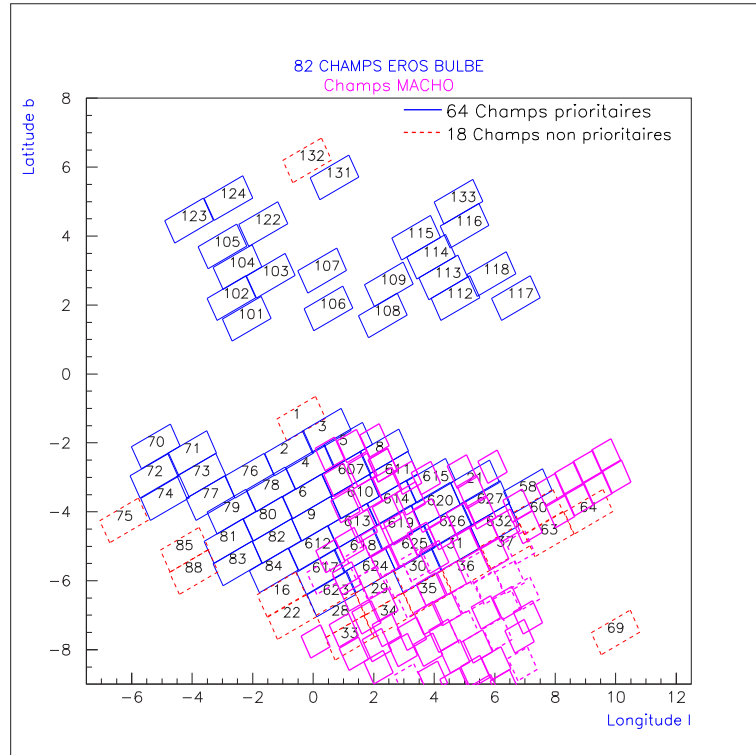


FIG. 3.13 – Champs du centre galactique suivis par l'expérience MACHO. Les champs MACHO en magenta sont superposés aux champs EROS2 (d'après [Afonso, 2001]).

- **MOA**

MOA (Microlensing Observation in Astrophysics) est une collaboration nippo-néo-zélandaise qui se consacre principalement à la recherche de planètes. Le télescope de 61 cm de diamètre dédié à l'expérience est situé au Mont John en Nouvelle-Zélande. Il est équipé d'une caméra de $4k \times 6k$ pixels représentant un champ de $0,92 \times 1,39 \text{ deg}^2$. Les obser-

vations se font dans les deux filtres non standards appelés rouge (630 – 1100 nm) et bleu (400 – 630nm).

Un premier résultat obtenu par photométrie différentielle concerne les données de la seule saison 2000. L'analyse a révélé 28 candidats dans les 16 deg^2 observés. La profondeur optique correspondante est de $\tau_{total} = 2,59_{-0,64}^{+0,84} \times 10^{-6}$. Pour la composante du bulbe galactique, la profondeur optique est estimée à $\tau_{bulbe} = 3,36_{-0,81}^{+1,11} \times 10^{-6}$ en supposant que la contribution d'étoiles sources se situant dans le disque galactique est de 23% [Sumi et al., 2003].

- **OGLE**

L'expérience OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) est une collaboration entre l'observatoire de Varsovie, l'observatoire de Carnegie et l'observatoire de l'Université de Princeton. OGLE a connu trois phases. La première s'est déroulée de 1993 à 1995, elle était consacrée à la recherche de candidats microlentille vers le centre galactique. La collaboration disposait d'un télescope de 1 m de diamètre installé à l'observatoire de Las Campanas au Chili. Le télescope était équipé d'un détecteur composé d'un seul CCD de $2k \times 2k$ représentant un champ de $0,25 \times 0,25 deg^2$. La quasi-totalité des observations étaient faites dans le filtre standard *I*. La deuxième phase de l'expérience a démarré en 1996. Un nouveau télescope, le Warsaw, de 1,3 m de diamètre et équipé d'une caméra couvrant un champ de $0,21 \times 0,42 deg^2$ était utilisé. Au cours de la deuxième phase, en plus du centre galactique, les bras spiraux et les nuages de Magellan ont été observés. La troisième phase d'OGLE a démarré en 2002 avec une nouvelle caméra couvrant un champ 4 fois plus grand ($0,58 \times 0,58 deg^2$).

À ce jour, la collaboration OGLE n'a publié qu'une mesure de la profondeur optique vers le centre galactique, elle est issue des données de la toute première phase d'OGLE. L'analyse des deux années de données OGLE I a révélé 9 candidats. Environ 10^6 étoiles ont été observées dans 13 champs dont 9 sont localisés dans la fenêtre de Baade ($l = 1^\circ$; $b = -4^\circ$). La profondeur optique est $\tau = (3,3 \pm 1,2) \times 10^{-6}$ [Udalski et al., 1994].

Au cours de la deuxième phase de l'expérience, 214 candidats dont 20 candidats binaires ont été détectés [Udalski et al., 2000]. Cependant, l'efficacité de détection n'ayant pas encore été estimée, il n'est pas possible d'en déduire la profondeur optique.

3.4.3.2 Résumé des mesures de la profondeur optique vers le centre galactique

Le tableau 3.3 résume les différents résultats expérimentaux obtenus à ce jour pour la profondeur optique vers le centre galactique. Il illustre la nécessité de suivre un grand nombre d'étoiles géantes rouges pendant plusieurs années pour minimiser les problèmes de confusion et la contamination par des étoiles variables, afin de trancher sur les désaccords observés.

Expérience	Population d'étoiles	Nombre d'étoiles	direction moyenne	surface du ciel couverte	période d'observation	nombre de candidats	profondeur optique
EROS2	géantes rouges	$1,42 \times 10^6$	$l = 2,5^\circ; b = -4^\circ$	15 deg^2	3 ans	16	$\tau = 0,94 \pm 0,29 \times 10^{-6}$
MACHO	géantes rouges	$1,3 \times 10^6$	$l = 2,55^\circ; b = -3,64^\circ$	12 deg^2	190 jours	13	$\tau = 3,9_{-1,2}^{+1,8} \times 10^{-6}$
MACHO (DIA)	toutes	17×10^6	$l = 2,68^\circ; b = -3,35^\circ$	4 deg^2	3 ans	99	$\tau_{total} = 2,43_{-0,38}^{+0,39} \times 10^{-6}$ $\tau_{bulbe} = 3,23_{-0,50}^{+0,52} \times 10^{-6}$
MACHO	géantes rouges	$2,1 \times 10^6$	$l = 3,9^\circ; b = -3,8^\circ$	38 deg^2	5 ans	52	$\tau = 2,0 \pm 0,4 \times 10^{-6}$ $\tau^* = 1,4 \pm 0,3 \times 10^{-6}$ * mesure sans champ 104
MOA (DIA)	toutes	-	-		1 an	28	$\tau_{total} = 2,59_{-0,64}^{+0,84} \times 10^{-6}$ $\tau_{bulbe} = 3,36_{-0,81}^{+1,11} \times 10^{-6}$
OGLE I	toutes	10^6	$l = 1^\circ; b = -4^\circ$	$0,8 \text{ deg}^2$	2 ans	9	$\tau = 3,3 \pm 1,2 \times 10^{-6}$

TAB. 3.3 – Mesures de la profondeur optique vers le centre galactique. Lorsque l'analyse a été effectuée en photométrie différentielle, le sigle DIA (Difference Image Analysis) l'indique.

Chapitre 4

Réduction photométrique des données

Ce chapitre présente la chaîne de traitement qui permet de passer des données brutes, les clichés CCD, aux courbes de lumière des étoiles (flux en fonction du temps). La méthode utilisée est la photométrie sur catalogue. Nous allons décrire le principe de cette méthode, expliciter les différentes étapes et dresser le bilan de ce “pré-traitement” des données.

4.1 Principe et description de la photométrie sur catalogue

La réduction photométrique des données pour une portion du ciel donnée, consiste, dans un premier temps, à faire un catalogue de tous les objets identifiés. Pour lister les étoiles de chaque zone du ciel, les positions et les flux des étoiles doivent pouvoir être mesurés de façon précise. Nous avons donc besoin d’une image d’excellente qualité appelée *image de référence*, référence à la fois astrométrique et photométrique. Pour chaque champ et chaque CCD, une quinzaine d’images, choisies parmi les meilleures de toute la campagne de suivi, d’après des critères météorologiques et instrumentaux optimaux, sont additionnées pour donner l’*image de référence*. Le processus d’addition est appelé *compositage*.

À partir des images de référence, sur lesquelles on détecte les étoiles, on fabrique les *catalogues de référence*. Les catalogues sont des fichiers contenant la liste des étoiles détectées, ainsi que leurs positions et leurs flux. Les mesures de flux des étoiles se font par ajustement de PSF. Au cours de cette étape, il faut tenir compte du fait que l’image de référence provient d’une série d’images, ce qui nécessite un certain nombre de sous-étapes en plus par rapport à une mesure sur une seule image, mais améliore la qualité des mesures sur les étoiles.

Une fois les étoiles repérées, on mesure régulièrement leur flux au cours du temps via chacun des clichés collectés au cours de la période d’observation. Avant de réaliser une mesure sur une image dite courante, on détermine d’abord la transformation géométrique qui la lie à l’image de référence, ceci permet d’identifier les étoiles sur l’image courante. Comme les différentes images sont enregistrées dans des conditions de prise de vue hétérogènes, les flux mesurés sur chaque image doivent être calibrés par rapport à ceux de l’image de référence. Les courbes de lumière obtenues sont stockées dans des fichiers appelés *fichiers de suivi*.

La photométrie est faite séparément dans chacune des deux couleurs et étant donné la taille d’un fichier pour un cliché CCD (8 Mo), les images et catalogues de référence sont construits par quart de CCD, et on conserve ce découpage jusqu’à la fin de l’analyse.

Pour résumer, la photométrie va se composer de trois étapes principales :

- le compositage (création des images de référence),
- la création des catalogues de référence,
- la création des courbes de lumière.

Pour la réduction des données, les programmes utilisés (sauf mention contraire) sont issus du logiciel de photométrie **PEIDA**, Programme d'Étude d'Images Destiné à l'Astronomie, spécialement créé par le groupe EROS pour réduire un grand volume d'images de champs encombrés [Ansari, 1996].

4.2 Le compositage

À l'issue du compositage, on dispose d'une image de référence pour la totalité des champs à analyser. Nous avons indiqué plus haut que l'image de référence constitue, entre autre, une référence astrométrique. En fait, c'est le premier cliché de la liste des quinze images qui sert de référence astrométrique, les quatorze autres étant alignés géométriquement sur le premier. Pour assurer une couverture astrométrique optimale des champs observés, il faut tenir compte des défauts de pointage du télescope. Cela se traduit par un choix des références astrométriques adapté : des clichés de bonne qualité et enregistrés à une même date. Afin de déterminer ce choix, on étudie l'évolution du pointage du télescope au cours du temps.

4.2.1 Étude du pointage du télescope

Une étude du pointage du télescope au cours du temps a été effectuée sur environ 10% des champs à analyser. Les 6 champs testés sont les champs cg003, cg061, cg072, cg123, cg117, cg623. Leur position dans le ciel est indiquée sur la figure 4.1.

Pour un champ donné, toutes les images du CCD 4 ont été alignées géométriquement à l'aide d'un programme développé par [Le Guillou, 2003] indépendamment du logiciel PEIDA. Tous les clichés sont alignés sur un cliché enregistré le 4 ou 5 juin 2000. Ces nuits bénéficiaient de bonnes conditions instrumentales et météorologiques, ainsi que d'une durée suffisamment longue pour faire un cliché de la quasi-totalité des champs au moins 1 fois, voire 2 fois pour les champs prioritaires. On a constaté que le décalage n'est pas différent selon la partie du ciel observée, les 6 champs traités voient leurs pointage varier de façon semblable au cours du temps. La figure 4.2 montre, pour le champ cg003, les décalages en pixels Δ_x et Δ_y au cours du temps par rapport au cliché du 4 juin 2000 (jour julien EROS¹ (EJD) 1699,5). Les coordonnées x et y sur les clichés correspondent aux coordonnées équatoriales dans le ciel α et δ telles que $x \leftrightarrow -\delta$ et $y \leftrightarrow \alpha$. Le décalage en x est relativement stable, un décalage assez important apparaît pour la saison 1997 et le début de la saison 1998 (EJD \in [500,1000]), mais par ailleurs le décalage n'excède pas 50 pixels. En revanche le décalage est beaucoup plus instable en y . On observe un décalage du pointage du télescope de 400 pixels au cours de la durée de l'expérience.

En choisissant la référence astrométrique parmi un des clichés de l'année 2000, on va se limiter à un décalage de moins de 200 pixels pour la plupart des clichés, les saisons 1996 et 1997 étant beaucoup plus pauvres en données que les autres saisons. La date du 4 juin semble être une bonne date pour les raisons données plus haut. Au cours de cette nuit, la quasi-totalité des champs ont été observés ; pour les quelques champs non observés le 4 juin, un cliché du 5 juin 2000 existe.

¹La correspondance entre jour julien EROS (EJD) et jour julien (JD) est donnée par $EJD = JD - 2450000$.

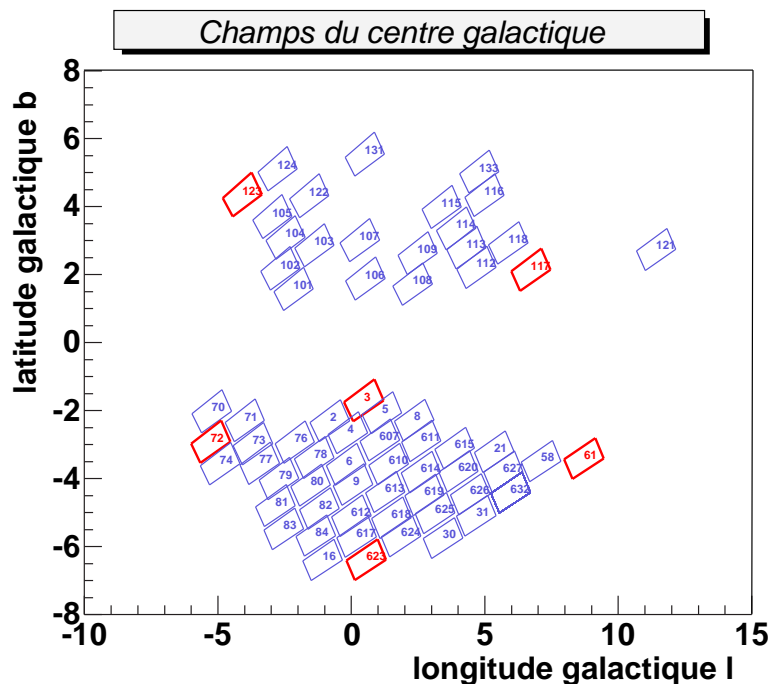


FIG. 4.1 – Emplacement des 6 champs tests (en rouge) pour l'étude du pointage du télescope au cours de l'expérience.

4.2.2 Sélection des meilleures images

Les quinze meilleures images, pour chaque champ et chaque CCD, sont sélectionnées en fonction des différents critères listés ci-après.

date de la référence astrométrique et des clichés sélectionnés : la date de la référence astrométrique est le 4 juin 2000 ou le 5 juin 2000. Les 15 clichés utilisés pour construire l'image compositée sont choisis parmi les clichés des années 1998, 1999, 2000 et 2001. Nous avons vu que pour ces années le décalage géométrique des clichés par rapport à la référence astrométrique était, pour la grande majorité, de moins de 200 pixels. De plus, par ces choix, nous évitons aussi les années présentant des problèmes techniques. Par exemple, au début de l'expérience, en 1996, une fermeture prématurée de l'obturateur engendrait des clichés inexploitable ; il y eut aussi quelques clichés qui présentaient une date erronée dans l'en-tête des fichiers. En janvier 2002, un accident a endommagé la caméra rouge : suite à un réchauffement, certains CCD se sont légèrement décollés de leur support. En particulier, le CCD 4 rouge et le CCD 5 rouge fournissent des images inexploitable à partir de cette date.

le temps de pose : la quasi-totalité des images EROS du centre galactique (93,3%) ont un temps de pose de 120 s. Un petit nombre d'images ont un temps de pose différent ; certaines images du début de l'expérience peuvent avoir un temps de pose plus long, jusqu'à 240 s et les

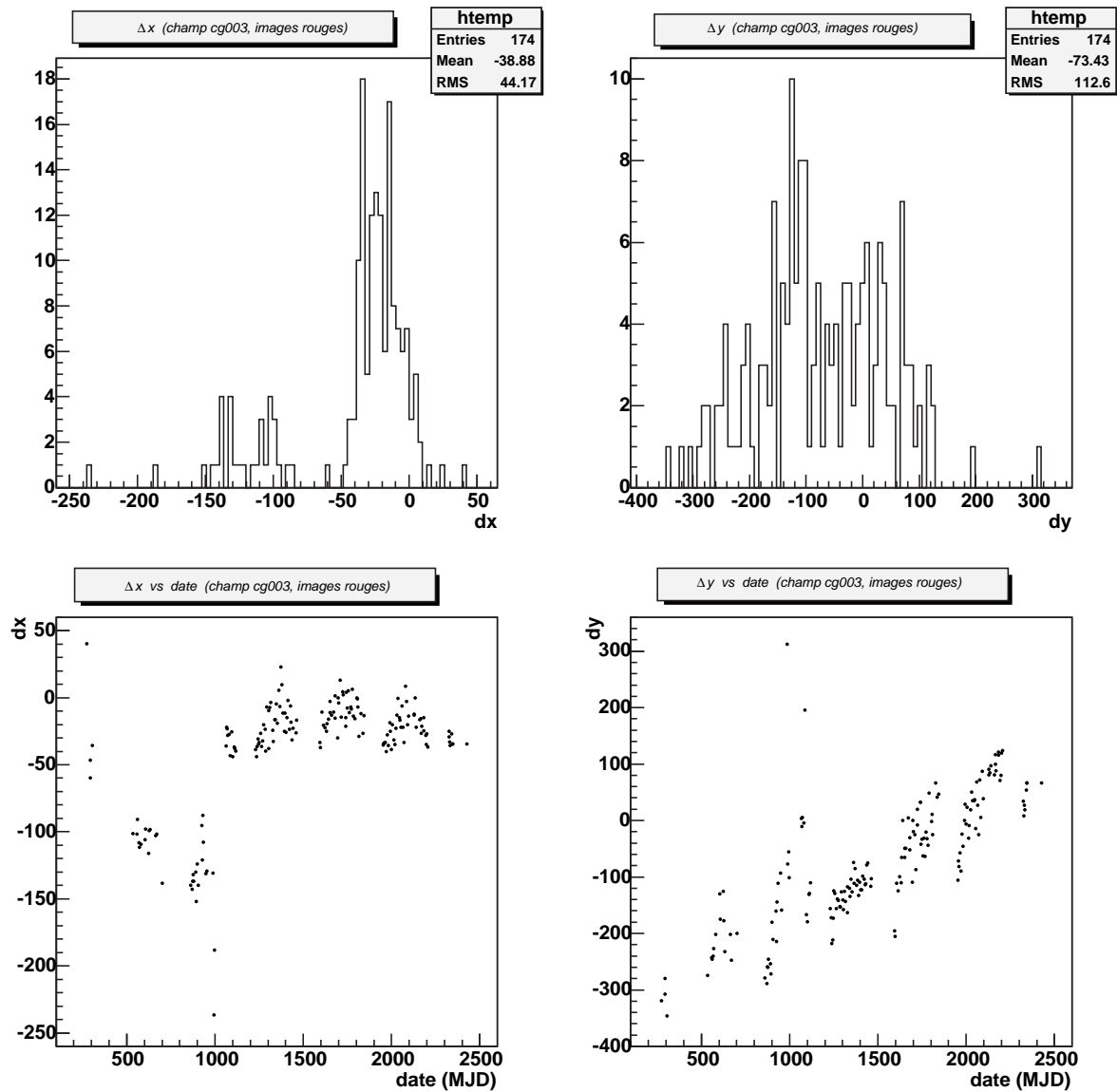


FIG. 4.2 – Décalage géométrique en pixels des clichés du champ cg003, CCD 4 par rapport à un cliché du 4 juin 2000 (x et y suivent les coordonnées équatoriales, respectivement $-\delta$ et α).

clichés pris sous alerte ont en général un temps de pose plus court, 50 à 60 s, pour permettre d'échantillonner au maximum le signal. Afin d'éviter, par la suite, une renormalisation des caractéristiques des images par le temps de pose, on sélectionne les quinze meilleures images uniquement parmi les clichés ayant un temps de pose de 120 s.

le fond de ciel : le fond de ciel (FDC) est le fond lumineux dû aux étoiles trop faibles pour être résolues et à la diffusion des photons dans l'atmosphère. Les images présentant un fond de ciel important sont, très souvent, celles enregistrées au voisinage de la pleine lune. Un fond de ciel trop élevé va dégrader le rapport signal sur bruit. En moyenne le fond de ciel a une valeur de ~ 3000 ADU mais la distribution est asymétrique (cf figure 4.3 en bas à gauche).

Pour sélectionner les meilleures images, nous exigeons donc que :

$$FDC \leq 2000 \text{ ADU.} \quad (4.1)$$

le seeing : nous avons vu section 3.2 que le seeing témoigne de la qualité d'un cliché ; plus il est petit, meilleure est la qualité de l'image. Il est défini comme la largeur à mi-hauteur de la PSF gaussienne à deux dimensions, soit $2\sqrt{2\ln 2(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)}$. Nous sélectionnons les clichés situés dans la partie inférieure des distributions de σ_x et σ_y (cf 4.3 en haut). On demande que :

$$\sigma_x, \sigma_y < 1,6 \text{ pixels.} \quad (4.2)$$

le nombre d'étoiles : le nombre d'étoiles présentes sur un cliché est un des facteurs de qualité de ce dernier. On impose une limite inférieure sur le nombre d'étoiles. Pour un champ et un CCD donné, on demande que les clichés sélectionnés se situent dans la partie supérieure de la distribution du nombre d'étoiles

$$N_{\text{étoiles}} > \langle N_{\text{étoiles}} \rangle - 0,5\sigma \quad (4.3)$$

où après ajustement de la distribution du nombre d'étoiles par une gaussienne, $\langle N_{\text{étoiles}} \rangle$ et σ sont respectivement la moyenne et l'écart type de la gaussienne (cf figure 4.3 en bas à droite).

détection des traces de satellites : le passage de satellites ou d'avions engendre de longues traces rectilignes sur les clichés. Pour repérer ces traces, un programme de détection a été développé par [Le Guillou, 2003]. Ce programme est appliqué sur les images sélectionnées ; si une trace est repérée, l'image est rejetée. Il convient d'utiliser le détecteur de traces après l'élimination des zones fiducielles. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 3, les CCD présentent un certain nombre de défauts (colonnes mortes, pixels lumineux). Au cours de l'expérience, les défauts ont été listés au fur et à mesure de leur apparition et des "masques logiciels" recouvrant les zones endommagées ont été élaborés. Ces zones défectueuses des CCD sont appelées zones fiducielles. Sur chaque image sélectionnée, on élimine donc les zones fiducielles en y appliquant les masques prévus à cet effet. Si on utilisait le détecteur de traces avant l'élimination des zones fiducielles, toutes les images seraient rejetées.

l'alignement géométrique, choix d'un décalage minimum : toujours pour des raisons de couverture optimale du ciel (cf date de la référence astrométrique), et aussi pour optimiser la qualité de l'image compositée, les images sélectionnées sont choisies telles qu'elles aient un décalage géométrique maximum d'une centaine de pixels en x et en y avec l'image de référence astrométrique. On évite ainsi que l'image de référence soit composée, sur ses pourtours, de trop peu d'images.

En pratique, pour un champ donné la sélection des images se fait sur le CCD 4. Toutes les images disponibles sont d'abord rangées par seeing croissant puis on garde celles qui répondent aux critères de sélection listés plus haut. Pour les autres CCD, on sélectionne les images correspondant à celles obtenues pour le CCD 4, et on vérifie juste qu'elles ne présentent pas de traces de satellite et que le seeing répond aux critères de sélection. Dans le lot d'images restantes, on garde, pour chacun des CCD, les 15 images qui présentent les plus petits seeings.

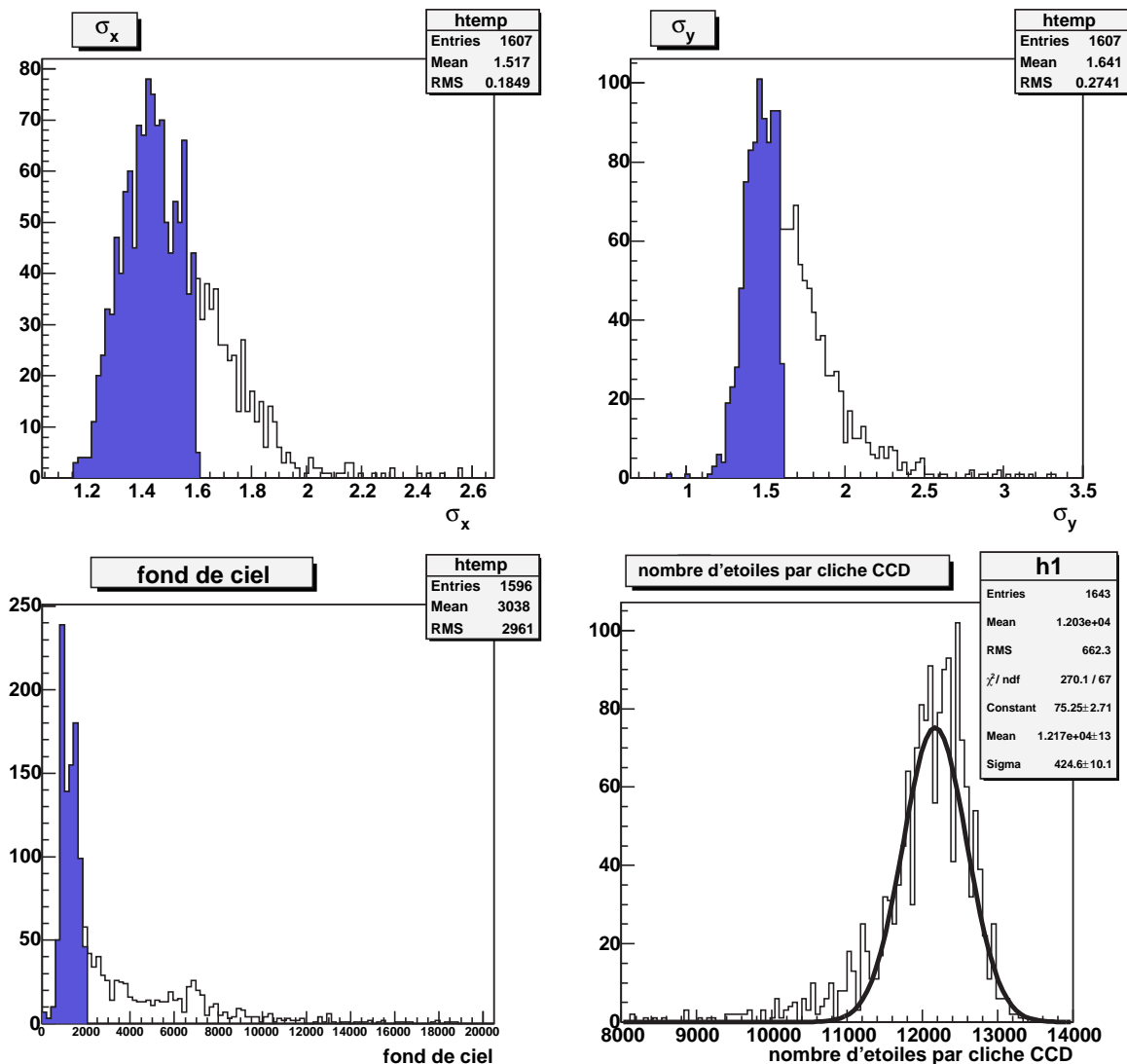


FIG. 4.3 – Distribution du seeing, du fond de ciel et du nombre d'étoiles des clichés CCD. Les distributions représentées sont celles des clichés rouges et bleus du champ cg607 CCD 4. La partie colorée des histogrammes représente les clichés qui répondent aux critères de sélection des images pour la fabrication des images composites.

4.2.3 Découpage en quart des CCD et compositage

Comme nous l'avons signalé plus tôt, nous découpons les images des CCD en quatre quarts nommés k, l, m et n pour faciliter la manipulation des données. Les images ne sont pas découpées strictement ; on ajoute une marge d'environ 150 pixels pour remédier au problème de décalage géométrique entre les images. L'image de référence doit être constituée du maximum d'images possible sur toute sa surface. Les étoiles situées en bordure des images et présentes sur plusieurs quarts à la fois seront comptabilisées plus tard (voir chapitre 6). Une fois le découpage fait, on peut réaliser le compositage. Les images sont d'abord rééchantillonnées avec des pixels de surface deux fois plus petite, dont les contenus sont déterminés par une interpolation bilinéaire des valeurs des quatre pixels initiaux voisins. Ceci permet d'améliorer la précision sur les positions des étoiles. Vient ensuite l'addition des quinze images ; pour cela

les même étoiles sur chacune des images doivent se superposer exactement. Il faut trouver la transformation géométrique qui lie une image donnée à la première sélectionnée (i.e la référence astrométrique). La transformation se compose d'une translation (Δ_x, Δ_y) , d'une rotation (Θ) et d'une homothétie (h) et les relations entre les coordonnées de l'image i et de la référence astrométrique ref s'expriment ainsi :

$$\begin{aligned} X_i &= \Delta_x + h \times (x_{ref} \cos \Theta + y_{ref} \sin \Theta) \\ Y_i &= \Delta_y + h \times (-x_{ref} \sin \Theta + y_{ref} \cos \Theta). \end{aligned} \quad (4.4)$$

On commence par déterminer la translation en utilisant les 500 étoiles non saturées les plus brillantes. On histogramme, dans le plan (Δ_x, Δ_y) , toutes les distances possibles (limitées à 250 pixels) entre les paires d'étoiles des deux images à aligner. L'histogramme est ajusté par une gaussienne à deux dimensions dont le maximum indique une valeur approchée de la translation. La transformation globale (équations 4.4) peut alors être ajustée par la méthode des moindres carrés en initialisant avec la valeur de la translation trouvée.

Les quinze images ainsi recalées sur la référence astrométrique sont additionnées pour former l'image de référence.

4.2.4 Bilan de la création des images de référence

À l'issue du compositage, 4224 images composées ont été construites ($66 \text{ champs} \times 2 \text{ mosaïques de CCD} \times 8 \text{ CCD} \times 4 \text{ quarts}$). Certains champs sont moins bien échantillonnés que d'autres ou certains CCD présentent moins d'images disponibles que d'autres, comme le CCD2 rouge qui était inutilisable jusqu'en 1999. Parfois, il n'a donc pas été possible de sélectionner au moins 15 images de bonne qualité. Par ailleurs, il est arrivé aussi que le compositage échoue pour une image donnée. Finalement, sur 4224 images de référence 175 se composent de moins de 15 images ; pour ces 175 images, l'histogramme du nombre d'images par image compositée est représenté figure 4.4.

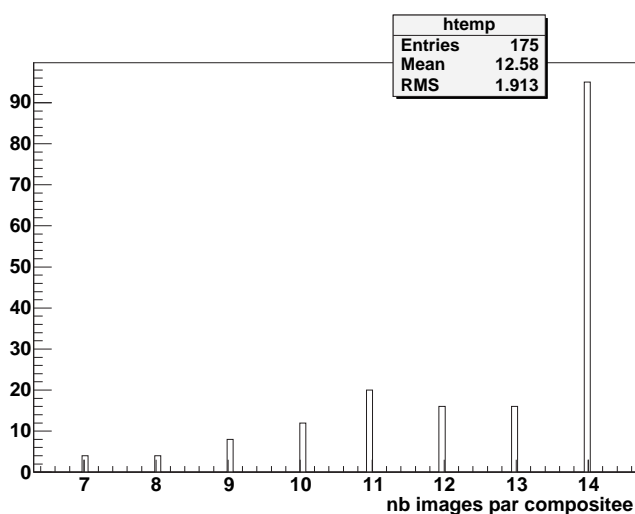


FIG. 4.4 – Nombre d'images constituant les images composées. Ne sont représentées ici que les images composées constituées de moins de 15 images.

4.3 La création des catalogues de référence

Les catalogues de référence contiennent la liste de toutes les étoiles d'un quart de CCD ainsi que les informations les concernant, telles que leur position, leur flux, etc. Ils sont construits à partir des images composées selon trois étapes principales, la détection des étoiles sur le cliché de référence, l'estimation des flux de référence et la fusion, dite *association rouge-bleu*, des deux listes d'étoiles des catalogues rouge et bleu.

4.3.1 La détection des étoiles

La détection des étoiles sur l'image composée est assurée par le détecteur CORRFIND élaboré spécialement pour la photométrie en champ encombré par le groupe EROS. Une étude très complète de ce détecteur ainsi qu'une comparaison de ses performances avec d'autres détecteurs d'étoiles est décrite dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. Nous n'aborderons ici que quelques points.

Le principe de détection de CORRFIND repose sur la corrélation entre les pixels des clichés avec la PSF des étoiles. Soit une étoile centrée en (x_0, y_0) , avec un seeing moyen $(\sigma_x, \sigma_y, \rho)$ déterminé pour l'ensemble de l'image, en considérant les étoiles les plus brillantes et plus isolées. Le profil de cette étoile est modélisé par la PSF gaussienne (cf section 3.2) :

$$PSF(x, y) = \frac{f}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \times \exp \left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left(\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2\rho \frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y} \right) \right] \quad (4.5)$$

En calculant la corrélation entre chaque pixel (i, j) et une PSF centrée en (i, j) , CORRFIND fournit une image de corrélation qui présente des maxima locaux à l'emplacement des étoiles. La position précise des étoiles est ensuite affinée par l'ajustement d'une parabole sur le maximum local considéré. Cependant, tous les maxima ne correspondent pas à une étoile, les plus faibles sont des fluctuations du fond de ciel. Pour retenir une étoile en tant que telle, on demande à ce que le maximum local soit au-dessus d'un certain seuil réglable.

Pour la création des catalogues de référence du centre galactique, afin de travailler avec le plus grand nombre d'étoiles possible, nous avons fixé un seuil de détection bas. Ce choix se traduit par la présence de beaucoup de fausses détections qui ont été éliminées par la suite.

4.3.2 La mesure des flux de référence

Le flux de chacune des étoiles détectée sur les images de référence est mesuré et gardé en mémoire dans les catalogues de référence. Pour une étoile donnée, son flux de référence est en fait la moyenne de ses différents flux mesurés sur chacune des images qui ont servi à construire l'image composée. La mesure des flux s'effectue par l'ajustement de PSF. Les détails des différents types de mesure (mesure de flux sur une image de référence ou sur une image courante) sont explicités plus loin, section 4.4.1.

4.3.3 L'association rouge-bleu

Après les deux étapes précédentes, les catalogues de chaque couleur contiennent les informations de position et le flux de référence de chaque étoile. Il s'agit maintenant d'identifier

le catalogue “rouge” avec le catalogue “bleu” ; en d’autres termes, il s’agit de trouver pour chacune des étoiles d’une couleur l’étoile qui lui est associée dans l’autre couleur. Ceci est effectué en calculant la transformation géométrique entre les deux catalogues. Toutefois, toutes les étoiles ne sont pas associées, notamment les fausses détections évoquées section 4.3.1. À l’issue de l’association rouge-bleu, les catalogues de référence sont complets et prêts pour la construction des courbes de lumière.

4.3.4 Bilan de la création des catalogues de référence

Parmi les 2112 (66 champs \times 32 quarts/champ) catalogues de référence prévus (ou 4224 si on considère qu’il y a un catalogue par couleur), il y deux quarts de CCD pour lesquels les programmes de construction de catalogues ont échoué, et ce malgré plusieurs tentatives. Il s’agit de catalogues correspondant au CCD 0 quart k et au CCD 5 quart n, du champ cg073. Ces deux quarts ont été exclus de l’analyse.

Une autre difficulté a été la présence d’aigrettes lumineuses sur les images de référence. Les aigrettes lumineuses sont formées par des étoiles d’avant plan très brillantes qui provoquent une saturation des pixels et des rayons lumineux intenses comme l’illustrent les figures 4.5 et 4.6. Elles induisent de nombreuses fausses détections et peuvent également simuler une amplification du flux d’une véritable étoile. Un programme développé par [Afonso, 2001] permet de masquer automatiquement ces étoiles très brillantes lors de la détection des étoiles. La figure 4.5 représente une étoile brillante avant et après l’application du masque. Cependant, il existe des étoiles tellement brillantes telles qu’elles affectent une trop grande zone de l’image et le programme de masquage automatique échoue (le masquage est mal fait ou n’a pas lieu, cf figure 4.6). Dans ce cas, la création du catalogue devient impossible, l’image considérée contient trop de pixels saturés. À plusieurs reprises nous avons donc dû masquer interactivement les zones saturées sur les images de référence qui faisaient échouer la création de catalogues.

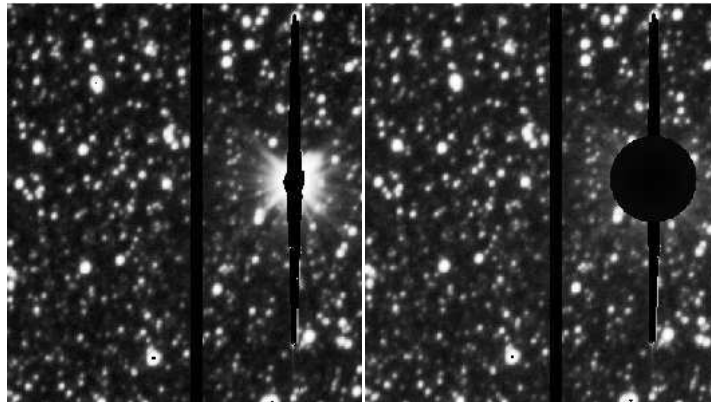


FIG. 4.5 – Étoile d’avant plan très brillante qui provoque des aigrettes lumineuses. Les clichés représentent une partie de l’image de référence avant et après l’intervention du programme de masquage automatique.

Finalement, 4420 catalogues de référence ont été créés : un par quart de CCD et par couleur. Ils contiennent en moyenne environ 36000 étoiles chacun. La distribution du nombre d’étoiles par catalogue est représentée figure 4.7.

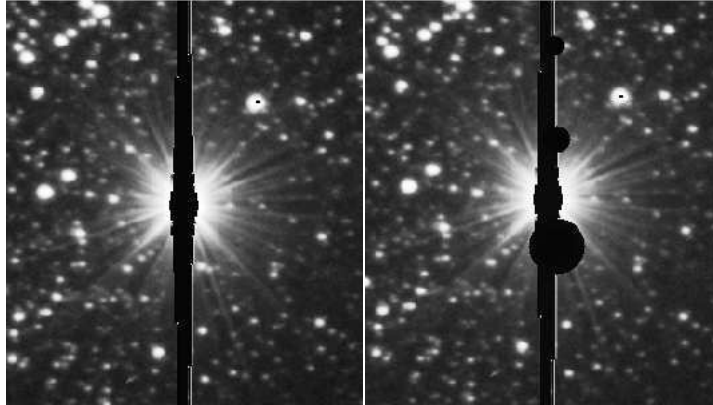


FIG. 4.6 – Étoile d'avant plan trop brillante, le masquage automatique échoue. Les pixels saturés s'étendent très loin verticalement de part et d'autre du centre de l'étoile. Ce type d'étoile a du être masqué interactivement.

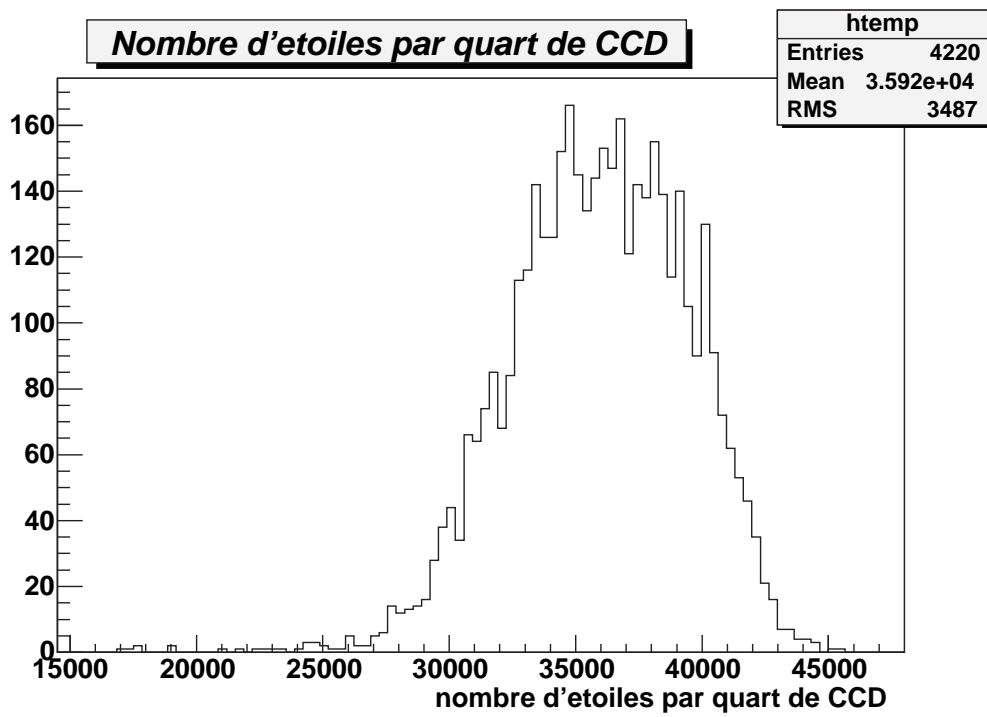


FIG. 4.7 – Nombre d'étoiles par catalogue de référence. Ici, on considère un catalogue de référence par quart de CCD et par couleur.

4.4 La création des courbes de lumière

La création des courbes de lumière se déroule au CC-IN2P3 à Lyon. Les images composées et les catalogues sont stockés dans le HPSS (cf section 3.2.7) avec toutes les autres données EROS2. La description des données est écrite dans une base de données dédiée à l'expérience. Une procédure automatisée crée les fichiers de suivi à partir de toutes les images disponibles.

Les positions des étoiles du catalogue de référence sont identifiées sur l'image courante grâce à l'alignement géométrique de l'image courante sur l'image de référence composée correspondante. Ensuite le flux de chacune des étoiles de l'image courante est mesuré et stocké dans un fichier de suivi. L'opération est répétée pour chacun des clichés disponibles. On obtient ainsi des fichiers de suivi par quart de CCD qui contiennent les courbes de lumière des étoiles cataloguées.

Pour faciliter la manipulation des données, les fichiers de suivi contiennent typiquement une centaine de mesures. On a ainsi de 7 à 8 fichiers de suivi par couleur pour chaque quart de CCD. Chacun des fichiers ayant une taille d'environ 100 Mo, l'ensemble des courbes de lumière d'un quart de CCD représente un volume de données d'environ 1,8 Go. Les fichiers de suivi sont stockés dans le HPSS et décrits dans la base de données.

La construction des courbes de lumière à partir des clichés CCD repose essentiellement sur la mesure des flux des étoiles. La description de cette mesure est détaillée dans les sous-sections qui suivent.

4.4.1 La photométrie

La mesure du flux d'une étoile s'effectue par l'ajustement de la PSF. Cette dernière étant non linéaire selon les paramètres de position et de seeing (respectivement $x_0, y_0, \sigma_x, \sigma_y$ de l'équation 4.5), l'ajustement serait onéreux en temps de calcul. La quantité de données à réduire est considérable, plus de 10 To pour l'ensemble des programmes d'observation d'EROS2. En considérant qu'un cliché CCD a une taille de 8 Mo et que l'on a environ 100000 étoiles par cliché, on estime que le nombre de mesures de flux à effectuer est de l'ordre de la centaine de milliards. C'est pourquoi, lors de la conception du logiciel de photométrie PEIDA, le groupe EROS a décidé d'effectuer un ajustement de PSF uniquement pour la détermination du flux de référence. Pour les autres mesures, celles des flux sur les images courantes, l'ajustement non-linéaire a été ramené à un ajustement linéaire en imposant, pour chaque PSF, la position des étoiles (déterminée lors de la détection des étoiles, cf section 4.3.1) et les paramètres de seeing, déterminés préalablement pour l'ensemble d'une image.

Du fait de l'encombrement des champs, la mesure tient compte des étoiles voisines et du fond de ciel. Autour de l'étoile à ajuster, on définit deux pavés, un premier d'une taille d'environ $10pixels \times 10pixels$ et un deuxième de taille double ($\sim 20pixels \times 20pixels$). On réalise un ajustement linéaire de χ^2 pour tous les pixels contenus dans le premier pavé et seulement pour les étoiles contenues dans le deuxième pavé. Seul le flux de l'étoile à ajuster est retenu ; les contributions des étoiles voisines du grand pavé sous l'étoile à ajuster sont soustraites. Le flux brut $F_b(i, j)$ de l'étoile E dans le pixel (i, j) est alors donné par

$$F_b(i, j) = FDC + A_E \times PSF_E(i, j) + \sum_{k=1}^{N_{voisines}} A_k \times PSF_k(i, j) \quad (4.6)$$

où A_E est le flux brut de l'étoile E à mesurer et A_k celui de l'étoile voisine numéro k . L'expression est bien linéaire dans les paramètres A_E et A_k et le fond de ciel est paramétrisé par une constante. On appelle *erreur brute*, Err_b , l'erreur associée à cet ajustement.

4.4.2 L'alignement photométrique

Pour une même étoile présente sur différents clichés, le flux brut n'aura pas la même valeur : les conditions atmosphériques, les conditions d'observation et l'état des instruments de mesure évoluent au cours du temps. Il est donc nécessaire d'étalonner les flux bruts pour les ramener à des conditions expérimentales identiques et les rendre comparables. Pour chaque flux F_b sur les images courantes, on se ramène statistiquement au flux mesuré sur l'image de référence (F_r). Pour une série d'intervalles de flux de référence $i = 1, \dots, N$, on calcule la variable Θ_i

$$\Theta_i = \left\langle \frac{F_b - F_r}{F_r} \right\rangle_i \quad (4.7)$$

où la moyenne est effectuée sur toutes les étoiles de l'intervalle de flux i . Ensuite une droite est ajustée sur l'ensemble des points de coordonnées (Θ_i, F_b) . Le flux renormalisé, baptisé couramment *flux calibré*, F_c , est obtenu à partir des coefficients donnés par l'ajustement

$$F_c = \alpha_0 + \alpha_1 \times F_b. \quad (4.8)$$

4.4.3 L'erreur photométrique

À chaque mesure de flux est associée une erreur photométrique. Cette erreur quantifie l'écart entre la forme réelle de l'étoile et le modèle de PSF gaussienne. L'erreur photométrique est liée à l'environnement de l'étoile sur l'image (fond de ciel et étoiles voisines) ainsi qu'à la qualité de l'image. En ce qui concerne la qualité d'une l'image, l'erreur est reliée aux conditions météorologique (seeing, absorption, ...) mais aussi aux conditions instrumentales. Les erreurs sont calculées par tranche de flux. Dans une tranche de flux, la distribution du rapport du flux calibré sur le flux de référence est gaussienne. L'erreur photométrique pour un certain flux est alors donnée par la dispersion de cette distribution. La description de la détermination des erreurs par le logiciel Peida est détaillée dans [Renault, 1996].

4.4.4 La précision photométrique

On estime la précision photométrique des courbes de lumière en faisant le rapport entre l'écart standard des flux le long de la courbe de lumière et le flux de référence de l'étoile. La figure 4.8 indique la précision photométrique pour les étoiles d'un quart de CCD. Plus le flux de référence est élevé, meilleure est la précision photométrique. Pour les étoiles qui ont un flux supérieure à 1000 ADU, la précision photométrique est meilleure que 15%. Par ailleurs, pour les étoiles du clump des géantes rouges, qui vont finalement nous intéresser, la précision photométrique est meilleure que 2%.

