HAL
open science

Recherche de microlentilles gravitationnelles vers les bras spiraux de la Galaxie et spectroscopie de supernovae dans EROS II

Youcef Rabah Rahal

To cite this version:

Youcef Rabah Rahal. Recherche de microlentilles gravitationnelles vers les bras spiraux de la Galaxie et spectroscopie de supernovae dans EROS II. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00004301

HAL Id: tel-00004301

https://theses.hal.science/tel-00004301

Submitted on 24 Jan 2004

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.

LAL 03-85
Déc. 2003

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6
Spécialité : Physique Quantique

présentée par
Youcef Rabah RAHAL

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Recherche de microlentilles gravitationnelles vers les bras spiraux de la Galaxie et spectroscopie de supernovæ dans EROS II

Soutenue le 18 décembre 2003, devant le jury composé de :

Ian	Bond	Rapporteur
Bernard	D'Almagne	Président
Pierre	Encrenaz	Examinateur
Philippe	Jetzer	Rapporteur
Olivier	Perdereau	Directeur de thèse
James	Rich	Examinateur

Remerciements

Je voudrais remercier François Richard et Bernard D'Almagne pour m'avoir permis d'entrerprendre et de terminer cette thèse au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je remercie Ian Bond et Philippe Jetzer qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, ainsi que Bernard D'Almagne, Pierre Encrenaz et Jim pour avoir accepté d'être membres du jury.

Je remercie évidemment mes deux directeurs de thèse, Marc et Olivier, pour une multitude de raisons : d'abord pour m'avoir proposé ce sujet original, mais surtout pour avoir été présents tout au long des différentes étapes de ce travail avec leurs conseils, leurs encouragements, leur patience et leur compétence.

Les trois agréables années de cette thèse seront inoubliables pour moi grâce aussi aux autres membres du groupe COOL (COsmologie Observationnelle au LAL) : Alexandre, François, Jacques, Martin, Réza, Sophie et les deux Stéphane(s) ! Je souhaite particulièrement un bon courage pour Alexandre et Stéphane Bargot pour la fin de leur thèse et pour la suite.

Je voudrais également remercier l'ensemble de la collaboration EROS, et plus particulièrment Jacques et Alain Milsztajn pour avoir relu quelques chapitres de mon manuscrit et m'avoir fait bénéficier de leur remarques et suggestions, ainsi que Eric Lesquoy pour son aide technique. Je souhaite un bon courage pour Clarisse et Patrick pour la suite de leurs thèses.

Un grand merci va à toute ma famille, et surtout à mes parents, pour leur soutien sans faille tout au long des années. Enfin, merci Nedjma pour avoir toujours été là.

Résumé

Cette thèse comprend deux parties relativement distinctes. Dans la première, nous présentons l'analyse de 16 millions de courbes de lumière collectées par EROS II vers différentes longitudes dans le plan Galactique durant 7 saisons d'observation. Après avoir crée des images de référence et des courbes de lumière, nous avons recherché des effets de microlentille gravitationnelle parmi les courbes de lumière produites en appliquant une analyse discriminante, tout en calculant notre efficacité de détection sur un lot de courbes de lumière simulées. Nous avons mis en évidence 24 candidats, ce qui nous a permis de mesurer la profondeur optique vers nos cibles. La profondeur optique moyenne vers les bras spiraux est $< \tau_{GSA} >= 0.38 \pm 0.08$. Notre résultat est compatible avec les prédictions de modèles Galactiques tirés de la littérature, 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 dans notre analyse provient du fait que les distances où sont situées les étoiles cibles sont mal connues.