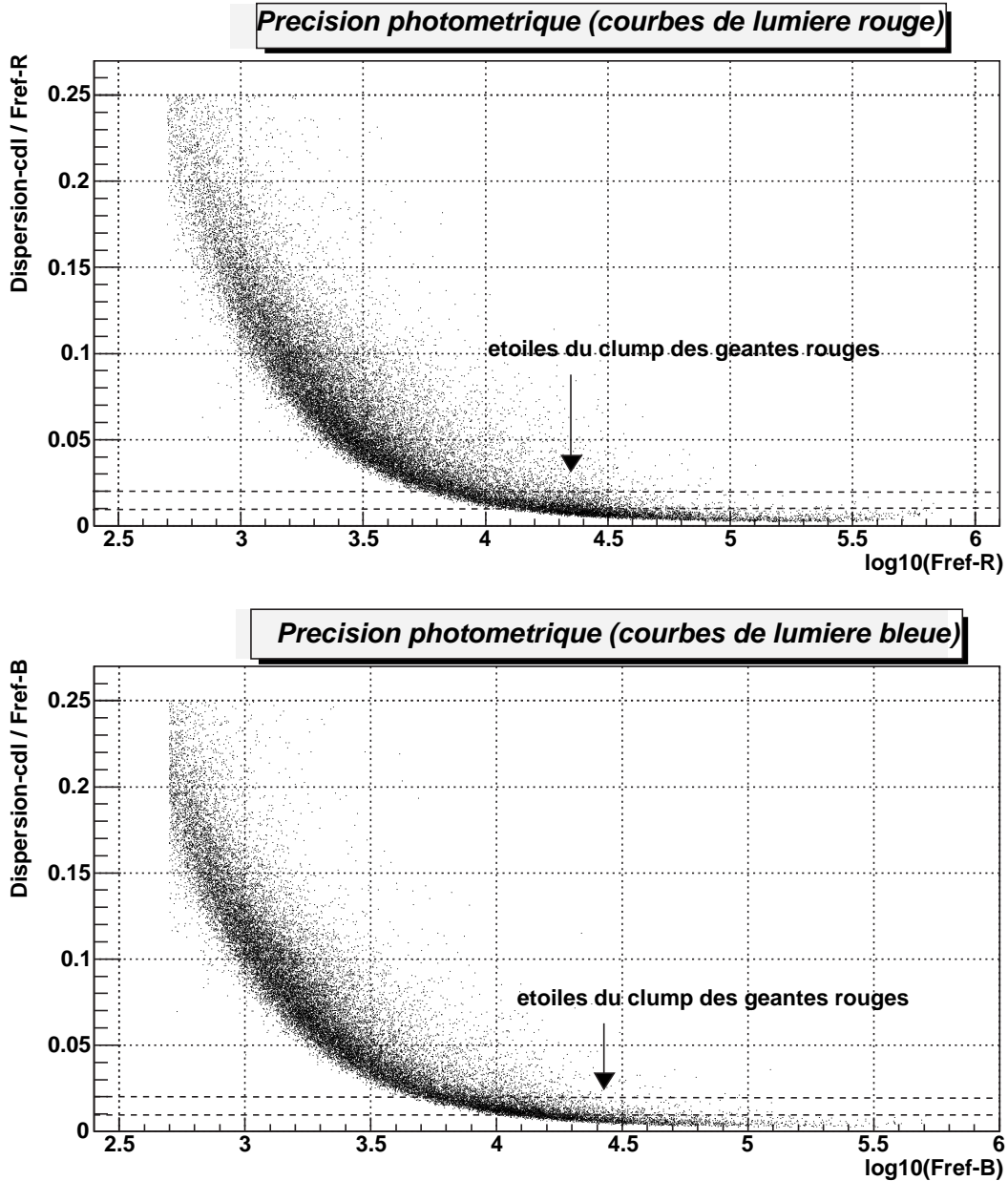


FIG. 4.8 – Précision photométrique des courbes de lumière. Sur cette figure, on a représenté le rapport entre la dispersion de la courbe de lumière et le flux de référence de l'étoile en fonction du flux de référence. Plus le flux de référence de l'étoile est élevé, meilleure est la précision photométrique. Pour les étoiles du clump des géantes rouges, la précision photométrique est meilleure que 2%.

4.5 Bilan de la réduction photométrique

Les courbes de lumière ont été créées pour les 66 champs du centre galactique avec toutes les images disponibles dans le HPSS. Cependant, au moment de la production des courbes de lumière tous les clichés enregistrés au cours de l'expérience n'étaient pas stockés dans le HPSS. Certains clichés de la saison 2002 étaient encore en attente de stockage sur les bandes DLT. Le tableau 5.1 indique le nombre de clichés disponibles dans les deux couleurs dans le HPSS au moment de la création des courbes de lumière. Le nombre total de clichés par champ est indiqué ainsi que le nombre de clichés par champ et par saison. La dernière colonne du tableau donne la date du dernier cliché utilisé pour fabriquer les courbes de lumière.

Tous les clichés disponibles n'apparaissent pas dans les courbes de lumière. Pour certains, la photométrie a échoué ($\sim 10\%$). La cause apparente de ces échecs semble être l'alignement géométrique.

champ	total	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	fin de production
cg002	2550	20	41	137	214	1625	351	162	mai 2002
cg003	1273	14	43	141	231	302	355	187	octobre 2002
cg004	1248	11	43	139	221	278	318	238	octobre 2002
cg005	1280	14	45	139	238	276	405	163	novembre 2002
cg006	1613	57	154	137	219	279	472	295	octobre 2002
cg008	1132	14	45	137	211	274	299	152	novembre 2002
cg009	1139	14	47	138	214	281	297	148	mai 2002
cg016	617	8	23	83	57	6	295	145	octobre 2002
cg021	853	6	45	130	204	142	204	122	octobre 2002
cg030	770	6	49	126	185	121	172	111	octobre 2002
cg031	774	6	49	120	192	119	179	109	novembre 2002
cg058	782	6	42	129	190	124	183	108	octobre 2002
cg061	765	6	42	124	186	121	154	132	octobre 2002
cg070	1049	6	50	153	237	185	249	169	mai 2002
cg071	1053	6	51	152	239	185	254	166	mai 2002
cg072	1082	6	49	153	284	187	244	159	octobre 2002
cg073	1045	6	48	150	247	184	249	161	octobre 2002
cg074	1054	6	48	152	253	186	250	159	mai 2002
cg076	1092	6	47	148	243	183	255	210	mai 2002
cg077	1052	6	47	149	252	188	247	163	octobre 2002
cg078	1010	6	46	146	240	182	233	157	octobre 2002
cg079	1033	6	47	146	246	182	243	163	octobre 2002
cg080	1006	6	43	146	236	185	234	156	octobre 2002
cg081	1021	8	43	150	240	187	242	151	octobre 2002
cg082	1034	8	43	151	235	176	227	194	octobre 2002
cg083	999	8	44	149	236	181	222	159	octobre 2002
cg084	984	8	44	149	234	176	226	147	octobre 2002
cg101	1064	5	25	166	260	204	246	158	octobre 2002
cg102	1112	4	61	166	256	210	258	157	octobre 2002
cg103	1100	5	61	163	248	208	259	156	octobre 2002
cg104	1109	4	63	160	256	208	259	159	octobre 2002
cg105	1103	4	58	161	263	204	258	155	octobre 2002
cg106	1080	5	25	164	266	200	255	165	octobre 2002

TAB. 4.1 – Bilan de la réduction photométrique. Le tableau indique le nombre de clichés disponibles dans les deux couleurs dans le HPSS au moment de la création des courbes de lumière. Le nombre total de clichés par champ est indiqué ainsi que le nombre de clichés par champ et par saison. La dernière colonne du tableau donne la date du dernier cliché utilisé pour fabriquer les courbes de lumière.

champ	total	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	fin de production
cg107	1269	4	59	158	250	262	254	282	octobre 2002
cg108	1042	4	25	163	262	199	245	144	octobre 2002
cg109	1082	4	57	155	247	200	259	160	octobre 2002
cg112	1107	4	52	157	244	192	259	199	octobre 2002
cg113	1055	4	52	155	241	196	256	151	octobre 2002
cg114	1078	4	56	156	251	199	261	151	octobre 2002
cg115	1084	4	59	158	248	200	257	158	octobre 2002
cg116	1090	4	56	154	254	203	259	160	octobre 2002
cg117	1045	4	51	154	246	187	257	146	octobre 2002
cg118	1068	4	52	156	251	200	250	155	octobre 2002
cg121	953	4	48	151	227	172	211	140	octobre 2002
cg122	1083	6	13	173	263	217	258	153	octobre 2002
cg123	1077	6	13	174	268	208	249	159	novembre 2002
cg124	1079	6	13	163	261	211	265	160	octobre 2002
cg131	1049	4	13	157	268	200	252	155	octobre 2002
cg133	1056	6	11	159	257	208	255	160	octobre 2002
cg607	2569	261	224	173	264	305	560	782	novembre 2002
cg610	1672	252	221	171	261	285	319	163	mai 2002
cg611	1624	252	212	170	246	283	308	153	octobre 2002
cg612	1301	25	111	163	242	286	311	163	mai 2002
cg613	1642	239	212	199	250	284	300	158	mai 2002
cg614	1581	245	209	165	251	281	277	153	mai 2002
cg615	1000	25	108	160	252	268	168	19	juillet 2001
cg617	1247	25	102	161	248	267	299	145	mai 2002
cg618	1548	246	205	161	247	272	283	134	mai 2002
cg619	1528	241	197	160	248	263	276	143	mai 2002
cg620	1544	240	199	158	245	263	297	142	mai 2002
cg623	1155	23	103	157	238	251	257	126	mai 2002
cg624	1175	23	104	160	243	257	255	133	mai 2002
cg625	1323	229	190	145	233	140	177	209	mai 2002
cg626	926	23	98	150	242	124	170	119	mai 2002
cg627	904	17	97	149	227	122	178	114	mai 2002
cg632	839	20	96	147	211	105	159	101	mai 2002

TAB. 4.2 – Bilan de la réduction photométrique. Le tableau indique le nombre de clichés disponibles dans les deux couleurs dans le HPSS au moment de la création des courbes de lumière. Le nombre total de clichés par champ est indiqué ainsi que le nombre de clichés par champ et par saison. La dernière colonne du tableau donne la date du dernier cliché utilisé pour fabriquer les courbes de lumière.

4.6 Simulation d'étoiles "lentillées" sur les clichés CCD

Afin de tester la production des courbes de lumière et la recherche d'événements microlentille par la suite, une simulation d'étoiles a été effectuée. Sur les clichés du CCD 4 du champ cg610, des étoiles artificielles comportant un effet de microlentille ont été ajoutées.

La méthode est la suivante : sur chacun des clichés disponibles, on "pose" une étoile dont le flux est égal au produit du flux de base de l'étoile (flux hors amplification due à l'effet de microlentille) et de la fonction d'amplification $A(t)$ de l'événement que l'on veut simuler, on a

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}} \quad \text{avec} \quad u^2(t) = u_{0s}^2 + \frac{(t - t_{0s})^2}{t_{Es}^2}. \quad (4.9)$$

Le temps t considéré est la date du cliché, u_{0s} est le paramètre d'impact de l'événement simulé, t_{Es} son temps d'Einstein et t_{0s} l'instant du maximum d'amplification.

Au total, 1000 étoiles avec effet de microlentille ont été ajoutées sur le CCD 4 du champ cg610, qui a été rebaptisé pour l'occasion champ dg610 (ceci permet de différencier les nouvelles images avec étoiles simulées, des anciennes).

Les caractéristiques de ces 1000 étoiles ont été choisies (ou obtenues lorsqu'il s'agit d'un tirage au hasard) de la façon suivante :

- le flux de base est le même pour les 1000 étoiles et typique d'une étoile géante rouge,
- la PSF est gaussienne pour toutes les étoiles,
- la position des étoiles a été tirée au hasard uniformément sur l'ensemble du CCD,
- le paramètre d'impact u_{0s} a été tiré au hasard uniformément entre 0 et 1,5,
- le temps d'Einstein t_{Es} est égal à 50 jours et est le même pour tous les événements,
- l'instant du maximum d'amplification t_{0s} a été tiré au hasard uniformément sur toute la durée de l'expérience.

Le CCD 4 du champ dg610 a été réduit de la même façon que les autres champs, permettant ainsi de tester le "comportement" de la photométrie et de disposer de courbes de lumière présentant des événements microlentille de caractéristiques connues. Les figures 4.9 et 4.10 montrent la comparaison entre les paramètres retrouvés par un ajustement d'une courbe de Paczyński sur les données simulées et les paramètres correspondant engendrés. Celle-ci est très satisfaisante.

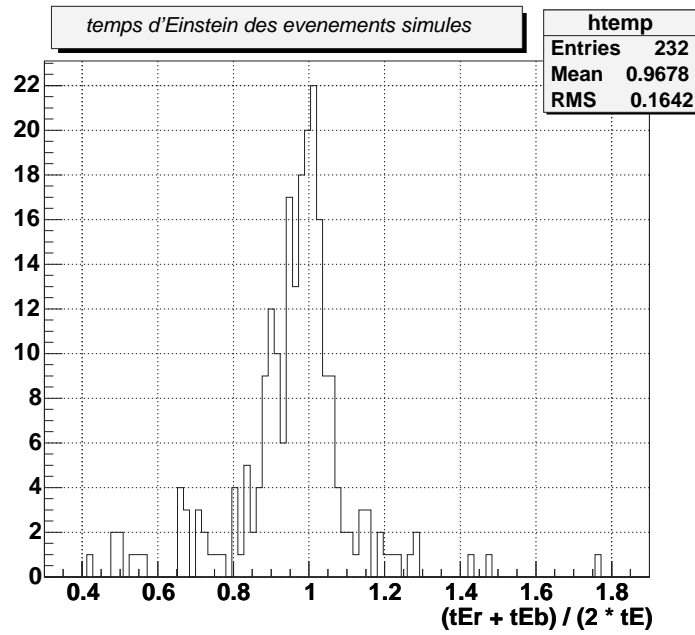


FIG. 4.9 – Comparaison des temps d'Einstein simulés à ceux mesurés. L'histogramme montre les paramètres des événements simulés du quart k du CCD 4 du champs dg610. La distribution représentée est celle du rapport entre la moyenne des temps d'Einstein mesurés en rouge et en bleu (t_{Er} et t_{Eb}) pour les événements simulés et le temps d'Einstein engendré correspondant (t_E).

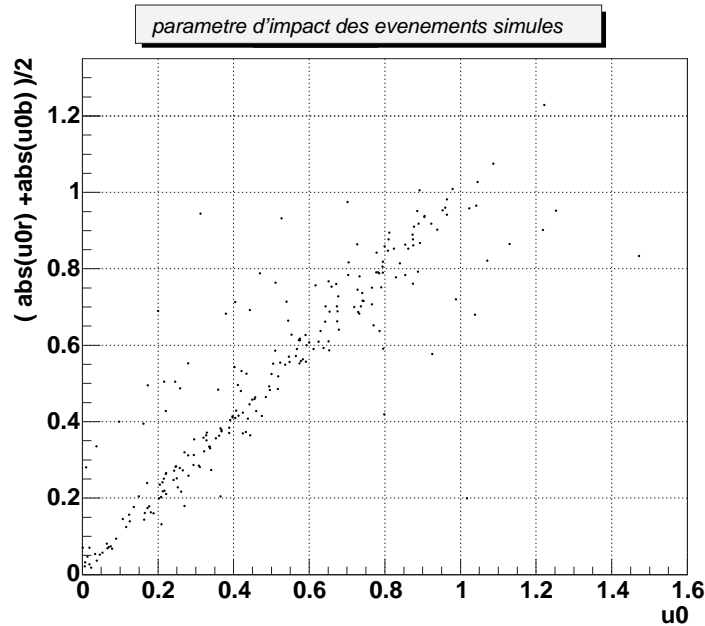


FIG. 4.10 – Comparaison des paramètres d'impact simulés à ceux mesurés. L'histogramme montre les paramètres des événements simulés du quart k du CCD 4 du champs dg610. La distribution représentée est celle de la moyenne des paramètres d'impact mesurés en rouge et en bleu (u_{0r} et u_{0b}) pour les événements simulés en fonction du paramètre d'impact engendré correspondant (u_0).

Chapitre 5

Pré-analyse, filtrage des données

Avant de procéder à l'analyse proprement dite, c'est-à-dire de rechercher des effets de microlentille gravitationnelle dans les courbes de lumière des étoiles, un filtrage des données est assuré. Le but de ce filtrage est de rejeter les étoiles qui ne présentent pas de variation significative de flux au cours des observations. La réduction photométrique des données a permis de reconstruire un peu plus de 70 millions de courbes de lumière ; on estime que seulement 1% d'entre elles ne présentent pas un flux constant. L'intérêt de ce filtrage est avant tout de réduire considérablement la taille des fichiers de suivi pour faciliter leur manipulation. Un autre avantage de cette étape est de "nettoyer" les données : élimination des mesures à problèmes (enregistrées dans des conditions météorologiques ou instrumentales difficiles), les étoiles à problèmes (étoiles détectées dans une seule couleur ou étoiles pour lesquelles la photométrie échoue fréquemment). Les données ainsi retenues pour la suite de l'analyse sont conservées dans des fichiers de suivi dits *fichiers de suivi enrichis*.

5.1 Nettoyage des données

5.1.1 Réjection des mauvais clichés

Un certain nombre de clichés sont de mauvaise qualité, soit parce que les conditions météorologiques étaient mauvaises, soit parce que les conditions instrumentales n'étaient pas optimales.

On élimine les mauvais clichés sur un certain nombre de critères. Ces critères sont quasiment les mêmes que ceux utilisés lors de la sélection des clichés pour le compositage mais les coupures sont plus larges. En effet, pour le compositage, on voulait sélectionner les meilleures images alors que pour l'analyse, on veut juste éliminer les mauvais clichés susceptibles de compliquer l'analyse des courbes de lumière.

Le temps d'exposition : les images EROS du centre galactique ont un temps de pose typique de 120 s et seulement 6,66% des clichés ont un temps de pose différent de cette valeur. Ces 6,66% correspondent à des images du début de l'expérience ayant un temps de pose plus long, jusqu'à 240 s, et à des clichés pris sous alerte qui ont pour la plupart un temps de pose plus court, 50 à 60 s, pour permettre un échantillonnage très serré. Les clichés dont le temps de pose n'est pas compris entre 50 s et 240 s correspondent à un dysfonctionnement dans la prise de données ; ils sont éliminés.

Le fond de ciel : Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, un fond de ciel trop élevé dégrade le rapport signal sur bruit. Les images situées dans la partie supérieure de la distribution des fonds de ciel pour tous les clichés des deux couleurs sont éliminées. La coupure appliquée sur le fond de ciel est telle que :

$$FDC \leq 15000 \text{ ADU.} \quad (5.1)$$

La dispersion du fond de ciel : la coupure sur la dispersion du fond de ciel permet de repérer les problèmes liés à la fermeture impromptue de l'obturateur. En 1996, lors du démarrage de l'expérience, l'obturateur se fermait de façon inattendue après quelques secondes d'exposition seulement. Ces clichés présentent une dispersion du fond de ciel très inférieure aux valeurs typiques. Pour éliminer ces clichés inutilisables on impose la restriction suivante :

$$\sigma_{\text{fond de ciel}} > 15 \text{ ADU.} \quad (5.2)$$

Coupure sur le seeing : on rappelle que le seeing est défini comme la largeur à mi-hauteur de la PSF gaussienne à deux dimensions, soit $2\sqrt{2\ln 2(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)}$; plus il est petit, meilleure est la qualité de l'image. Nous éliminons les clichés situés dans la partie supérieure de la distribution de $\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$. La coupure doit être suffisamment large pour être valable pour l'ensemble des CCD. En effet les CCD du bord de la mosaïque présentent un moins bon seeing que les CCD centraux. La distribution de la variable $\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$ pour tous les clichés des deux couleurs est représentée figure 5.1 en bas. On demande que :

$$\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} < 3,1 \text{ pixels.} \quad (5.3)$$

La forme de la PSF : on applique cette coupure en demandant que la PSF des étoiles soit suffisamment circulaire. Des problèmes de focalisation du télescope ou un mauvais entraînement de celui-ci durant une prise de vue peuvent allonger les étoiles. Dans certains cas l'allongement est si important que la mesure de celles-ci devient trop incertaine. Pour s'affranchir de ces mesures on demande que le petit axe sb de la PSF soit supérieur à la moitié du grand-axe sa

$$rap = \frac{sb}{sa} > 0.5. \quad (5.4)$$

L'absorption : l'absorption est déterminée lors de l'alignement photométrique décrit dans la section 4.4.2. La coupure sur l'absorption permet d'éliminer les images prises en présence de nuages. On exige la condition suivante sur l'absorption :

$$0,2 < absorption < 5. \quad (5.5)$$

Dans le programme de filtrage, on garde en mémoire pour chaque cliché, la cause de son élimination. La figure 5.1 en haut représente le nombre de clichés éliminés pour les différentes coupures. C'est la coupure sur le seeing qui est la plus importante ; elle est illustrée sur la même figure, en bas. Le nettoyage des mauvais clichés a éliminé en moyenne 15% des clichés rouges par quart de CCD et en moyenne 16% des clichés bleus par quart de CCD (cf figure 5.2 et 5.3).

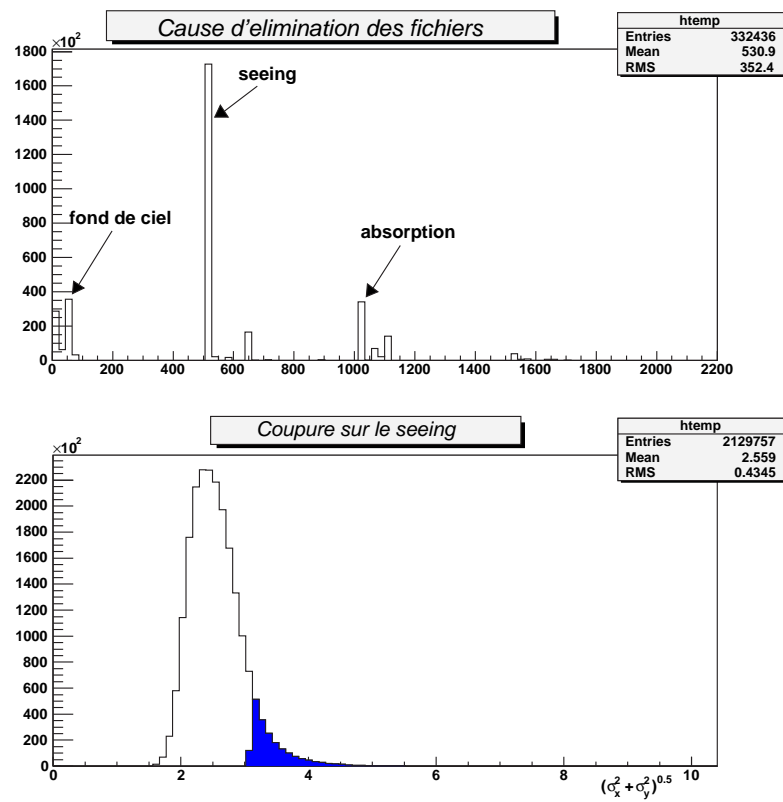


FIG. 5.1 – Élimination des mauvais clichés. L'histogramme du haut représente le nombre de clichés (rouges et bleus) éliminés pour les coupures les plus importantes. En bas la coupure qui élimine le plus de clichés, celle sur le seeing, est illustrée.

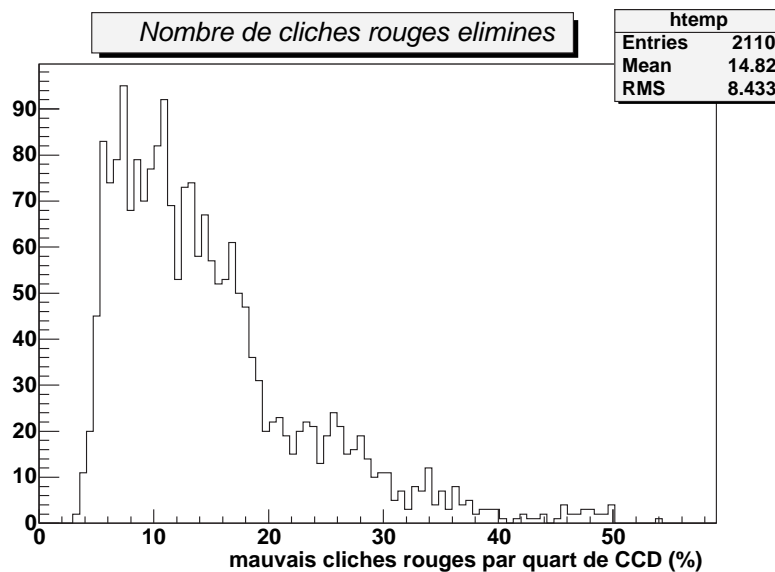


FIG. 5.2 – Pourcentage de mauvais clichés rouges par quart de CCD.

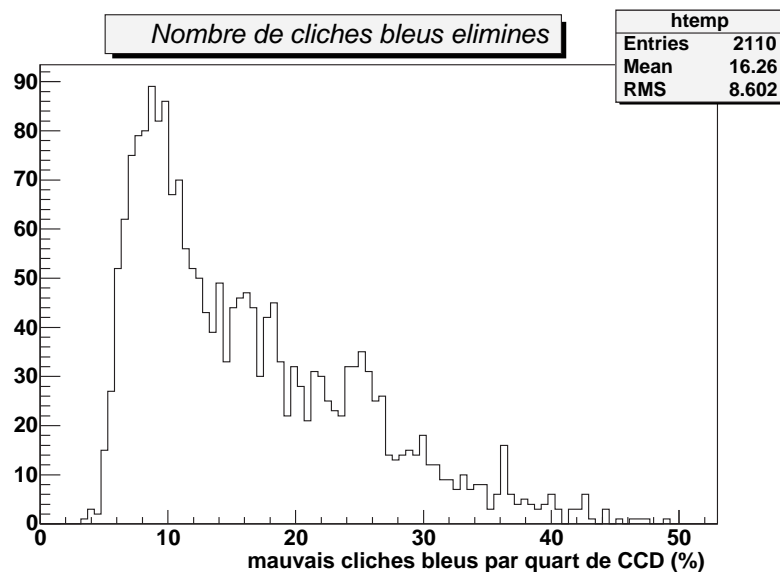


FIG. 5.3 – Pourcentage de mauvais clichés bleus par quart de CCD.

5.1.2 Réjection des mauvaises étoiles

Un certain nombre d'étoiles détectées sur les images de référence dans une des deux couleurs ou dans les deux ne répondent pas aux besoins de l'analyse. Elles sont rejetées pour les raisons suivantes :

- **association rouge-bleu**

La dernière étape de la création des catalogues de référence est l'association des deux catalogues de chaque couleur qui consiste, pour toute étoile, à trouver l'étoile correspondante dans l'autre couleur (cf. 4.3.3). Les étoiles non associées sont rejetées.

- **distance minimum d'association**

La transformation géométrique qui permet de faire correspondre entre eux les deux catalogues des deux couleurs est obtenue à partir des étoiles les plus brillantes du catalogue (cf. 4.3.3). On demande qu'une fois cette transformation appliquée, la distance d'association entre une étoile d'une couleur et l'étoile correspondante dans l'autre couleur ne soit pas supérieure à 2 pixels et que la distance de l'étoile voisine la plus proche ne soit pas inférieure à 1,5 pixels. On évite ainsi les ambiguïtés et on rejette ainsi les étoiles associées de façon erronée qui sont pour la plupart des étoiles faibles ou des artefacts.

- **flux de référence positif**

Si une étoile présente un flux de référence (i.e. le flux mesuré sur l'image de référence) nul ou négatif dans au moins une des deux couleurs, elle est rejetée.

- **élimination des mauvaises mesures**

Une fois l'association rouge-bleu avérée et le flux de référence de l'étoile testé, on élimine les mauvaises mesures de la courbe de lumière, c'est-à-dire les mesures pour lesquelles la photométrie a échoué ; cela se traduit par l'échec de l'ajustement de la PSF de l'étoile.

- **nombre de points suffisant**

Une étoile est éliminée si la courbe de lumière ne contient pas au moins 30% des mesures initiales (avant élimination des mesures corrompues, cf critère précédent) dans une des deux couleurs au moins et 10% dans l'autre.

- **flux moyen positif**

Une dernière vérification de la validité d'une étoile est le calcul de son flux moyen à partir des mesures valides. Celui-ci doit être strictement positif dans les deux couleurs, sinon l'étoile est rejetée.

5.2 Filtrage des courbes de lumière

L'effet de microlentille gravitationnelle se traduit par une amplification du flux de l'étoile. La recherche de ces phénomènes se fait en repérant des écarts de flux par rapport à une ligne de base calculée préalablement. Avant toute chose, on s'attache à "lisser" la courbe de lumière pour éviter que les mesures aberrantes, isolées et loin de toutes les autres, n'apparaissent comme des fluctuations physiques. Le lissage se fait au moyen d'un filtre médian à trois points défini comme ceci : on retient comme flux pour une mesure donnée le flux médian du point et de ses deux voisins tel que :

$$F'(t_i) = \text{médiane}(F(t_{i-1}), F(t_i), F(t_{i+1})) \quad (5.6)$$

l'erreur associée au flux retenu est l'erreur du point considéré préalablement. Dans toute la suite du filtrage, on considèrera le flux filtré ; le flux des étoiles appelé F sera en fait le flux F' de l'équation 5.6.

5.2.1 Détermination de la ligne de base

La première étape à assurer, pour chercher d'éventuelles variations du flux de l'étoile, est la détermination de la ligne de base qui va servir de référence.

La ligne de base est déterminée par le mode de la distribution du flux. Le mode est donné par le sommet de la parabole ajustée sur les trois canaux centrés sur le canal le plus élevé de l'histogramme des flux de la courbe de lumière. La largeur des canaux est choisie égale à la dispersion intrinsèque σ_I de la courbe de lumière définie comme étant l'écart standard de la distribution des écarts Δ_i :

$$\Delta_i = F(t_i) - \left(F(t_{i-1}) + (F(t_{i+1}) - F(t_{i-1})) \times \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}} \right) \quad (5.7)$$

Δ_i est la différence entre le flux $F(t_i)$ et l'interpolation linéaire des flux des deux points voisins $F(t_{i-1})$ et $F(t_{i+1})$. La figure 5.4 illustre la détermination de la ligne de base. Une étude complète de cette méthode est décrite dans [Palanque-Delabrouille, 1997].

Parmi toutes les étoiles présentes dans les catalogues, seul un petit nombre voit son flux varier au cours du temps ; pour toutes les autres étoiles dont le flux est constant, et pour celles dont les variations n'ont pas lieu aux dates des clichés qui composent l'image composites, le flux de base doit être le même que le flux de référence déterminé sur les images de référence. La figure 5.5 représente le flux de base des étoiles en fonction du flux de référence, les points sont distribués selon la droite $y=x$. Par ailleurs, en s'appuyant sur la simulation d'étoiles effectuée

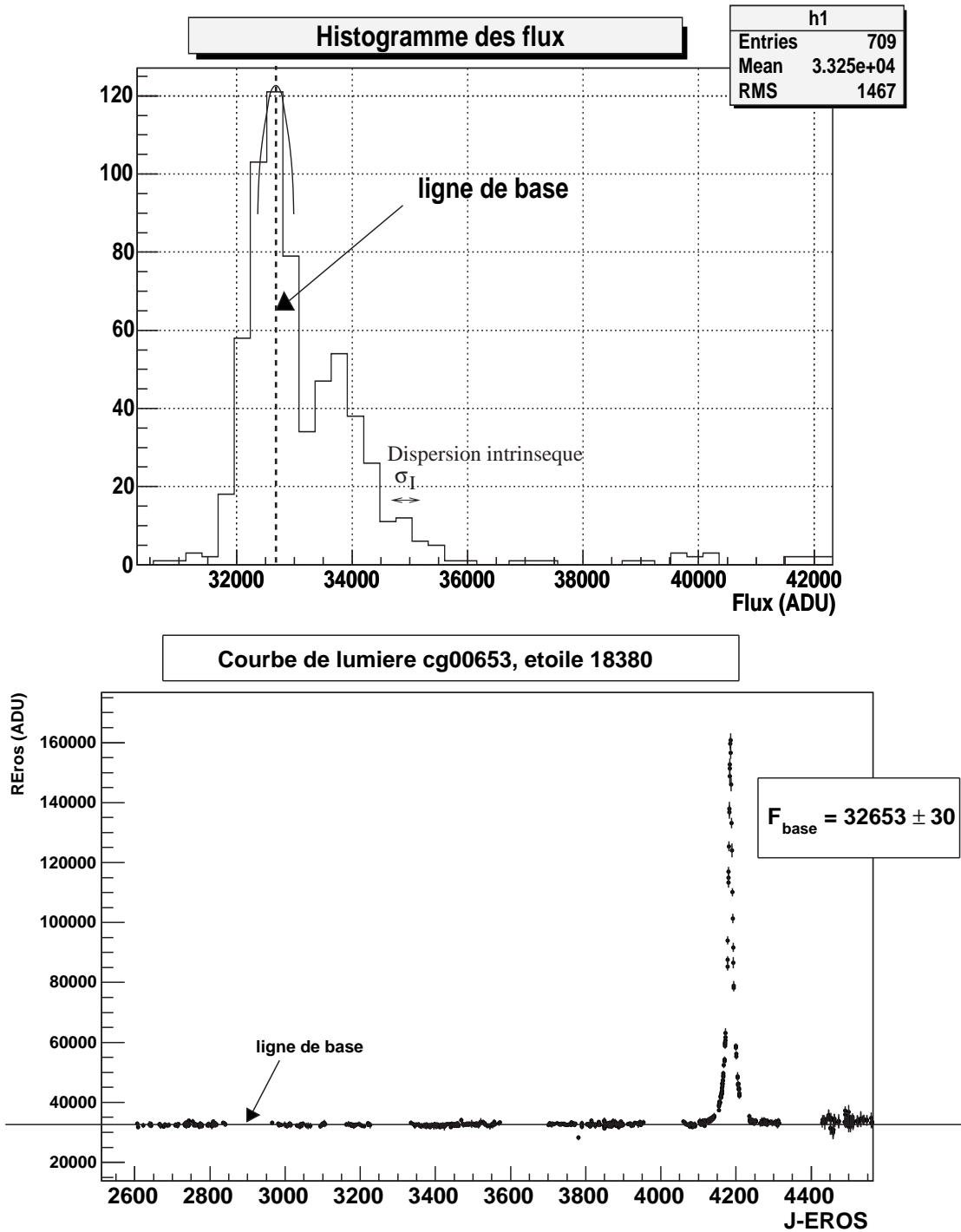


FIG. 5.4 – Détermination de la ligne de base. Le sommet de la parabole ajustée sur les trois canaux centrés sur le canal le plus élevé de l'histogramme des flux de la courbe de lumière donne la ligne de base (en haut). La largeur des canaux est choisie égale à la dispersion intrinsèque σ_I de la courbe de lumière définie. En bas, on peut voir la courbe de lumière correspondante.

sur les clichés du champ dg610, CCD 4 (cf section 4.6), on a vérifié que la détermination de la ligne de base était correcte. Pour mémoire, ces étoiles simulées ont toutes le même flux de base et elles comportent un événement microlentille d'une durée de 50 jours situé aléatoirement dans la période d'observation d'EROS2.

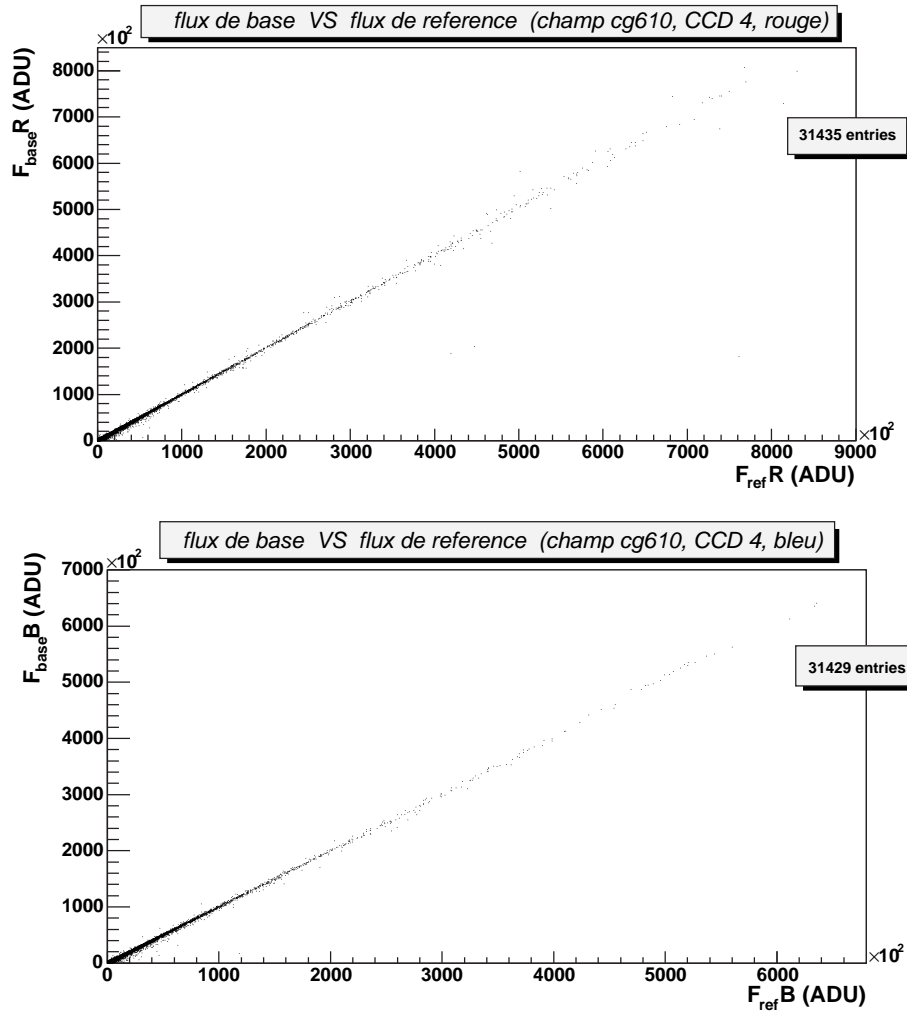


FIG. 5.5 – Reconstruction du flux de base des étoiles. Sur cet exemple, on a représenté le flux de base des étoiles du champ cg610, CCD 4 pour les couleurs rouge et bleue respectivement en haut et en bas. Dans la majorité des cas, le flux de base est équivalent au flux de référence comme attendu.

5.2.2 Recherche de fluctuations

Une fluctuation est constituée d'un groupe de mesures consécutives qui s'écartent significativement de la ligne de base ; elle est positive si les points de mesures sont au-dessus de la ligne de base, négative si les points sont situés au-dessous. L'écart d'une mesure i à la ligne de base est compté en nombre de σ_i , où σ_i est l'erreur photométrique sur le flux de la mesure i considérée. Quantitativement une fluctuation est définie de la manière suivante :

- **début d'une fluctuation**

Une fluctuation démarre lorsqu'une mesure se trouve à plus de $2,5 \sigma_i$ de la ligne de base.

- **fin d'une fluctuation**

Une fluctuation s'arrête lorsqu'au moins 3 mesures consécutives se trouvent à moins de $2 \sigma_i$ de la ligne de base ou sont de l'autre côté de la ligne de base.

- **validation d'une fluctuation**

Pour considérer une fluctuation comme valide, elle doit comprendre au moins 5 points de mesure.

L'effet de microlentille est achromatique et rare ($\sim 10^{-5}$ événement par étoile et par an). Il est très improbable d'observer deux effets de microlentille sur une même étoile. On recherche donc, dans les courbes de lumière, une fluctuation unique et simultanée dans les deux couleurs. Cependant, les biais photométriques peuvent induire plusieurs fluctuations sur une même courbe de lumière. Afin de repérer les fluctuations physiques, on ne considère que les fluctuations qui présentent une déviation importante des points par rapport à la ligne de base. En pratique les fluctuations détectées sont classées par ordre décroissant de signification et, par sécurité, on retient les deux fluctuations les plus significatives.

Pour quantifier et comparer la signification des fluctuations, on utilise l'estimateur LP_N décrit dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. Cet estimateur traduit numériquement l'importance de la fluctuation en tenant compte du nombre de points de la fluctuation et de l'ampleur des écarts à la ligne de base (rapportés aux erreurs photométriques).

Définition de l'estimateur LP_N : notons x_i l'écart constaté entre le flux observé F_i et la ligne de base, rapporté à l'erreur photométrique σ_i :

$$x_i = \left| \frac{F_i - F_{base}}{\sigma_i} \right|. \quad (5.8)$$

Si on suppose que les mesures successives du flux d'une étoile obéissent à une loi normale centrée sur la ligne de base F_{base} , la probabilité pour un point de mesure donné de s'écarter d'une distance supérieure à x_i est :

$$P(X_i > x_i) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right). \quad (5.9)$$

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

$$P(X_i > x_i, \forall i \in [1; N]) = \prod_{i=1}^{i=N} P(X_i > x_i) = \frac{1}{2^N} \prod_{i=1}^{i=N} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right) \quad (5.10)$$

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

$$LP_N = N \log 2 - \sum_{i=1}^{i=N} \log \left(\operatorname{erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right) \right) \quad (5.11)$$

Les fluctuations les plus significatives statistiquement auront les plus grandes valeurs de LP_N .

Les fluctuations sont recherchées sur chacune des courbes de lumière et rangées par ordre décroissant de signification. On retient en mémoire les caractéristiques (date du début et de la

fin de la fluctuation) de la première et de la deuxième fluctuation (si elle existe). Cette opération est assurée dans les deux couleurs. On montre un exemple pour les fluctuations d'une étoile variable figure 5.6. Ensuite on considère les fluctuations des deux couleurs deux à deux. Pour chaque couple, on demande que les fluctuations soient de même signe et qu'elles aient un recouvrement temporel d'au moins 20% :

$$\begin{aligned} \text{signe}(\text{fluctuation rouge}) &= \text{signe}(\text{fluctuation bleue}) \\ &\text{et} \\ \frac{I_R \cap I_B}{I_R \cup I_B} &\geq 20\% \end{aligned} \quad (5.12)$$

avec I_R et I_B les intervalles de temps repérés respectivement pour les fluctuations rouge et bleue. Si au moins un des couples de fluctuations considérés répond à ces critères, alors l'étoile est repérée comme étant susceptible de révéler un événement microlentille. Elle est retenue dans les fichiers de suivi enrichis et elle est marquée "microlentille". Ce filtrage des courbes de lumière sélectionne un peu plus de 3% des étoiles (si on ne considère pas le CCD 2 qui ne fonctionnait pas jusqu'en 1999 et pour lequel ce pourcentage est plus faible). La figure 5.7 représente la distribution du pourcentage d'étoiles marquées "microlentille" par quart de CCD.

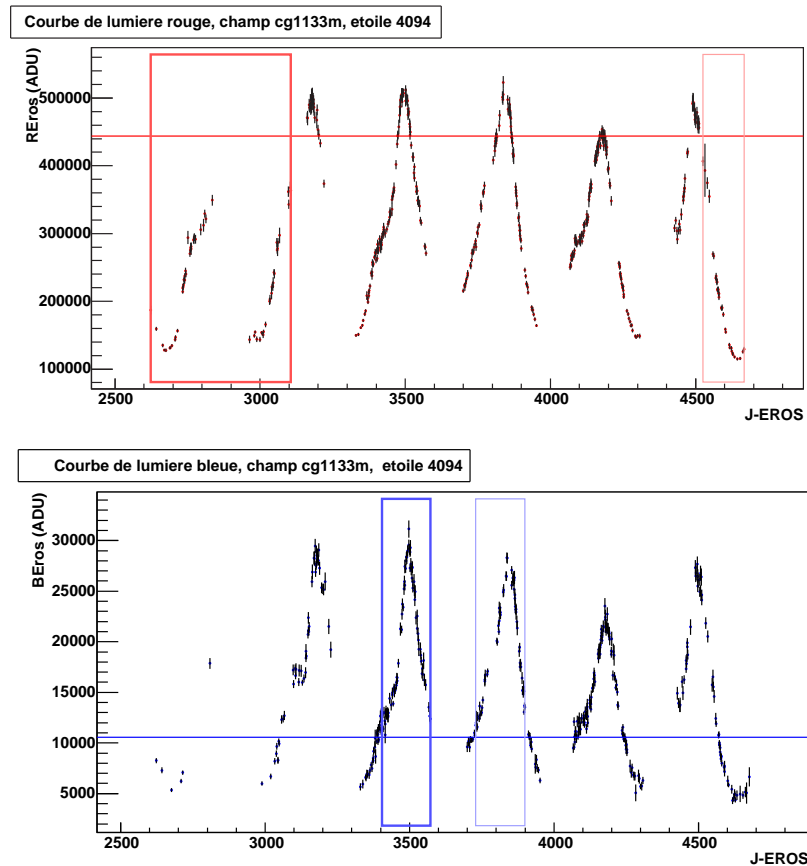


FIG. 5.6 – Détection des fluctuations. Seules les deux fluctuations les plus significatives sont considérées. Sur cet exemple d'une étoile variable, la fluctuation la plus significative est indiquée par un cadre épais. Le cadre le plus fin indique la deuxième fluctuation la plus significative. Ici aucun couple de fluctuation rouge/bleue ne répond aux critères 5.12, l'étoile n'est pas retenue.

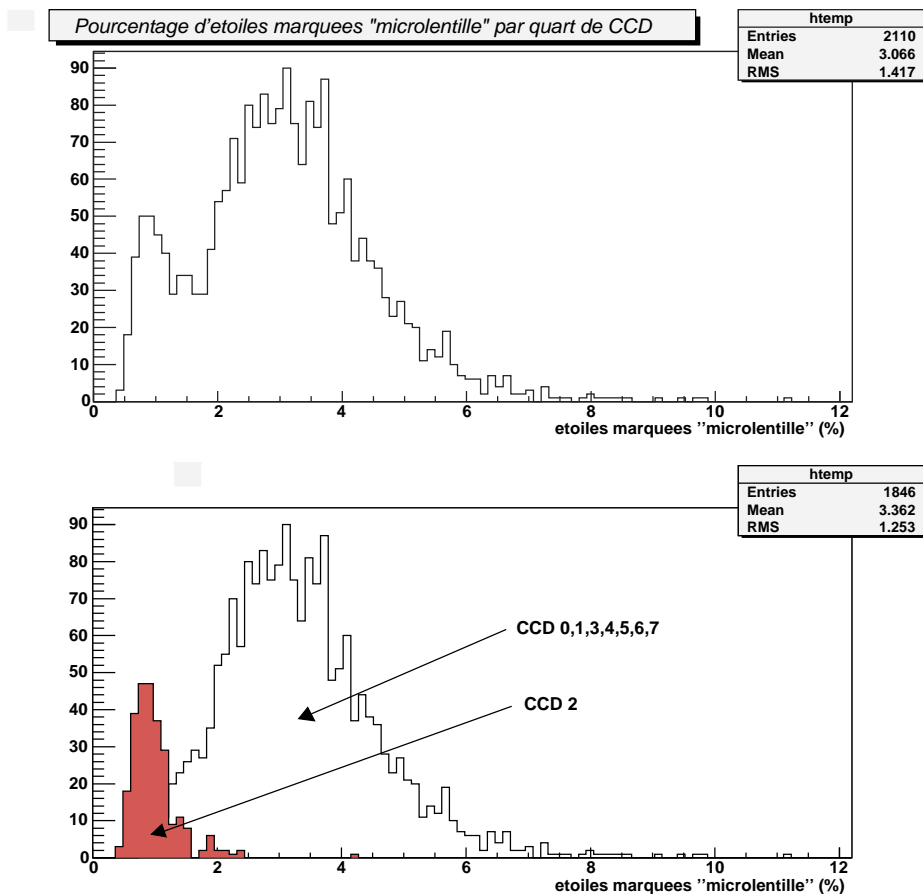


FIG. 5.7 – Pourcentage d'étoiles sélectionnées "microlentille" par quart de CCD. La figure du bas est la même que celle du haut, mais les étoiles du CCD 2 y sont marquées en couleur. Ceci illustre le fait qu'on sélectionne moins d'étoiles sur ce CCD, celui-ci ayant été inutilisable jusqu'en novembre 1999

5.2.3 Filtrage annexe

5.2.3.1 Sélection de courbes de lumière pour la recherche d'étoiles variables et de candidats microlentille de longue durée

Cette sous-section décrit la détection des étoiles dont les flux en rouge et en bleu sont les plus corrélés. Cette détection est faite dans le but de garder les étoiles variables et les microlentilles de longue durée dans les fichiers de suivi enrichis pour d'éventuelles analyses ultérieures. Dans ces fichiers, elles sont marquées "variable". Comme l'étude de ces étoiles ne fait pas l'objet de cette thèse, nous ne nous attarderons pas sur cette partie du filtrage.

La recherche de fluctuations décrite section 5.2.2 ne permet pas de détecter les étoiles variables périodiques dont la période est inférieure à l'échantillonnage temporel de la prise de données. Elle ne permet pas non plus de sélectionner les courbes de lumière présentant un effet de microlentille de longue durée par rapport à la durée totale d'observation, la ligne de base n'étant pas déterminée dans ce cas. Cependant, ces deux types de courbes de lumière présentent des fluctuations régulières et très corrélées entre les flux rouge et bleu et afin d'en retenir une grande partie, nous calculons le coefficient de corrélation entre les flux rouge et bleu

$\rho_{F_R-F_B}$ pour toutes les courbes de lumière, et nous marquons celles dont :

$$\rho_{F_R-F_B} > 0,75. \quad (5.13)$$

On sélectionne ainsi, selon les quart de CCD, entre 0,5 % et 6% des étoiles dont les flux rouge et bleu sont les plus corrélés (cf figure 5.8 et figure 5.9).

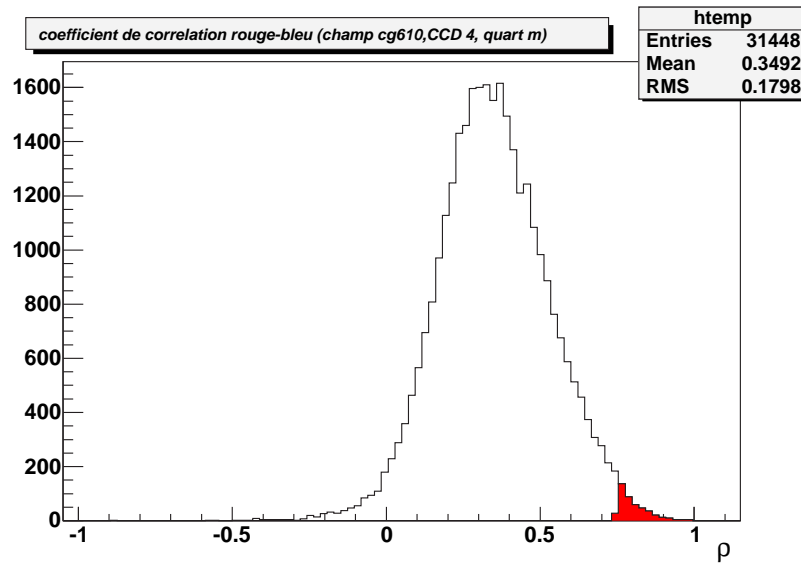


FIG. 5.8 – Distribution du coefficient de corrélation des courbes de lumière des étoiles présentes sur un quart de CCD (exemple du quart m CCD 4 champ cg610)

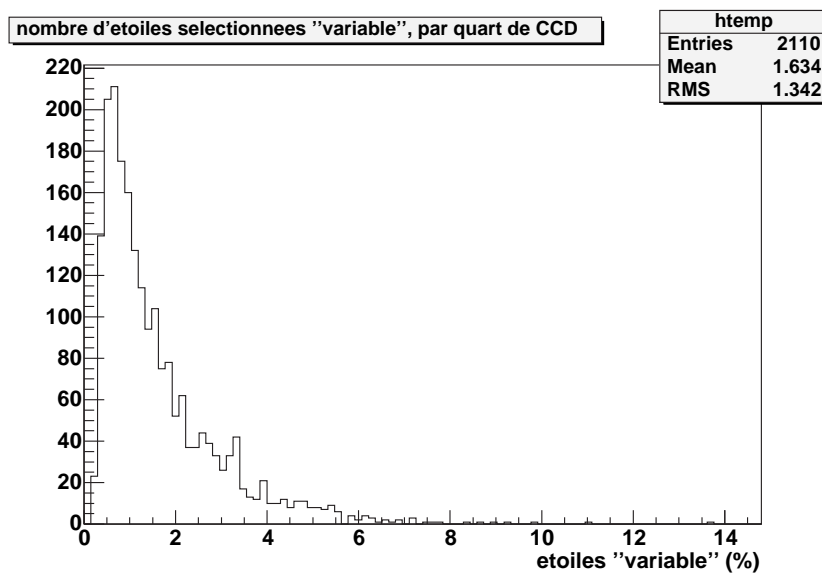


FIG. 5.9 – Pourcentage d'étoiles sélectionnées "variable" par quart

5.3 Sélection de courbes de lumière pour le Monte Carlo

Afin d'estimer l'efficacité de la chaîne de détection, une simulation Monte Carlo a été mise en place à la suite de l'analyse (voir chapitre 7). Cette simulation est différente de la simulation d'étoiles "lentillées" sur les clichés CCD décrite section 4.6 et aussi plus simple car elle ne nécessite pas d'effectuer une nouvelle fois la réduction photométrique des clichés. Elle consiste à engendrer des effets de microlentille gravitationnelle sur les courbes de lumière des étoiles. Les étoiles utilisées sont tirées au sort parmi les étoiles de notre échantillon de données. Parmi les étoiles toujours présentes après la détermination de la ligne de base on retient une étoile sur 50 en ayant tiré aléatoirement un nombre entier entre 1 et 50.

On sélectionne ainsi 2% des étoiles exploitables pour réaliser la simulation. Dans les fichiers de suivi enrichis, ces étoiles sont marquées "hasard".

5.4 Résumé et bilan du filtrage

Le filtrage permet de réduire considérablement la quantité de données à analyser. Il permet d'éliminer les mauvais clichés et les mauvaises étoiles ainsi que les étoiles de flux constant. Toutes les étoiles susceptibles de présenter un effet de microlentille gravitationnelle ont été repérées en cherchant des fluctuations significatives par rapport à la ligne de base des étoiles. En parallèle un filtre approprié a permis de sélectionner un échantillon d'étoiles variables et d'étoiles susceptibles de présenter un effet de microlentille de longue durée, ceci pour d'éventuelles analyses ultérieures. Enfin, 2% des étoiles sélectionnées aléatoirement ont aussi été retenues. Sur un peu plus de 70 millions d'étoiles listées dans les fichiers de suivi, environ 4 millions sont conservées dans les fichiers de suivi enrichis.

Les tableaux 5.1 et 5.2 résument pour chaque champ du centre galactique la quantité de clichés et d'étoiles éliminés ainsi que le pourcentage d'étoiles marquées "microlentille" et "variables" et conservées dans les fichiers de suivi enrichis.

champ	nombre de clichés (R+B)	mauvais clichés	nombre d'étoiles	mauvaises étoiles	étoiles marquées "microlentille"	étoiles marquées "variable"
cg002	75152	15.5 %	1093334	26.6 %	4.22 %	0.75 %
cg003	33670	14.8 %	1110262	26.3 %	2.66 %	2.05 %
cg004	36609	13.9 %	1066586	25.6 %	3.09 %	1.26 %
cg005	37197	12.6 %	1131218	25.3 %	2.74 %	1.22 %
cg006	47510	12.9 %	1148876	23.4 %	2.77 %	0.76 %
cg008	29547	12.5 %	1133145	26.2 %	2.89 %	1.67 %
cg009	29875	11.8 %	1150583	26.2 %	2.72 %	1.23 %
cg016	15095	12.9 %	1108194	27.4 %	1.96 %	0.83 %
cg021	24637	13.1 %	1133077	24.4 %	2.43 %	1.98 %
cg030	22294	12.1 %	1150614	28.7 %	1.86 %	1.78 %
cg031	22616	14.3 %	1298413	23.6 %	2.20 %	2.00 %
cg058	22673	12.8 %	1159858	24.1 %	2.00 %	0.95 %
cg061	21975	15.2 %	1159025	23.3 %	2.21 %	0.96 %
cg070	27779	13.6 %	1079399	21.7 %	1.72 %	0.96 %
cg071	27894	12.4 %	1084272	21.9 %	2.69 %	0.90 %
cg072	32234	13.0 %	1177581	24.2 %	2.69 %	1.31 %
cg073	29009	11.6 %	1045620	22.4 %	2.67 %	0.80 %
cg074	27873	10.0 %	1220230	22.4 %	3.28 %	1.46 %
cg076	27042	11.6 %	1124698	21.8 %	2.45 %	0.90 %
cg077	27511	11.1 %	1165650	22.3 %	2.71 %	1.01 %
cg078	27482	11.8 %	1216804	22.8 %	2.75 %	1.24 %
cg079	28066	10.9 %	1233318	23.3 %	2.34 %	1.26 %
cg080	27214	10.8 %	1222721	23.5 %	2.25 %	1.00 %
cg081	27916	11.3 %	1257826	23.1 %	2.64 %	1.33 %
cg082	30275	11.5 %	1239576	24.1 %	2.73 %	0.82 %
cg083	29561	13.0 %	1228036	23.8 %	2.54 %	0.91 %
cg084	28848	12.0 %	1212866	21.9 %	2.58 %	0.98 %
cg101	31264	31.9 %	1052360	22.0 %	1.58 %	0.52 %
cg102	32624	13.2 %	1078633	23.0 %	2.14 %	0.63 %
cg103	32156	13.4 %	1067723	21.5 %	1.78 %	0.59 %
cg104	32755	13.6 %	1153694	23.1 %	2.34 %	0.67 %
cg105	32408	14.7 %	1154793	22.8 %	2.59 %	0.67 %
cg106	31721	30.8 %	1072318	21.7 %	1.36 %	0.52 %

TAB. 5.1 – Bilan du filtrage des courbes de lumière.

champ	nombre de clichés (R+B)	mauvais clichés	nombre d'étoiles	mauvaises étoiles	étoiles marquées "microlentille"	étoiles marquées "variable"
cg107	36791	13.0 %	1095123	21.3 %	1.94 %	0.58 %
cg108	30788	31.4 %	1031613	21.1 %	1.59 %	0.58 %
cg109	32086	12.3 %	1086951	21.0 %	1.61 %	0.66 %
cg112	32565	13.7 %	1128120	21.6 %	1.91 %	0.78 %
cg113	31267	12.7 %	1190313	22.0 %	2.33 %	1.63 %
cg114	31704	12.3 %	1215448	22.6 %	2.16 %	0.85 %
cg115	32005	13.5 %	1122731	22.6 %	2.28 %	0.63 %
cg116	32073	15.0 %	1163047	21.8 %	2.07 %	0.58 %
cg117	30222	13.3 %	1106679	20.9 %	1.60 %	0.58 %
cg118	30944	13.0 %	1164726	22.2 %	1.97 %	0.65 %
cg121	28162	15.5 %	961712	22.0 %	1.49 %	0.67 %
cg122	31909	15.0 %	1090380	21.9 %	1.84 %	0.58 %
cg123	31533	17.0 %	1150226	22.2 %	2.45 %	0.71 %
cg124	31585	15.8 %	1154514	22.9 %	1.95 %	0.63 %
cg131	30768	15.2 %	1091885	22.3 %	1.40 %	0.49 %
cg133	30758	14.8 %	1140557	22.0 %	1.81 %	0.53 %
cg607	73761	21.1 %	1155385	25.7 %	3.47 %	1.41 %
cg610	43037	18.3 %	1206185	27.6 %	2.80 %	2.05 %
cg611	40861	20.2 %	1144142	25.0 %	3.37 %	2.70 %
cg612	34461	14.0 %	1157956	26.7 %	1.95 %	1.26 %
cg613	42954	17.6 %	1175685	25.8 %	3.25 %	2.24 %
cg614	41032	18.0 %	1147487	23.6 %	4.10 %	2.88 %
cg615	28217	15.1 %	1180690	28.5 %	2.21 %	3.19 %
cg617	33317	14.5 %	1144939	24.3 %	2.20 %	1.45 %
cg618	40391	16.6 %	1186435	25.6 %	3.02 %	2.08 %
cg619	39803	17.2 %	1194626	24.7 %	3.95 %	2.28 %
cg620	40644	19.1 %	1199026	27.9 %	3.44 %	1.89 %
cg623	31259	16.7 %	1172452	22.3 %	2.51 %	1.30 %
cg624	31176	15.2 %	1180775	27.1 %	2.04 %	1.52 %
cg625	32585	20.2 %	1236780	27.3 %	3.02 %	2.54 %
cg626	24310	17.9 %	1179670	27.6 %	2.06 %	3.57 %
cg627	23575	16.4 %	1148864	25.1 %	1.85 %	1.39 %
cg632	22074	15.2 %	1243080	24.2 %	2.08 %	2.00 %

TAB. 5.2 – Bilan du filtrage des courbes de lumières.

Chapitre 6

Analyse des données filtrées

Ce chapitre présente la sélection des candidats microlentille gravitationnelle qui se compose de trois étapes :

- détermination de la population d'étoiles à étudier,
- ajustement des fluctuations trouvées au cours du filtrage,
- coupures sur les paramètres d'ajustement.

6.1 Détermination de la population d'étoiles à étudier

Pour les raisons évoquées section 3.4.1, notre étude va se concentrer sur les étoiles très brillantes, les géantes rouges. Pour sélectionner ces étoiles, il faut d'abord déterminer la position du regroupement des géantes rouges (*clump* des géantes rouges) dans le diagramme couleur-magnitude de notre lot d'étoiles. On appelle ici par abus de langage couleur et magnitude les valeurs données par :

$$couleur = 2,5 \times \log\left(\frac{F_{baseR}}{F_{baseB}}\right) \quad (6.1)$$

$$magnitude = 2,5 \times \log(F_{baseR}) \quad (6.2)$$

avec F_{baseR} le flux de base de l'étoile en rouge (en ADUs) et F_{baseB} le flux de base de l'étoile en bleu.

Une fois la position du *clump* connue, on peut appliquer des coupures sur le flux de base des étoiles pour ne retenir que celles qui appartiennent au *clump*.

La position du *clump* des géantes rouges a été déterminée pour chaque quart de CCD sur le diagramme couleur-magnitude correspondant. Un exemple est représenté figure 6.1 et 6.2 pour le champ cg002, CCD 4, quart k. La magnitude, $magnitude_{clump}$, du centroïde du *clump* a été déterminée en ajustant la distribution de magnitude des étoiles par une gaussienne (qui décrit le *clump*) et une loi de puissance (qui décrit les autres étoiles) :

$$\frac{dN}{dmagnitude} = \alpha \exp [\beta(magnitude - magnitude_{clump})^2] + \gamma \times magnitude^{-\delta} \quad (6.3)$$

en considérant seulement les étoiles dont $magnitude > \langle magnitude \rangle$ (cf partie colorée de l'histogramme des magnitudes figure 6.1)

Par la suite, la couleur, $couleur_{clump}$, du centroïde du clump a été déterminée en ajustant la distribution de couleur par une gaussienne :

$$\frac{dN}{dcouleur} = a \exp [b(couleur - couleur_{clump})^2] \quad (6.4)$$

en considérant seulement les étoiles dont $|magnitude - magnitude_{clump}| < 0.625$ (cf partie colorée de l'histogramme des couleurs figure 6.1).

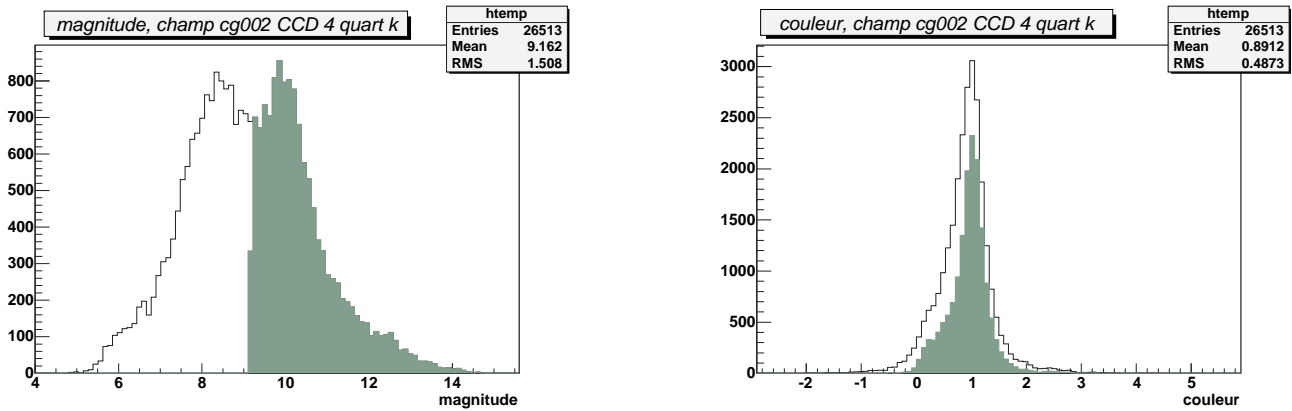


FIG. 6.1 – Magnitude et couleur des étoiles pour le champ cg002, CCD 4, quart k.

Le résultat est illustré sur le diagramme couleur-magnitude figure 6.2.

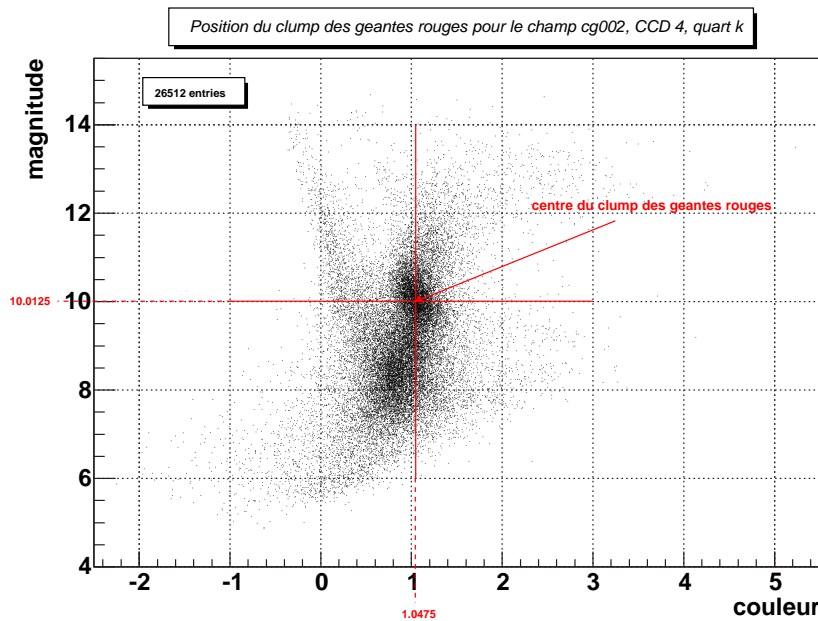


FIG. 6.2 – Position du clump des géantes rouges pour le champ cg002, CCD 4, quart k.

Pour chaque quart de CCD, nous disposons donc de la couleur du clump des géantes rouges, $couleur_{clump}$ et de la magnitude du clump des géantes rouges, $magnitude_{clump}$. Sur la figure 6.3 est représentée pour chacun des quarts, cette magnitude en fonction de la couleur. Selon les quarts de CCD considérés, on observe un écart dans les magnitudes du clump allant

jusqu'à 2,5 et un écart de couleur allant jusqu'à 1,5. Moins le clump est brillant plus sa couleur est rouge. L'absorption de la lumière bleue par les poussières interstellaires est plus forte que pour la lumière rouge et la position du clump peut être relativement différente selon les coordonnées du champ observé.

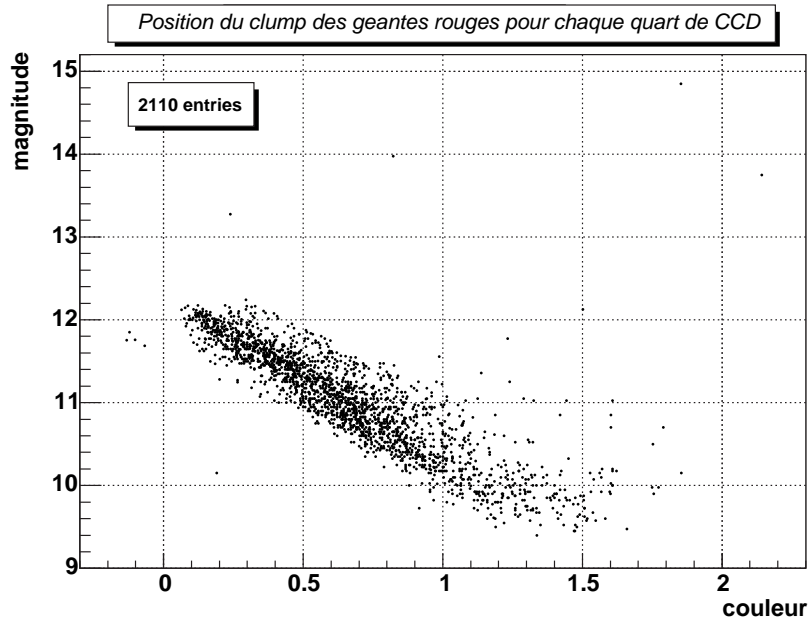


FIG. 6.3 – Position du clump des géantes rouges pour chacun des quarts de CCD des champs suivis dans le centre galactique par EROS2.

À partir de ces données, on peut construire un diagramme couleur-magnitude avec les étoiles de l'ensemble des champs du centre galactique. La magnitude du clump et la couleur du clump sont soustraites respectivement à la magnitude et à la couleur de l'étoile considérée selon le quart de CCD auquel elle appartient. On construit ainsi un diagramme dont le clump est centré sur zéro. Ce diagramme est montré figure 6.4. Pour des raisons de lisibilité, seuls 4/10000 des étoiles sont représentés. Les coupures mises en place pour sélectionner les étoiles sont illustrées par les zones en pointillés et en trait plein ; pour la recherche de candidats microlentilles, on retient les étoiles dont la couleur et la magnitude sont telles que :

$$-0,25 < couleur - couleur_{clump} < 0,5 \quad (6.5)$$

$$-1.5 < magnitude - magnitude_{clump} < 2. \quad (6.6)$$

Cependant cette zone est trop étendue pour ne sélectionner que les étoiles géantes rouges du clump ; ce sous-échantillon d'étoiles est contaminé par des étoiles de la séquence principale. Pour le calcul de la profondeur optique obtenue avec les seuls candidats ayant pour étoile source une étoile géante rouge du clump, on retiendra les étoiles dont la couleur et la magnitude sont telles que :

$$-0,25 < couleur - couleur_{clump} < 0,25 \quad (6.7)$$

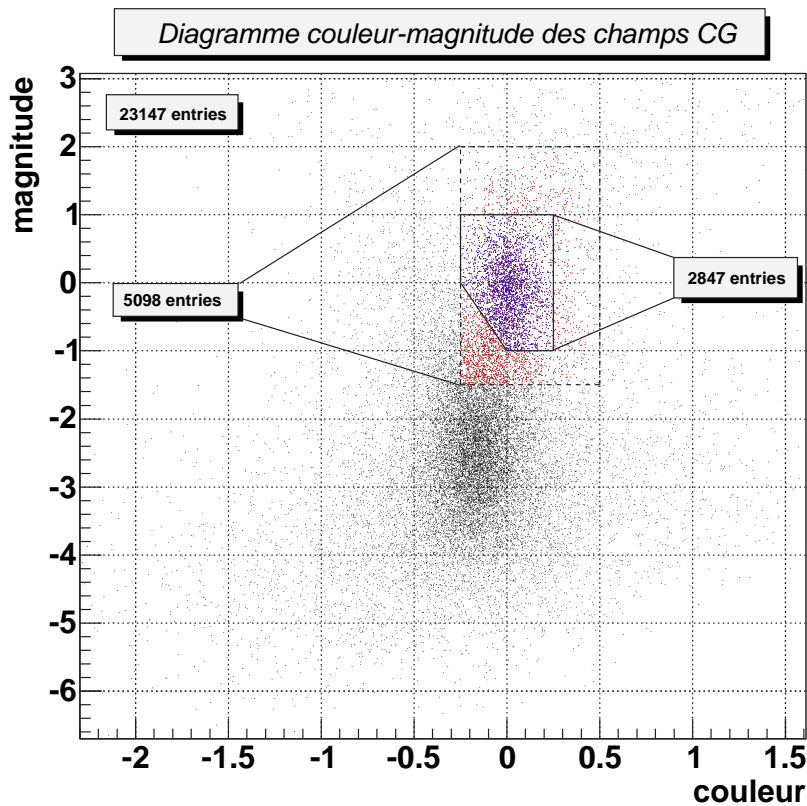


FIG. 6.4 – Diagramme couleur-magnitude des étoiles du centre galactique (CG), la couleur et la magnitude du clump des géantes rouges sont ramenées à zéro en soustrayant pour chacune des étoiles la couleur et la magnitude du clump déterminé pour le quart de CCD auquel elle appartient. Sur ce diagramme seuls 4/10000 ème des étoiles sont représentés. Les zones en pointillés et en trait plein illustrent les coupures mises en place pour sélectionner les étoiles brillantes et les étoiles géantes rouges. Les étoiles dans la zone en pointillés (les points de couleur rouge et de couleur bleue) sont les étoiles brillantes sur lesquelles nous avons recherché les candidats microlentilles. Les points bleus sont les étoiles géantes rouges, celles qui sont considérées pour calculer la profondeur optique.

$$-1 < \text{magnitude} - \text{magnitude}_{\text{clump}} < 1 \quad (6.8)$$

$$\text{magnitude} - \text{magnitude}_{\text{clump}} > -4 \times \text{couleur} - \text{couleur}_{\text{clump}} - 1 ; \quad (6.9)$$

ceci représente une zone rectangulaire centrée sur le clump des géantes rouges dont on a retiré le coin inférieur gauche qui empiète sur les étoiles de la séquence principale (cf figure 6.4).

Pour le comptage des étoiles étudiées, il faut tenir compte des marges utilisées lors du découpage des clichés CCD en quarts (cf section 4.2.3). Les étoiles situées en bordure des quarts des CCD et présentes sur plusieurs quarts de CCD à la fois ont été comptabilisées ; elles représentent en moyenne 23% des étoiles présentes dans les catalogues de référence. Pour la recherche de candidats microlentilles, notre étude va donc porter sur $9,95 \times 10^6$ étoiles (étoiles des marges soustraites) que nous appelons "étoiles brillantes". Pour le calcul de la profondeur optique, le nombre d'étoiles du clump des géantes rouges que nous appelons "étoiles géantes rouges" par abus de langage est de $5,57 \times 10^6$ (marges soustraites). Rappelons que l'analyse

précédente d'EROS2 avait porté sur $1,42 \times 10^6$ géantes rouges, soit environ quatre fois moins d'étoiles. Les tableaux 6.1 et 6.2 indiquent le nombre d'étoiles brillantes et le nombre de géantes rouges (GR) comptabilisées pour chaque champ du centre galactique.

champ	brillantes parmi les 2% d'étoiles "hasard"	total de brillantes	total de brillantes (sans marge)	GR parmi les 2% d'étoiles "hasard"	total de GR	total de GR (sans marge)
cg002	5730	286500	220605	3207	160350	123469
cg003	5492	274600	211442	2960	148000	113960
cg004	5367	268350	206629	3080	154000	118580
cg005	6298	314900	242473	3549	177450	136636
cg006	4787	239350	184299	2765	138250	106452
cg008	5422	271100	208747	3105	155250	119542
cg009	3516	175800	135366	2027	101350	78039
cg016	1310	65500	50435	700	35000	26950
cg021	3318	165900	127743	1885	94250	72572
cg030	1723	86150	66335	982	49100	37807
cg031	2302	115100	88627	1356	67800	52206
cg058	2658	132900	102333	1438	71900	55363
cg061	2032	101600	78232	1127	56350	43389
cg070	5452	272600	209902	2937	146850	113074
cg071	5385	269250	207322	2827	141350	108839
cg072	4891	244550	188303	2681	134050	103218
cg073	4759	237950	183221	2548	127400	98098
cg074	4235	211750	163047	2395	119750	92207
cg076	5752	287600	221452	3246	162300	124971
cg077	4791	239550	184453	2650	132500	102025
cg078	5538	276900	213213	3221	161050	124008
cg079	4360	218000	167860	2511	125550	96673
cg080	3934	196700	151459	2233	111650	85970
cg081	3178	158900	122353	1785	89250	68722
cg082	2862	143100	110187	1603	80150	61715
cg083	2370	118500	91245	1277	63850	49164
cg084	2150	107500	82775	1185	59250	45622
cg101	5913	295650	227650	3108	155400	119658
cg102	5946	297300	228921	3252	162600	125202
cg103	6018	300900	231693	3404	170200	131054
cg104	5642	282100	217217	3178	158900	122353
cg105	4883	244150	187995	2724	136200	104874
cg106	6423	321150	247285	3375	168750	129937

suite du tableau page suivante

TAB. 6.1 – Nombre de géantes rouges observées par champ CG. Le nombre d'étoiles brillantes et géantes rouges comptabilisées parmi les 2% d'étoiles marquées "hasard" est indiqué ainsi que le nombre d'étoiles brillantes et géantes rouges total (extrapolé). Le nombre total d'étoiles brillantes et géantes rouges duquel on a soustrait les étoiles comptabilisées plusieurs fois à cause des marges utilisées pour le découpage des clichés CCD en quarts est aussi indiqué.

champ	brillantes parmi les 2% d'étoiles "hasard"	total de brillantes	total de brillantes (sans marge)	GR parmi les 2% d'étoiles "hasard"	total de GR	total de GR (sans marge)
cg107	6070	303500	233695	3443	172150	132555
cg108	6064	303200	233464	3325	166250	128012
cg109	5919	295950	227881	3477	173850	133864
cg112	4823	241150	185685	2621	131050	100908
cg113	4929	246450	189766	2691	134550	103603
cg114	4318	215900	166243	2409	120450	92746
cg115	3868	193400	148918	2188	109400	84238
cg116	2887	144350	111149	1575	78750	60637
cg117	3764	188200	144914	1971	98550	75883
cg118	3942	197100	151767	2173	108650	83660
cg121	1763	88150	67875	897	44850	34534
cg122	3906	195300	150381	2198	109900	84623
cg123	3573	178650	137560	1966	98300	75691
cg124	2843	142150	109455	1573	78650	60560
cg131	2202	110100	84777	1205	60250	46392
cg133	2409	120450	92746	1357	67850	52244
cg607	5300	265000	204050	3132	156600	120582
cg610	4348	217400	167398	2450	122500	94325
cg611	4722	236100	181797	2783	139150	107145
cg612	2319	115950	89281	1343	67150	51705
cg613	3112	155600	119812	1812	90600	69762
cg614	3787	189350	145799	2268	113400	87318
cg615	3821	191050	147108	2207	110350	84969
cg617	1706	85300	65681	1019	50950	39231
cg618	2307	115350	88819	1326	66300	51051
cg619	2815	140750	108377	1633	81650	62870
cg620	3270	163500	125895	1854	92700	71379
cg623	1455	72750	56017	809	40450	31146
cg624	1733	86650	66720	986	49300	37961
cg625	2303	115150	88665	1375	68750	52937
cg626	2505	125250	96442	1519	75950	58481
cg627	2765	138250	106452	1540	77000	59290
cg632	2405	120250	92592	1354	67700	52129
total 66 champs	258 390	12 919 500	9 948 000	144 800	7 240 000	5 574 780

TAB. 6.2 – Nombre de géantes rouges observées par champ CG. Le nombre d'étoiles brillantes et géantes rouges comptabilisées parmi les 2% d'étoiles marquées "hasard" est indiqué ainsi que le nombre d'étoiles brillantes et géantes rouges total (extrapolé). Le nombre total d'étoiles brillantes et géantes rouges duquel on a soustrait les étoiles comptabilisées plusieurs fois à cause des marges utilisées pour le découpage des clichés CCD en quarts est aussi indiqué.

6.2 Ajustement des courbes de lumière par une courbe de Paczyński

Pour rechercher les candidats microlentilles, on ne s'intéresse qu'aux courbes de lumière marquées "microlentilles" au cours du filtrage. Ces courbes présentent toutes au moins une fluctuation significative. Lorsqu'il y avait plusieurs fluctuations par couleur, seules les deux premières ont été considérées ; elle sont classées par ordre décroissant de signification, celle que l'on appelle "première" fluctuation est plus significative que celle que l'on appelle "deuxième" fluctuation.

La première étape consiste à ajuster une courbe de Paczyński sur chacune des fluctuations repérées. Pour ce faire, on ajuste le flux F de l'étoile au cours du temps avec une fonction à quatre paramètres telle que :

$$F(t) = F_0 \times A(t) \quad (6.10)$$

où F_0 est le flux de base de l'étoile et $A(t)$ l'amplification au cours du temps :

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}} \quad \text{avec} \quad u(t) = \sqrt{u_0^2 + \frac{(t - t_0)^2}{t_E^2}}. \quad (6.11)$$

Les quatre paramètres libres de l'ajustement sont u_0 le paramètre d'impact réduit, t_0 le temps du maximum d'amplification, t_E le temps d'Einstein et F_0 le flux de base. On ajuste ici un effet de microlentille standard (source et déflecteur ponctuels) sans effet de confusion.

Les courbes de lumière sont ajustées dans chaque couleur et pour chaque fluctuation séparément ; on effectue ainsi de 2 à 4 ajustements de courbe de Paczyński par étoile. En parallèle chaque courbe de lumière est aussi ajustée par un flux constant ; cela servira par la suite à étudier l'amélioration du χ^2 , entre un ajustement de la courbe de lumière avec une constante et avec une courbe de Paczyński.

6.3 Coupures sur les paramètres de l'ajustement

À ce jour on a observé une grande quantité de candidats microlentille vers le centre galactique ; il est donc avéré qu'un nombre significatif de candidats est détectable dans cette direction. Notre stratégie va consister à ne sélectionner que des candidats convaincants : grande amplification, présence de points de mesure dans la période d'amplification. Un premier jeu de coupures assez lâches va permettre d'obtenir un lot d'étoiles, enrichi en éventuels candidats, et de taille raisonnable pour une manipulation plus aisée des fichiers de données.

6.3.1 Analyse de niveau 1 : réduction de l'échantillon de travail

L'ajustement d'une courbe de microlentille est sensible aux points de mesures qui se trouvent dans le pic d'amplification. Dans le cas d'événements qui comportent de nombreux points de mesures dans le pic d'amplification, les paramètres de l'ajustement u_0 et t_E sont mieux contraints que lorsqu'il y a peu de points, voire aucun, dans la partie la plus amplifiée du pic. On peut l'observer sur la figure 6.5. En effet, sur les deux courbes de lumière des étoiles simulées du champ dg610 (cf section 4.6) qui comportent chacune un événement microlentille, l'ajustement est erroné pour la courbe du bas en rouge : il n'y a pas de points dans le pic

pour contraindre les paramètres, et l'ajustement donne des solutions différentes dans les deux couleurs. Au contraire, pour la courbe du haut, bien échantillonnée dans le pic dans les deux couleurs, les paramètres sont bien contraints et compatibles dans les deux couleurs.

D'autre part, la présence de points dans le pic améliore la probabilité de détection du candidat. La fluctuation est plus significative donc plus facilement détectable, et par suite l'efficacité de détection pour une recherche de candidats de ce seul type sera plus grande que pour une recherche de candidats comprenant peu de points dans le pic. De plus, une fluctuation bien échantillonnée en points de mesure et modélisée par une courbe de Paczyński est convaincante, alors qu'une fluctuation échantillonnée seulement au pied du pic peut aussi bien être une fluctuation due à une mauvaise photométrie ou à une étoile variable, ou encore à une microlentille.

Pour assurer la présence de points de mesure dans le pic d'amplification, on exige que la date du maximum d'amplification t_0 se trouve dans les périodes d'observation. Un événement dont le maximum d'amplification a lieu entre deux saisons d'observation du centre galactique sera rejeté. Les limites des saisons d'observation du centre galactique au cours des sept années d'expérience EROS2 sont résumées dans le tableau 6.3. La huitième saison d'observation EROS2 s'étant achevée en février 2003, elle ne concerne pas le centre galactique.

année	EJD	Jours EROS	date
1996	255 - 388	2363 - 2495	20 juin 1996 - 31 octobre 1996
1997	493 - 756	2600 - 2863	13 février 1997 - 3 novembre 1997
1998	855 - 1130	2962 - 3237	10 février 1998 - 12 novembre 1998
1999	1221 - 1465	3328 - 3572	11 février 1999 - 13 octobre 1999
2000	1587 - 1850	3694 - 3957	12 février 2000 - 1 novembre 2000
2001	1943 - 2214	4050 - 4321	2 février 2001 - 31 octobre 2001
2002	2317 - 2583	4424 - 4690	11 février 2002 - 4 novembre 2002

TAB. 6.3 – Limites des saisons d'observation du centre galactique au cours de l'expérience EROSII. EJD signifie EROS Julian Day. Les EJD correspondent aux Julian Day-2450000 et le jour 2450000 correspond au 9 octobre 1995 à 12h. Dans des publications antérieures, nous utilisons les jours EROS comptés depuis le 1^{er} janvier 1990. La correspondance entre EJD et Jour EROS est telle que $EJD = \text{Jours EROS} - 2107,5$.

La coupure sur t_0 mentionnée plus haut est appliquée indépendamment sur chacune des fluctuations des courbes de lumière (qu'elle soit première ou deuxième fluctuation rouge ou bleue). Simultanément, on applique 3 autres coupures, décrites ci-après, suffisamment larges pour ne pas éliminer les candidats que l'on veut sélectionner, mais qui permettent de réduire la taille de l'échantillon de courbes de lumière. On retient ainsi toute étoile dont au moins une fluctuation remplit ces critères.

Les trois autres coupures sont :

- coupure sur t_E : $4 \text{ jours} < t_E < 1000 \text{ jours}$
Pour des temps d'Einstein inférieurs à quatre jours, le pic d'amplification est nécessairement mal échantillonné ; pour des temps d'Einstein supérieurs à 1000 jours, on ne dispose pas de suffisamment de points de mesure dans la ligne de base pour la déterminer.
- coupure sur u_0 : $u_0 < 1$
Pour des paramètres d'impact $u_0 > 1$, qui correspondent à une amplification inférieure à 1,34 au maximum d'amplification, la distinction entre signal et bruit de fond est ardue.

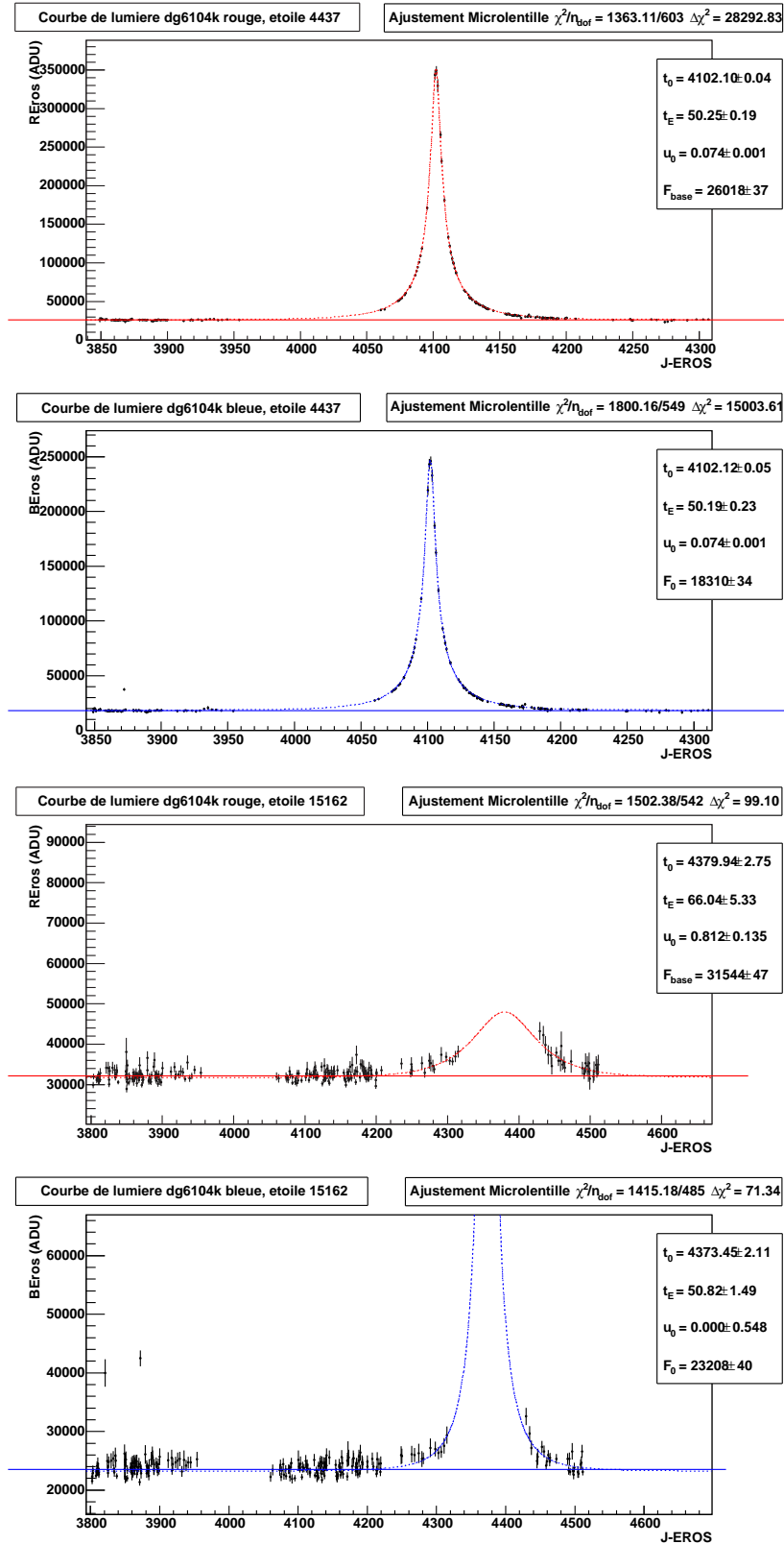


FIG. 6.5 – Événements Monte Carlo avec maximum d’amplification dans et hors des périodes d’observation. En haut, la courbe de lumière est bien échantillonnée en rouge et en bleu, le pic d’amplification comporte des points de mesure dans les deux couleurs et l’ajustement rouge est compatible avec l’ajustement bleu (les paramètres u_0 et t_E sont bien contraints). En revanche, la courbe du bas est mal échantillonnée et l’ajustement donne des solutions différentes en rouge et en bleu, notamment pour u_0 (les paramètres sont mal contraints).

- coupure sur l'amélioration du χ^2 : $\Delta\chi^2 > 100$

Pour juger de la qualité de l'ajustement microlentille, on utilise un estimateur semi-empirique appelé $\Delta\chi^2$ qui quantifie l'amélioration apportée par un ajustement de microlentille par rapport à l'ajustement d'un flux constant. Cet estimateur est défini de cette façon :

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi^2(\text{cste}) - \chi^2(\text{microlentille})}{\chi_{dof}^2(\text{microlentille})} \quad (6.12)$$

avec $\chi_{dof}^2 = \frac{\chi^2}{N_{dof}}$ où N_{dof} est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement. Cette coupure a été déterminée à l'aide des étoiles simulées du champ dg610 (cf section 4.6). La figure 6.6 montre la distribution de $\Delta\chi^2$ en fonction de u_0 , les événements Monte Carlo y sont repérés par des étoiles de couleur. Dans un premier temps, la coupure est choisie assez large telle que $\Delta\chi^2 > 100$.

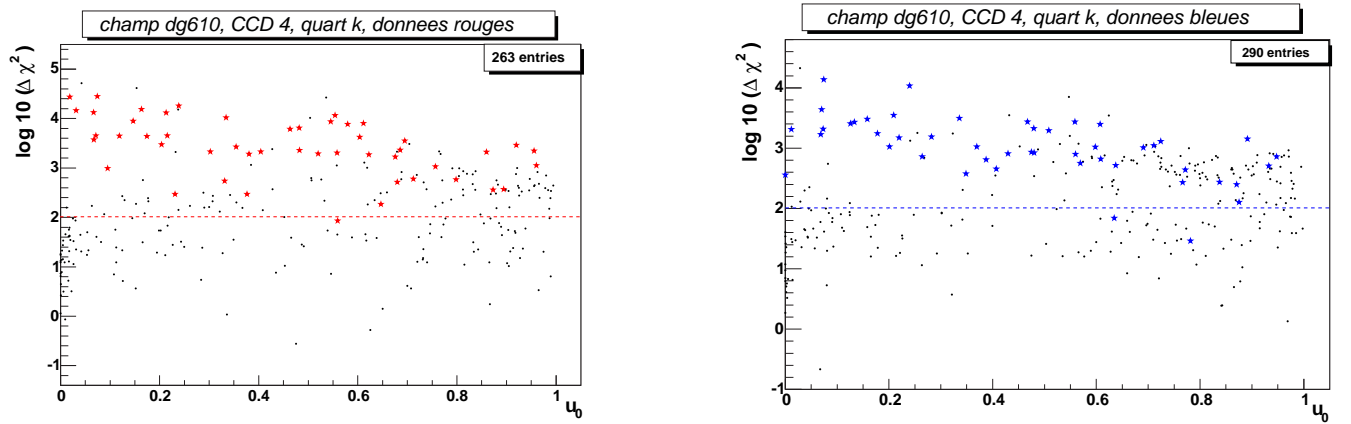


FIG. 6.6 – Distribution de $\Delta\chi^2$ en fonction de u_0 pour le champ dg610.

6.3.1.1 Résumé des coupures de l'analyse de niveau 1

Niveau 1 : les fluctuations repérées dans les courbes de lumière au cours du filtrage (cf chapitre 5) sont considérées, quelles que soient leur couleur et leur signification. Pour chacune, on dispose des paramètres F_{baseR} , F_{baseB} , t_0 , t_E , et u_0 et du χ^2 de l'ajustement par une courbe de Paczyński. Une étoile est retenue si au moins une de ses fluctuations répond aux critères listés dans le tableau 6.4.

Niveau 1		
variable	coupure	nombre d'étoiles retenues
couleur	$-0,25 < couleur - couleur_{clumpGR} < 0,5$	30294
magnitude	$-1.5 < magnitude - magnitude_{clumpGR} < 2$	
t_0	$t_0 \in [T_{obs}]$	
t_E	$4 < t_E < 1000$ jours	
u_0	$u_0 < 1$	
χ^2_{dof}	pas de coupure	
$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi^2 > 100$	

TAB. 6.4 – Bilan de l'analyse de niveau 1. La couleur et la magnitude d'une étoile sont définies ici telles que $couleur = 2,5 \times \log(\frac{F_{baseR}}{F_{baseB}})$ et $magnitude = 2,5 \times \log(F_{baseR})$; $couleur_{clumpGR}$ et $magnitude_{clumpGR}$ sont la couleur et la magnitude du clump des géantes rouges correspondant au quart de CCD auquel appartient l'étoile considérée.

6.3.2 Analyse de niveau 2 : étude de l'échantillon enrichi

Suite aux coupures précédentes, on dispose d'un échantillon comprenant 30294 courbes de lumière d'étoiles géantes rouges. Ces courbes présentent au moins une fluctuation modélisée par une courbe de Paczyński dont le maximum d'amplification se situe dans les périodes d'observation de l'expérience, le temps d'Einstein est compris entre 4 et 1000 jours, le paramètre d'impact réduit est inférieur à 1, et la variable $\Delta\chi^2$ est supérieure à 100, et ceci dans au moins une des deux couleurs.

6.3.2.1 Analyse bi-couleur

La sélection finale des candidats est assurée par quatre sélections séparées selon les fluctuations testées. Chaque sélection correspond à un couple de fluctuations, une rouge et une bleue, qui doivent répondre toutes deux aux critères de l'analyse. On travaille avec les quatre couples de fluctuations suivants :

- cas 1 : première fluctuation rouge & première fluctuation bleue
- cas 2 : première fluctuation rouge & deuxième fluctuation bleue
- cas 3 : deuxième fluctuation rouge & première fluctuation bleue
- cas 4 : deuxième fluctuation rouge & deuxième fluctuation bleue

En cherchant à sélectionner uniquement les candidats très amplifiés, on n'attend que peu voire aucun candidat pour les cas 2, 3 et 4, les fluctuations les plus significatives étant les premières. Effectivement, aucun candidat n'a été révélé par l'analyse pour les trois derniers cas. Par conséquent, dans la suite, nous n'exposerons l'analyse que pour le cas 1. Pour celui-ci, après les coupures sur t_0 , u_0 , t_E et $\Delta\chi^2$ de la section 6.3.1 appliquées sur les deux couleurs,

le nombre d'étoiles sélectionnées est de 7880 sur 30294 issues de l'analyse de niveau 1. Nous allons maintenant réappliquer le même type de coupures, mais cette fois afin de sélectionner les bons candidats et non pas juste pour réduire le volume de données comme précédemment.

Coupe sur t_E

On applique la coupe suivante sur le temps d'Einstein dans les deux couleurs :

$$4 \text{ jours} < t_{E_{\text{rouge}}} < 500 \text{ jours} \quad \text{et} \quad 4 \text{ jours} < t_{E_{\text{bleu}}} < 500 \text{ jours}. \quad (6.13)$$

Coupe sur u_0

On applique la coupe suivante sur le paramètre d'impact u_0 :

$$\frac{u_{0_{\text{rouge}}} + u_{0_{\text{bleu}}}}{2} < 0,5. \quad (6.14)$$

Ces deux coupures sont mises en place dans le cadre de la stratégie de notre analyse. Pour des paramètres d'impact inférieurs à 0,5 les événements sont très amplifiés ; cela correspond à une amplification supérieure à 2,18 au maximum d'amplification. Après la coupe sur t_E , on passe d'un lot de 7880 étoiles à 6571 étoiles, et après la coupe sur u_0 , on passe de 6571 étoiles à 936. Cela prouve que l'échantillon n'est pas constitué de microlentilles : en effet passer de $u_0 < 1$ à $u_0 < 0,5$ devrait réduire l'échantillon d'un facteur inférieur à 2. Sur la figure 6.7 qui représente les distributions de l'instant de plus grande amplification t_0 en fonction du temps d'Einstein t_E en haut, et de t_0 en fonction du paramètre d'impact u_0 en bas, on observe un excès d'événements de bruit de fond lié à la réaluminisation du miroir, qui a eu lieu en mai-juin 1998 (aux alentours du jour EROS 3100). Lors de l'observation visuelle des courbes de lumière, on s'est aperçu que plusieurs d'entre elles comportaient un décrochement dans la ligne de base autour du jour 3100, où le flux de base voit sa valeur diminuer brutalement (un exemple de ce phénomène est montré figure 6.8). On attribue cette dérive du flux au fait que ces étoiles ont généralement dans leur voisinage (dans un rayon de 10 pixels environ) une étoile très brillante qui a vu son profil (PSF) changer après la réaluminisation du miroir. Par suite, les rayons lumineux qui proviennent de cette voisine brillante et qui affectent le flux de l'étoile considérée ont changé d'intensité (sur les clichés). Dans les courbes de lumière affectées par le phénomène, cela conduit à simuler une fluctuation de longue durée qui débute au début des observations d'EROS2 et qui se termine en juin 1998. Ces fluctuations sont détectées par le programme de filtrage et marquées comme "microlentilles". Lors de l'étape d'ajustement par une courbe de Paczyński, un minimum est souvent trouvé, et pour la majeure partie des courbes, la solution microlentille comporte une amplification faible et un long temps d'Einstein. Les coupures sur t_E et u_0 éliminent un grand nombre de ces événements (cf figure 6.7).

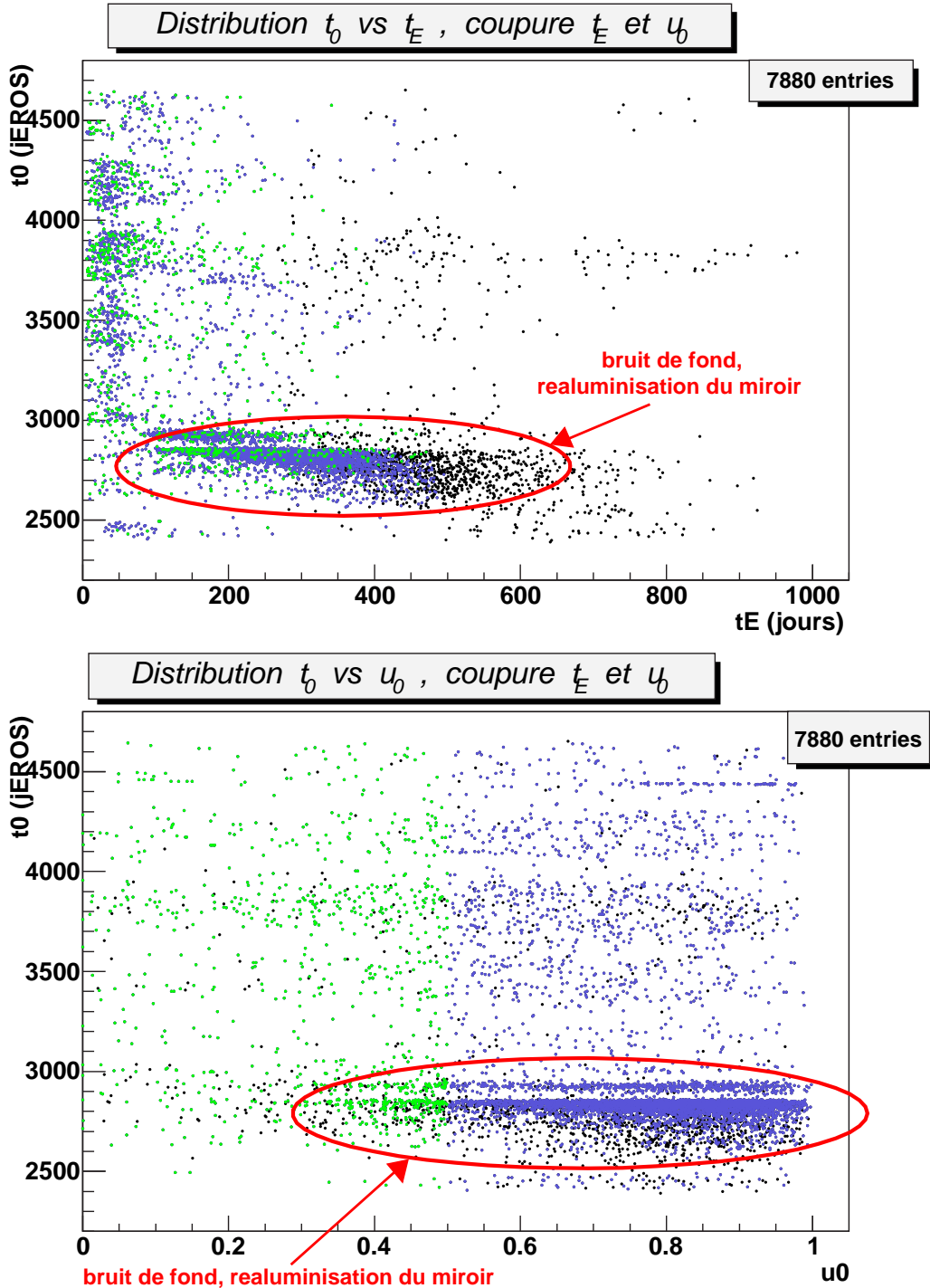


FIG. 6.7 – Distribution des paramètres ajustés, t_0 en fonction de t_E en haut et t_0 en fonction de u_0 en bas. Pour chacun de ces paramètres, c'est la moyenne sur les deux couleurs qui est représentée sur chaque figure (par exemple pour t_E , on a en fait représenté $\frac{t_{E_{rouge}} + t_{E_{bleu}}}{2}$). Le marquage des points en couleur représente l'application successive des coupures. Au début, toutes les étoiles sont marquées en noir (7880 étoiles). Ensuite, les étoiles pour lesquelles le temps d'Einstein t_E est inférieur à 500 jours dans les deux couleurs (6571 étoiles sur 7880) sont marquées en bleu. Pour finir, parmi ces étoiles marquées en bleu, celles dont la moyenne de u_0 sur les deux couleurs est inférieure à 0,5 sont marquées en vert (936 étoiles sur 6571). Finalement les étoiles retenues sont celles marquées en vert. L'excès d'événements de bruit de fond lié à la réaluminisation du miroir est en grande partie rejeté par les coupures sur t_E et u_0 .

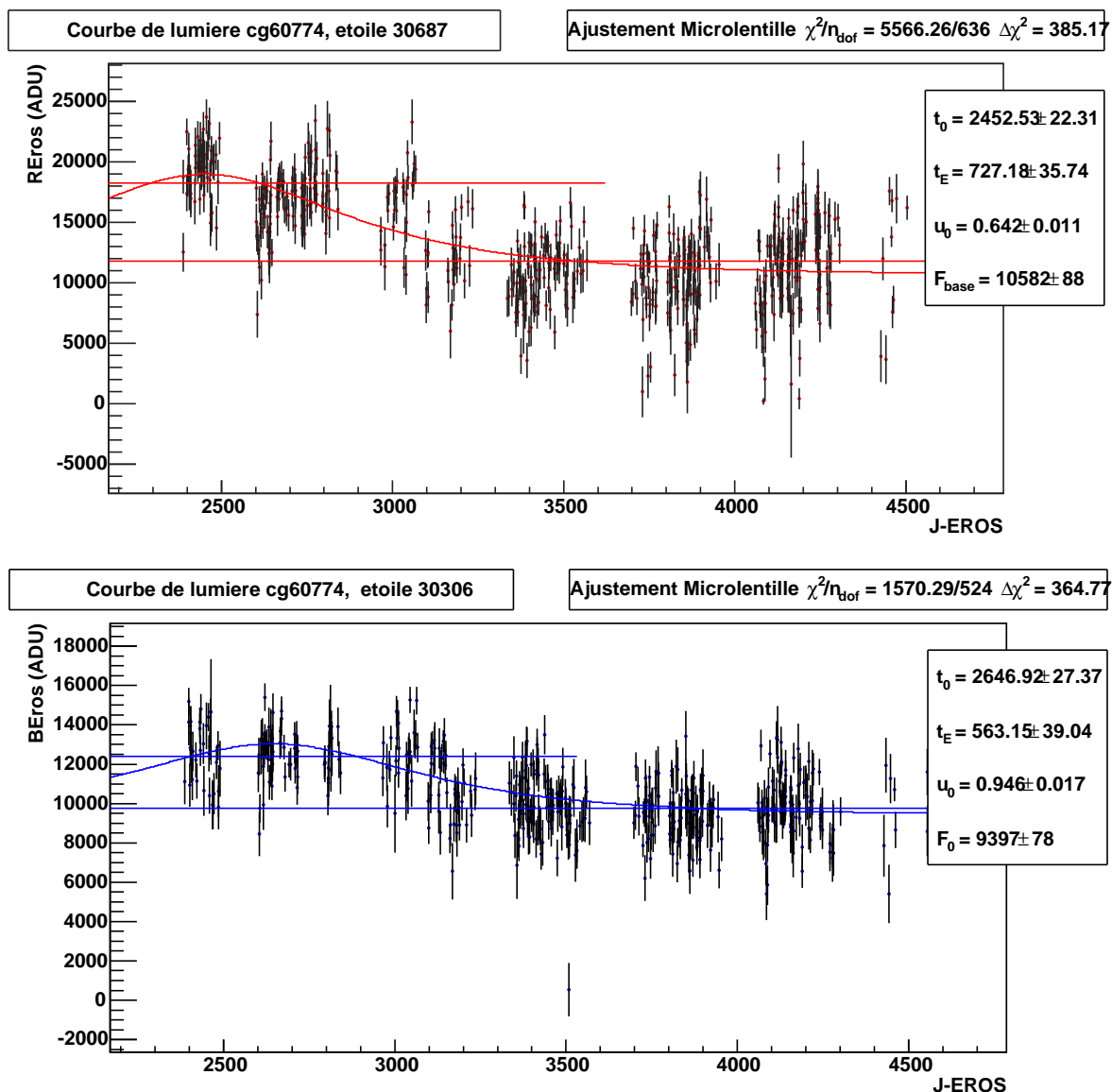


FIG. 6.8 – Diminution apparente du flux de base d’une étoile liée à la réaluminisation du miroir. Autour du jour 3100, le flux de base voit sa valeur diminuer brutalement ; les données se comportent comme s’il y avait deux lignes de base, une avant le jour 3100 et une après. Au cours du filtrage, la première ligne de base est considérée comme une fluctuation par rapport à la seconde et est modélisée par une courbe de Paczyński à long temps d’Einstein.

Les distributions du temps d'Einstein et du paramètre d'impact u_0 pour les 7880 étoiles à ce niveau de l'analyse sont représentées respectivement figure 6.9 et figure 6.10. Les effets des coupures de sélection sur t_E et u_0 y sont également représentés.

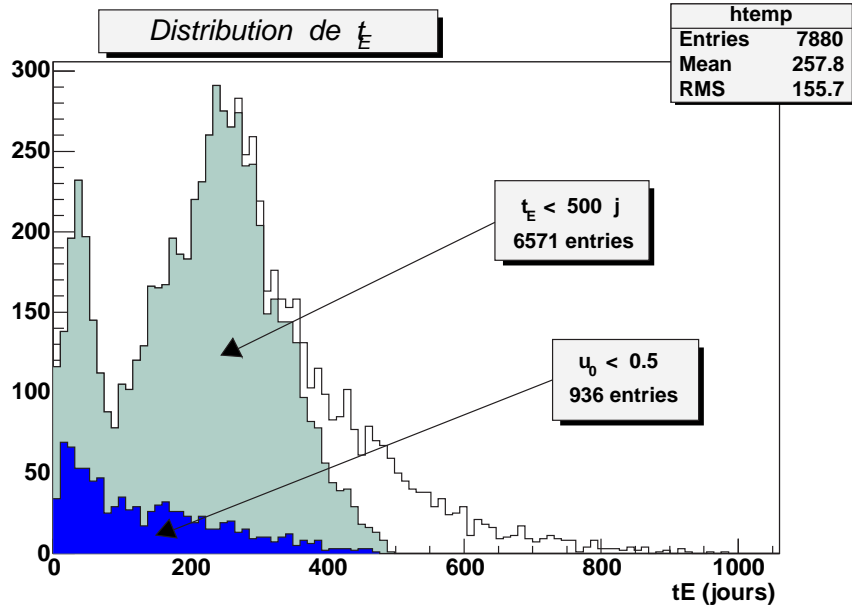


FIG. 6.9 – Distribution de t_E . Ici $t_E = \frac{t_{E_{rouge}} + t_{E_{bleu}}}{2}$, les coupures appliquées sont $t_{E_{rouge}} < 500$ jours et $t_{E_{bleu}} < 500$ jours, puis $\frac{u_{0_{rouge}} + u_{0_{bleu}}}{2} < 0,5$.

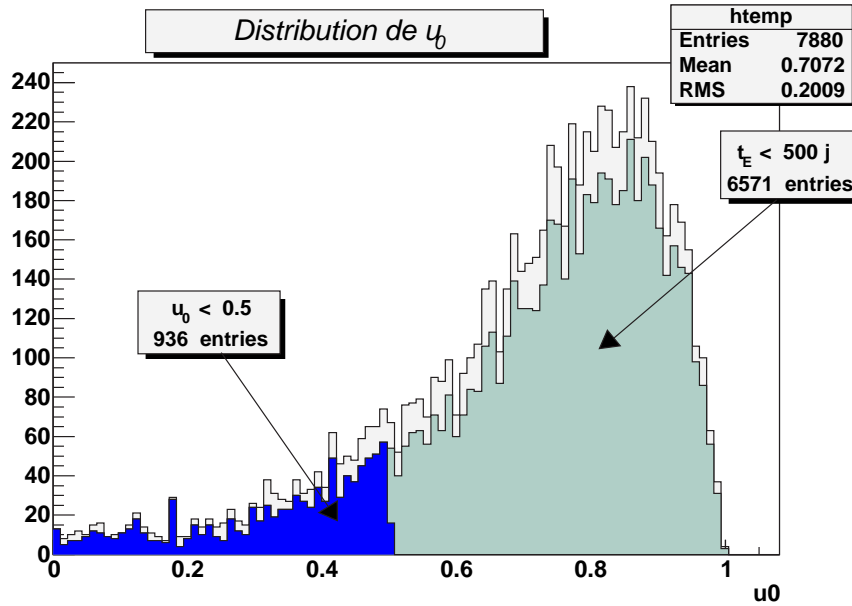


FIG. 6.10 – Distribution de u_0 . Ici $u_0 = \frac{u_{0_{rouge}} + u_{0_{bleu}}}{2}$, les coupures appliquées sont $t_{E_{rouge}} < 500$ jours et $t_{E_{bleu}} < 500$ jours, puis $\frac{u_{0_{rouge}} + u_{0_{bleu}}}{2} < 0,5$.

Coupure sur le χ^2

Les étoiles variables voient souvent une de leurs fluctuations ajustée par une courbe de Paczyński. Cependant, le χ^2 de l'ajustement est très élevé parce que la zone hors fluctuation de ces étoiles n'est pas plate (il n'y a pas de ligne de base). Un examen visuel d'un grand nombre de courbes de lumière a révélé que le χ^2 par degré de liberté des ajustements de courbe de Paczyński sur des étoiles variables était très grand, ce qui n'est pas surprenant (voir la figure 6.11 pour un exemple).

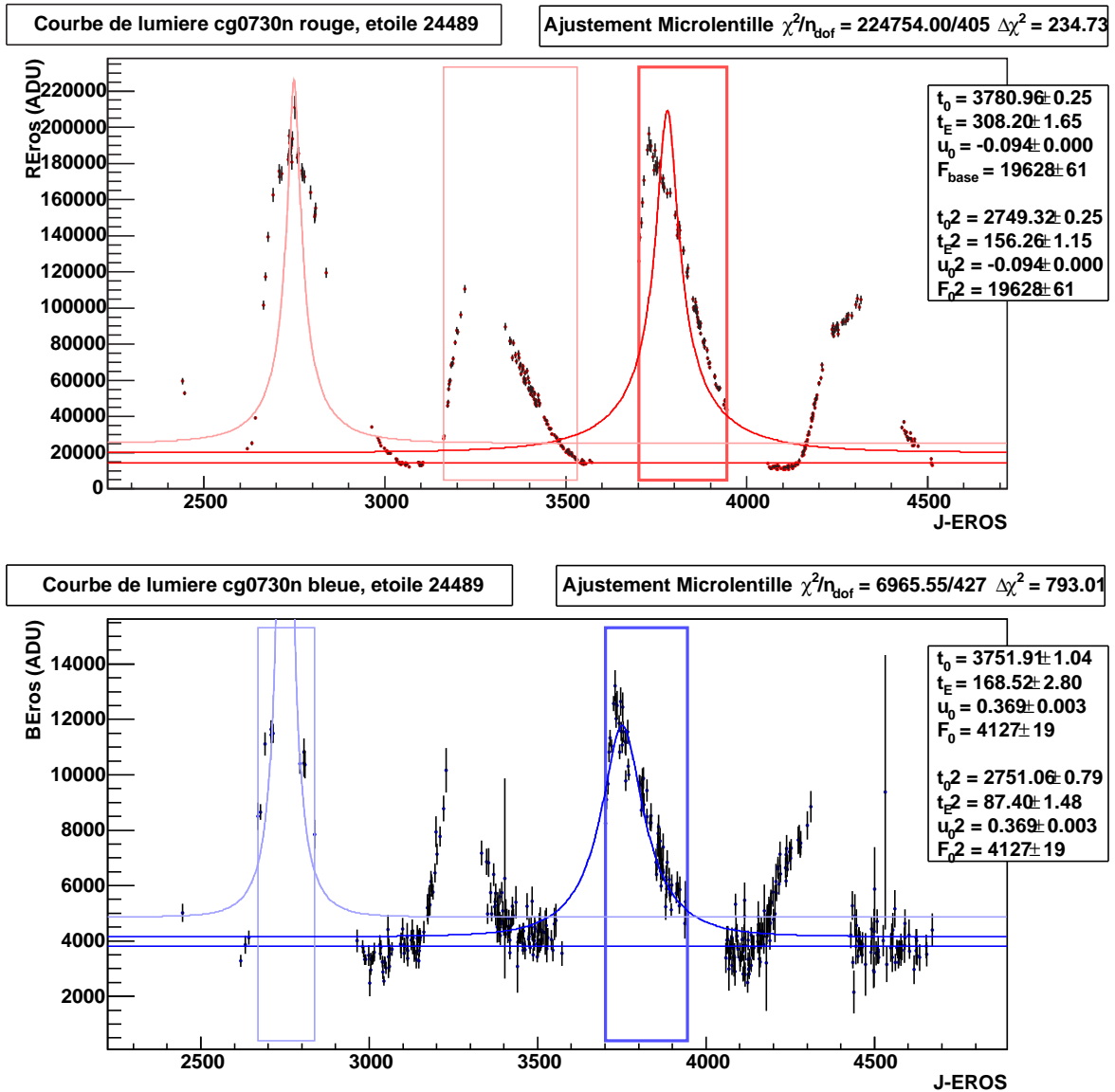


FIG. 6.11 – Exemple d'ajustement de courbe de Paczyński sur une étoile variable. Deux fluctuations ont été ajustées dans chacune des couleurs, une première (la plus significative) située autour du jour EROS 3765, et une deuxième au jour 2750. Le χ^2 par degré de liberté et le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement donnés en haut à droite de chacune des deux courbes de lumière correspondent à l'ajustement de la fluctuation la plus significative. Le χ^2 par degré de liberté est très élevé notamment en rouge, la courbe de lumière n'ayant pas de ligne de base.

La coupure sur le χ^2 a été déterminée à l'aide des étoiles simulées du champ dg610. La comparaison entre les distributions du χ^2 par degré de liberté pour les événements simulés et pour les données (figure 6.12), montre que la grande majorité des courbes simulées présente une valeur de χ^2 située dans la partie inférieure de la distribution des données ($\chi_{dof}^2 < 10$).

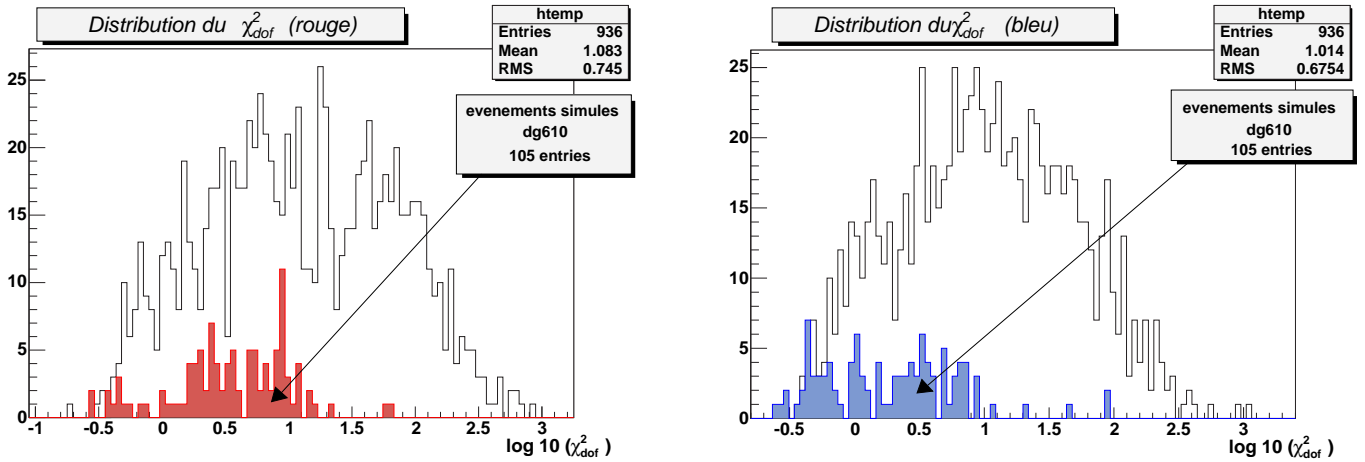


FIG. 6.12 – Distributions du χ^2 par degré de liberté de l'ajustement microlentille. La distribution des événements simulés est superposée à la distribution des données. La figure de gauche correspond aux courbes de lumière rouge et la figure de droite aux courbes de lumière bleue. Pour la quasi-totalité des événements simulés le χ^2 de l'ajustement microlentille est inférieur à 10.

Afin d'éliminer les étoiles variables, la coupure suivante sur le χ^2 de l'ajustement est appliquée dans les deux couleurs :

$$\frac{\chi_{rouge}^2}{N_{dof}} < 10 \quad \text{et} \quad \frac{\chi_{bleu}^2}{N_{dof}} < 10 \quad (6.15)$$

avec N_{dof} le nombre de degrés de liberté (degrees of freedom).

Sur les distributions de t_0 en fonction de t_E , et de t_0 en fonction de u_0 des 936 événements restants après les coupures sur t_E et u_0 (cf figure 6.13), les événements sélectionnés par la coupure sur le χ^2 (points magentas sur la figure) se distribuent essentiellement aux petits temps d'Einstein ($t_E < 50$ jours), uniformément en t_0 et en u_0 . Il reste toutefois encore une contamination d'événements de bruit de fond liés à la réaluminisation du miroir.

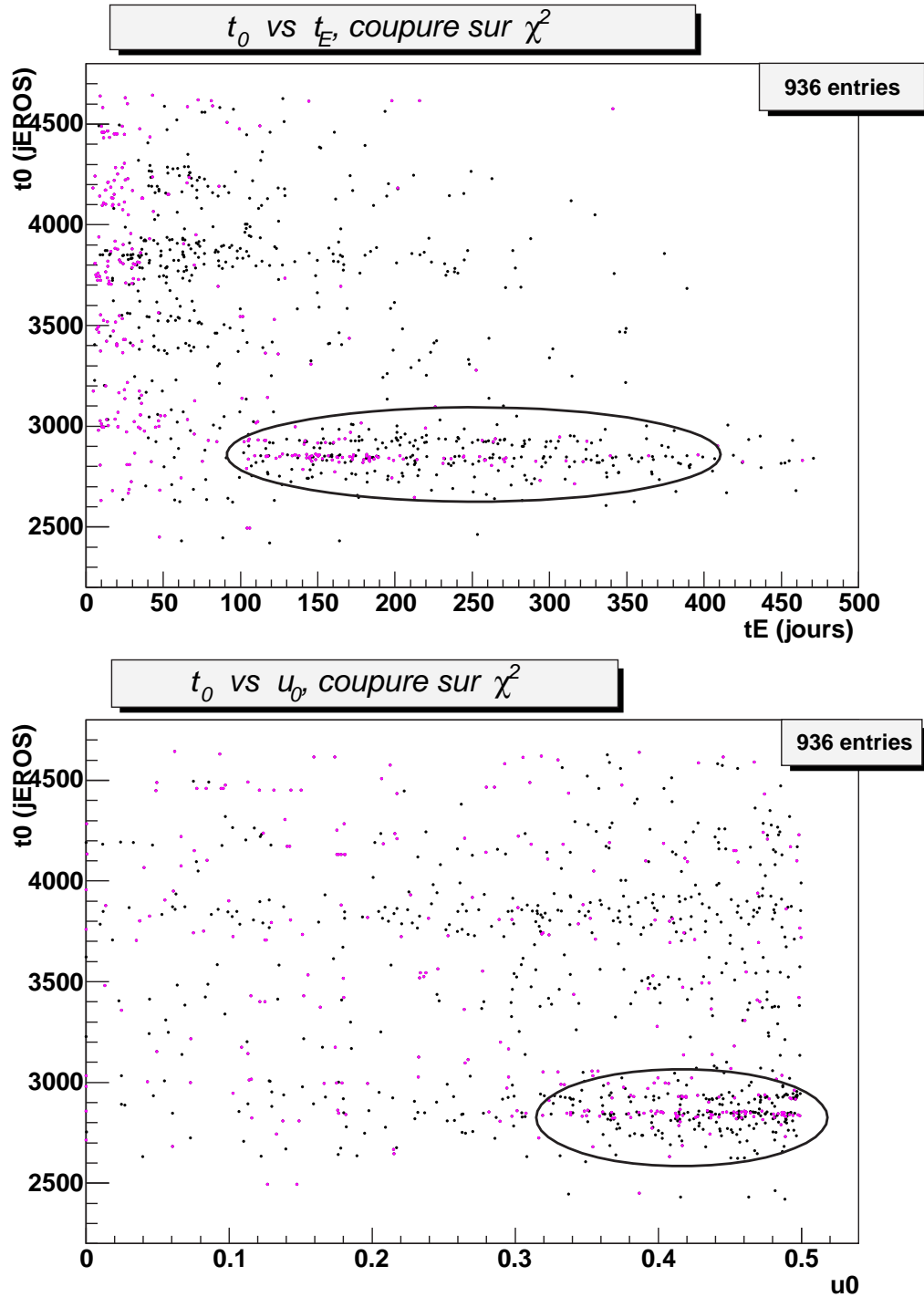


FIG. 6.13 – Distribution des paramètres ajustés, t_0 en fonction de t_E en haut et t_0 en fonction de u_0 en bas. Pour chacun de ces paramètres, c'est la moyenne sur les deux couleurs qui est représentée sur chaque figure (par exemple pour t_E , on a en fait représenté $\frac{t_{E_{rouge}} + t_{E_{bleu}}}{2}$). Les points marqués en magenta représentent les étoiles pour lesquelles le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement microlentille est inférieur à 10 dans les deux couleurs (310 étoiles sur 936). Après cette coupure il reste encore un excès d'événements de bruit de fond dû à la réaluminisation du miroir.

Coupure sur l'amélioration du χ^2

Pour juger de la qualité de l'ajustement microlentille, on utilise l'estimateur semi-empirique $\Delta\chi^2$ qui quantifie l'amélioration apportée par un ajustement de microlentille par rapport à l'ajustement d'un flux constant. Lors de la réduction de la taille de l'échantillon de données, une coupure sur $\Delta\chi^2$ a déjà été utilisée (cf 6.3.1) ; on exigeait que :

$$\Delta\chi^2 > 100. \quad (6.16)$$

À ce stade de l'analyse, on souhaite augmenter la valeur de cette coupure sur $\Delta\chi^2$ afin de sélectionner les candidats de "bonne qualité", c'est-à-dire très bien modélisés par un effet de microlentille. Comme pour la coupure sur le χ^2 , le seuil de sélection pour $\Delta\chi^2$ est déterminé à l'aide des étoiles simulées du champ dg610. La distribution de $\Delta\chi^2$ des événements simulés est superposée à la distribution de $\Delta\chi^2$ des données sur la figure 6.14.

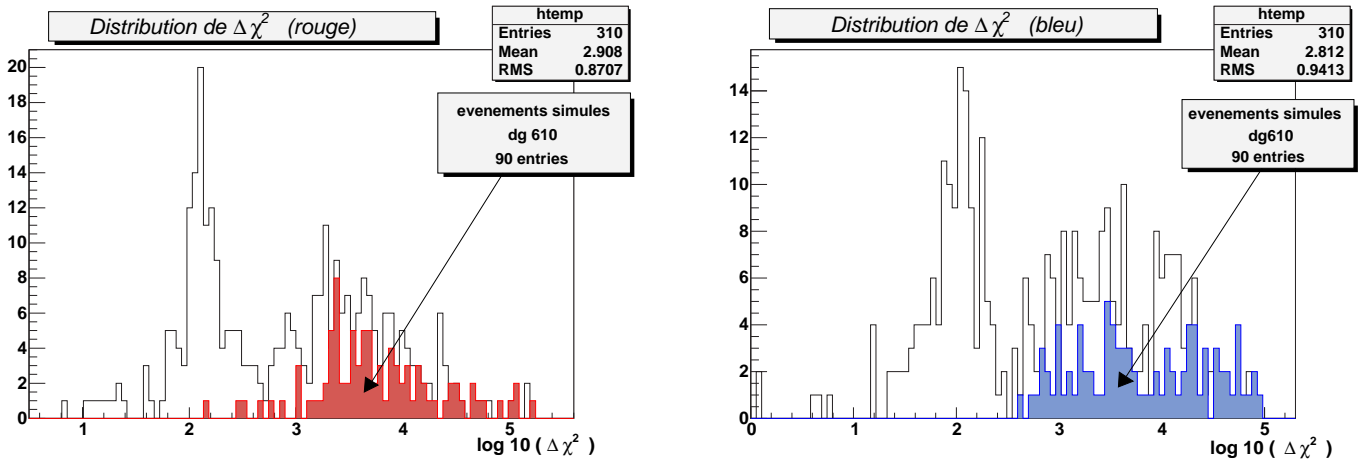


FIG. 6.14 – Distributions de $\Delta\chi^2$. La distribution des événements simulés est superposée à la distribution des données. La figure de droite correspond aux courbes de lumière rouge et la figure de gauche correspond aux courbes de lumière bleue.

Au vu de cette comparaison simulation/données, on applique le critère suivant :

$$\Delta\chi_{rouge}^2 > 300 \quad \text{et} \quad \Delta\chi_{bleu}^2 > 300. \quad (6.17)$$

Sur la figure 6.15, les distributions de t_0 en fonction de t_E et de t_0 en fonction de u_0 des 310 événements restants sont représentées. Les événements sélectionnés par la coupure sur $\Delta\chi^2$ sont marqués en rouge. L'excès résiduel d'événements de bruit de fond a disparu sous l'effet de cette coupure.

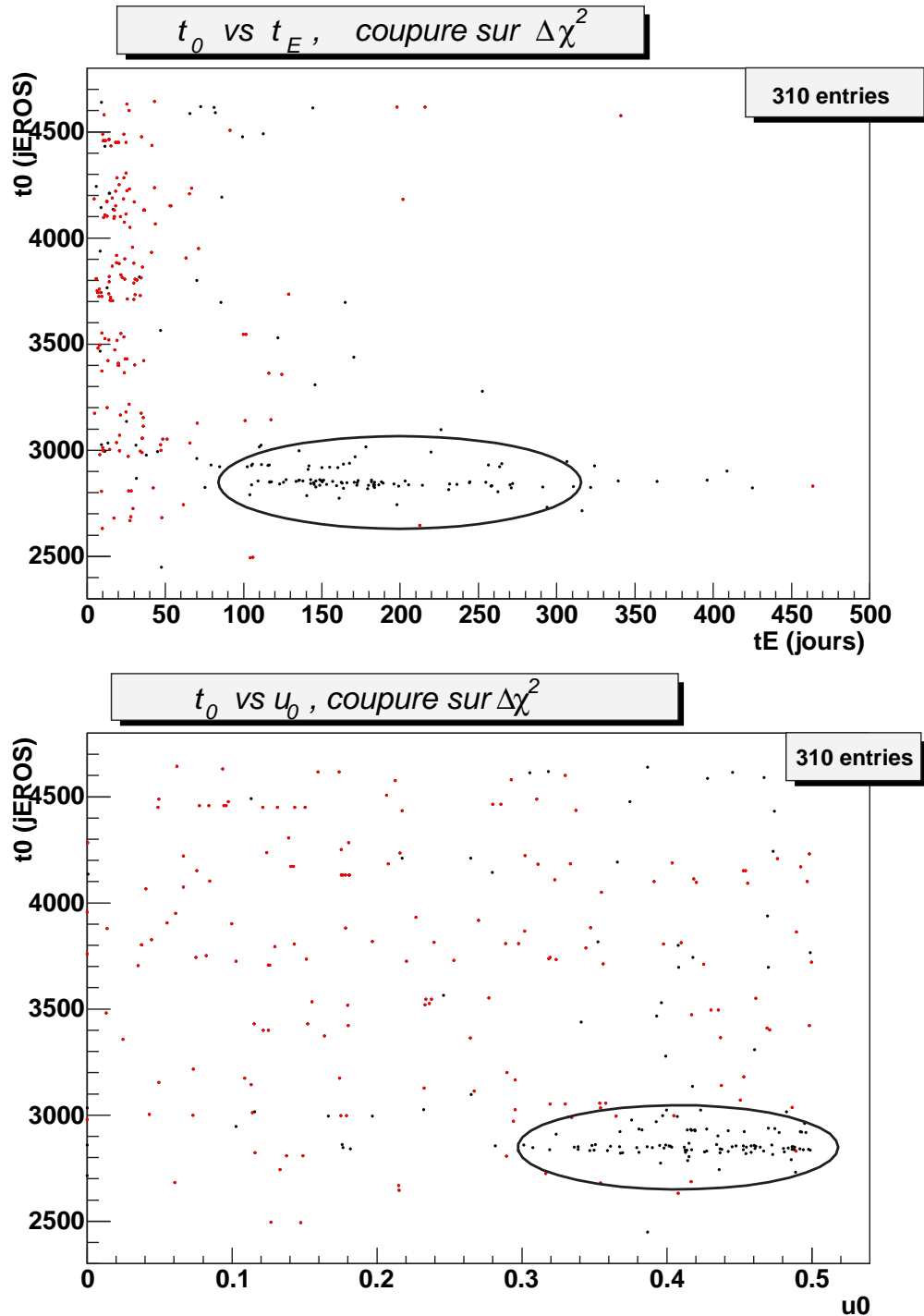


FIG. 6.15 – Distribution des paramètres ajustés, t_0 en fonction de t_E en haut et t_0 en fonction de u_0 en bas. Pour chacun de ces paramètres, c'est la moyenne sur les deux couleurs qui est représentée sur chaque figure (par exemple pour t_E , on a en fait représenté $\frac{t_{E_{\text{rouge}}} + t_{E_{\text{bleu}}}}{2}$). Les points marqués en rouge représentent les étoiles pour lesquelles $\Delta\chi^2$ (estimateur qui quantifie l'amélioration apportée par un ajustement de courbe de Paczyński par rapport à un ajustement par un flux constant) est supérieur à 300 dans les deux couleurs (166 étoiles sur 310). Cette coupure élimine l'excès résiduel d'événements de bruit de fond lié à la réaluminisation du miroir encore présent avant cette dernière coupure.

6.3.2.2 Résumé des coupures : analyse de niveau 2

Le Niveau 2 : c'est une analyse dite bi-couleur qui assure la sélection finale des candidats microlentille gravitationnelle. Les deux fluctuations les plus significatives (rouge et bleue) d'une étoile sont considérées simultanément. Elles doivent répondre aux critères de sélection listés dans le tableau 6.6.

Niveau 2		
variable	coupure	nombre d'étoiles retenues
t_0	$t_{0_{rouge}} \in [T_{obs}]$ et $t_{0_{bleu}} \in [T_{obs}]$	7880
t_E	$4 < t_{E_{rouge}} < 500$ jours et $4 < t_{E_{bleu}} < 500$ jours	6571
u_0	$\frac{u_{0_{rouge}} + u_{0_{bleu}}}{2} < 0,5$	936
χ_{dof}^2	$\chi_{dof_{rouge}}^2 < 10$ et $\chi_{dof_{bleu}}^2 < 10$ (voir eq. 6.15)	310
$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi_{rouge}^2 > 300$ et $\Delta\chi_{bleu}^2 > 300$ (voir eq. 6.17)	166

TAB. 6.5 – Bilan des coupures de l'analyse de niveau 2 sur les données filtrées. La couleur et la magnitude d'une étoile sont définies ici telles que $couleur = 2,5 \times \log(\frac{F_{baseR}}{F_{baseB}})$ et $magnitude = 2,5 \times \log(F_{baseR})$. $couleur_{clumpGR}$ et $magnitude_{clumpGR}$ sont la couleur et la magnitude du clump des géantes rouges correspondant au quart de CCD auquel appartient l'étoile considérée.

6.4 Résultats de l'analyse des données filtrées

Suite à l'analyse décrite précédemment, on trouve 166 candidats ; parmi ces 166 candidats, certains sont en plusieurs "exemplaires". Ils correspondent à des étoiles qui sont présentes sur plusieurs quarts de CCD à la fois. Ils sont au nombre de 25 et éliminés dans la suite. L'analyse a donc révélé **141 candidats** indépendants ; leurs caractéristiques et leur position sont listées dans le tableau A.5 de l'annexe A. On rappelle que ces candidats ont tous pour source une étoile brillante répondant aux critères des équations 6.5 et 6.6. Dans ce tableau, les candidats dont la source est une géante rouge (qui répond aux critères des équations 6.7, 6.8 et 6.9) sont surlignés en jaune ; ils sont au nombre de **91**. La position des candidats dans le diagramme couleur-magnitude est indiquée sur la figure 6.16.

Les 166 courbes de lumières des 141 candidats ont été inspectées visuellement. L'examen visuel a mis au jour 6 candidats "douteux" dont les courbes de lumière sont représentées dans l'annexe A sur les figures A.1, A.2, A.3, A.4, A.5 et A.6 à la suite du tableau des candidats. Il s'agit des candidats numéro 34, 75, 82, 85, 97, 130 ; parmi eux, les candidats numéro 75, 83, et 130 ont pour source une étoile géante rouge du clump. Les candidats 34 et 97 (surlignés en

rouge dans le tableau A.5) sont éliminés d'emblée ; les fluctuations ajustées ne sont clairement pas des effets de microlentille mais plutôt une dérive de la ligne de base qui simule une fluctuation de longue durée. En ce qui concerne les candidats 75, 82, 85 et 130, ils présentent des caractéristiques atypiques d'un effet de microlentille. Ces caractéristiques sont détaillées dans la légende des figures représentant les courbes de lumière (cf annexe A). On verra par la suite comment traiter ces candidats.

Les distributions des paramètres des candidats sont représentées sur la figure 6.17. Les parties rouges (histogrammes ou points) visibles sur ces figures correspondent aux deux candidats 34 et 97 que nous éliminons. On s'attend à trouver une distribution à peu près uniforme des temps de maximum d'amplification et des paramètres d'impact minimum. Pour les temps d'Einstein, on s'attend à une distribution piquée vers les petits t_E (typiquement 20 jours). Les distributions observées pour les temps d'Einstein et les paramètres d'impact minimum sont compatibles avec celles attendues. En revanche, en raison de l'échantillonnage différent selon les saisons d'observation, la distribution observée des paramètres t_0 n'est pas parfaitement uniforme. En ce qui concerne les deux candidats éliminés on peut remarquer qu'ils présentent des temps d'Einstein atypiques. On remarque aussi qu'il n'y a aucun candidat en 2002 ; ceci n'est pas surprenant car l'accident thermique survenu en janvier 2002 (cf section 4.2.2) a endommagé la caméra rouge qui a fourni par la suite des données détériorées.

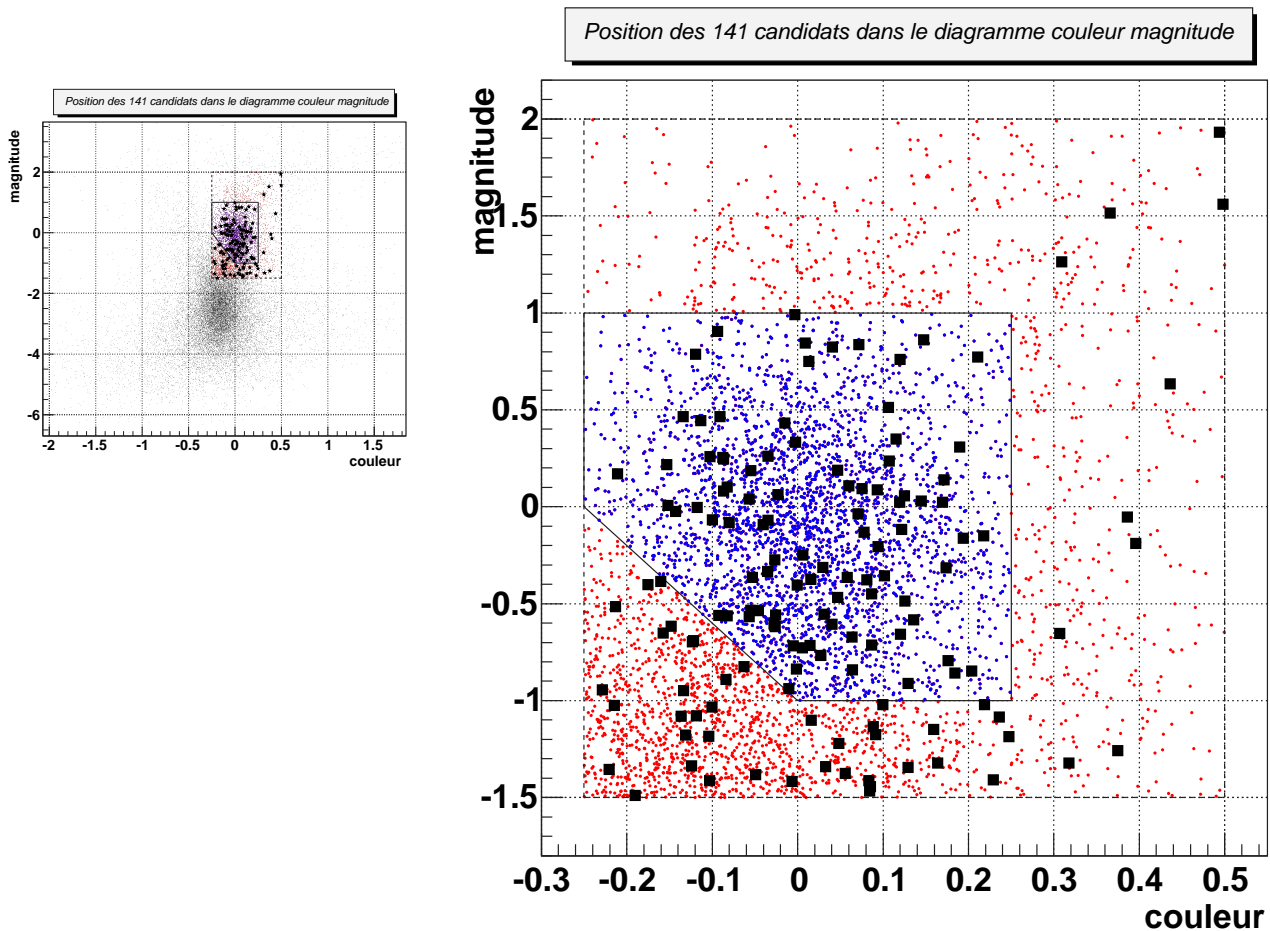


FIG. 6.16 – Position des 141 candidats dans le diagramme couleur-magnitude. Les candidats sont repérés par des carrés noirs. Il y a 91 candidats dans la zone en bleu utilisée pour calculer la profondeur optique.

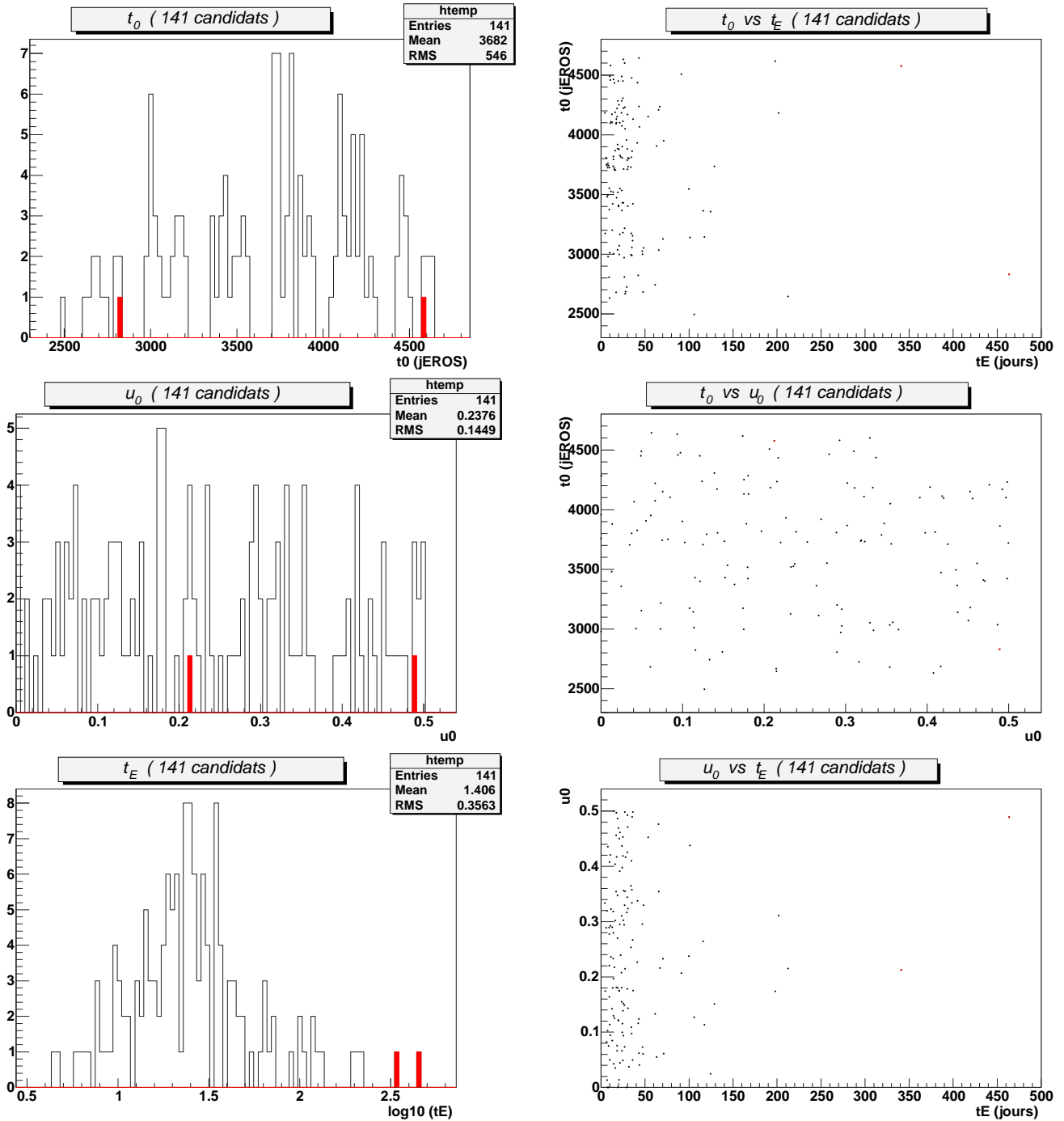


FIG. 6.17 – Distributions des paramètres des candidats.

Sur la figure 6.18, on peut vérifier la compatibilité des paramètres rouges et bleus. Les distributions des différents paramètres en rouge t_0 , t_E et u_0 en fonction des paramètres correspondants en bleu suivent des droites $y = x$. On observe toutefois des candidats marginaux sur la distribution u_0 rouge versus u_0 bleu. Ces candidats voient leurs paramètres u_0 rouge et u_0 bleu très différents, mais cela peut être dû à un mauvais échantillonnage ou à une courbe défectueuse dans une des deux couleurs. La courbe dans l'autre couleur présente un bel effet de microlentille. Par exemple le candidat 44, qui est indiqué sur la figure, a une courbe de lumière mal échantillonnée en rouge mais l'effet de microlentille est clair en bleu (voir figure

6.19). Dans l'annexe B, on présente les courbes de lumière de quelques candidats révélés par l'analyse : on y montre des candidats de courte durée, ceux qui ont les plus longues durées et quelques autres plus typiques.

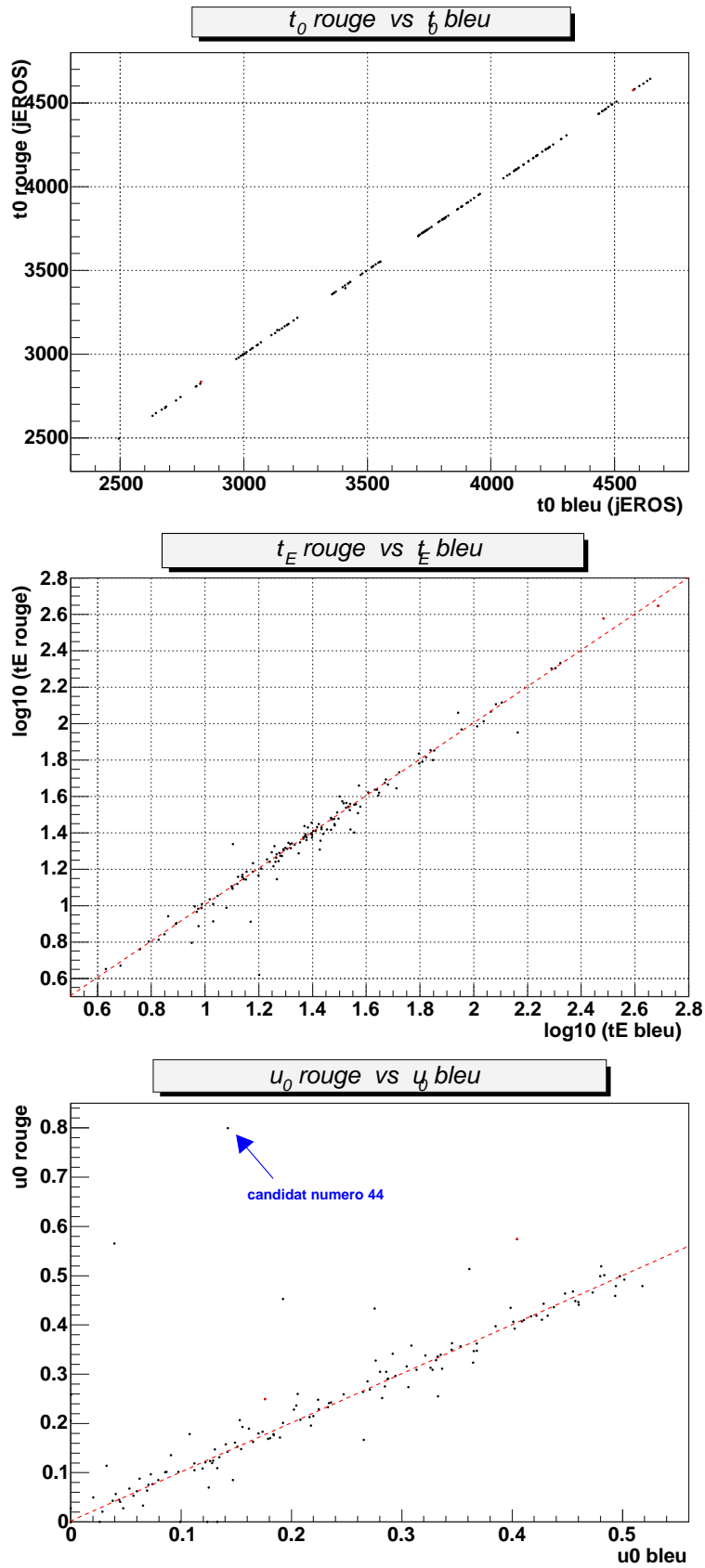


FIG. 6.18 – Compatibilité des paramètres rouges et bleus.

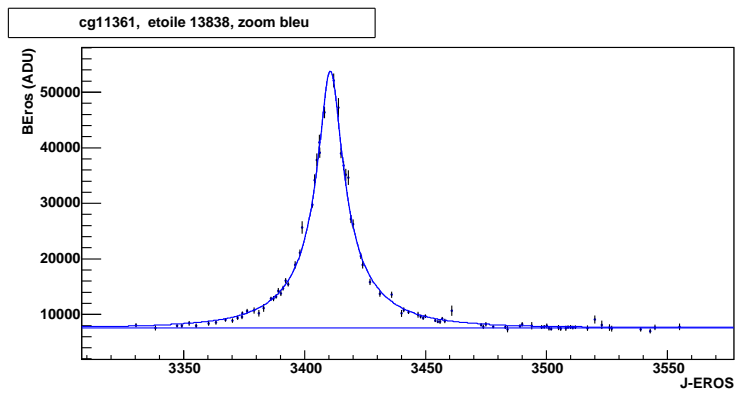
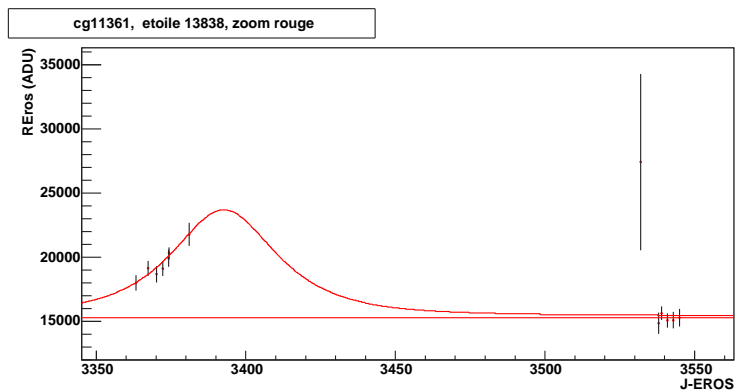
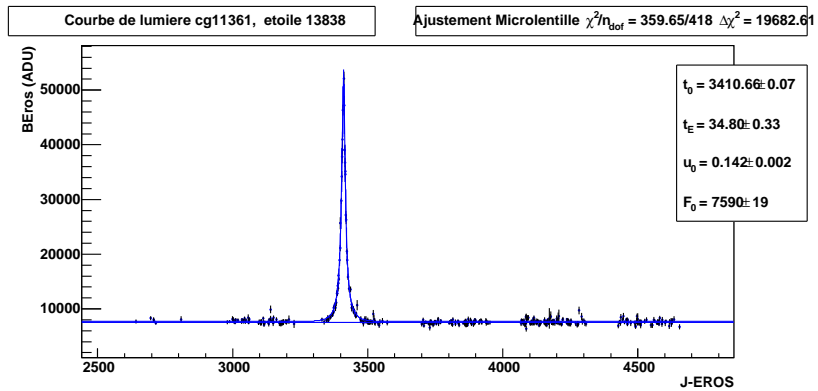
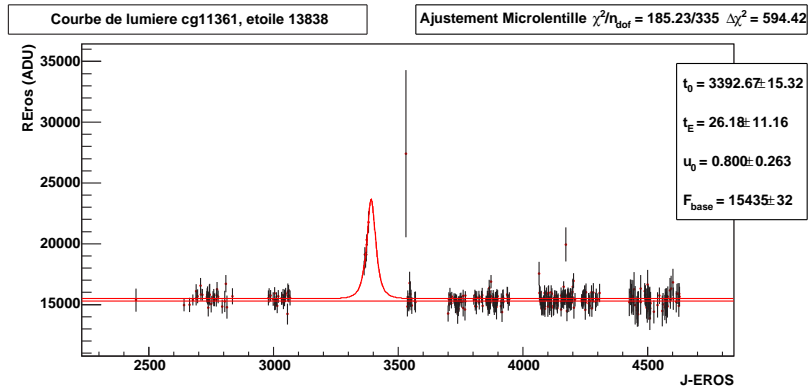


FIG. 6.19 – Courbe de lumière du candidat 44

6.5 Vérification de la stabilité de l'analyse

Pour vérifier la stabilité de notre analyse nous relâchons les coupures sur $\Delta\chi^2$ et sur χ^2 l'une après l'autre. Nous obtenons les résultats suivants :

Relâchement des coupures Lot de 936 étoiles après les coupures sur t_0, t_E et u_0 de l'analyse de niveau 2		
variable	coupure	nombre d'étoiles retenues
χ_{dof}^2	$\chi_{dof_{rouge}}^2 < 10$ et $\chi_{dof_{bleu}}^2 < 10$	310
$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi_{rouge}^2 > 300$ et $\Delta\chi_{bleu}^2 > 300$	166
Baisse du seuil en $\Delta\chi^2$		
χ_{dof}^2	$\chi_{dof_{rouge}}^2 < 10$ et $\chi_{dof_{bleu}}^2 < 10$	310
$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi_{rouge}^2 > 100$ et $\Delta\chi_{bleu}^2 > 100$	210 (+44)
Baisse de l'exigence sur le χ_{dof}^2		
χ_{dof}^2	$\chi_{dof_{rouge}}^2 < 100$ et $\chi_{dof_{bleu}}^2 < 100$	775
$\Delta\chi^2$	$\Delta\chi_{rouge}^2 > 300$ et $\Delta\chi_{bleu}^2 > 300$	201 (+35)

TAB. 6.6 – Stabilité de l'analyse. On relâche successivement les coupures sur χ^2 et $\Delta\chi^2$.

Après avoir relâché les coupures sur le χ^2 et $\Delta\chi^2$ nous obtenons 79 candidats en plus des

166 de l'analyse. Un examen visuel de ces 79 courbes de lumière a révélé 4 candidats (en fait 3 candidats en comptant ceux obtenus plusieurs fois à cause des marges utilisées dans le découpage des clichés CCD) compatibles avec un effet de microlentille gravitationnelle. Ces candidats ont été repérés parmi les courbes de lumière retenues après le relâchement de la coupure en χ^2 . Les autres candidats sont des courbes très bruitées avec des erreurs photométriques très grandes qui peuvent simuler une microlentille. Le nombre de véritables candidats détectés après le relâchement des coupures est faible ; cela montre que l'analyse est stable. Relâcher les coupures induit un échantillon de candidats très bruité ; il n'est pas judicieux de considérer ces candidats, la stratégie de l'analyse étant d'obtenir un échantillon de candidats le moins contaminé possible en bruit de fond. Pour le calcul de la profondeur optique, le nombre précis de candidats n'a pas d'importance car la profondeur optique tient compte de l'efficacité de détection. Celle-ci est estimée en envoyant un grand nombre de candidats simulés dans la chaîne de détection, et les coupures appliquées sur les données simulées sont bien évidemment les mêmes que celles appliquées sur les données réelles. On peut noter que le relâchement de la coupure en χ^2 a aussi révélé 3 courbes de lumière intéressantes, elles pourraient être compatibles avec des effets de microlentille avec défecteur binaire. Dans l'annexe C, on montre les candidats remarquables, ceux susceptibles de présenter des effets non-standard (parallaxe et lentille binaire).

Le calcul de la profondeur optique fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 7

Interprétation des résultats

Ce chapitre présente le résultat final de l'analyse : la profondeur optique vers le centre galactique. Dans un premier temps, il convient de déterminer l'efficacité de détection de la chaîne d'analyse. Dans un deuxième temps, nous donnerons la valeur de la profondeur optique obtenue ainsi que l'incertitude qui lui est associée. Puis, pour finir, nous discuterons du résultat par comparaison aux résultats précédents et par comparaison aux prédictions de modèles théoriques.

7.1 Détermination de l'efficacité de détection

À partir des 2% de courbes de lumière sélectionnées au hasard au cours du filtrage (cf section 5.3), une simulation Monte Carlo a été mise en œuvre. Pour chacune de ces courbes, un maximum d'amplification t_0 , un temps d'Einstein t_E et un paramètre d'impact u_0 sont tirés au hasard. Les paramètres sont engendrés de la manière suivante :

- t_0 : engendré uniformément entre le jour EROS 2263 et le jour EROS 4790. Une marge de 100 jours est ajoutée de part et d'autre de la période d'observation qui est comprise dans l'intervalle [2363,4690] des jours EROS.
- t_E : engendré selon une distribution exponentielle entre 4 et 1000 jours. On engendre une variable X distribuée uniformément dans l'intervalle $[\ln(t_{E_{min}}), \ln(t_{E_{max}})]$ avec $t_{E_{min}} = 4$ jours et $t_{E_{max}} = 1000$ jours, le temps d'Einstein simulé est alors $t_E = e^X$.
- u_0 : engendré uniformément entre 0 et 1,5

Sur la figure 7.1, on montre la distribution des paramètres engendrés pour la simulation d'événements microlentille. L'échantillon représenté correspond à 2% des étoiles pour quatre champs du centre galactique.

Pour simuler des effets de microlentille sur les données, le flux réel des courbes de lumière est multiplié par le facteur d'amplification standard simulé $A(t)$ correspondant aux paramètres engendrés (cf équation 7.1).

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}} \quad \text{avec} \quad u(t) = \sqrt{u_0^2 + \frac{(t - t_0)^2}{t_E^2}} \quad (7.1)$$

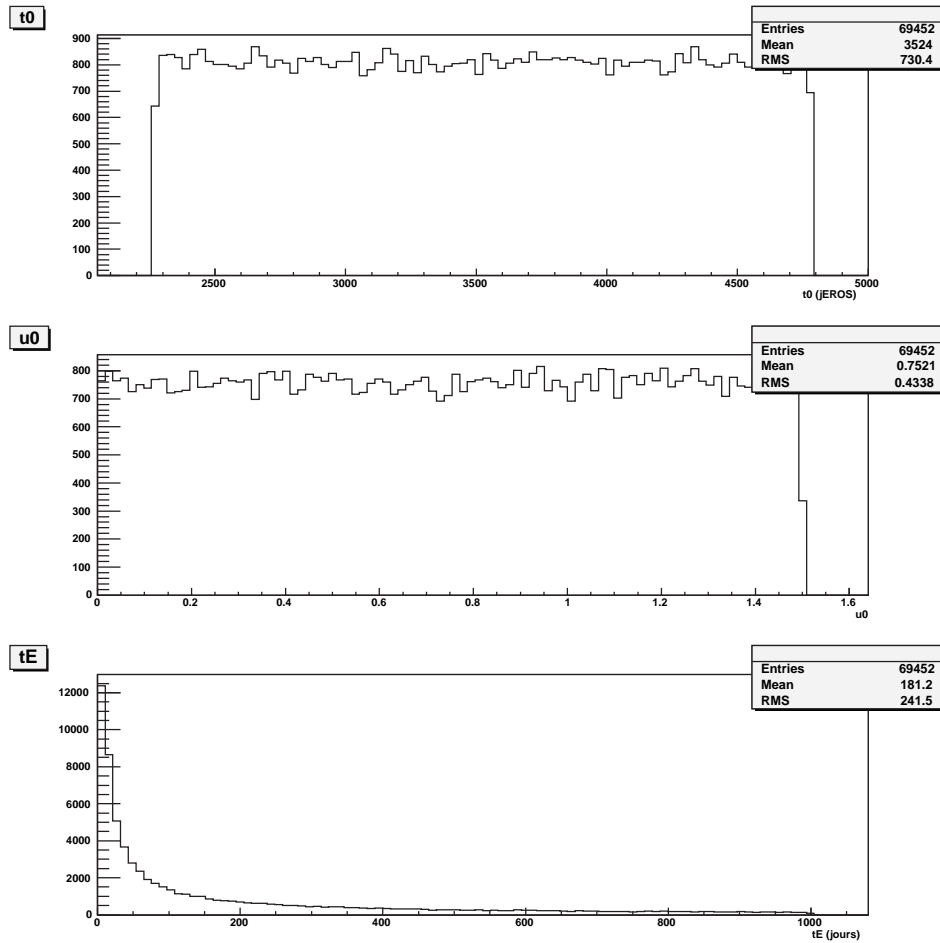


FIG. 7.1 – Distribution des paramètres engendrés t_0 , u_0 et t_E pour la simulation d'événements microlentilles. Ici sont représentés les paramètres engendrés pour les 2% de courbes de lumière des champs cg613, cg614, cg615, cg617 sélectionnées au préalable pour la simulation.

On obtient ainsi pour chaque point de mesure à la date t_i , un flux simulé $F'(t_i)$ et une erreur $\sigma'(t_i)$ associée tels que :

$$F'(t_i) = F(t_i) \times A(t_i) \quad (7.2)$$

$$\sigma'(t_i) = \sigma(t_i) \times A(t_i). \quad (7.3)$$

Un exemple du résultat de la simulation est donné figure 7.2 ; on y voit la courbe de lumière initiale d'une étoile et la même courbe de lumière avec l'événement microlentille simulé. La simulation Monte Carlo est appliquée sur 2% des étoiles de chaque champ du centre galactique, ceci représente environ 10^6 étoiles.

Toutes ces courbes de lumière qui présentent un candidat microlentille simulé sont traitées de la même façon que les "vraies" courbes, elles sont envoyées dans la chaîne d'analyse (application des coupures de niveau 1 et de niveau 2). L'efficacité globale de détection est obtenue en divisant le nombre de candidats détectés par le nombre de candidats engendrés répondant aux critères de sélection, c'est-à-dire les candidats pour lesquels les paramètres engendrés sont

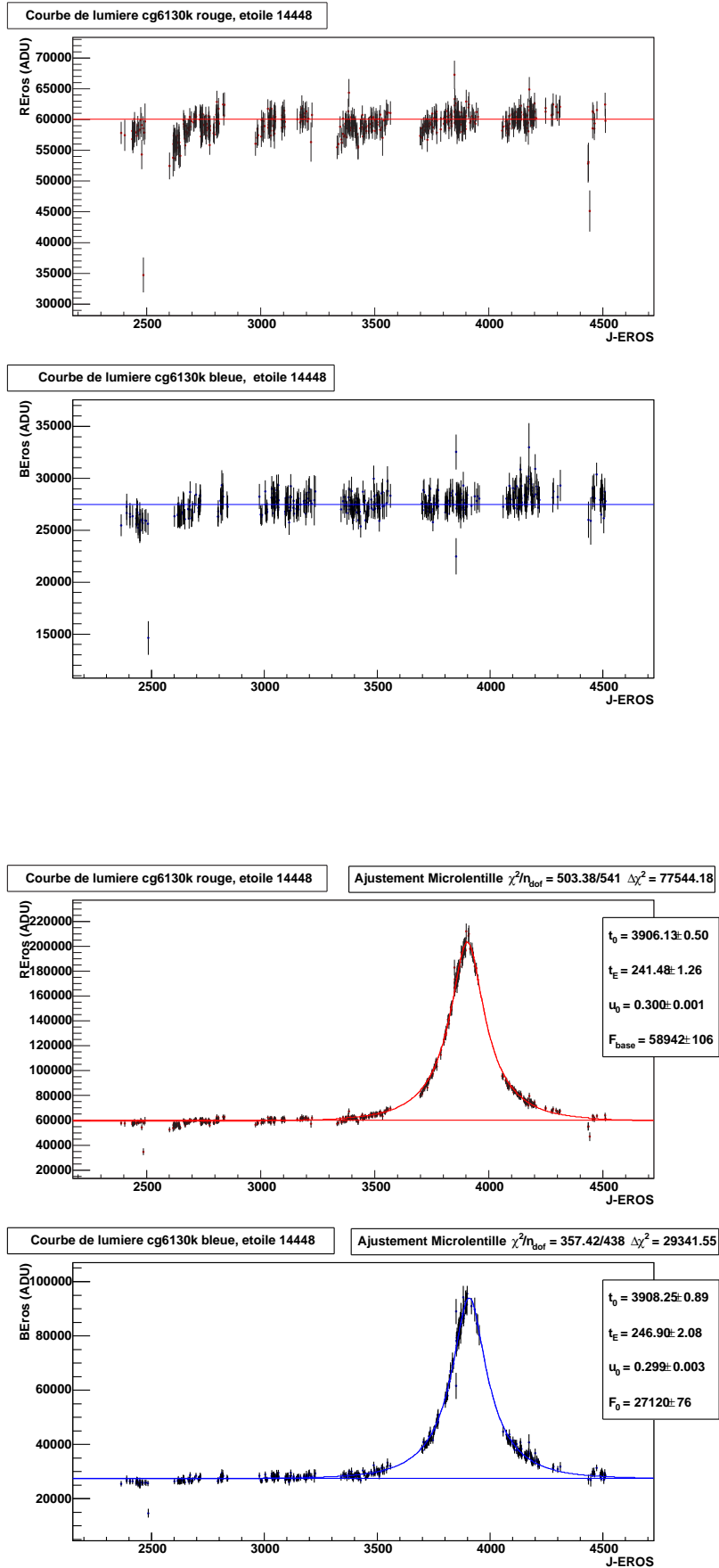


FIG. 7.2 – Simulation d'un événement microlentille sur une courbe de lumière. En haut, on montre la courbe de lumière initiale, en bas, on montre la même courbe de lumière mais avec un événement microlentille simulé.

tels que $t_0 \in [T_{obs}]$, $u_0 < 0.5$ et $4 \text{ jours} < t_E < 1000 \text{ jours}$ et dont l'étoile source est une géante rouge (GR) répondant aux critères des équations 6.7, 6.8 et 6.9. Le résultat global est le suivant :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{candidats détectés}}}{N_{\text{candidats engendrés}}(GR ; t_0 \in [T_{obs}] ; u_0 < 0,5 ; 4 j < t_E < 500 j)} \quad (7.4)$$

$$\epsilon = \frac{16026}{28648} = 0,559$$

L'efficacité moyenne de la chaîne de détection pour cette gamme de t_E est de 56%, mais celle-ci n'est pas constante avec le temps d'Einstein. En fait, pour les temps considérés ([4 jours, 500 jours]) c'est une fonction croissante de la durée des événements. Pour obtenir l'efficacité de détection en fonction du temps d'Einstein $\epsilon(t_E)$, on applique la formule 7.4 par petites "tranches" de temps d'Einstein, ce qui conduit à la courbe représentée figure 7.3. Ici les "tranches" de temps d'Einstein, c'est-à-dire les canaux ou *bins* de l'histogramme, ont une largeur d'environ 5% de t_E . La courbe est correctement ajustée par un polynôme du second degré, et par la suite nous utiliserons la formule suivante pour calculer l'efficacité de détection $\epsilon(t_E)$ associée à chacun des 91 candidats microlentilles :

$$\epsilon(t_E) = -0,338 + 0,8115 \times \log_{10}(t_E) - 0,1435 \times (\log_{10}(t_E))^2 \quad (7.5)$$

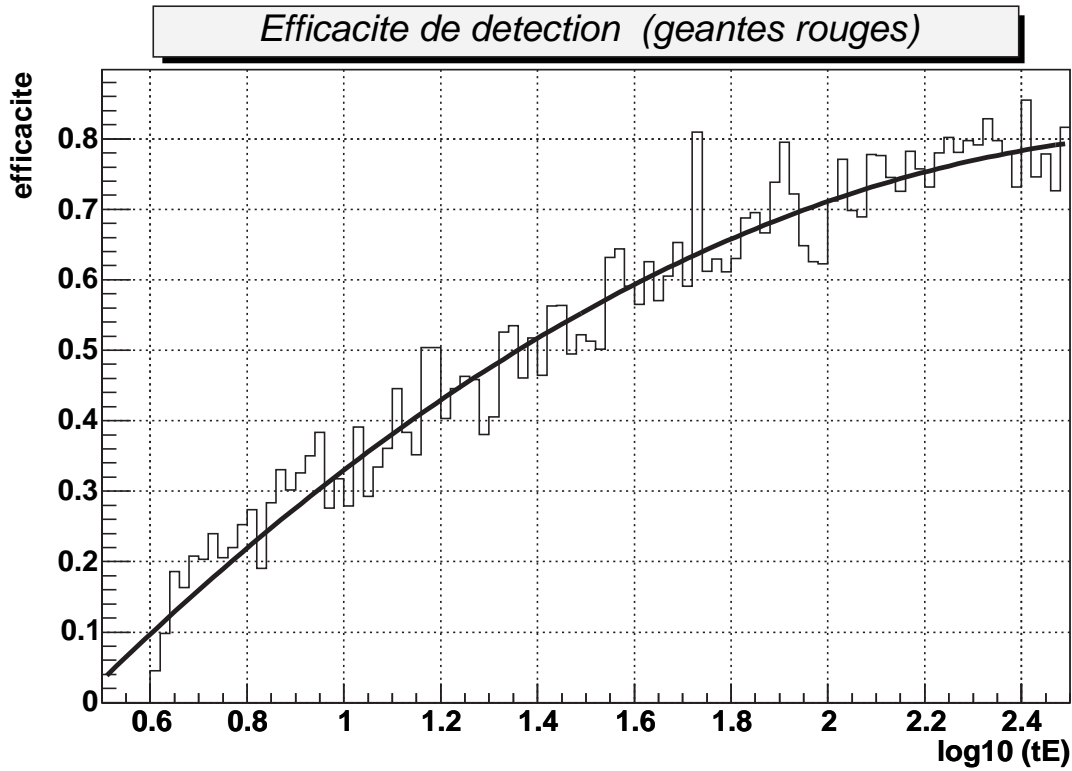


FIG. 7.3 – Efficacité de détection pour les étoiles géantes rouges.

Afin d'étudier la stabilité de la profondeur optique en fonction du lot d'étoiles sources, nous allons élargir ce lot aux étoiles brillantes et ne pas se restreindre aux seules géantes rouges.

Pour cela, on calcule l'efficacité de détection correspondante en faisant le même travail que précédemment, mais cette fois, on considère les étoiles qui répondent aux critères des équations 6.5 et 6.6. Le résultat est le suivant :

$$\epsilon = \frac{N_{\text{candidats détectés}}}{N_{\text{candidats engendrés}}(\text{brillantes} ; t_0 \in [T_{\text{obs}}] ; u_0 < 0,5 ; 4 j < t_E < 500 j)} \quad (7.6)$$

$$\epsilon = \frac{26222}{50222} = 0,522$$

L'efficacité moyenne de la chaîne de détection est de 52%. L'efficacité de détection en fonction du temps d'Einstein $\epsilon(t_E)$ est donnée par la courbe représentée sur la figure 7.4. Cette courbe est ajustée par le polynôme du second degré,

$$\epsilon(t_E) = -0,2856 + 0,6777 \times \log_{10}(t_E) - 0,09978 \times (\log_{10}(t_E))^2. \quad (7.7)$$

que nous utiliserons par la suite pour calculer l'efficacité de détection $\epsilon(t_E)$ associée à chacun des 139 candidats microlentilles (les candidats 34 et 97 ayant été éliminés, le nombre total de candidats est passé de 141 à 139).

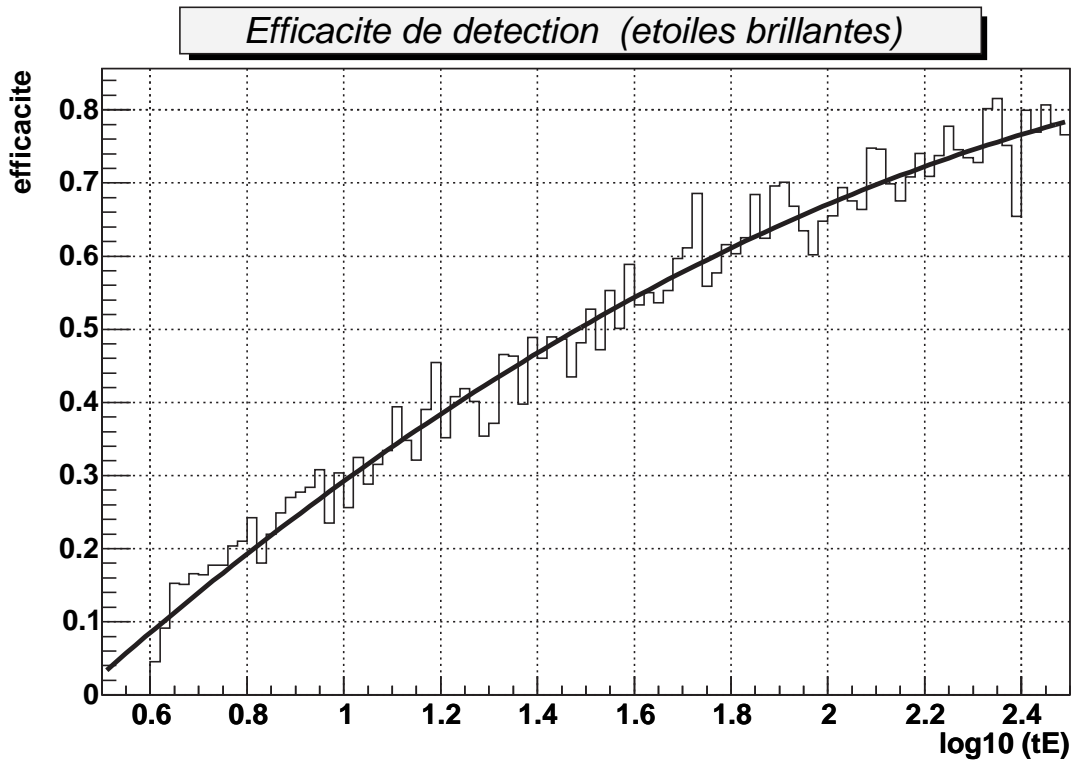


FIG. 7.4 – Efficacité de détection pour les étoiles brillantes.

L'efficacité globale de détection est donc de 52% pour les étoiles marquées par des points rouges et bleus sur la figure 7.5 et de 56% pour les étoiles marquées par les points bleus uniquement ; et ceci pour $4 < t_E < 500 j$ et une génération uniforme en $\log(t_E)$.

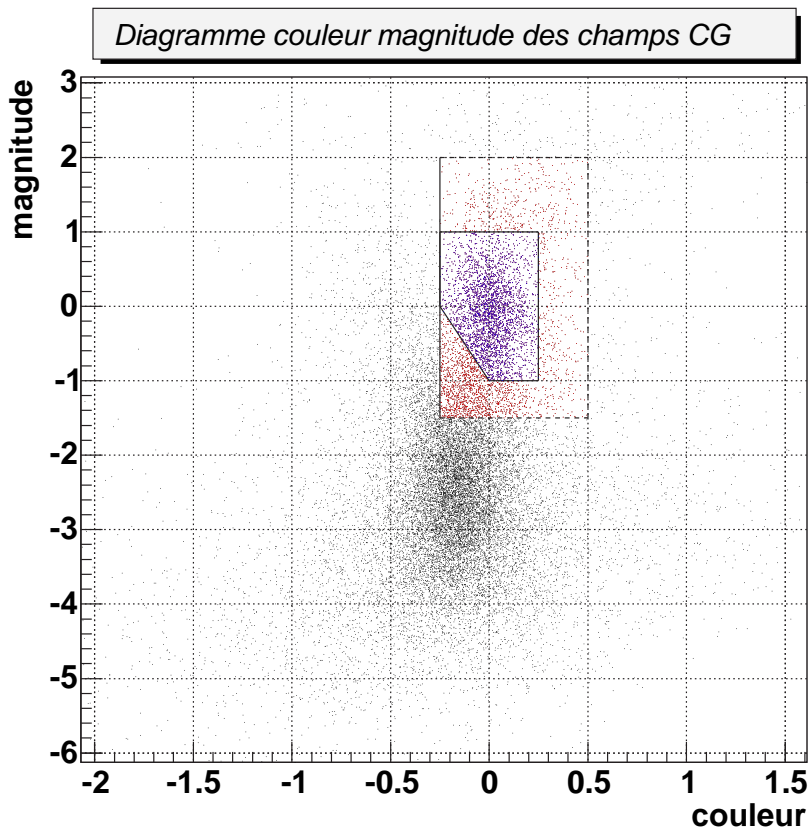


FIG. 7.5 – Diagramme couleur-magnitude des étoiles du centre galactique (CG). La couleur et la magnitude du clump des géantes rouges sont ramenées à zéro en soustrayant pour chacune des étoiles la couleur et la magnitude du clump déterminé pour le quart de CCD auquel elle appartient.

Remarque : La simulation Monte Carlo sur laquelle repose la détermination de l'efficacité de détection ne tient pas compte du filtrage (cf chapitre 5) et les erreurs photométriques simulées l'ont été de façon simpliste (cf équation 7.3) : on a travaillé dans l'hypothèse où l'erreur photométrique croît linéairement avec l'amplification ce qui n'est pas le cas ; l'erreur photométrique relative ne reste pas constante lorsque le flux varie (voir figure 4.8). Cependant ces hypothèses de travail sont raisonnables. L'analyse demande un maximum d'amplification dans les périodes d'observation et un paramètre d'impact $u_0 < 0,5$; avec une fréquence d'échantillonnage d'environ un point tous les 2 jours, ceci assure un nombre conséquent de points de mesure qui s'écartent significativement de la ligne de base. Le filtre demande au moins 5 points de mesure à plus de $2,5 \sigma_i$ de la ligne de base. On peut alors penser que les événements sélectionnés par l'analyse le sont aussi par le filtre. Seul les événements à très petits temps d'Einstein pourraient ne pas l'être, mais ces événements contribuent peu à la profondeur optique. Quant aux erreurs photométriques, on a vu section 4.4.4 que pour les étoiles que l'on considère ici, les géantes rouges, l'erreur photométrique relative varie peu en fonction du flux. Toutefois, afin de vérifier la simulation, des tests ont été réalisés sur un sous-échantillon. Pour 5 quarts de CCD par champ sélectionnés aléatoirement, on a simulé des événements microlentille sur 2% des étoiles. Les erreurs photométriques simulées tiennent compte de la variation de la précision photométrique avec le flux (cf section 4.4.4) et avant d'être traité par la chaîne d'analyse, ce lot de données simulées a été filtré. Nous avons obtenu une efficacité de détection semblable à celle citée plus haut (pour 7066 candidats "géantes rouges" engendrés et satisfaisant les critères

de sélection de l'analyse, 3989 ont été détectés, ce qui correspond à une efficacité de 56%).

7.2 Calcul de la profondeur optique et du taux d'événements

7.2.1 Détermination expérimentale

La profondeur optique τ est déterminée expérimentalement en sommant la contribution en temps de chaque événement observé selon la formule suivante :

$$\tau = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \frac{\pi}{2} \frac{1}{u_{0\text{max}}} \sum_{\text{candidats}} \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} \quad (7.8)$$

où $N_{\text{étoiles}}$ est le nombre d'étoiles suivies pendant l'expérience, (ici on ne considère que les étoiles géantes rouges), T_{obs} est la durée de l'observation, $u_{0\text{max}}$ est le paramètre d'impact maximum considéré (0,5 dans cette analyse), t_E le temps d'Einstein et $\epsilon(t_E)$ l'efficacité de détection à t_E donné. Avec les mêmes variables, le taux d'événements Γ avec $u_{0\text{max}} \neq 1$ est donné par :

$$\Gamma = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \frac{1}{u_{0\text{max}}} \sum_{\text{candidats}} \frac{1}{\epsilon(t_E)}. \quad (7.9)$$

7.2.2 Profondeur optique et taux d'événements

Si on considère les 91 candidats ayant pour source une étoile géante rouge, on trouve :

$$\sum_{\text{candidats}} \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} = 5400,14 \text{ jours} \quad \text{et} \quad \sum_{\text{candidats}} \frac{1}{\epsilon(t_E)} = 195,486. \quad (7.10)$$

Le nombre total d'étoiles géantes rouge suivies est de $N_{\text{étoiles}} = 5,57 \times 10^6$ et la période d'observation est de 1704 jours. On obtient donc la profondeur optique et le taux d'événements respectivement

$$\tau = 1,79 \times 10^{-6} \quad (7.11)$$

et

$$\Gamma = 15,04 \times 10^{-6} \text{ étoile}^{-1} \text{ an}^{-1}. \quad (7.12)$$

7.2.3 Incertitude sur la profondeur optique

L'erreur statistique sur la profondeur optique et le taux d'événements peut être estimée de façon simple.

En considérant l'écart type $\sigma_{\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}}$ de la distribution des N variables $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$ correspondant aux N candidats, l'erreur statistique associée est $\frac{\sigma_{\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}}}{\sqrt{N}}$ telle que :

$$\tau = \frac{1}{N_{\text{étoiles}} T_{\text{obs}}} \frac{\pi}{2} \frac{1}{u_{0\text{max}}} \times N \left[\left\langle \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} \right\rangle \pm \frac{\sigma_{\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}}}{\sqrt{N}} \right]. \quad (7.13)$$

Cette formule est valable pour une loi gaussienne ; même si la variable $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$ ne suit pas une loi gaussienne, comme N est assez grand, on peut l'appliquer ici (théorème central limite). Cette erreur doit être combinée (propagation des erreurs) à l'erreur statistique \sqrt{N} faite sur le nombre de candidats N . On obtient ainsi pour la profondeur optique, l'erreur

$$Err_{\tau} = 0,20 \times 10^{-6}, \tag{7.14}$$

On calcule l'erreur sur le taux d'événements de la même façon que pour la profondeur optique et on obtient :

$$Err_{\Gamma} = 0,66 \times 10^{-6}. \tag{7.15}$$

Les distributions des variables $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$ et $\frac{1}{\epsilon(t_E)}$ sont représentées respectivement sur les figures 7.6 et 7.7.

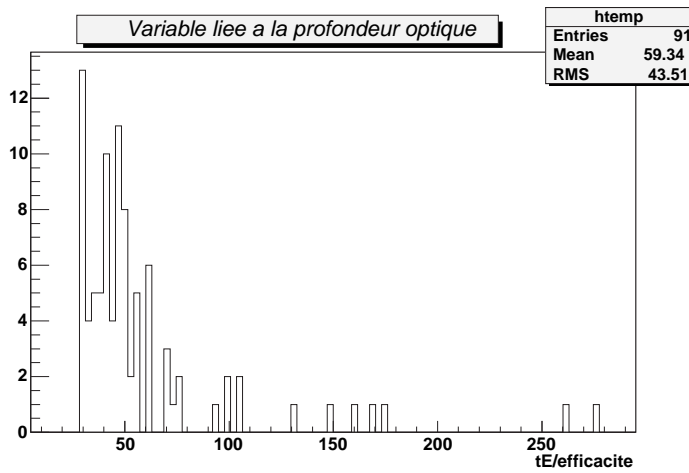


FIG. 7.6 – Distribution de la variable $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$.

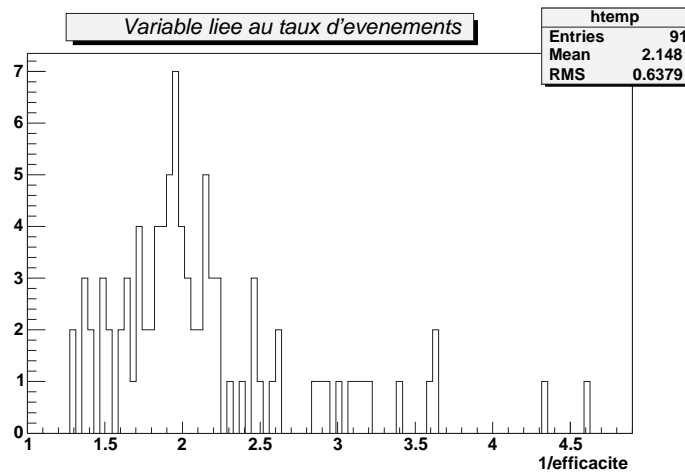


FIG. 7.7 – Distribution de la variable $\frac{1}{\epsilon(t_E)}$.

7.2.4 Stabilité de la profondeur optique

Nous avons vu dans la section 6.4 et dans l'annexe A que 6 des 141 candidats détectés par l'analyse ont des courbes de lumière présentant un effet de microlentille discutable ; 2 de ces 6 candidats ont été définitivement éliminés. Par ailleurs, les 139 candidats restants ont été détectés dans un échantillon d'étoiles sources très élargi autour du clump des étoiles géantes rouges. Il est intéressant de déterminer la profondeur optique pour ces différents échantillons d'étoiles sources et de candidats. Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 7.1.

Population d'étoiles et candidats considérés	N_{obs}	T_{obs}	N_{cand}	$\tau/10^{-6}$	$\Gamma/10^{-6}$ (par étoile par an)
géantes rouges et tous les candidats	$5,57 \times 10^6$	1704 jours	91	$1,79 \pm 0,20$	$15,04 \pm 0,66$
géantes rouges sans les candidats <i>n</i> ^o 75, 82, 130	$5,57 \times 10^6$	1704 jours	88	$1,73 \pm 0,20$	$15,52 \pm 0,65$
étoiles brillantes et tous les candidats	$9,95 \times 10^6$	1704 jours	139	$1,67 \pm 0,14$	$14,70 \pm 0,76$
étoiles brillantes sans les candidats <i>n</i> ^o 75, 82, 83, 130	$9,95 \times 10^6$	1704 jours	135	$1,63 \pm 0,14$	$14,30 \pm 0,78$

TAB. 7.1 – Mesures de la profondeur optique vers le centre galactique. Les différentes valeurs de la profondeur optique τ et du taux d'événements Γ obtenues pour les différentes populations d'étoiles et les différents lots de candidats sont indiquées. N_{obs} est le nombre d'étoiles suivies, T_{obs} la durée de l'observation et N_{cand} le nombre de candidats considérés.

D'après le tableau 7.1 nous voyons que la profondeur optique ne varie que de 7% pour les deux différents échantillons d'étoiles sources. En ce qui concerne les candidats qu'on soupçonne être de faux candidats microlentille (numéro 75, 82, 83 et 130), ils ne posent pas de problèmes en pratique car leur contribution à la profondeur optique est très faible.

7.3 Dépendance spatiale de la profondeur optique

La zone du ciel suivie pour ce travail de thèse est grande par rapport aux mesures précédentes (expériences concurrentes et EROS2). Par conséquent, il est intéressant dans ce cas de calculer la profondeur optique en fonction de la latitude galactique b . On espère ainsi mettre en évidence le gradient de profondeur optique attendu. En effet, du fait que la densité d'objets chute rapidement lorsque la latitude b (en valeur absolue) augmente — la galaxie étant un disque — on s'attend à voir diminuer la profondeur optique en s'éloignant du plan galactique. Le tableau 7.2 indique la profondeur optique pour différentes latitudes. Les valeurs données ont été calculées à partir des 91 candidats ayant pour source une étoile géante rouge et à partir de l'efficacité de détection calculée pour l'ensemble des champs analysés (cf équation 7.5).

b_{min}	b_{max}	$\langle b \rangle$	nombre de GR	nb candidats	$\tau/10^{-6}$
-7,00	-5,00	-5,60	435304	5	$1,64 \pm 0,65$
-5,00	-3,00	-3,82	1889114	26	$1,30 \pm 0,21$
-3,00	-1,00	-2,39	1206822	24	$2,59 \pm 0,55$
1,00	3,00	2,26	1220940	27	$1,79 \pm 0,13$
3,00	5,00	3,78	783634	8	$1,73 \pm 0,72$
5,00	7,00	5,33	101721	1	$0,74 \pm -$

TAB. 7.2 – Mesures de la profondeur optique en fonction de la latitude. Les différentes valeurs de la profondeur optique τ sont données pour des intervalles de latitude $[b_{min}, b_{max}]$, “nombre de GR” est le nombre d’étoiles géantes rouges dans les champs de l’intervalle de latitude et “nb candidats” est le nombre de candidats de microlentille trouvés dans l’intervalle de latitude considéré.

Le tableau 7.2 indique un gradient de profondeur optique en latitude. La valeur centrale de la profondeur optique pour l’intervalle de latitude $[-7;-5]$ semble un peu élevée par rapport à ce qui est attendu. Cependant le nombre de candidats est faible dans cette zone et il peut s’agir d’une fluctuation statistique. Ce résultat est un résultat préliminaire. Pour l’améliorer, il sera nécessaire de calculer une efficacité de détection locale. On peut par exemple déterminer l’efficacité de détection par champ ce qui permet de tenir compte des différences d’échantillonnage entre les différents champs. La figure 7.8 indique la position des candidats de microlentille dans les champs observés ainsi que leur contribution à la profondeur optique. Sur cette figure, on remarque, comme attendu, que plus on s’éloigne du centre galactique en latitude, moins on observe de candidats.

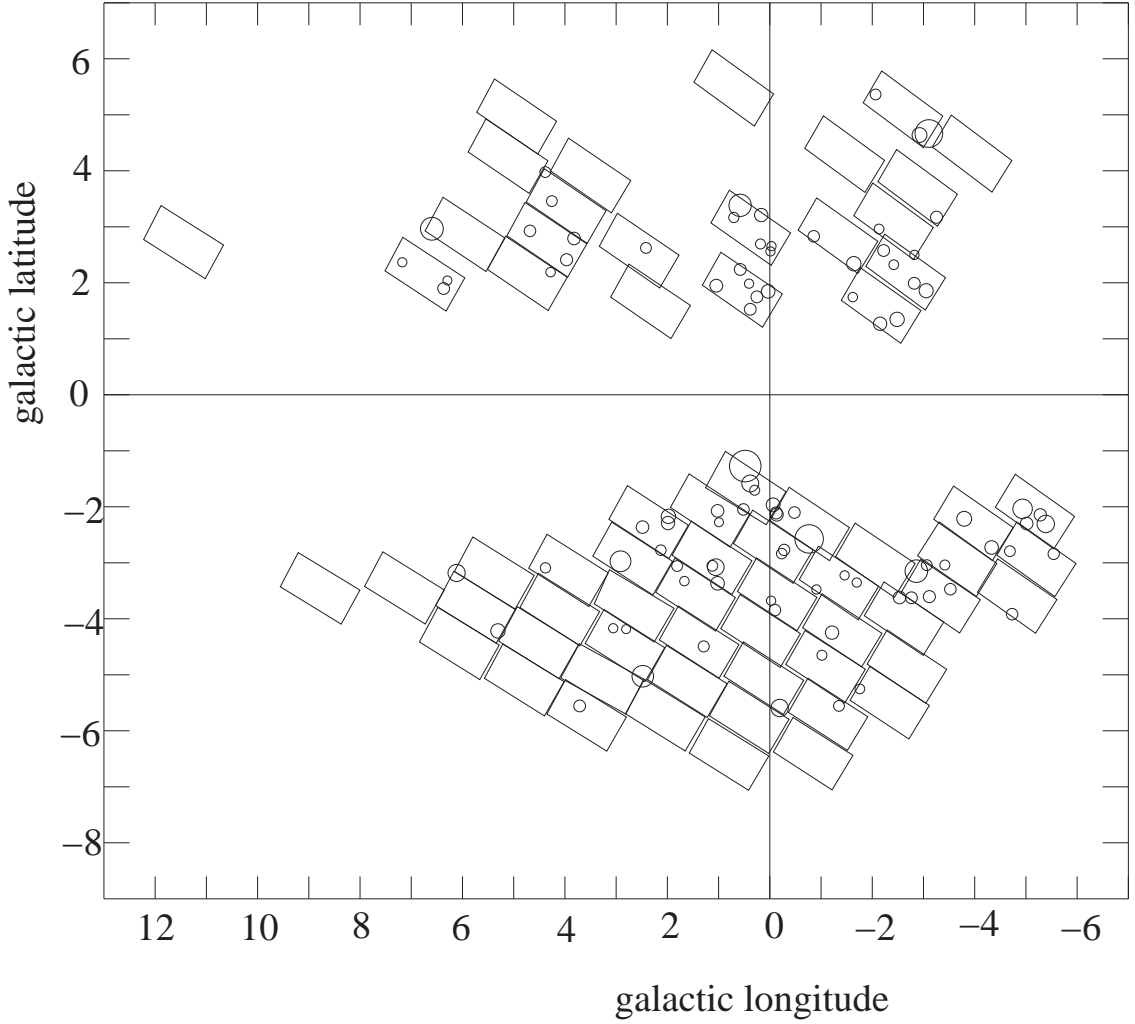


FIG. 7.8 – Position des candidats dans les champs observés (en coordonnées galactiques). L'aire des cercles est proportionnelle à la contribution de chaque candidat à la profondeur optique.

7.4 Comparaison du résultat aux prédictions de modèles théoriques

Le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002] prédit la profondeur optique attendue au voisinage du centre galactique en considérant seulement les étoiles du clump des géantes rouges comme étoiles sources. Nous comparerons les valeurs mesurées dans ce travail de thèse à ce modèle. La figure 7.9 indique les valeurs prédites par [Bissantz and Gerhard, 2002].

Pour reproduire les courbes d'égalité de profondeur optique de la figure 7.9 et s'affranchir ainsi de l'effet en longitude, nous calculons une pseudo-latitude b' telle que :

$$b' = \sqrt{b^2 + \frac{l^2}{16}}. \quad (7.16)$$

La profondeur optique calculée par intervalle de pseudo-latitude b' à partir des 91 candidats trouvés par l'analyse est directement comparable aux valeurs prédites par le modèle. Les valeurs ainsi calculées sont résumées dans le tableau 7.3.

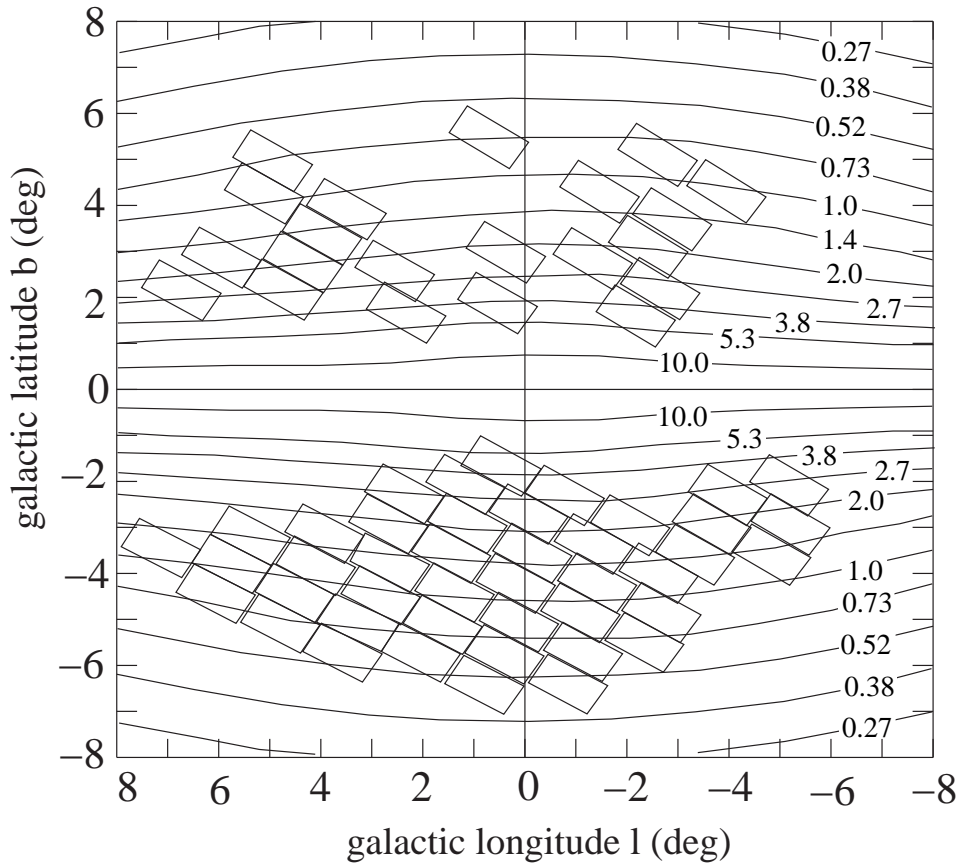


FIG. 7.9 – Carte de profondeur optique pour le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002] incluant les bras spiraux. Les étoiles sources considérées sont les géantes rouges. Les rectangles correspondent aux champs observés par EROS2 (d’après [Bissantz and Gerhard, 2002]).

$ b'_{min} $	$ b'_{max} $	$\langle b' \rangle$	nb GR	nb candidats	$\tau/10^{-6}$
1,00	3,00	2,38	1000135	46	$2,18 \pm 0,31$
3,00	5,00	3,83	888949	39	$1,53 \pm 0,27$
5,00	7,00	5,54	112338	6	$1,34 \pm 0,51$

TAB. 7.3 – Mesures de la profondeur optique par intervalle de b' (avec $b' = \sqrt{b^2 + l^2/16}$). Calculer la profondeur optique par intervalle de b' permet de s’affranchir de l’effet en longitude et donne des résultats directement comparables à ceux de [Bissantz and Gerhard, 2002] indiqués sur la figure 7.9.

Par ailleurs, la figure 7.10 tirée de [Bissantz and Gerhard, 2002] indique la valeur de la profondeur optique en fonction de la latitude b pour une longitude de $l = 3,9^\circ$ (longitude de la fenêtre de Baade). Les trois mesures du tableau 7.3 y sont indiquées. On constate que les mesures et le modèle sont proches.

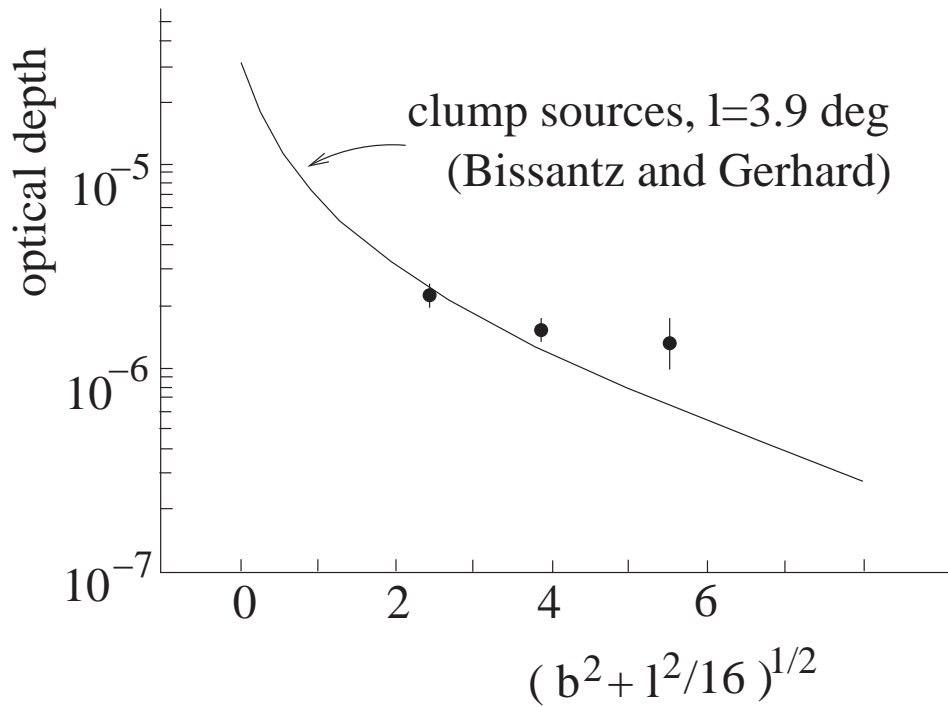


FIG. 7.10 – Comparaison de la profondeur optique mesurée (en unité de 10^{-6}) avec le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002].

7.5 Conclusion

La statistique des données du centre galactique, bien que conséquente par rapport aux analyses des expériences concurrentes, est encore trop faible pour faire une comparaison fine de la profondeur optique aux prédictions des modèles galactiques et permettre de trancher en faveur d'un modèle ou d'un autre. En revanche le gradient de profondeur optique a été mis en évidence et la profondeur optique moyenne mesurée $(1,79 \pm 0,20) \times 10^{-6}$ confirme les prédictions des modèles.

Conclusion

Le travail de thèse présenté ici concerne la recherche d'effets de microlentille gravitationnelle vers le centre galactique.

L'analyse des données collectées vers le centre galactique par l'expérience EROS2 pendant toute sa durée (1996-2003) a été effectuée. C'est une analyse avec une statistique conséquente : les données traitées correspondent à 66 degrés carrés du ciel situés de part et d'autre du plan galactique. Environ 50 millions d'étoiles ont été suivies et leurs courbes de lumière ont pu être construites dans deux filtres.

La stratégie de l'analyse, permise par la grande statistique disponible, a été de ne sélectionner que des candidats microlentille convaincants (rapport signal sur bruit élevé) et ceci en réduisant au minimum le nombre de coupures de sélection. Pour éviter les effets de confusion, l'échantillon d'étoiles sources a été restreint aux étoiles brillantes situées dans la partie supérieure droite du diagramme couleur magnitude ; elles sont au nombre de $9,95 \times 10^6$. Parmi ces étoiles, celles présentant un effet de microlentille gravitationnelle d'une durée comprise entre 4 jours et 500 jours et dont le paramètre d'impact réduit u_0 est inférieur à 0,5 ont été recherchées. Le choix fait sur u_0 conduit à ne sélectionner que des candidats dont l'amplification maximum est supérieure à 2,18 ; ceci est une originalité de cette analyse par rapport aux analyses précédentes (EROS2 et concurrents) où l'on considérait $u_0 < 1$.

L'analyse a révélé 139 candidats de microlentille gravitationnelle. L'efficacité moyenne de détection a été estimée à 52%. Pour calculer la profondeur optique, l'échantillon d'étoiles sources a été restreint aux seules étoiles situées autour du clump des géantes rouges (ou amas des étoiles géantes rouges du diagramme couleur magnitude), étoiles dont la distance est connue. Pour ce sous-échantillon constitué de $5,57 \times 10^6$ étoiles, 91 candidats ont été mis au jour, avec une efficacité moyenne de détection de 56%. La profondeur optique correspondante est $\tau = (1,79 \pm 0,20) \times 10^{-6}$ où l'erreur est l'erreur statistique. Ce résultat est compatible avec les valeurs attendues par les modèles galactiques.

La profondeur optique déterminée par cette analyse est plus basse que les résultats des expériences concurrentes OGLE et MOA et les premiers résultats de l'expérience MACHO qui donnaient une profondeur optique 2 à 3 fois plus grande que celle prédite par les modèles. Elle est en accord avec le dernier résultat de MACHO encore non publié ($\tau = (2,0 \pm 0,4) \times 10^{-6}$ [Popowski et al., 2000]). Ainsi, pour les déflecteurs considérés, la densité de masse vers le centre galactique est modélisée de façon satisfaisante par la dynamique et la luminosité stellaire observées.

Par ailleurs, la grande statistique des données collectées par EROS2 vers le centre galactique a permis de calculer, à partir des 91 candidats microlentille, la profondeur optique pour différentes latitudes galactiques. Ceci a permis de mettre en évidence le gradient de profondeur optique attendu du fait de la diminution de la densité d'objets lorsque l'on s'éloigne du plan galactique.

Une des contributions de cette analyse est aussi d'avoir mis en évidence un certain nombre de candidats exotiques : 3 candidats sont prometteurs pour comporter un effet de parallaxe, et 3 autres pourraient être dus à des défecteurs binaires. Une analyse fine de ces candidats permettra à l'avenir de confirmer leur nature et d'en apprendre plus sur les systèmes considérés.

Annexe A

Caractéristiques des candidats microlentille

Cette annexe est constituée du tableau regroupant les informations sur les 141 candidats de l'analyse ainsi que des courbes de lumière et de commentaires sur quelques candidats.

Dans le tableau, les candidats ont tous pour source une étoile brillante répondant aux critères des équations 6.5 et 6.6. Les candidats dont la source est une étoile du clump des géantes rouges (qui répond aux critères des équations 6.7, 6.8 et 6.9) sont surlignés en jaune ; ils sont au nombre de 91.

À la suite du tableau, les courbes de lumière des candidats numéro 34, 75, 82, 85, 97, 130 sont présentées. Ce sont les candidats qui ont été repérés, lors d'un examen visuel, comme étant difficilement compatibles avec un effet de microlentille. Les raisons de cette incompatibilité sont détaillées pour chaque courbe de lumière dans la suite de l'annexe. Notons que les candidats 34 et 97 surlignés en rouge dans le tableau sont définitivement considérés comme du bruit de fond.

candidat	champ	CCD - quart	coordonnée (α, δ)	F_{baseR}	F_{baseB}	u_0	t_0	t_E
1	cg101	1 - k	263.7159 ; -29.3984	6955.3 ± 30.5	1419.8 ± 11.9	0.094 ± 0.002	4459.05 ± 0.04	10.62 ± 0.23
2	cg101	5 - m	263.8499 ; -30.0962	6104.4 ± 22.2	1229.1 ± 8.8	0.410 ± 0.008	3812.42 ± 1.20	34.62 ± 2.46
3	cg101	7 - k	263.5659 ; -30.3343	11137.0 ± 33.7	3503.6 ± 13.5	0.062 ± 0.037	4643.82 ± 0.26	43.11 ± 0.92
4	cg102	0 - m	262.5237 ; -29.4664	18110.5 ± 34.3	7218.3 ± 19.2	0.152 ± 0.003	3430.35 ± 0.07	25.50 ± 0.20
5	cg102	3 - k	262.6484 ; -29.7646	6847.2 ± 20.0	2596.9 ± 11.3	0.290 ± 0.010	3200.99 ± 0.14	12.62 ± 0.38
6	cg102	3 - n	262.9443 ; -29.9882	9433.3 ± 20.8	2396.0 ± 10.7	0.500 ± 0.011	3720.17 ± 0.27	14.82 ± 0.61
7	cg102	5 - l	262.7204 ; -30.2758	7591.0 ± 17.7	2079.7 ± 8.9	0.139 ± 0.003	4305.15 ± 0.09	24.93 ± 0.65
8	cg102	5 - m	262.8854 ; -30.0531	9869.6 ± 23.0	2326.2 ± 10.7	0.073 ± 0.025	3216.77 ± 0.12	26.68 ± 0.66
9	cg102	7 - k	262.7022 ; -30.5379	6234.7 ± 22.0	1887.8 ± 9.7	0.337 ± 0.006	4436.79 ± 0.77	41.51 ± 1.84
10	cg103	1 - n	263.1299 ; -28.1925	7712.7 ± 21.8	2205.3 ± 9.2	0.310 ± 0.015	4488.39 ± 0.49	23.53 ± 0.80
11	cg103	7 - k	262.9259 ; -29.0455	10751.1 ± 20.8	1874.3 ± 8.6	0.013 ± 0.048	3480.52 ± 0.03	7.02 ± 0.09
12	cg103	7 - m	263.1207 ; -29.1036	4805.3 ± 19.8	1540.0 ± 8.8	0.116 ± 0.019	2823.65 ± 0.27	42.25 ± 1.45
13	cg104	3 - k	261.9132 ; -29.0489	5714.6 ± 19.1	2536.0 ± 11.9	0.217 ± 0.004	4434.46 ± 0.11	15.22 ± 0.53
14	cg104	3 - m	262.2052 ; -29.1928	12854.7 ± 21.7	5355.3 ± 13.0	0.142 ± 0.001	4171.71 ± 0.03	12.52 ± 0.09
15	cg104	7 - n	262.2189 ; -30.0089	5925.9 ± 25.8	2232.5 ± 14.0	0.114 ± 0.005	3011.46 ± 0.06	9.98 ± 0.23
16	cg105	7 - n	261.2801 ; -30.0158	16324.5 ± 41.1	7796.3 ± 22.5	0.356 ± 0.005	3712.01 ± 0.18	25.77 ± 0.47
17	cg106	1 - n	265.1363 ; -27.0417	4904.5 ± 30.6	1147.9 ± 13.7	0.324 ± 0.009	3732.36 ± 0.38	30.73 ± 1.23
18	cg106	2 - k	264.5761 ; -27.2881	2762.5 ± 32.4	716.2 ± 9.9	0.049 ± 0.005	4449.96 ± 0.10	24.80 ± 0.61
19	cg106	3 - m	265.1830 ; -27.2451	2650.7 ± 23.4	363.9 ± 11.9	0.113 ± 0.012	3144.01 ± 0.45	117.61 ± 3.36
20	cg106	4 - m	264.7176 ; -27.5637	8810.0 ± 20.2	3029.8 ± 9.3	0.289 ± 0.003	3808.98 ± 0.04	5.74 ± 0.13
21	cg106	4 - n	264.8552 ; -27.8152	16387.0 ± 29.1	5946.4 ± 12.5	0.453 ± 0.003	3181.04 ± 0.15	24.74 ± 0.42
22	cg106	5 - k	265.0711 ; -27.6027	4756.3 ± 16.4	941.5 ± 7.7	0.122 ± 0.003	3400.62 ± 0.05	19.90 ± 0.33
23	cg106	5 - m	265.1875 ; -27.6141	15231.7 ± 24.7	3070.1 ± 8.1	0.330 ± 0.007	4600.66 ± 0.25	26.76 ± 0.44
24	cg106	5 - n	265.1471 ; -27.8188	8024.8 ± 20.2	1885.9 ± 8.4	0.093 ± 0.005	4631.53 ± 0.08	25.48 ± 0.47
25	cg106	7 - n	265.2729 ; -28.0723	9050.3 ± 29.6	1672.3 ± 11.5	0.215 ± 0.011	2667.95 ± 0.57	27.34 ± 1.35
26	cg107	0 - l	263.4739 ; -26.7017	25653.1 ± 33.7	9668.5 ± 17.9	0.021 ± 0.001	3357.77 ± 0.04	126.71 ± 0.35
27	cg107	0 - n	263.6314 ; -26.6940	6586.6 ± 17.8	3220.2 ± 11.4	0.497 ± 0.010	4100.62 ± 0.30	17.46 ± 0.51
28	cg107	1 - l	263.7571 ; -26.7073	11168.6 ± 23.3	3651.5 ± 10.0	0.404 ± 0.004	4187.94 ± 0.11	16.09 ± 0.33
29	cg107	4 - k	263.3894 ; -27.1358	5308.0 ± 15.7	1781.0 ± 8.7	0.489 ± 0.005	3862.36 ± 0.40	35.40 ± 0.86
30	cg107	5 - l	263.8999 ; -27.3882	6212.4 ± 16.0	2154.2 ± 9.1	0.197 ± 0.007	3818.25 ± 0.11	14.06 ± 0.22

TAB. A.1 – Candidats microlentille.

TAB. A.2 – Candidats microlentille.

candidat	champ	CCD - quart	coordonnée (α, δ)	F_{baseR}	F_{baseB}	u_0	t_0	t_E
31	cg107	5 - n	263.9830 ; -27.2671	4723.8 ± 21.3	2077.8 ± 11.3	0.174 ± 0.001	4616.37 ± 0.46	197.90 ± 2.56
32	cg107	7 - k	263.8056 ; -27.5883	8338.7 ± 21.1	2921.2 ± 8.8	0.075 ± 0.000	3743.36 ± 0.01	8.57 ± 0.06
33	cg107	7 - l	263.9081 ; -27.6208	4016.7 ± 27.2	1143.0 ± 14.3	0.220 ± 0.011	3723.86 ± 0.21	9.47 ± 0.52
34	cg107	7 - n	264.0638 ; -27.6203	2359.9 ± 29.3	384.1 ± 9.2	0.213 ± 0.003	4575.56 ± 3.38	340.96 ± 8.88
35	cg109	4 - m	265.2998 ; -25.5323	11707.9 ± 18.4	5082.0 ± 10.0	0.417 ± 0.004	3472.48 ± 0.11	17.84 ± 0.17
36	cg109	5 - k	265.5519 ; -25.4875	32089.8 ± 31.9	12061.3 ± 13.6	0.181 ± 0.002	4131.31 ± 0.03	17.41 ± 0.10
37	cg112	5 - k	267.1114 ; -23.8881	5740.9 ± 17.8	2058.6 ± 9.3	0.295 ± 0.006	3166.21 ± 0.16	21.27 ± 0.47
38	cg112	5 - m	267.3123 ; -23.8683	4632.9 ± 17.1	1580.3 ± 9.8	0.354 ± 0.005	3034.00 ± 0.44	65.79 ± 1.27
39	cg112	6 - k	266.7831 ; -24.1610	19141.6 ± 35.3	9547.9 ± 19.4	0.293 ± 0.006	4581.34 ± 0.12	10.87 ± 0.18
40	cg113	1 - l	266.3053 ; -23.4099	11514.4 ± 31.9	6380.3 ± 18.9	0.014 ± 0.014	3878.88 ± 0.03	20.35 ± 0.13
41	cg113	1 - l	266.3130 ; -23.4511	14659.4 ± 37.7	7062.2 ± 19.0	0.066 ± 0.001	4075.00 ± 0.02	23.80 ± 0.16
42	cg113	5 - l	266.4139 ; -24.0867	7875.4 ± 20.0	4444.9 ± 12.3	0.267 ± 0.011	3112.69 ± 0.46	35.78 ± 0.64
43	cg113	5 - n	266.6418 ; -24.0680	8251.9 ± 20.4	4120.6 ± 12.8	0.334 ± 0.008	4183.45 ± 0.07	4.38 ± 0.28
44	cg113	6 - k	265.9512 ; -24.2512	15435.4 ± 32.2	7590.3 ± 19.4	0.471 ± 0.132	3401.67 ± 7.66	30.49 ± 5.58
45	cg113	7 - k	266.3956 ; -24.3175	14822.9 ± 29.4	6139.6 ± 13.8	0.294 ± 0.020	2971.06 ± 0.35	26.17 ± 0.93
46	cg113	7 - l	266.3282 ; -24.4701	3864.3 ± 24.4	1535.9 ± 14.5	0.000 ± 0.061	3955.62 ± 0.18	28.97 ± 1.28
47	cg114	0 - k	265.1479 ; -23.1856	13569.9 ± 30.7	6977.3 ± 22.9	0.270 ± 0.005	3918.27 ± 0.24	18.70 ± 0.55
48	cg114	0 - n	265.3177 ; -23.4420	6591.1 ± 24.1	3639.4 ± 17.8	0.236 ± 0.011	3524.92 ± 0.15	11.23 ± 0.34
49	cg114	3 - k	265.5659 ; -23.5507	17495.5 ± 21.1	9379.5 ± 13.0	0.076 ± 0.003	4151.98 ± 0.04	18.39 ± 0.09
50	cg117	1 - l	268.2264 ; -21.5867	47461.7 ± 58.5	18447.6 ± 20.8	0.277 ± 0.029	3552.95 ± 0.29	9.53 ± 0.38
51	cg117	6 - m	268.0484 ; -22.5049	34302.6 ± 42.3	16601.4 ± 20.0	0.082 ± 0.003	3750.84 ± 0.01	6.27 ± 0.05
52	cg117	7 - k	268.2245 ; -22.5131	20737.2 ± 36.5	8212.0 ± 13.8	0.100 ± 0.008	3902.19 ± 0.08	24.16 ± 0.17
53	cg124	1 - k	259.9039 ; -27.8925	18884.1 ± 36.2	6494.9 ± 16.5	0.180 ± 0.004	3517.75 ± 0.08	19.17 ± 0.17
54	cg124	7 - l	259.9118 ; -29.1101	33698.7 ± 64.0	22809.4 ± 41.6	0.311 ± 0.001	4182.76 ± 0.26	201.88 ± 0.82
55	cg124	7 - m	260.0548 ; -28.9748	13788.1 ± 27.9	7892.5 ± 16.5	0.295 ± 0.004	3026.00 ± 0.15	47.00 ± 0.45
56	cg133	6 - m	264.4348 ; -22.5977	4913.6 ± 19.2	2680.6 ± 11.3	0.302 ± 0.025	4223.21 ± 0.39	25.38 ± 0.75
57	cg002	0 - n	268.1808 ; -30.4511	10883.3 ± 34.8	4261.4 ± 23.9	0.239 ± 0.001	3814.58 ± 0.06	22.39 ± 0.19
58	cg002	1 - m	268.3955 ; -30.1462	28647.3 ± 51.3	10987.4 ± 31.8	0.498 ± 0.017	4230.15 ± 0.44	26.99 ± 0.80
59	cg002	1 - m	268.4183 ; -30.1723	8726.9 ± 49.0	4177.6 ± 28.5	0.365 ± 0.014	2994.92 ± 0.43	33.98 ± 1.86
60	cg002	4 - m	268.1440 ; -30.9463	7559.2 ± 19.5	3721.0 ± 11.4	0.302 ± 0.002	3867.63 ± 0.04	16.10 ± 0.14

candidat	champ	CCD - quart	coordonnée (α, δ)	F_{baseR}	F_{baseB}	u_0	t_0	t_E
61	cg002	5 - m	268.4757 ;-30.9486	17529.9 ± 16.4	6304.8 ± 8.5	0.215 ± 0.002	2646.32 ± 0.82	212.62 ± 2.34
62	cg003	4 - m	268.1774 ;-29.4347	12210.5 ± 36.2	4003.7 ± 18.7	0.476 ± 0.004	4207.76 ± 0.46	65.40 ± 0.94
63	cg003	4 - m	268.2445 ;-29.5728	11659.5 ± 32.9	5415.0 ± 19.7	0.129 ± 0.172	3793.09 ± 0.36	14.03 ± 0.50
64	cg003	4 - n	268.2316 ;-29.6649	5130.1 ± 33.9	1237.9 ± 17.2	0.143 ± 0.002	3805.94 ± 0.07	30.55 ± 0.70
65	cg003	5 - k	268.3968 ;-29.4674	5230.2 ± 36.2	1876.3 ± 16.2	0.227 ± 0.010	3931.79 ± 0.31	41.17 ± 1.22
66	cg003	5 - m	268.7081 ;-29.5613	36338.8 ± 53.7	17272.1 ± 25.1	0.437 ± 0.002	3364.83 ± 0.14	23.76 ± 0.28
67	cg004	3 - m	269.4168 ;-30.0798	58150.5 ± 103.3	33571.5 ± 78.7	0.233 ± 0.003	3518.94 ± 0.07	13.94 ± 0.14
68	cg004	4 - n	268.9565 ;-30.6300	11445.1 ± 28.7	5829.2 ± 15.7	0.044 ± 0.002	3826.62 ± 0.03	21.51 ± 0.13
69	cg004	5 - l	269.0497 ;-30.6251	22510.5 ± 41.8	9231.3 ± 18.3	0.456 ± 0.008	4093.08 ± 0.15	17.21 ± 0.27
70	cg004	5 - n	269.3688 ;-30.6557	7931.3 ± 30.2	2897.5 ± 15.6	0.085 ± 0.003	4102.71 ± 0.03	12.65 ± 0.21
71	cg004	7 - l	269.1472 ;-30.9427	9009.8 ± 46.4	5917.2 ± 32.9	0.330 ± 0.006	3052.29 ± 0.44	48.22 ± 1.36
72	cg005	4 - m	269.0256 ;-29.1386	10386.2 ± 33.7	4808.0 ± 19.6	0.492 ± 0.004	4170.52 ± 0.19	30.12 ± 0.51
73	cg005	5 - k	269.2829 ;-29.1666	62630.7 ± 63.3	18338.7 ± 23.0	0.055 ± 0.001	3906.67 ± 0.03	63.05 ± 0.16
74	cg005	5 - l	269.2080 ;-29.2700	16630.9 ± 34.7	7326.5 ± 17.8	0.000 ± 0.025	3759.09 ± 0.02	7.91 ± 0.09
75	cg006	3 - n	269.9997 ;-30.8897	14403.0 ± 21.3	8864.0 ± 14.4	0.050 ± 0.002	4489.84 ± 0.02	10.04 ± 0.13
76	cg006	5 - m	270.1206 ;-31.0448	32653.2 ± 30.5	15732.7 ± 15.9	0.208 ± 0.001	4185.00 ± 0.03	23.29 ± 0.08
77	cg008	3 - l	270.0219 ;-27.9426	6949.6 ± 26.5	3223.0 ± 18.0	0.391 ± 0.015	4101.16 ± 0.33	21.28 ± 0.59
78	cg008	3 - l	270.1406 ;-28.0195	33469.1 ± 37.8	17069.0 ± 23.2	0.317 ± 0.039	2724.46 ± 1.28	29.22 ± 1.14
79	cg008	4 - l	269.7872 ;-28.4152	38030.8 ± 58.1	22765.0 ± 38.4	0.358 ± 0.003	3056.15 ± 0.19	34.93 ± 0.41
80	cg008	4 - l	269.6680 ;-28.3593	41295.5 ± 63.7	20550.6 ± 37.5	0.124 ± 0.018	4237.35 ± 0.21	43.15 ± 0.44
81	cg008	7 - m	270.2820 ;-28.5282	85770.5 ± 100.4	52245.7 ± 62.8	0.469 ± 0.005	3409.39 ± 0.11	19.99 ± 0.23
82	cg008	7 - m	270.3379 ;-28.5442	42072.3 ± 81.5	28201.3 ± 56.9	0.354 ± 0.011	2680.67 ± 0.25	17.26 ± 0.61
83	cg009	2 - l	270.2788 ;-30.8994	9118.6 ± 32.2	3981.7 ± 17.5	0.103 ± 0.024	3724.34 ± 0.06	7.58 ± 0.21
84	cg021	4 - k	272.2874 ;-25.9784	6777.2 ± 27.4	4567.5 ± 20.1	0.417 ± 0.012	2686.38 ± 0.43	27.78 ± 1.04
85	cg021	4 - l	272.2092 ;-26.1820	12518.9 ± 31.2	7325.0 ± 22.5	0.323 ± 0.005	4109.56 ± 0.10	11.48 ± 0.22
86	cg030	2 - m	273.9211 ;-28.5940	65821.9 ± 107.2	64463.5 ± 73.8	0.398 ± 0.003	3805.61 ± 0.14	24.00 ± 0.30
87	cg031	3 - m	274.4120 ;-27.2411	43387.1 ± 58.2	42294.4 ± 56.5	0.318 ± 0.004	3736.44 ± 0.06	13.82 ± 0.11
88	cg061	6 - n	274.4153 ;-23.6023	13536.8 ± 52.4	8420.8 ± 35.8	0.238 ± 0.004	3545.40 ± 1.14	99.77 ± 2.93
89	cg070	3 - k	265.3838 ;-34.2285	32132.3 ± 38.8	12566.7 ± 20.3	0.207 ± 0.001	4508.03 ± 0.28	91.42 ± 0.91
90	cg070	3 - n	265.5989 ;-34.4415	12312.9 ± 23.0	6211.6 ± 14.0	0.425 ± 0.004	3709.95 ± 0.21	29.87 ± 0.52

TAB. A.3 – Candidats microlentille.

candidat	champ	CCD - quart	coordonnée (α, δ)	F_{baseR}	F_{baseB}	u_0	t_0	t_E
91	cg070	4 - k	264.9593 ; -34.4942	3396.5 ± 16.2	1358.9 ± 10.2	0.178 ± 0.002	3880.34 ± 0.10	29.71 ± 0.36
92	cg070	4 - m	265.2714 ; -34.5807	11052.6 ± 21.2	4835.7 ± 14.3	0.355 ± 0.062	4050.44 ± 2.42	27.29 ± 2.03
93	cg070	5 - l	265.3672 ; -34.7615	6900.6 ± 22.0	2964.3 ± 12.3	0.061 ± 0.001	3950.13 ± 0.10	71.09 ± 0.66
94	cg071	3 - k	266.2818 ; -33.3554	11108.3 ± 19.7	4575.2 ± 11.9	0.073 ± 0.025	2999.62 ± 0.89	47.10 ± 1.13
95	cg071	5 - k	266.4925 ; -33.6635	8226.8 ± 24.7	4597.5 ± 15.6	0.175 ± 0.005	2997.15 ± 0.08	20.81 ± 0.22
96	cg071	7 - l	266.4633 ; -34.0936	12296.7 ± 51.0	5803.5 ± 26.1	0.175 ± 0.002	4132.19 ± 0.08	36.39 ± 0.37
97	cg072	1 - m	266.4496 ; -34.3305	8432.8 ± 98.0	4772.9 ± 65.4	0.489 ± 0.009	2830.36 ± 8.44	463.62 ± 20.98
98	cg072	1 - m	266.3058 ; -34.4336	25594.7 ± 45.7	11293.9 ± 24.6	0.121 ± 0.008	4450.38 ± 0.09	19.66 ± 0.31
99	cg072	4 - l	265.8097 ; -35.1914	15521.2 ± 27.7	8589.9 ± 18.6	0.461 ± 0.008	3549.78 ± 0.40	21.57 ± 0.66
100	cg073	0 - m	266.9417 ; -33.0331	2598.3 ± 25.7	1058.0 ± 16.3	0.035 ± 0.016	3705.27 ± 0.10	16.24 ± 0.63
101	cg073	3 - m	267.2922 ; -33.4587	4556.8 ± 20.4	2041.9 ± 14.3	0.038 ± 0.005	3801.72 ± 0.10	31.76 ± 0.47
102	cg073	3 - n	267.3455 ; -33.4813	13754.1 ± 28.3	7006.1 ± 16.5	0.043 ± 0.001	3003.79 ± 0.02	14.29 ± 0.11
103	cg074	5 - m	267.4200 ; -35.0934	35978.8 ± 36.8	21966.3 ± 27.3	0.180 ± 0.009	4284.54 ± 0.15	23.50 ± 0.27
104	cg077	0 - k	267.5647 ; -33.1794	10574.6 ± 40.0	5631.5 ± 31.9	0.487 ± 0.011	3036.13 ± 0.42	18.93 ± 1.04
105	cg077	0 - m	267.7949 ; -33.0623	24508.3 ± 52.3	12004.2 ± 34.3	0.151 ± 0.001	3735.70 ± 0.14	128.84 ± 0.71
106	cg077	1 - n	268.3326 ; -33.2374	14358.1 ± 46.1	7225.4 ± 23.6	0.419 ± 0.005	4113.12 ± 0.19	24.83 ± 0.43
107	cg077	3 - k	268.0991 ; -33.5294	10521.9 ± 23.4	5096.1 ± 15.5	0.149 ± 0.003	2809.24 ± 0.22	26.54 ± 1.03
108	cg077	4 - k	267.7165 ; -33.8108	5363.7 ± 15.1	2208.9 ± 10.4	0.145 ± 0.004	3533.54 ± 0.09	23.51 ± 0.33
109	cg078	3 - m	269.2872 ; -31.5527	13165.6 ± 25.0	7248.0 ± 18.2	0.000 ± 0.049	2979.35 ± 0.07	8.02 ± 0.26
110	cg078	4 - k	268.5897 ; -31.9294	6850.6 ± 24.1	3561.2 ± 15.8	0.174 ± 0.006	3175.10 ± 0.06	4.76 ± 0.17
111	cg078	4 - m	268.7128 ; -31.8944	44388.6 ± 48.3	20719.2 ± 27.3	0.436 ± 0.008	3494.65 ± 0.05	7.89 ± 0.09
112	cg078	4 - n	268.6988 ; -32.1682	25592.4 ± 37.3	12895.4 ± 19.7	0.289 ± 0.005	2806.00 ± 0.13	9.27 ± 0.34
113	cg079	1 - n	269.0113 ; -32.7955	164304.0 ± 153.8	51780.9 ± 52.1	0.453 ± 0.002	4150.87 ± 0.12	53.45 ± 0.26
114	cg079	2 - k	268.4667 ; -33.0348	25960.5 ± 87.6	17380.8 ± 28.8	0.344 ± 0.013	3787.53 ± 0.22	29.76 ± 0.47
115	cg080	3 - l	269.8741 ; -32.2297	13983.0 ± 25.3	7366.2 ± 15.5	0.049 ± 0.048	3154.49 ± 0.29	35.89 ± 0.34
116	cg080	3 - l	269.7654 ; -32.2341	9968.2 ± 23.8	5373.4 ± 15.0	0.115 ± 0.002	3430.51 ± 0.04	24.31 ± 0.16
117	cg082	2 - n	270.3955 ; -32.2755	37568.6 ± 62.2	28185.8 ± 28.6	0.280 ± 0.005	4465.32 ± 0.20	14.08 ± 0.29
118	cg083	1 - k	270.5674 ; -33.2471	34200.5 ± 44.7	21410.7 ± 30.1	0.180 ± 0.004	3422.58 ± 0.03	13.16 ± 0.11
119	cg083	1 - n	270.7487 ; -33.5185	23517.1 ± 37.0	16036.2 ± 25.5	0.164 ± 0.002	3372.72 ± 0.03	9.51 ± 0.09
120	cg084	4 - k	271.1088 ; -33.0547	48369.2 ± 37.7	36277.0 ± 40.1	0.000 ± 0.091	4283.45 ± 0.07	19.03 ± 0.14

candidat	champ	CCD - quart	coordonnée (α, δ)	F_{baseR}	F_{baseB}	u_0	t_0	t_E
121	cg610	0 - k	270.4365 ; -28.9678	22975.4 ± 45.5	17103.5 ± 85.7	0.347 ± 0.005	3883.33 ± 0.21	18.77 ± 0.37
122	cg610	2 - m	270.6194 ; -29.2331	33235.6 ± 68.1	20792.5 ± 38.1	0.420 ± 0.006	4095.91 ± 0.10	10.46 ± 0.16
123	cg611	3 - l	270.9714 ; -27.9598	27648.7 ± 34.7	17218.9 ± 26.2	0.127 ± 0.004	2495.21 ± 0.40	105.94 ± 0.78
124	cg612	7 - n	271.8072 ; -32.0593	27911.3 ± 44.4	22476.4 ± 33.9	0.233 ± 0.008	3126.55 ± 0.23	70.21 ± 0.60
125	cg619	0 - n	272.2137 ; -28.4529	18820.1 ± 32.0	11956.7 ± 28.9	0.408 ± 0.006	2630.94 ± 0.09	9.71 ± 0.15
126	cg619	2 - l	272.0902 ; -28.6847	24862.5 ± 47.4	18634.4 ± 33.9	0.319 ± 0.011	3742.67 ± 0.09	6.60 ± 0.14
127	cg619	7 - n	272.7335 ; -29.4067	105464.0 ± 106.3	80554.2 ± 94.6	0.264 ± 0.001	3362.17 ± 0.24	116.10 ± 0.52
128	cg619	7 - n	272.6759 ; -29.4624	21474.2 ± 45.2	21111.5 ± 43.8	0.437 ± 0.005	3139.29 ± 0.60	100.98 ± 1.64
129	cg620	2 - n	272.4212 ; -27.2963	129707.0 ± 127.1	62141.6 ± 58.0	0.097 ± 0.027	4476.00 ± 0.81	34.66 ± 1.23
130	cg627	0 - k	272.9041 ; -25.2656	23139.8 ± 88.2	10531.9 ± 49.8	0.216 ± 0.035	4234.87 ± 1.43	66.73 ± 1.46
131	cg627	0 - l	273.0950 ; -25.4624	106789.0 ± 96.5	35596.5 ± 46.4	0.109 ± 0.002	3174.39 ± 0.09	34.56 ± 0.22
132	cg627	7 - l	273.4693 ; -26.4997	94076.7 ± 108.3	62086.3 ± 74.7	0.041 ± 0.002	4065.66 ± 0.07	43.51 ± 0.23
133	cg607	5 - k	270.0417 ; -29.5630	13834.0 ± 24.0	7395.4 ± 13.1	0.067 ± 0.192	4220.87 ± 0.11	18.18 ± 0.13
134	cg607	5 - k	270.0288 ; -29.6350	13687.6 ± 23.5	6082.4 ± 12.3	0.133 ± 0.036	2744.09 ± 0.44	61.54 ± 0.69
135	cg607	5 - n	270.1393 ; -29.6785	10210.6 ± 28.3	5673.6 ± 16.9	0.253 ± 0.002	3728.98 ± 0.13	34.00 ± 0.46
136	cg607	5 - n	270.2925 ; -29.8154	21738.8 ± 33.7	13924.4 ± 23.2	0.498 ± 0.003	3422.99 ± 0.19	36.23 ± 0.34
137	cg607	6 - n	269.8974 ; -30.1469	7864.3 ± 38.7	3903.7 ± 29.6	0.061 ± 0.001	2682.87 ± 0.06	47.78 ± 0.49
138	cg613	5 - k	271.5512 ; -30.1737	70445.6 ± 58.2	42244.4 ± 39.5	0.175 ± 0.004	4251.61 ± 0.11	20.36 ± 0.21
139	cg614	0 - m	271.5850 ; -27.9371	17571.2 ± 62.1	14467.9 ± 74.9	0.334 ± 0.005	2988.51 ± 0.49	35.08 ± 1.03
140	cg614	5 - k	271.7771 ; -28.7092	18982.4 ± 27.1	12334.6 ± 20.1	0.451 ± 0.016	3069.95 ± 0.34	20.77 ± 0.37
141	cg615	1 - n	271.8864 ; -26.7402	50920.2 ± 69.3	30297.5 ± 46.3	0.125 ± 0.005	3706.75 ± 0.04	15.20 ± 0.16

TAB. A.5 – Candidats microlentille.

Dans la suite, les candidats numéro 34, 75, 82, 85, 97, et 130 sont commentés :

- **candidat numéro 34** : la courbe de lumière de ce candidat est représentée sur la figure A.1. La fluctuation ajustée n'est clairement pas un effet de microlentille mais plutôt une dérive de la ligne de base qui simule une fluctuation de longue durée. Ce candidat est éliminé.
- **candidat numéro 75** : la courbe de lumière de ce candidat est représentée sur la figure A.2. Ce candidat présente peu de points de mesure dans "la montée" de l'amplification (2) et les points dans "la descente" sont relativement éloignés de la courbe ajustée. De plus, il existe des fluctuations photométriques après le pic (visibles en bleu sur la courbe non zoomée).
- **candidat numéro 82** : la courbe de lumière de ce candidat est représentée sur la figure A.3. Le zoom montre que les points de mesure ne suivent pas la courbe ajustée. L'échantillonnage de cette courbe en 1997 est trop faible pour conclure.
- **candidat numéro 85** : la courbe de lumière de ce candidat est représentée sur la figure A.4. Ce candidat ne présente qu'un point de mesure dans "la montée" de l'amplification, de plus ce seul point confirmé en rouge et en bleu se situe au niveau de la ligne de base. Ce candidat présente plus les caractéristiques d'une nova que d'une microlentille.
- **candidat numéro 97** : la courbe de lumière de ce candidat est représentée sur la figure A.5. On retrouve pour ce candidat les mêmes caractéristiques que pour le candidat numéro 34. La fluctuation ajustée n'est clairement pas un effet de microlentille mais plutôt une dérive de la ligne de base qui simule une fluctuation de longue durée ; la diminution du flux de base se situe autour du jour EROS 3100, elle est liée à la réaluminisation du miroir du télescope. Le phénomène a été observé pour beaucoup de courbes de lumière (cf section 6.3.2.1). Ce candidat est éliminé.
- **candidat numéro 130** : la courbe de lumière de ce candidat est représentée sur la figure A.6. Pour ce candidat on observe une première variation avant le pic de la "microlentille". Cette variation semble être confirmée dans les deux couleurs bien qu'il manque des points de mesures en bleu par rapport à ceux présents en rouge. Il y a également une variation après le "pic", visible dans les deux couleurs.

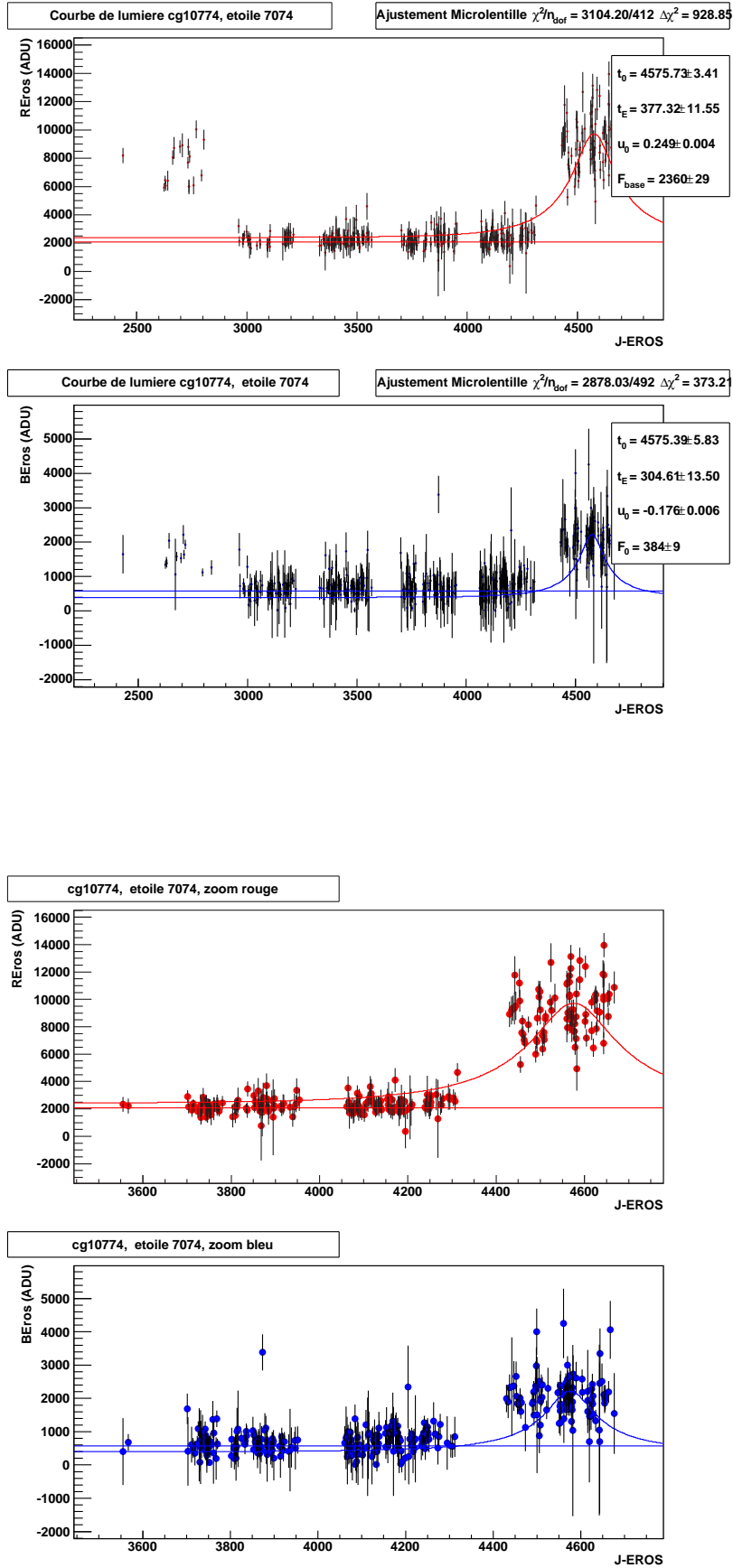


FIG. A.1 – Courbe de lumière du candidat numéro 34.

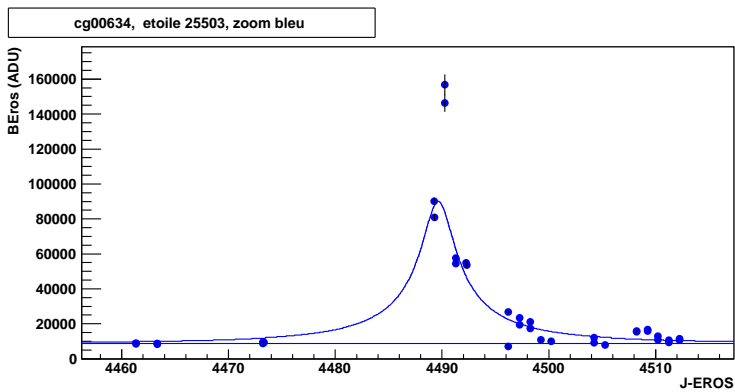
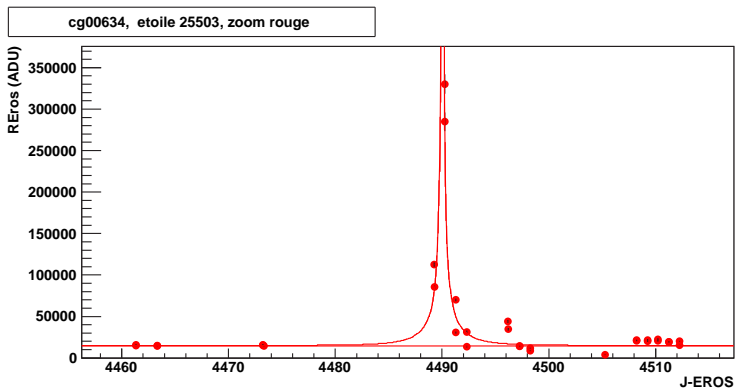
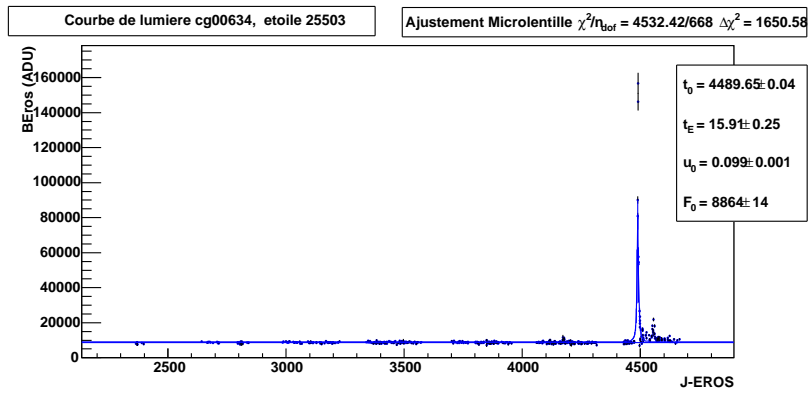
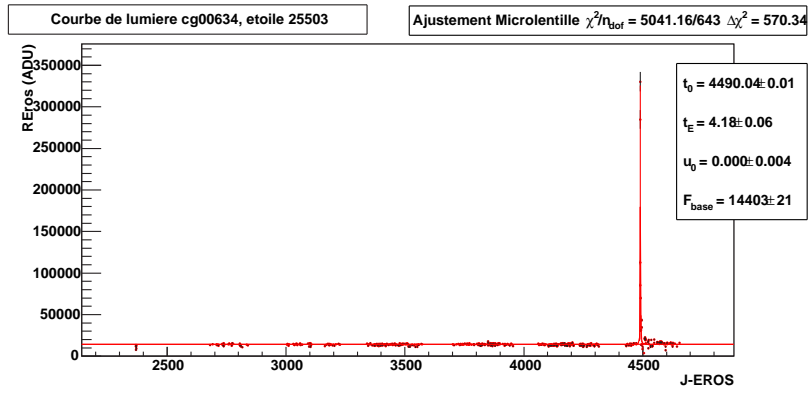


FIG. A.2 – Courbe de lumière du candidat numéro 75.

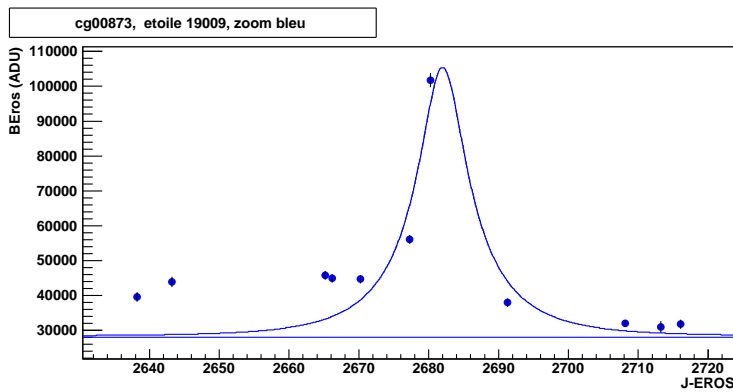
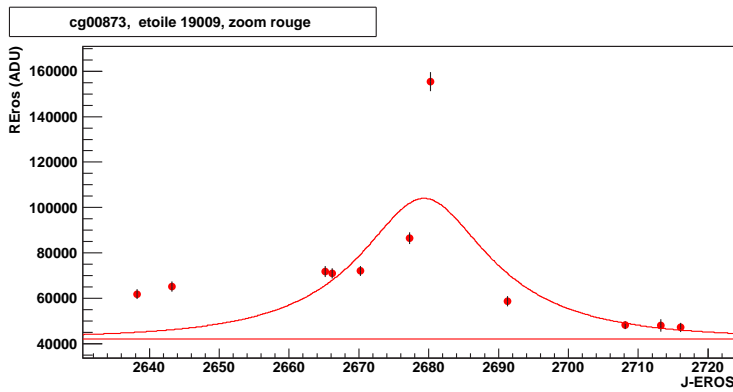
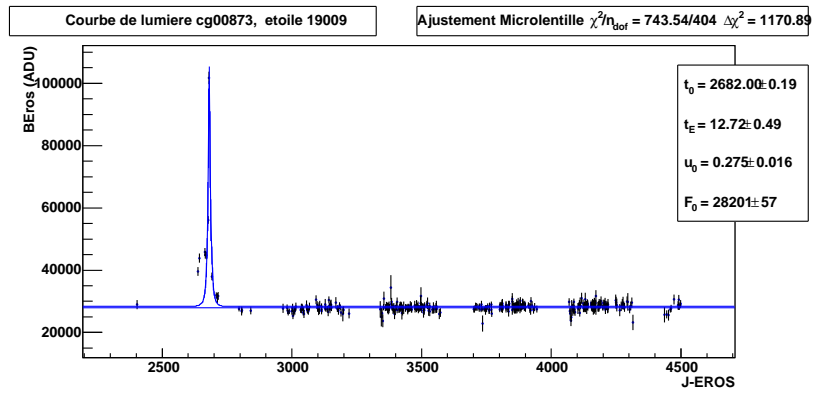
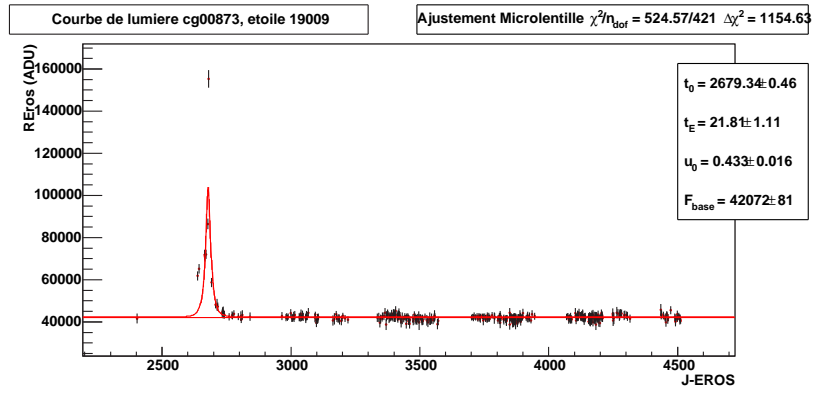


FIG. A.3 – Courbe de lumière du candidat numéro 82.

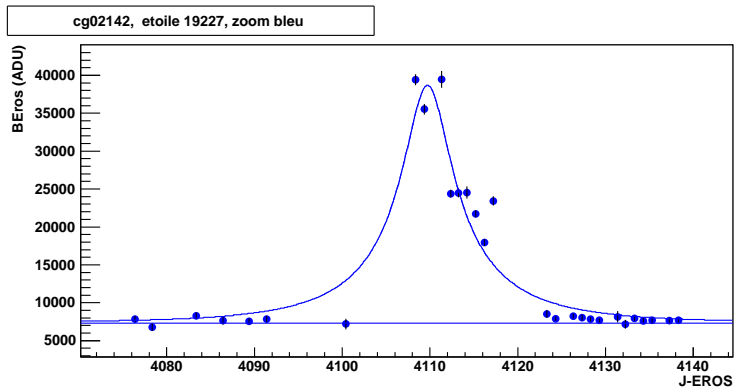
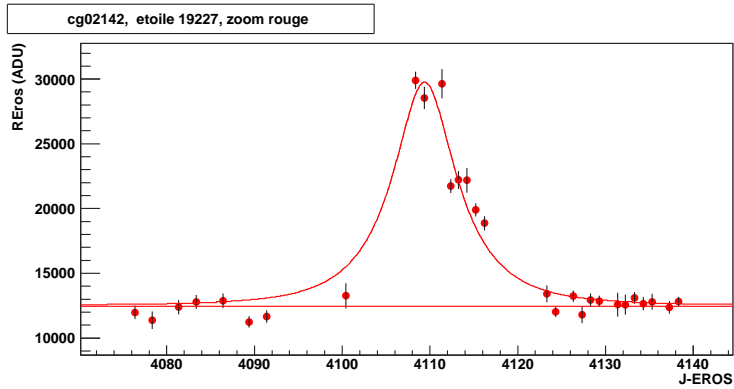
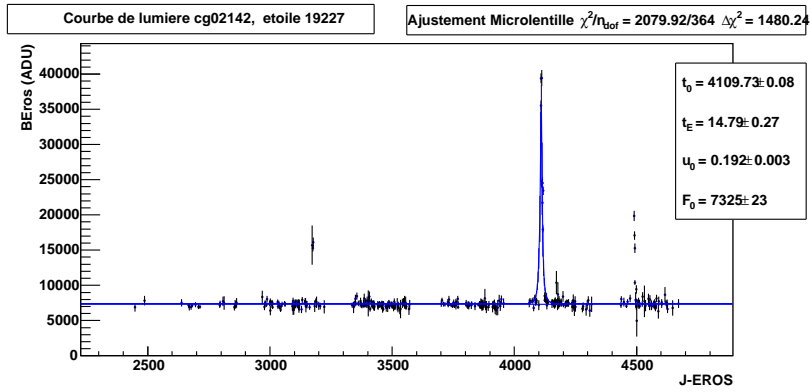
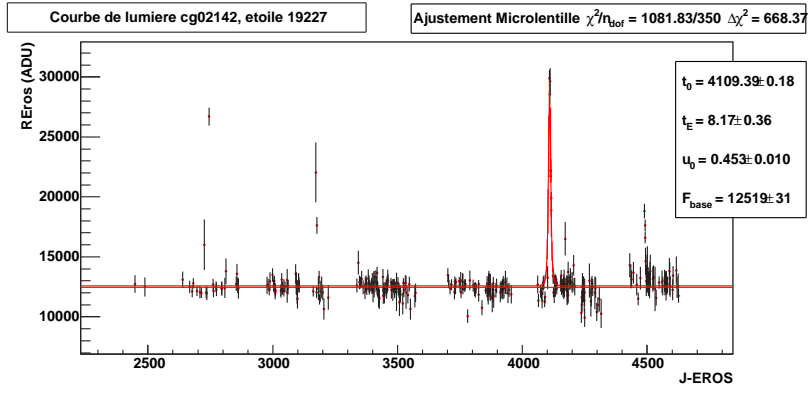


FIG. A.4 – Courbe de lumière du candidat numéro 85.

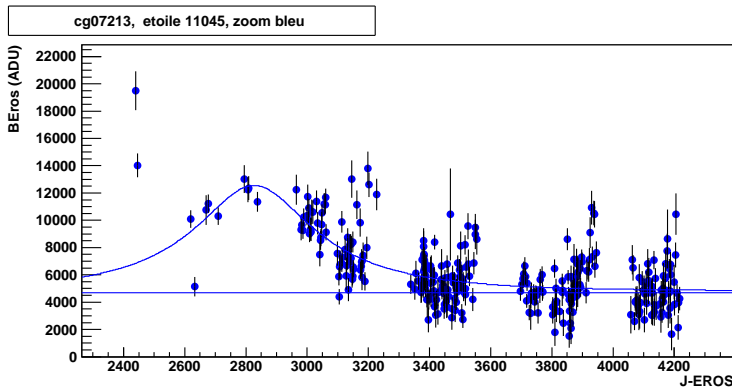
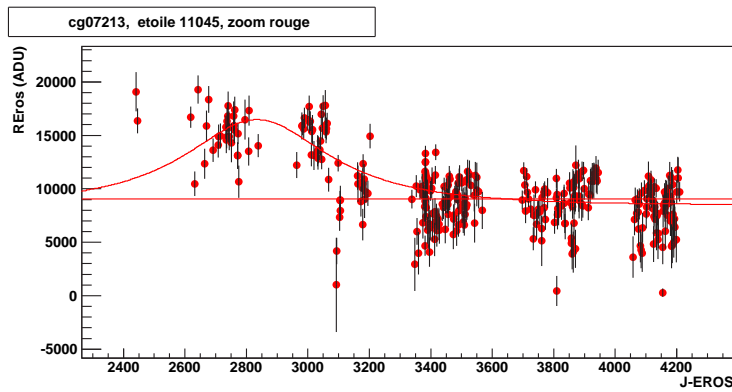
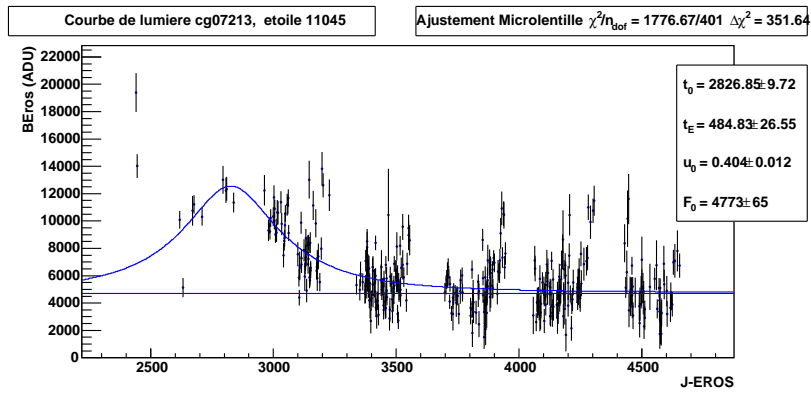
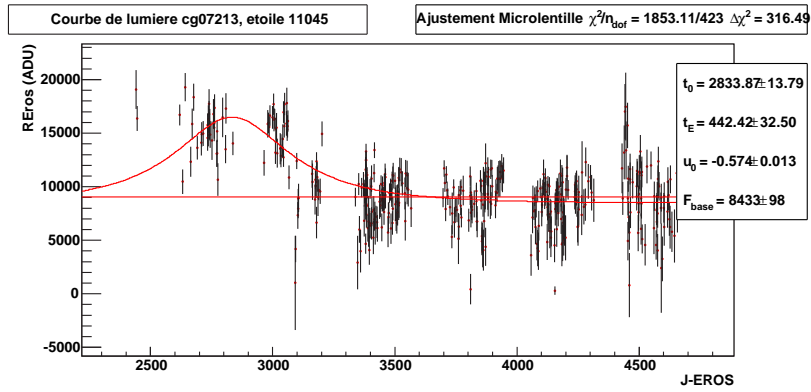


FIG. A.5 – Courbe de lumière du candidat numéro 97.

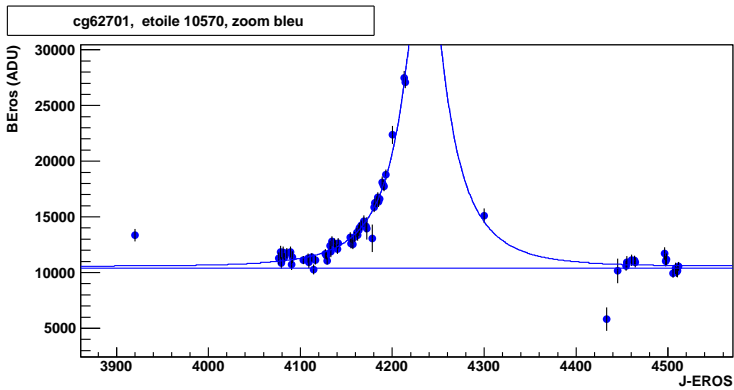
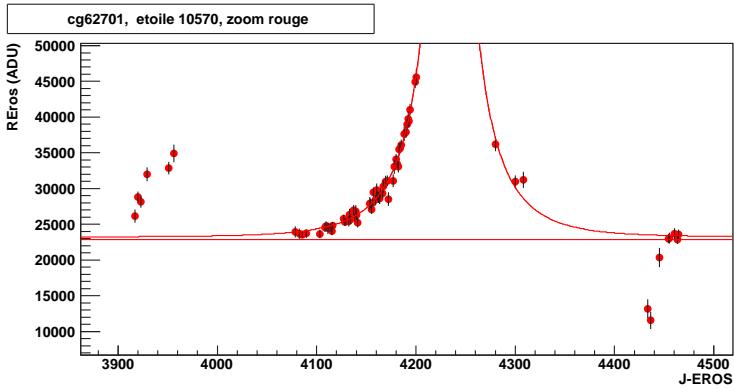
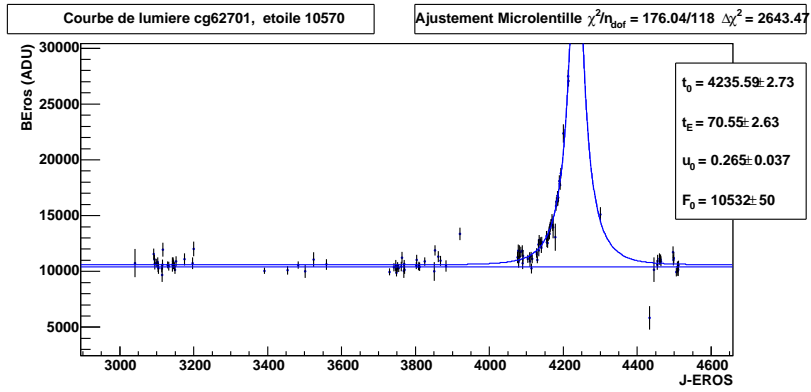
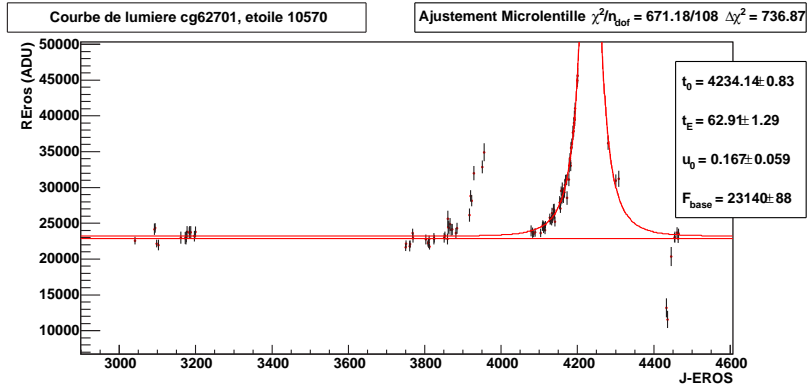


FIG. A.6 – Courbe de lumiere du candidat numéro 130.

Annexe B

Quelques candidats microlentille

Dans cette annexe, on présente les courbes de lumière de quelques uns des 139 candidats microlentille de l'analyse. On montre les candidats de plus courtes durées, ceux qui ont les plus longues durées et quelques autres plus typiques.

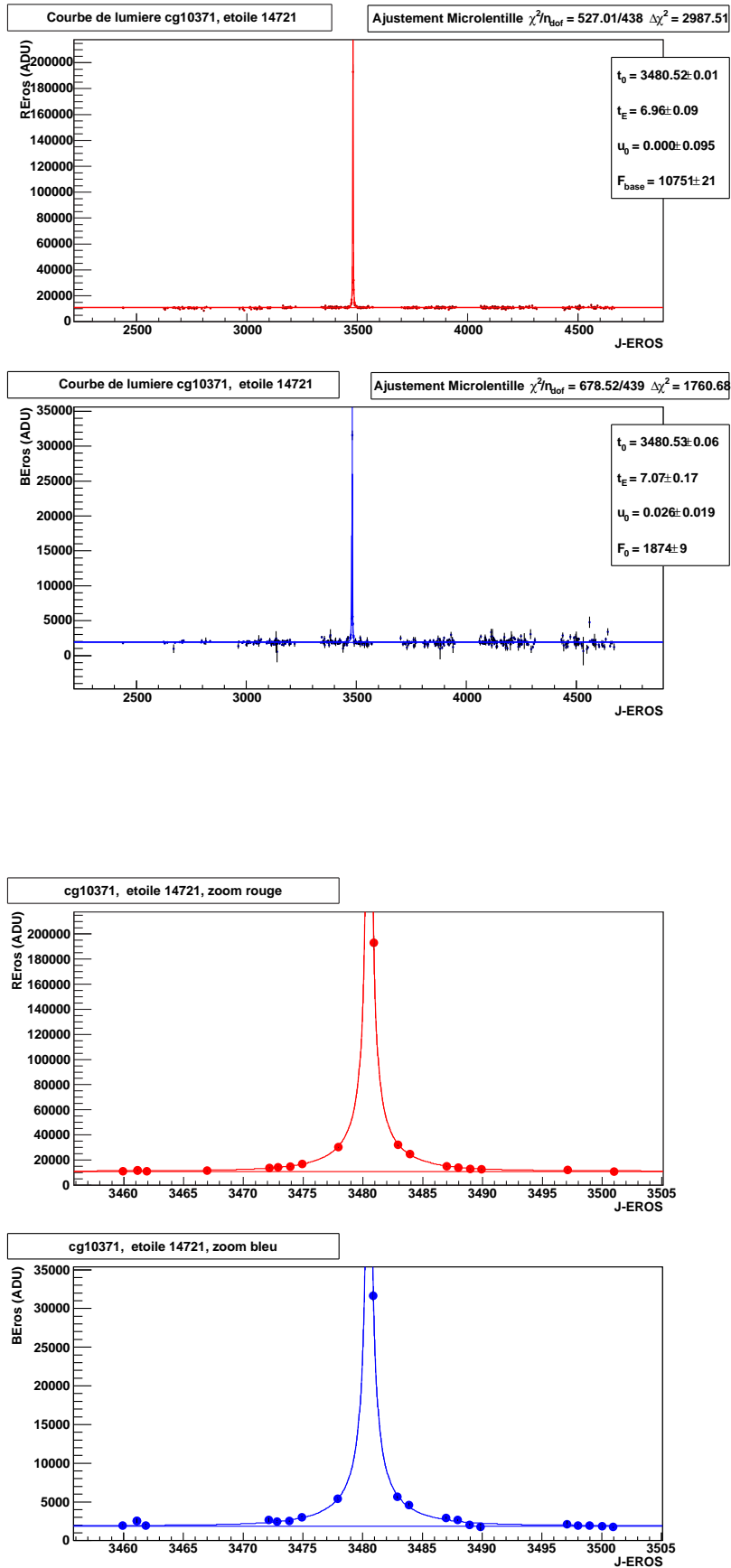


FIG. B.1 – Courbe de lumiere du candidat numero 11.

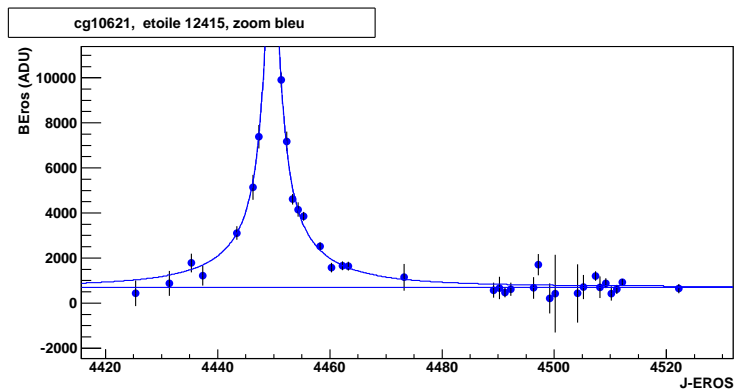
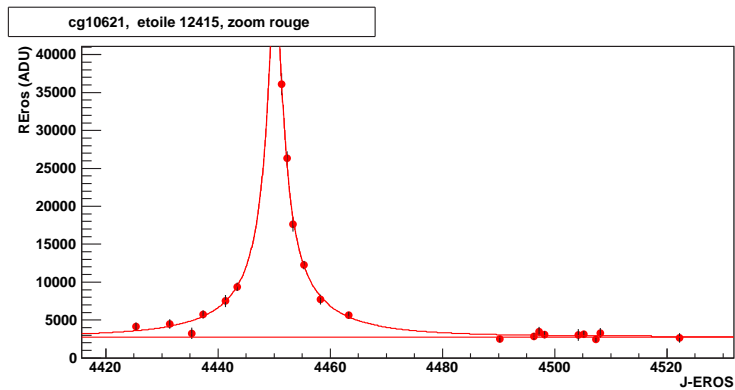
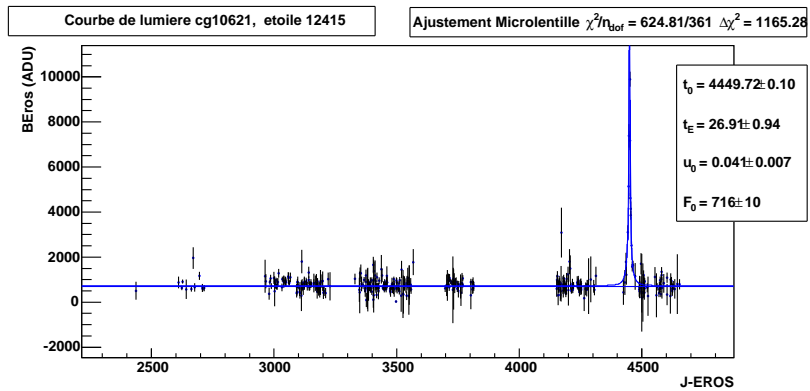
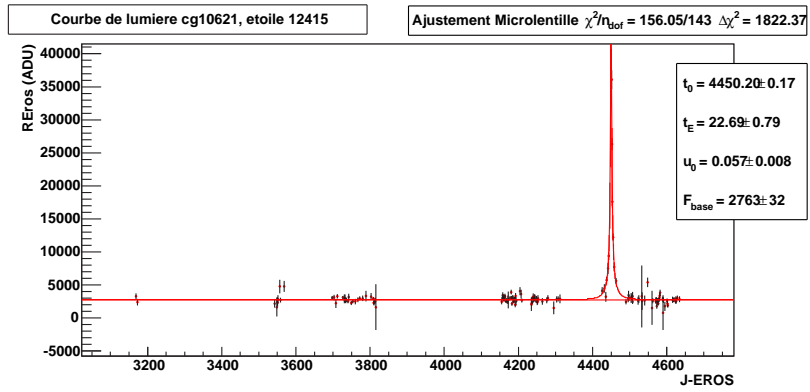


FIG. B.2 – Courbe de lumiere du candidat numéro 18.

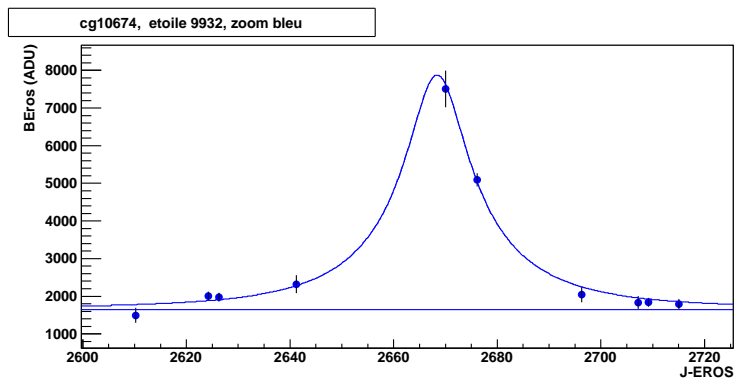
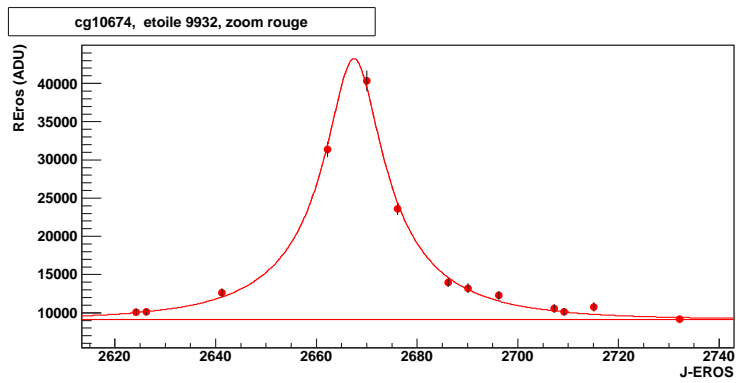
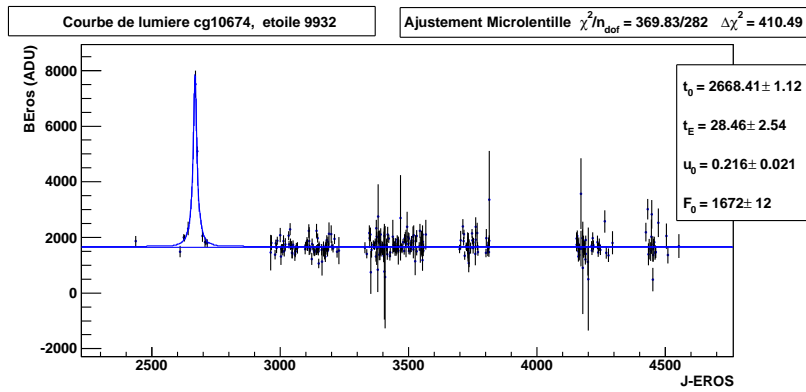
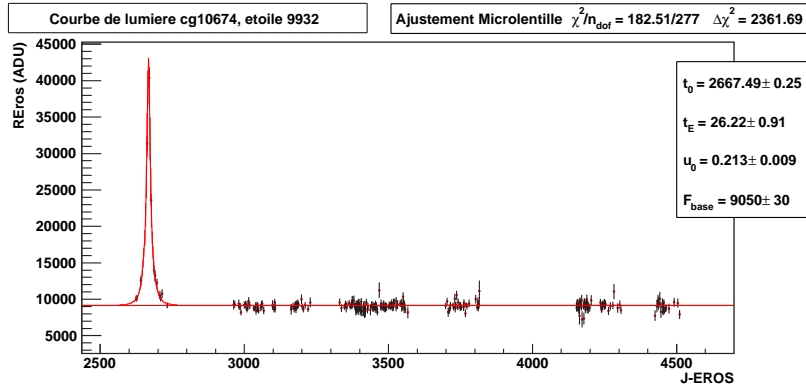


FIG. B.3 – Courbe de lumiere du candidat numéro 25.

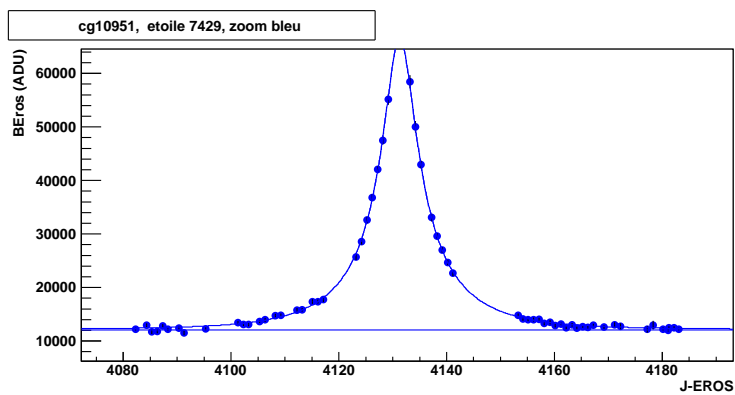
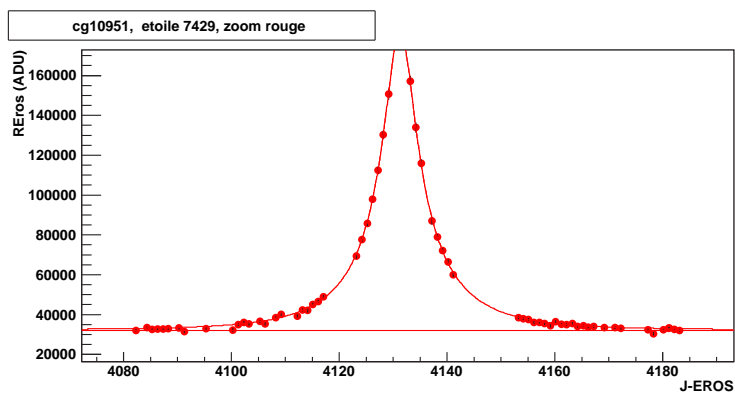
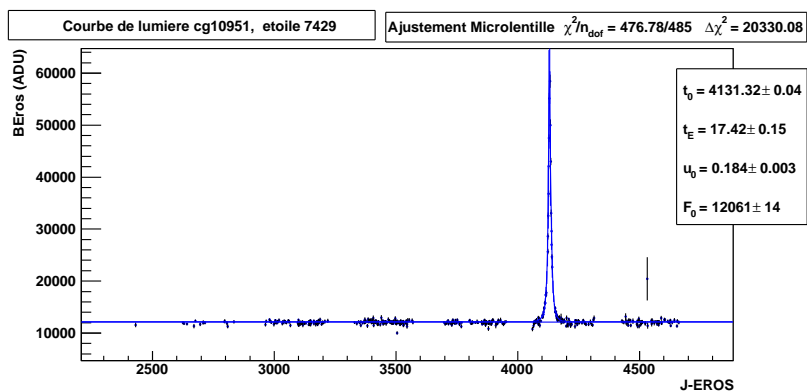
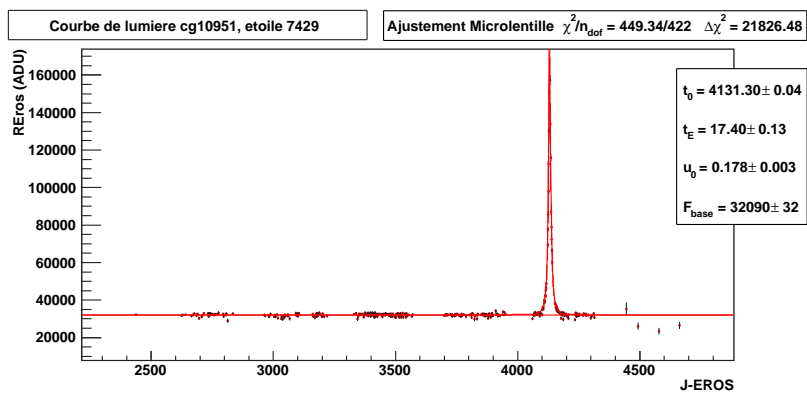


FIG. B.4 – Courbe de lumiere du candidat numero 36.

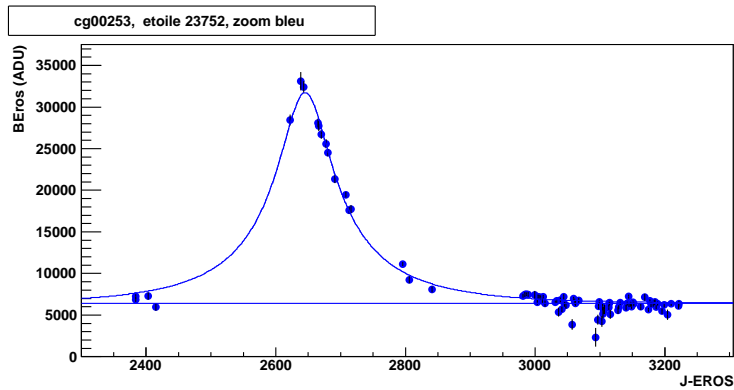
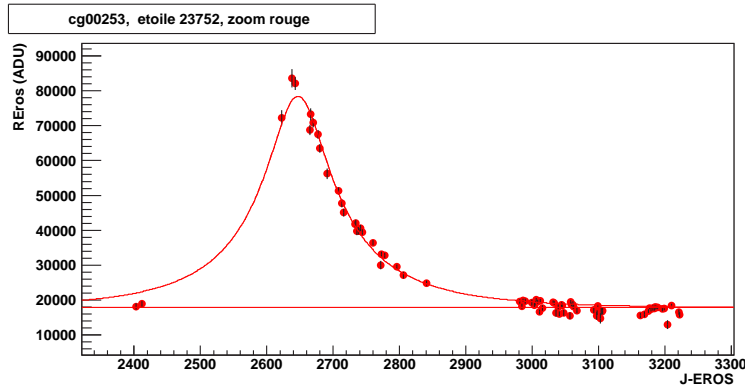
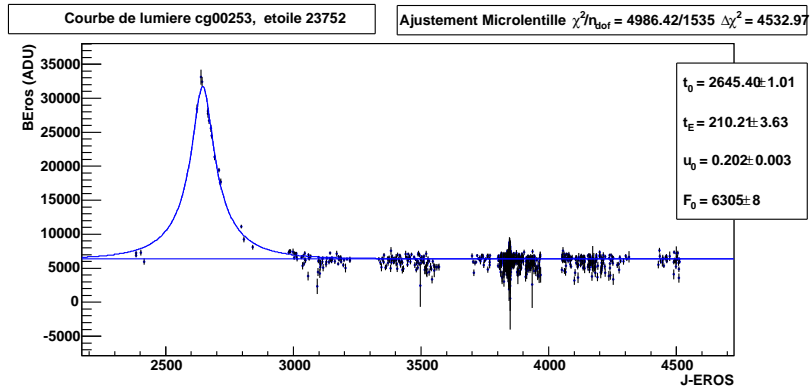
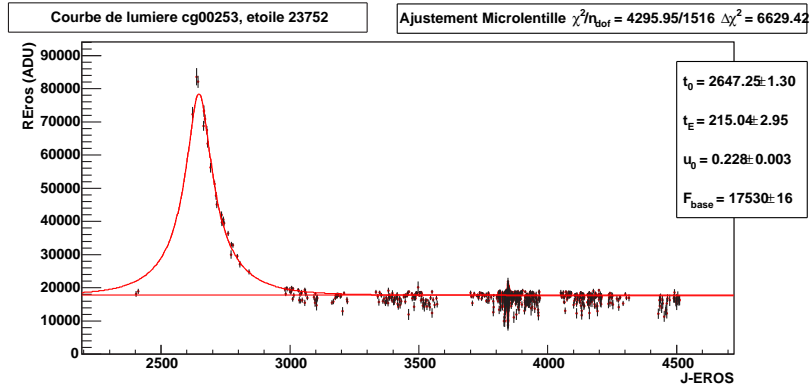


FIG. B.5 – Courbe de lumière du candidat numéro 61.

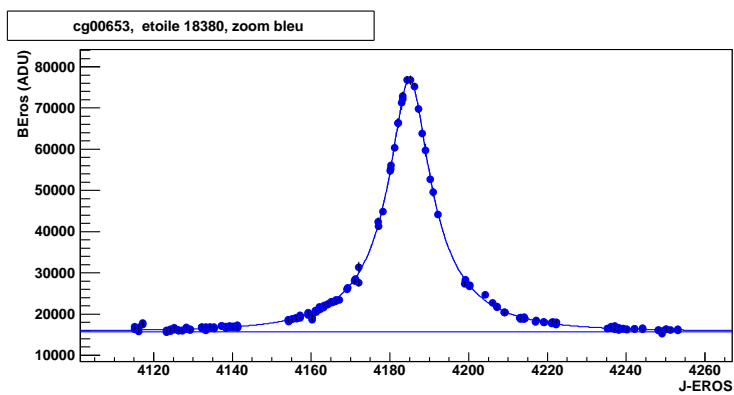
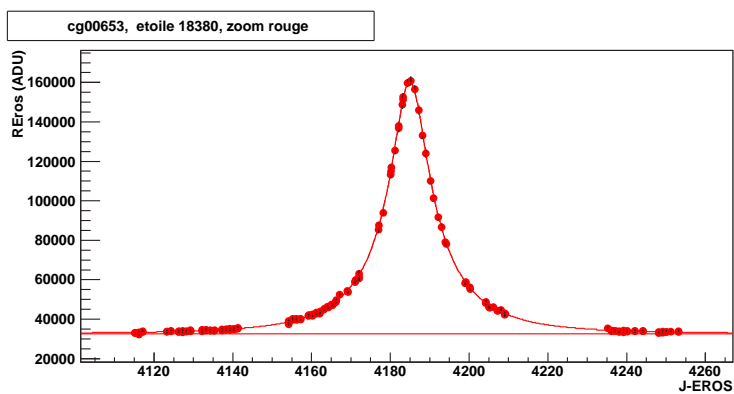
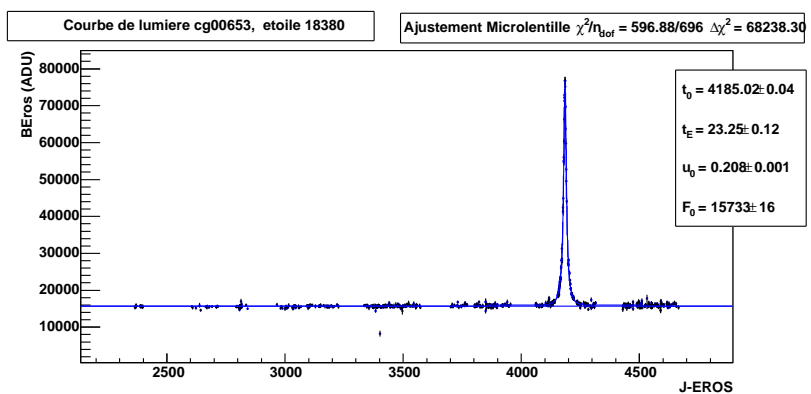
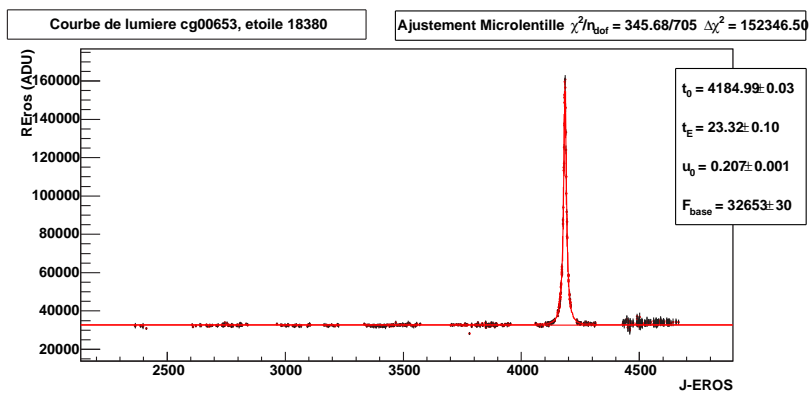


FIG. B.6 – Courbe de lumiere du candidat numéro 76.

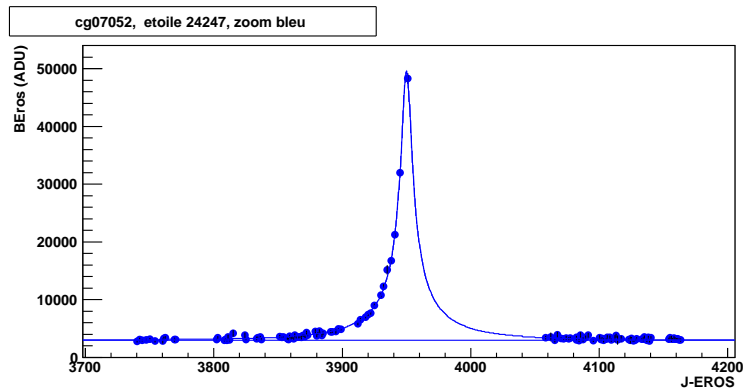
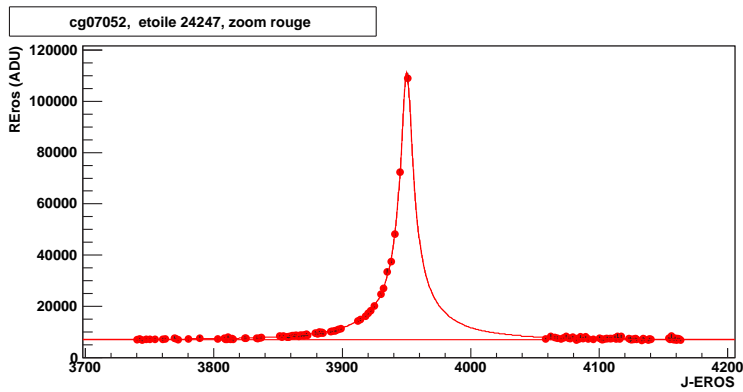
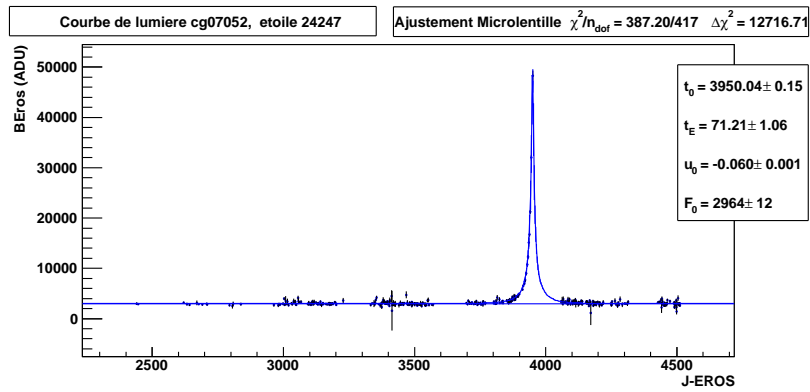
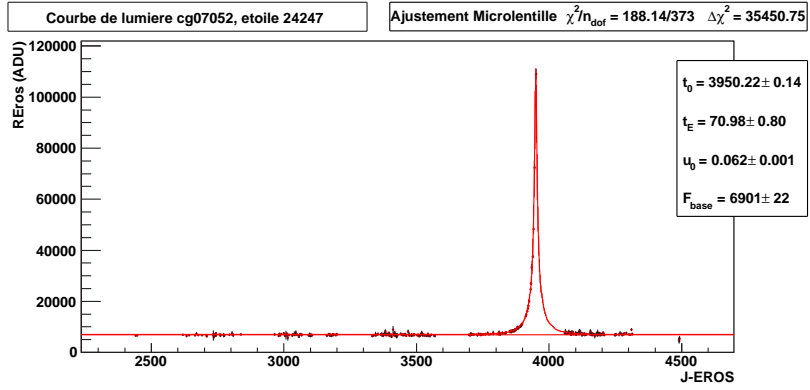


FIG. B.7 – Courbe de lumière du candidat numéro 93.

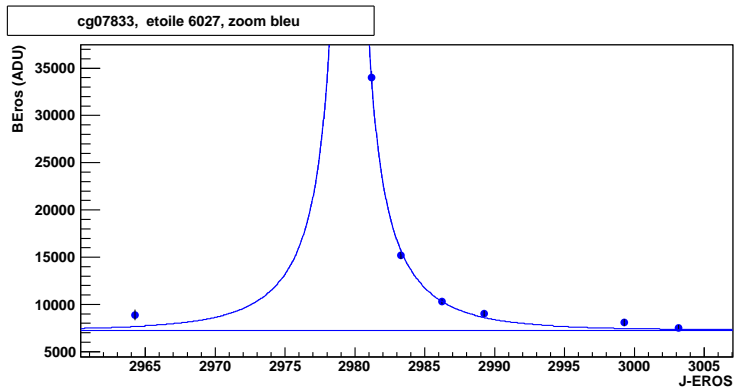
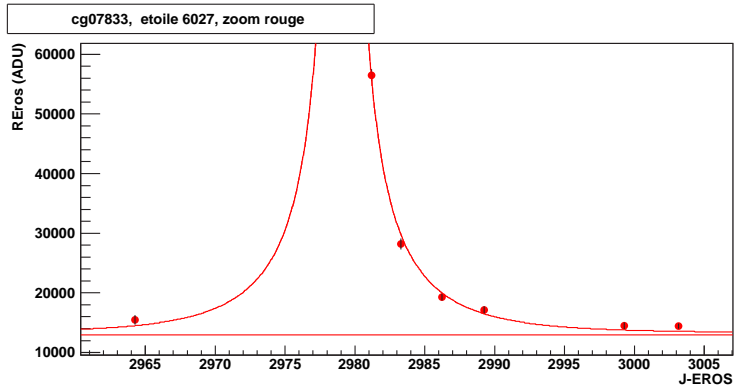
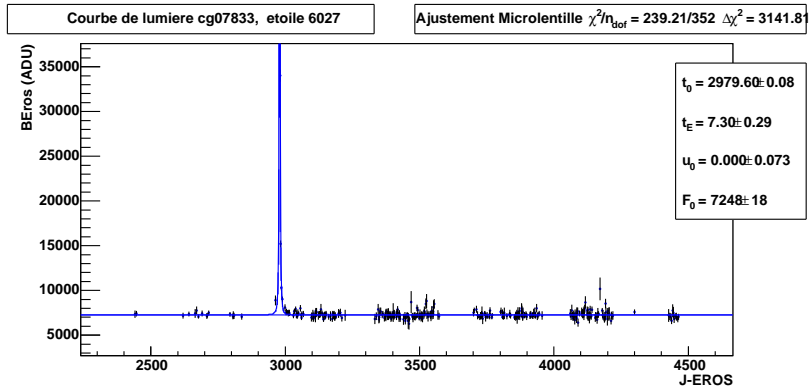
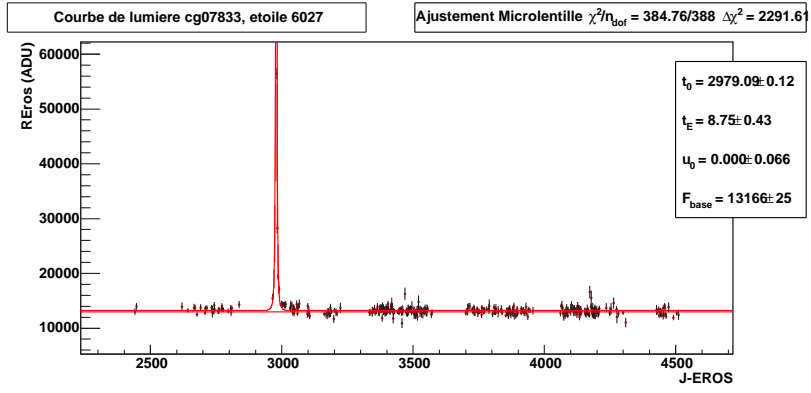


FIG. B.8 – Courbe de lumiere du candidat numéro 109.

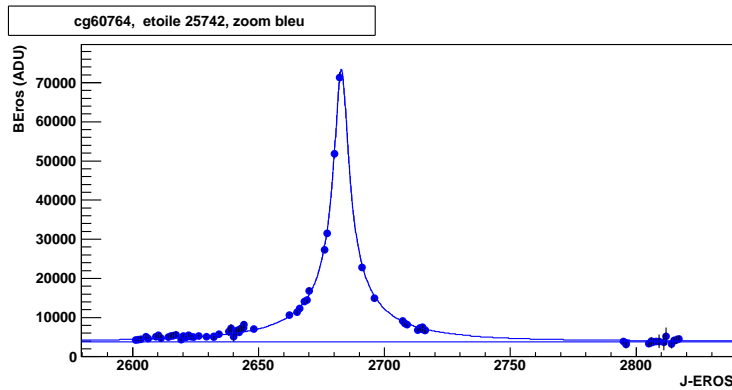
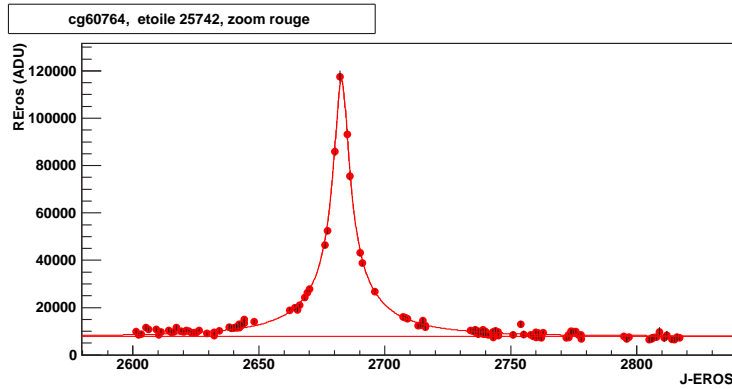
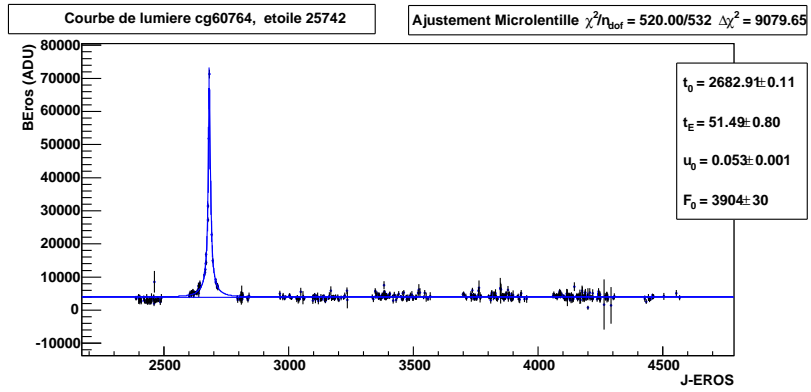
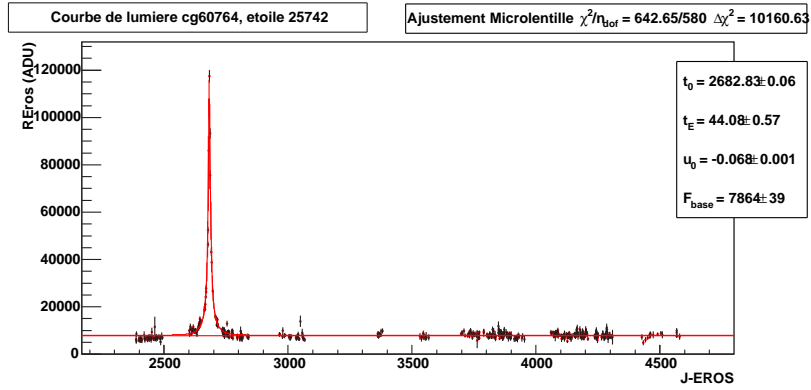


FIG. B.9 – Courbe de lumiere du candidat numéro 137.

Annexe C

Des candidats microlentille remarquables

Dans cette annexe, on présente quelques candidats remarquables ; leur courbe de lumière présente des déviations par rapport à un effet de microlentille standard (source et défecteur ponctuels). On montre les courbes de lumière en rouge et en bleu (courbe entière et zoom sur la zone amplifiée) des candidats numéro 54, 73 et 96 ainsi que la courbe de lumière d'un candidat supplémentaire trouvé lors de l'étude de la stabilité de l'analyse (cf section 6.5), après le relâchement de la coupure sur le χ^2 de l'ajustement par une courbe de Paczyński.

Les candidats numéro 54 et 73 semblent présenter un effet de parallaxe ; leur courbe de lumière présente des distortions par rapport à la courbe de Paczyński standard. On remarque une asymétrie autour du maximum d'amplification. De plus leur temps d'Einstein sont suffisamment longs pour permettre de détecter l'effet de parallaxe.

Les courbes de lumière du candidat numéro 96 et du candidat supplémentaire cité plus haut présentent une forme qui pourrait être due à un défecteur binaire.

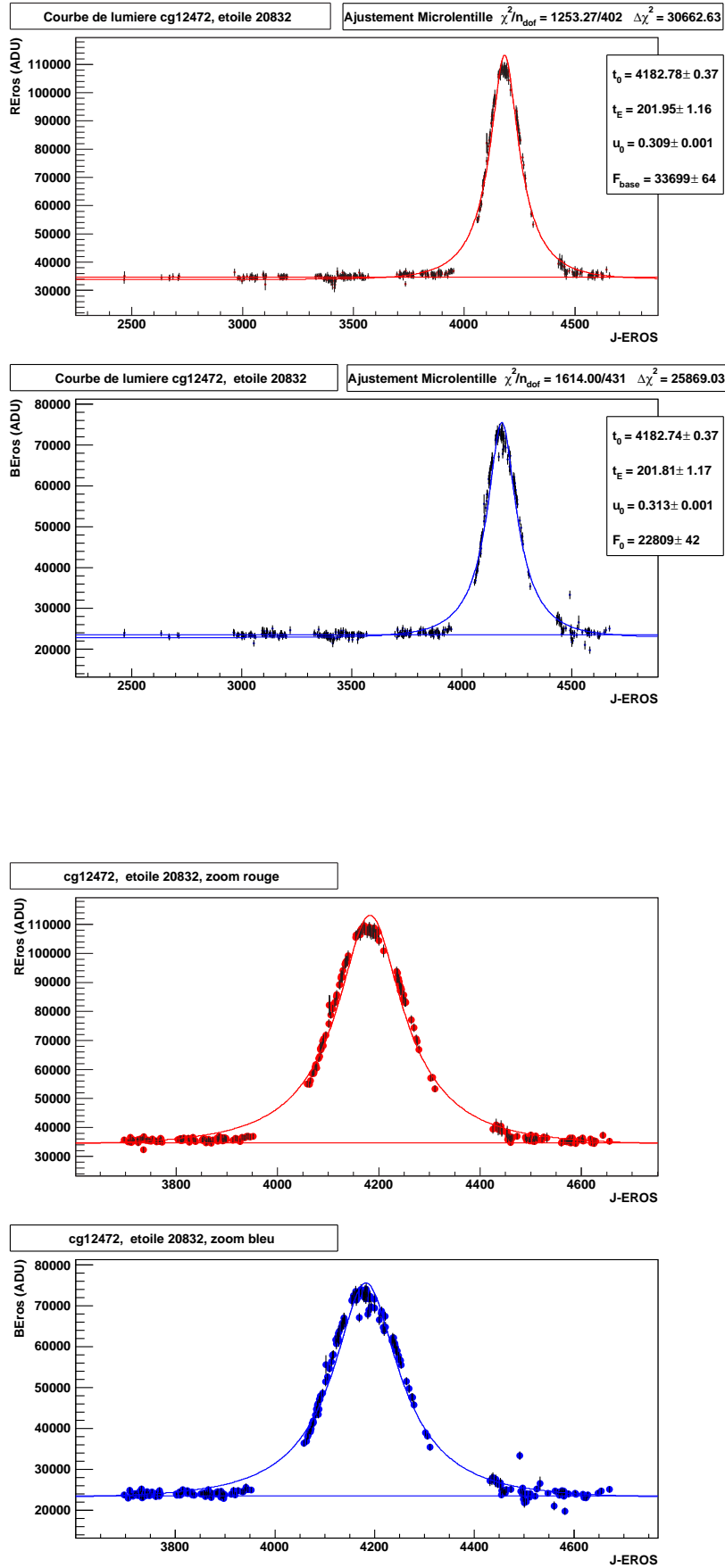


FIG. C.1 – Courbe de lumière du candidat numéro 54.

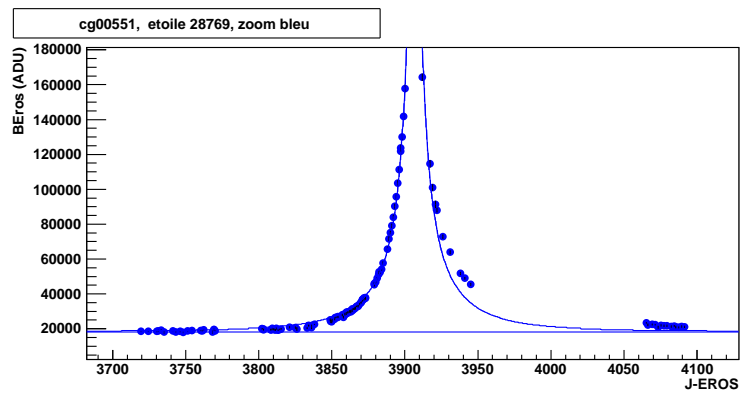
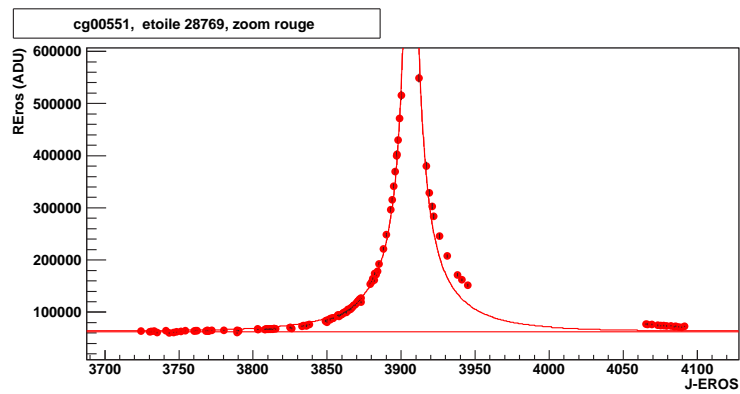
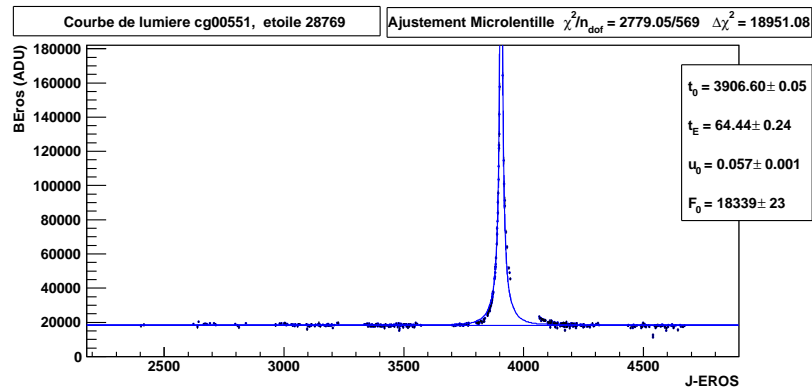
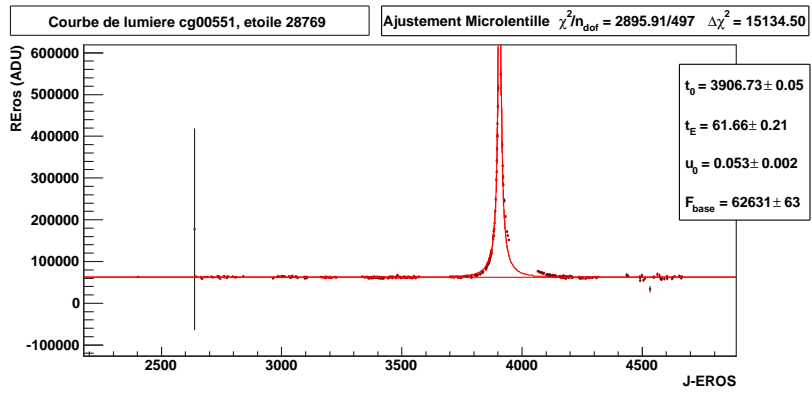


FIG. C.2 – Courbe de lumiere du candidat numéro 73.

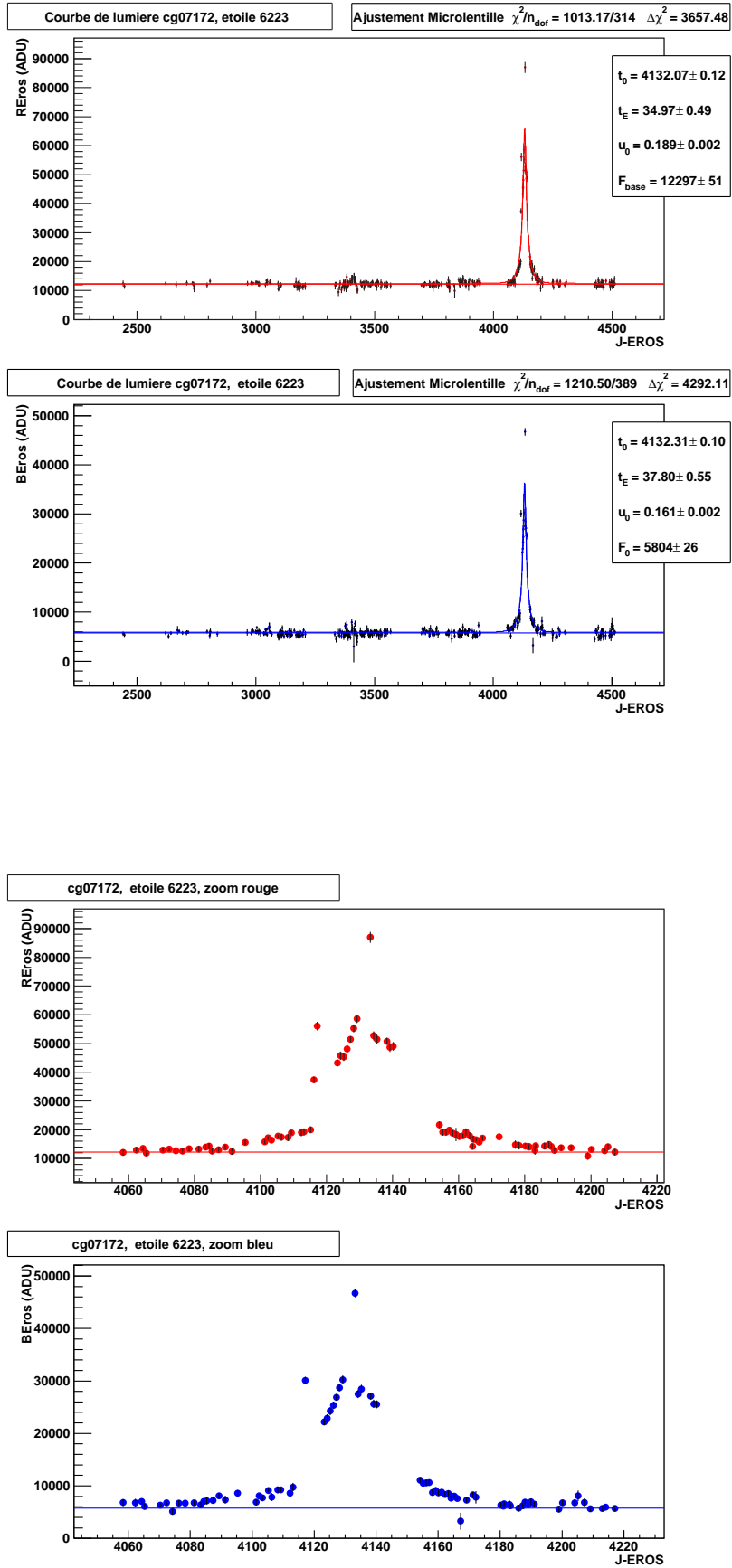


FIG. C.3 – Courbe de lumiere du candidat numéro 96.

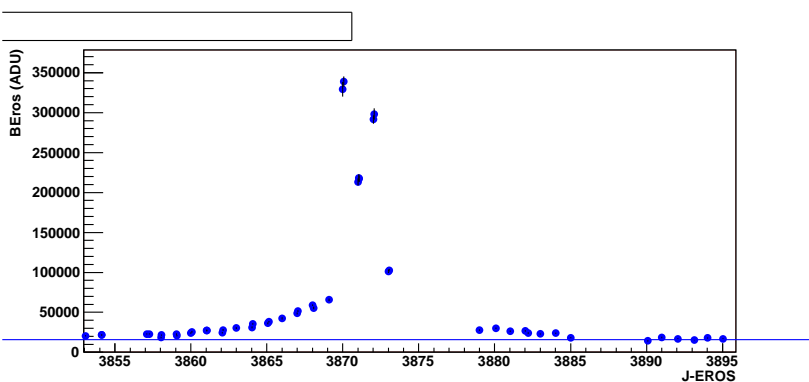
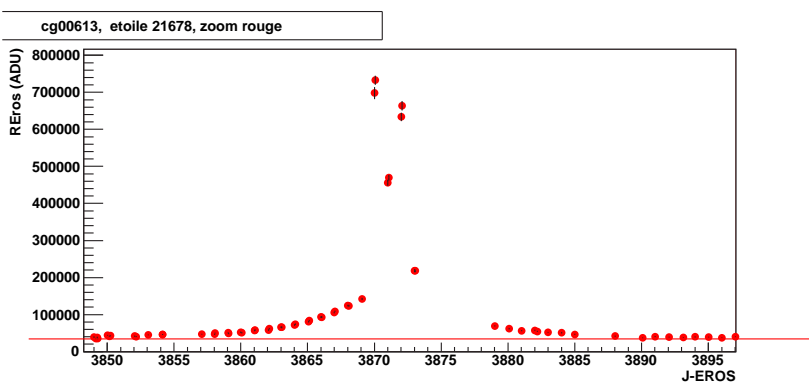
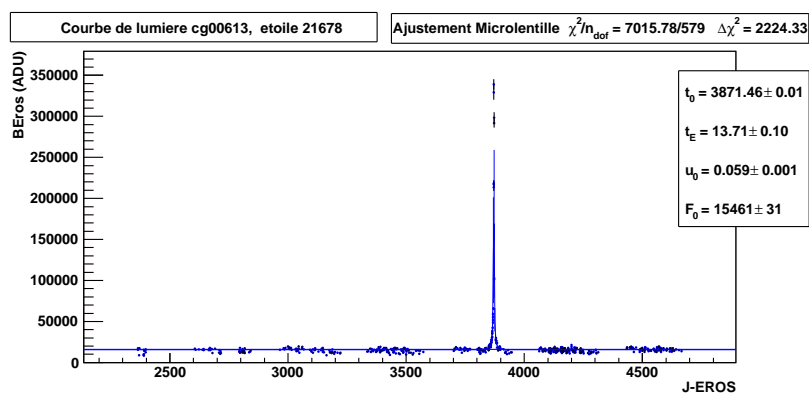
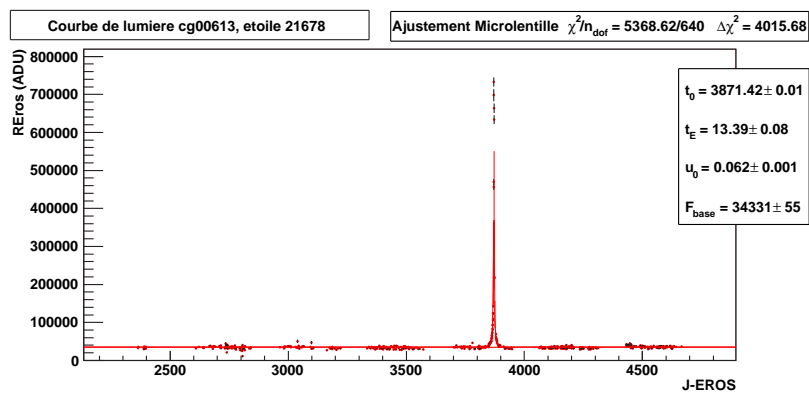


FIG. C.4 – Courbe de lumiere d'un candidat supplémentaire (trouvé après le relâchement de la coupure sur le χ^2 de l'ajustement, cf section 6.5).

Table des figures

1.1	Géométrie du phénomène de microlentille	16
1.2	Position des deux images formées en présence de la lentille	17
1.3	Position des images en fonction de la position de la source	17
1.4	Anneau d'Einstein	18
1.5	Trajectoires des rayons lumineux en présence d'une lentille ponctuelle	19
1.6	Dynamique de l'effet de microlentille gravitationnelle	20
1.7	Courbe d'amplification pour différentes valeurs du paramètre u_0	21
1.8	Géométrie de l'effet de source étendue	22
1.9	Courbes de lumière avec effet de source étendue	23
1.10	Microlentille avec déflecteur binaire	25
1.11	Géométrie de l'effet de parallaxe (3 dimensions)	26
1.12	Géométrie de l'effet de microlentille avec parallaxe terrestre	26
1.13	Première détection d'un événement présentant un effet de parallaxe	28
1.14	Influence du <i>blending</i> sur la reconstruction d'un événement de microlentille	33
1.15	Influence du <i>blending</i> sur la mesure du temps d'Einstein	34
2.1	Schéma simplifié de la Galaxie	36
2.2	Orientation de la barre de la Galaxie	39
2.3	Carte de profondeur optique dans le centre galactique pour différents modèles	42
2.4	Carte de profondeur optique pour le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002]	43
2.5	Profondeur optique attendue en fonction de la latitude galactique	44
3.1	Visibilité des cibles EROS en fonction de l'heure et de la saison	47
3.2	Optique du télescope MARLY	48
3.3	Facteur global de transmission de l'optique	49
3.4	Disposition et orientation des CCD sur la mosaïque des caméras	50
3.5	Diagramme d'exclusion combiné EROS-I (CCD+Plaques) et signal de MACHO	54
3.6	Diagramme d'exclusion EROS I & II et signal de MACHO	55

3.7	Résultats d'EROS2 vers les Nuages de Magellan	56
3.8	Champs observés dans le plan galactique par EROS2	58
3.9	Diagramme couleur magnitude	60
3.10	Champs observés vers le centre galactique	61
3.11	Champs du centre galactique retenus pour l'analyse	63
3.12	Première analyse des données EROS2 du centre galactique	64
3.13	Champs du centre galactique suivis par l'expérience MACHO	65
4.1	Champs tests pour l'étude du pointage du télescope	71
4.2	Décalage du pointage	72
4.3	Distribution du seeing, du fond de ciel et du nombre d'étoiles des clichés CCD	74
4.4	Nombre d'images constituant les images composites	75
4.5	Étoile d'avant plan très brillante qui provoque des aigrettes lumineuses	77
4.6	Étoile d'avant plan trop brillante, le masquage automatique échoue.	78
4.7	Nombre d'étoiles par catalogue de référence.	78
4.8	Précision photométrique des courbes de lumière	81
4.9	Comparaison des temps d'Einstein simulés à ceux mesurés	86
4.10	Comparaison des paramètres d'impact simulés à ceux mesurés	86
5.1	Élimination des mauvais clichés	89
5.2	Pourcentage de mauvais clichés rouges par quart de CCD	89
5.3	Pourcentage de mauvais clichés bleus par quart de CCD	90
5.4	Détermination de la ligne de base	92
5.5	Reconstruction du flux de base des étoiles	93
5.6	Détection des fluctuations	95
5.7	Pourcentage d'étoiles sélectionnées "microlentille" par quart de CCD	96
5.8	Coefficient de corrélation	97
5.9	Pourcentage d'étoiles sélectionnées "variable" par quart	97
6.1	Magnitude et couleur des étoiles pour le champ cg002, CCD 4, quart k	102
6.2	Position du clump des géantes rouges pour le champ cg002, CCD 4, quart k	102
6.3	Position du clump des géantes rouges pour chacun des quarts de CCD	103
6.4	Diagramme couleur-magnitude des étoiles du centre galactique (CG)	104
6.5	Ajustement microlentille : influence de la position du maximum d'amplification	110
6.6	Distribution de $\Delta\chi^2$ en fonction de u_0 pour le champ dg610	111
6.7	Distribution des paramètres ajustés, t_0 , t_E et u_0	114
6.8	Diminution apparente du flux de base d'une étoile (réaluminisation du miroir)	115

6.9	Distribution de t_E , coupure sur t_E et u_0	116
6.10	Distribution de u_0 , coupure sur t_E et u_0	116
6.11	Exemple d'ajustement de Paczyński sur une étoile variable	117
6.12	Distributions du χ^2 de l'ajustement microlentille	118
6.13	Distribution des paramètres ajustés et coupure sur le χ^2 de l'ajustement	119
6.14	Distributions de $\Delta\chi^2$	120
6.15	Distribution des paramètres ajustés et coupure sur $\Delta\chi^2$	121
6.16	Position des 141 candidats dans le diagramme couleur-magnitude	123
6.17	Distributions des paramètres des candidats	124
6.18	Compatibilité des paramètres rouges et bleus	126
6.19	Courbe de lumière du candidat 44	127
7.1	Distribution des paramètres engendrés t_0 , u_0 et t_E	132
7.2	Simulation d'un événement microlentille sur une courbe de lumière	133
7.3	Efficacité de détection pour les étoiles géantes rouges	134
7.4	Efficacité de détection pour les étoiles brillantes	135
7.5	Diagramme couleur-magnitude des étoiles du centre galactique (CG)	136
7.6	Distribution de la variable $\frac{t_E}{\epsilon(t_E)}$	138
7.7	Distribution de la variable $\frac{1}{\epsilon(t_E)}$	138
7.8	Position des candidats.	141
7.9	Carte de profondeur optique pour le modèle de [Bissantz and Gerhard, 2002]	142
7.10	Comparaison de la profondeur optique avec un modèle	143
A.1	Courbe de lumière du candidat numéro 34	154
A.2	Courbe de lumière du candidat numéro 75	155
A.3	Courbe de lumière du candidat numéro 82	156
A.4	Courbe de lumière du candidat numéro 85	157
A.5	Courbe de lumière du candidat numéro 97	158
A.6	Courbe de lumière du candidat numéro 130	159
B.1	Courbe de lumière du candidat numéro 11	162
B.2	Courbe de lumière du candidat numéro 18	163
B.3	Courbe de lumière du candidat numéro 25	164
B.4	Courbe de lumière du candidat numéro 36	165
B.5	Courbe de lumière du candidat numéro 61	166
B.6	Courbe de lumière du candidat numéro 76	167
B.7	Courbe de lumière du candidat numéro 93	168

B.8	Courbe de lumière du candidat numéro 109	169
B.9	Courbe de lumière du candidat numéro 137	170
C.1	Courbe de lumière du candidat numéro 54	172
C.2	Courbe de lumière du candidat numéro 73	173
C.3	Courbe de lumière du candidat numéro 96	174
C.4	Courbe de lumière d'un candidat supplémentaire	175

Liste des tableaux

2.1	Profondeur optique attendue dans la direction de la fenêtre de Baade	41
3.1	Caractéristiques électroniques des CCD	51
3.2	Liste et position des champs retenus pour l'analyse	62
3.3	Mesures de la profondeur optique vers le centre galactique	67
4.1	Bilan de la réduction photométrique	83
4.2	Bilan de la réduction photométrique	84
5.1	Bilan du filtrage des courbes de lumière	99
5.2	Bilan du filtrage des courbes de lumières	100
6.1	Nombre de géantes rouges observées par champ CG	106
6.2	Nombre de géantes rouges observées par champ CG	107
6.3	Limites des saisons d'observation du centre galactique	109
6.4	Bilan de l'analyse de niveau 1 des données filtrées	112
6.5	Bilan de l'analyse de niveau 2 des données filtrées	122
6.6	Stabilité de l'analyse	128
7.1	Mesures de la profondeur optique vers le centre galactique	139
7.2	Mesures de la profondeur optique en fonction de la latitude	140
7.3	Mesures de la profondeur optique par intervalle de b'	142
A.1	Candidats microlentille	148
A.2	Candidats microlentille	149
A.3	Candidats microlentille	150
A.4	Candidats microlentille	151
A.5	Candidats microlentille	152

Bibliographie

- [Abt, 1983] Abt, H. A. (1983). Normal and abnormal binary frequencies. *ARA&A*, 21 :343–372.
- [Afonso, 2001] Afonso, C. (2001). *Recherche de microlentilles gravitationnelles en direction du Centre Galactique dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Afonso et al., 2003a] Afonso, C., Albert, J. N., Alard, C., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., LeGuillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., and Zylberajch, S. (2003a). Bulge microlensing optical depth from EROS 2 observations. *A&A*, 404 :145–156.
- [Afonso et al., 2001] Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., LeGuillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., Zylberajch, S., and The EROS collaboration (2001). Photometric constraints on microlens spectroscopy of EROS-BLG-2000-5. *A&A*, 378 :1014–1023.
- [Afonso et al., 2003b] Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Beaulieu, J. P., Blanc, G., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., de Kat, J., Lasserre, T., LeGuillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Marquette, J. B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Rahal, Y. R., Rich, J., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., and Zylberajch, S. (2003b). Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. *A&A*, 400 :951–956.
- [Alcock et al., 1997a] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Welch, D. L., and The MACHO Collaboration (1997a). The MACHO Project Large Magellanic Cloud Microlensing Results from the First Two Years and the Nature of the Galactic Dark Halo. *ApJ*, 486 :697–+.
- [Alcock et al., 1997b] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Park, H.-S., Perlmutter, S., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., and Sutherland,

- W. (1997b). The MACHO Project : 45 Candidate Microlensing Events from the First-Year Galactic Bulge Data. *ApJ*, 479 :119–+.
- [Alcock et al., 1995] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., and Sutherland, W. (1995). First Observation of Parallax in a Gravitational Microlensing Event. *ApJ*, 454 :L125+.
- [Alcock et al., 2000a] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Dalal, N., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., and Welch, D. (2000a). The MACHO Project : Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations. *ApJ*, 542 :281–307.
- [Alcock et al., 2001] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Dalal, N., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., and Welch, D. L. (2001). MACHO Project Limits on Black Hole Dark Matter in the 1-30 M_{Solar} Range. *ApJ*, 550 :L169–L172.
- [Alcock et al., 2000b] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., and Welch, D. L. (2000b). The MACHO Project : Microlensing Optical Depth toward the Galactic Bulge from Difference Image Analysis. *ApJ*, 541 :734–766.
- [Alcock et al., 1996] Alcock, C., Allsman, R. A., Axelrod, T. S., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J. A., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Park, H.-S., Perlmutter, S., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., and Sutherland, W. (1996). The MACHO Project First-Year Large Magellanic Cloud Results : The Microlensing Rate and the Nature of the Galactic Dark Halo. *ApJ*, 461 :84–+.
- [Ansari, 1996] Ansari, R. (1996). Photometric reconstruction and data analysis softwares in the EROS experiment. *Vistas in Astronomy*, 40 :519–530.
- [Ansari et al., 1996] Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Gros, M., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Beaulieu, J.-P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Maurice, E., Prevot, L., and Gry, C. (1996). Observational limits on the contribution of sub-stellar and stellar objects to the galactic halo. *A&A*, 314 :94–103.
- [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., 1995] Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Gros, M., de Kat, J., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Beaulieu, J.-P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Maurice, E., Prevot, L., and Gry, C. (1995). Search for very low-mass objects in the Galactic Halo. *A&A*, 301 :1–+.
- [Aubourg et al., 1993] Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Gros, M., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Rich, J., Spiro, M.,

- Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Beaulieu, J. P., Ferlet, R., Grison, P., Madjar, A. V., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Maurice, E., Prevot, L., and Gry, C. (1993). Evidence for Gravitational Microlensing by Dark Objects in the Galactic Halo. *Nature*, 365 :623–+.
- [Bauer, 1997] Bauer, F. (1997). *Développement et mise du détecteur EROS2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Etude comparative des céphéides dans les Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Bauer et al., 1999] Bauer, F., Afonso, C., Albert, J. N., Alard, C., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Beaulieu, J. P., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Gaucherel, C., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Renault, C., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., and Zylberajch, S. (1999). A slope variation in the period-luminosity relation for short period SMC Cepheids. *A&A*, 348 :175–183.
- [Beaulieu et al., 1995] Beaulieu, J. P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Kneib, J. P., Maurice, E., Prevot, L., Gry, C., Guibert, J., Moreau, O., Tajahmady, F., Aubourg, E., Bareyre, P., Coutures, C., Gros, M., Laurent, B., Lachize-Rey, M., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., and Moniez, M. (1995). Spectroscopic studies of the two EROS candidate microlensed stars. *A&A*, 299 :168–+.
- [Bennett, 1998] Bennett, D. (1998). Magellanic cloud gravitational microlensing results : what do they mean ? *Phys. Rep.*, 307 :97–106.
- [Binney et al., 1997] Binney, J., Gerhard, O., and Spergel, D. (1997). The photometric structure of the inner Galaxy. *MNRAS*, 288 :365–374.
- [Binney and Tremaine, 1987] Binney, J. and Tremaine, S. (1987). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press.
- [Binney and Tremaine, 1987] Binney, J. and Tremaine, S. (1987). *Galactic dynamics*. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.
- [Bissantz and Gerhard, 2002] Bissantz, N. and Gerhard, O. (2002). Spiral arms, bar shape and bulge microlensing in the Milky Way. *MNRAS*, 330 :591–608.
- [Blanc, 2002] Blanc, G. (2002). *Recherche et étude de supernovae. Mesure du taux d'explosion*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Blanc et al., 2004] Blanc, G., Afonso, C., Alard, C., Albert, J. N., Aldering, G., Amadon, A., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Balland, C., Bareyre, P., Beaulieu, J. P., Charlot, X., Conley, A., Coutures, C., Dahlsen, T., Derue, F., Fan, X., Ferlet, R., Folatelli, G., Fouqué, P., Garavini, G., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Goobar, A., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., Hardin, D., Hook, I. M., de Kat, J., Kent, S., Kim, A., Lasserre, T., Le Guillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Marquette, J. B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Mouchet, M., Newberg, H., Nobili, S., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Rahal, Y. R., Regnault, N., Rich, J., Ruiz-Lapuente, P., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., Walton, N. A., and Zylberajch, S. (2004). Type Ia supernova rate at a redshift of ~ 0.1 . *A&A*, 423 :881–894.
- [Caldwell and Ostriker, 1981] Caldwell, J. A. R. and Ostriker, J. P. (1981). The mass distribution within our Galaxy - A three component model. *ApJ*, 251 :61–87.
- [de Vaucouleurs and Pence, 1978] de Vaucouleurs, G. and Pence, W. D. (1978). An outsider's view of the Galaxy - Photometric parameters, scale lengths, and absolute magnitudes of the spheroidal and disk components of our Galaxy. *AJ*, 83 :1163–1173.

- [Derue, 1999] Derue, F. (1999). *Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Derue et al., 2001] Derue, F., Afonso, C., Alard, C., Albert, J.-N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J.-P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J.-F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haïssinski, J., Hamilton, J.-C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Le Guillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J.-B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., and Zylberajch, S. (2001). Observation of microlensing toward the galactic spiral arms. EROS II 3 year survey. *A&A*, 373 :126–138.
- [Dominik, 1996] Dominik, M. (1996). *Galactic microlensing beyond the standard model*. PhD thesis, Universität Dortmund.
- [Draine, 1998] Draine, B. T. (1998). Lensing of Stars by Spherical Gas Clouds. *ApJ*, 509 :L41–L44.
- [Dwek et al., 1995] Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., Kelsall, T., Lisse, C. M., Moseley, S. H., Silverberg, R. F., Sodroski, T. J., and Weiland, J. L. (1995). Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations. *ApJ*, 445 :716–730.
- [Evans, 1993] Evans, N. W. (1993). Simple galaxy models with massive haloes. *MNRAS*, 260 :191–201.
- [Evans, 1994] Evans, N. W. (1994). The power-law galaxies. *MNRAS*, 267 :333–360.
- [Evans and Belokurov, 2002] Evans, N. W. and Belokurov, V. (2002). Microlensing Maps for the Milky Way Galaxy. *ApJ*, 567 :L119–L123.
- [Evans and Jijina, 1994] Evans, N. W. and Jijina, J. (1994). Microlensing by the Milky-Way Halo. *MNRAS*, 267 :L21+.
- [Freudenreich, 1998] Freudenreich, H. T. (1998). A COBE Model of the Galactic Bar and Disk. *ApJ*, 492 :495–+.
- [Gerhard and Silk, 1996] Gerhard, O. and Silk, J. (1996). Baryonic Dark Halos : A Cold Gas Component ? *ApJ*, 472 :34–+.
- [Goldman, 2001] Goldman, B. (2001). *Recherche de naines rouges et de naines blanches par mouvement propre*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Goldman et al., 2002] Goldman, B., Afonso, C., Alard, C., Albert, J.-N., Amadon, A., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J.-P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J.-F., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haïssinski, J., Hamadache, C., Hamilton, J.-C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lasserre, T., Le Guillou, L., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J.-B., Maurice, É., Maury, A., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Tisserand, P., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., Zylberajch, S., and The EROS collaboration (2002). EROS 2 proper motion survey : Constraints on the halo white dwarfs. *A&A*, 389 :L69–L73.
- [Gould et al., 1996] Gould, A., Bahcall, J. N., and Flynn, C. (1996). Disk M Dwarf Luminosity Function from Hubble Space Telescope Star Counts. *ApJ*, 465 :759–+.
- [Gould et al., 1997] Gould, A., Bahcall, J. N., and Flynn, C. (1997). M Dwarfs from Hubble Space Telescope Star Counts. III. The Groth Strip. *ApJ*, 482 :913–+.
- [Hamilton, 1999] Hamilton, J.-C. (1999). *Recherche automatisée de supernovæ à des distances intermédiaires et analyse photométrique de leurs courbes de lumière*. PhD thesis, Université Paris 11.

- [Hardin, 1998] Hardin, D. (1998). *Recherche de supernovae avec EROS et mesure du taux d'explosion de supernovæ*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Hart et al., 1996] Hart, J., van Hermelen, J., Hovey, G., Freeman, K. C., Peterson, B. A., Axelrod, T. S., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Allsman, R. A., Alcock, C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Griest, K., Marshall, S. L., Pratt, M. R., Stubbs, C. W., and Sutherland, W. (1996). The Telescope System of the MACHO Program. *PASP*, 108 :220–+.
- [Holmberg and Flynn, 2000] Holmberg, J. and Flynn, C. (2000). The local density of matter mapped by Hipparcos. *MNRAS*, 313 :209–216.
- [Holtzman et al., 1998] Holtzman, J. A., Watson, A. M., Baum, W. A., Grillmair, C. J., Groth, E. J., Light, R. M., Lynds, R., and O’Neil, E. J. (1998). The Luminosity Function and Initial Mass Function in the Galactic Bulge. *AJ*, 115 :1946–1957.
- [Kapteyn, 1922] Kapteyn, J. C. (1922). First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System. *ApJ*, 55 :302–+.
- [Kroupa et al., 1993] Kroupa, P., Tout, C. A., and Gilmore, G. (1993). The distribution of low-mass stars in the Galactic disc. *MNRAS*, 262 :545–587.
- [Lasserre et al., 2000] Lasserre, T., Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Beaulieu, J. P., Blanc, G., Bouquet, A., Char, S., Charlot, X., Couchot, F., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haassinski, J., Hamilton, J. C., Hardin, D., de Kat, J., Kim, A., Lesquoy, É., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Marquette, J. B., Maurice, É., Milsztajn, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdereau, O., Prévot, L., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., Zylberajch, S., and The EROS collaboration (2000). Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo. *A&A*, 355 :L39–L42.
- [Le Guillou, 2003] Le Guillou, L. (2003). *Recherche de matière noire galactique par détection de microlentilles gravitationnelles en photométrie différentielle*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [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 Paczynski, 1991] Mao, S. and Paczynski, B. (1991). Gravitational microlensing by double stars and planetary systems. *ApJ*, 374 :L37–L40.
- [McGinn et al., 1989] McGinn, M. T., Sellgren, K., Becklin, E. E., and Hall, D. N. B. (1989). Stellar kinematics in the Galactic center. *ApJ*, 338 :824–840.
- [Milsztajn and Lasserre, 2001] Milsztajn, A. and Lasserre, T. (2001). Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 91 :413–419.
- [Mollerach and Roulet, 2002] Mollerach, S. and Roulet, E. (2002). *Gravitational lensing and microlensing*. Gravitational lensing and microlensing by Silvia Mollerach, and Esteban Roulet. xi, 191 p. : ill. ; 23 cm. Includes bibliographical references and index. ISBN : 9810248520.
- [Paczynski, 1986] Paczynski, B. (1986). Gravitational microlensing by the galactic halo. *ApJ*, 304 :1–5.
- [Paczynski, 1996] Paczynski, B. (1996). Gravitational Microlensing in the Local Group. *ARA&A*, 34 :419–460.
- [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.
- [Perdereau, 2004] Perdereau, O. (2004). communication privée.

- [Popowski et al., 2001] Popowski, P., Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., and Welch, D. (2001). Galactic Bulge Microlensing Events with Clump Giants as Sources. In *ASP Conf. Ser. 239 : Microlensing 2000 : A New Era of Microlensing Astrophysics*, pages 244–+.
- [Popowski et al., 2000] Popowski, P., Cook, K. H., Drake, A. J., Marshall, S. L., Nelson, C. A., Alcock, C., Allsman, R. A., Axelrod, T. S., Freeman, K. C., Peterson, B. A., Alves, D. R., Becker, A. C., Stubbs, C. W., Tomaney, A. B., Bennett, D. P., Geha, M., Griest, K., Vandehei, T., Lehner, M. J., Minniti, D., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Sutherland, W., Welch, D., and MACHO Collaboration (2000). MACHO Project Analysis of the Galactic Bulge Microlensing Events with Clump Giants as Sources. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 197 :417–+.
- [Rahal, 2003] Rahal, Y. R. (2003). *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers les bras spiraux galactiques et spectrométrie de supernovæ dans EROS II*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Regnault, 2000] Regnault, N. (2000). *Recherche de supernovæ avec EROS2. Etude photométrique de supernovæ de type Ia*. 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., 1997] Renault, C., Afonso, C., Aubourg, E., Bareyre, P., Bauer, F., Brehin, S., Coutures, C., Gaucherel, C., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gros, M., Hardin, D., de Kat, J., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Palanque-Delabrouille, N., Queinnec, F., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Couchot, F., Mansoux, B., Moniez, M., Perdereau, O., Beaulieu, J.-P., Ferlet, R., Grison, P., Vidal-Madjar, A., Guibert, J., Moreau, O., Maurice, E., Prevot, L., Gry, C., Char, S., and Fernandez, J. (1997). Observational limits on MACHOS in the Galactic Halo. *A&A*, 324 :L69–L72.
- [Rich, 2003] Rich, J. (2003). The EROS photometric calibration.
- [Roulet and Mollerach, 1997] Roulet, E. and Mollerach, S. (1997). Microlensing. *Phys. Rep.*, 279 :67–118.
- [Schneider and Weiss, 1986] Schneider, P. and Weiss, A. (1986). The two-point-mass lens - Detailed investigation of a special asymmetric gravitational lens. *A&A*, 164 :237–259.
- [Shapley, 1918] Shapley, H. (1918). Studies based on the colors and magnitudes in stellar clusters. VII. The distances, distribution in space, and dimensions of 69 globular clusters. *ApJ*, 48 :154–181.
- [Sumi et al., 2003] Sumi, T., Abe, F., Bond, I. A., Dodd, R. J., Hearnshaw, J. B., Honda, M., Honma, M., Kan-ya, Y., Kilmartin, P. M., Masuda, K., Matsubara, Y., Muraki, Y., Nakamura, T., Nishi, R., Noda, S., Ohnishi, K., Petterson, O. K. L., Rattenbury, N. J., Reid, M., Saito, T., Saito, Y., Sato, H., Sekiguchi, M., Skuljan, J., Sullivan, D. J., Takeuti, M., Tristram, P. J., Wilkinson, S., Yanagisawa, T., and Yock, P. C. M. (2003). Microlensing Optical Depth toward the Galactic Bulge from Microlensing Observations in Astrophysics Group Observations during 2000 with Difference Image Analysis. *ApJ*, 591 :204–227.
- [Tisserand, 2004] Tisserand, P. (2004). *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers les nuages de Magellan*. PhD thesis, Université de Nice.
- [Tisserand et al., 2004] Tisserand, P., Marquette, J. B., Beaulieu, J. P., de Laverny, P., Lesquoy, É., Milsztajn, A., Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., Ansari, R., Aubourg, É., Bareyre, P., Bauer, F., Blanc, G., Charlot, X., Coutures, C., Derue, F., Ferlet, R., Fouqué, P., Glicenstein, J. F., Goldman, B., Gould, A., Graff, D., Gros, M., Haissinski, J., Hamadache, C., de Kat, J.,

- Lasserre, T., Le Guillou, L., Loup, C., Magneville, C., Mansoux, B., Maurice, É., Maury, A., Moniez, M., Palanque-Delabrouille, N., Perdureau, O., Prévot, L., Rahal, Y., Regnault, N., Rich, J., Spiro, M., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., and Zylberajch, S. (2004). EROS 2 photometry of probable R Coronae Borealis stars in the Small Magellanic Cloud. *A&A*, 424 :245–252.
- [Udalski et al., 1999] Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., Pietrzynski, G., Soszynski, I., Wozniak, P., and Zebrun, K. (1999). The Optical Gravitational Lensing Experiment. Cepheids in the Magellanic Clouds. III. Period-Luminosity-Color and Period-Luminosity Relations of Classical Cepheids. *Acta Astronomica*, 49 :201–221.
- [Udalski et al., 1994] Udalski, A., Szymanski, M., Stanek, K. Z., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., Krzeminski, W., Paczynski, B., and Venkat, R. (1994). The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Optical Depth to Gravitational Microlensing in the Direction of the Galactic Bulge. *Acta Astronomica*, 44 :165–189.
- [Udalski et al., 2000] Udalski, A., Zebrun, K., Szymanski, M., Kubiak, M., Pietrzynski, G., Soszynski, I., and Wozniak, P. (2000). The Optical Gravitational Lensing Experiment. Catalog of Microlensing Events in the Galactic Bulge. *Acta Astronomica*, 50 :1–65.
- [Walker and Wardle, 1998] Walker, M. and Wardle, M. (1998). Extreme Scattering Events and Galactic Dark Matter. *ApJ*, 498 :L125+.