Dans la seconde partie, nous présentons l'analyse des données spectroscopiques, collectées durant une campagne internationale de recherche de supernovæ de type Ia menée au printemps 1999, à laquelle EROS II a participé. Une vingtaine de supernovæ de type Ia ont été découvertes puis suivies pendant cette campagne. Nous avons réduit les données spectroscopiques les concernant, qui consistent en une centaine de spectres au total. Nous avons developpé pour celà un programme original permettant de séparer le flux de la supernova de celui de sa galaxie hôte. Nous avons ensuite procédé à une étude de standardisations sur un lot regroupant des objets de la campagne 1999 et des objets découverts antérieuement. L'étude sur ces 17 supernovæ de type Ia a permis de confirmer l'interêt des spectres pour la standardisation. Elle montre en particulier que la standardisation à partir de spectres est aussi efficace que celle basée sur le taux de décroissance des courbes de lumière.

Abstract

This thesis comprises two relatively distinct parts. In the first, we present the analysis of 16 millions light curves collected by EROS II towards different longitudes in the Galactic plan during 7 observational seasons. After creating the reference images and the light curves, we searched for gravitational microlensing effects among the produced light curves by applying a discriminating analysis. Meanwhile, we computed our detection efficiency on simulated light curves. We found 24 candidates that enabled us to measure the optical depths towards our targets. The mean optical depth towards the spiral arms is $< \tau_{GSA} >= 0.38 \pm 0.08$. Our result is in agreement with the predictions of six Galactic models with a central bar, and favours those which do not contain hidden matter in the disk. Besides statistics, the main limitation in our analysis is the fact that the distances to our target stars are not well known.

In the second part, we present the analysis of spectroscopic data, collected during an international campaign to search for type Ia supernovæ, conducted during the 1999 spring, and to which EROS II took part. About twenty type Ia supernovæ have been discovered and followed up during that campaign. We reduced their spectroscopic data, which consist of about a hundred spectra. We have developed in that purpose an original program to separate the flux of the supernova and its host galaxy's. We then carried out a standardisations study on a group of objects including those from Nearby99 and published data. The study performed on these 17 type Ia supernovæ allowed us to confirm the interest of spectra for standardisation. It shows in particular that a standardisation from spectra is as efficient as a standradisation based on the supernova luminosity decline rate.

Table des matières

I Le contexte **13**

1 Contextes théorique et expérimental **15**
1.1 La cosmologie observationnelle . . . 15
1.1.1 Le modèle standard cosmologique . . . 15
1.1.2 Mesure des paramètres cosmologiques . . . 17
1.1.3 La matière noire . . . 20
1.1.4 L'effet de microlentille gravitationnelle . . . 20
1.2 Le programme d'observations EROS II . . . 23
1.2.1 Les programmes de physique . . . 24
1.2.2 L'appareillage . . . 28
1.2.3 Amélioration de la mécanique du télescope . . . 31
1.2.4 La vie de l'expérience . . . 31

II Recherche de microlentilles gravitationnelles **33**

2 Réduction des données **35**
2.1 Principe . . . 35
2.2 Compositage et création des catalogues de référence . . . 35
2.2.1 Sélection des meilleures images . . . 36
2.2.2 Compositage . . . 39
2.2.3 Création des catalogues de référence . . . 41
2.2.4 Bilan de la création des catalogues . . . 42
2.3 Production des courbes de lumière . . . 45
2.3.1 Bilan de la production des courbes de lumière . . . 45

3 Analyse des courbes de lumière **51**
3.1 Principe du programme d'analyse . . . 51
3.1.1 Nettoyage préliminaire . . . 51
3.1.2 Correction des erreurs . . . 53
3.1.3 Calcul du flux de base . . . 54
3.1.4 Décorrélation du flux et du seeing . . . 55
3.1.5 Le Monte-Carlo . . . 56
3.2 Les coupures de l'analyse . . . 56
3.2.1 Le filtrage de premier niveau . . . 56
3.2.2 Le filtrage de second niveau . . . 60
3.3 Les candidats microlentilles gravitationnelles . . . 69
3.3.1 Les candidats particuliers . . . 72
3.3.2 Comparaison avec l'analyse de [Derue, 1999] . . . 74
3.4 Bilan . . . 74

4 Profondeur optique et modèles Galactiques **107**
4.1 Estimateur de la profondeur optique . . . 107
4.2 Etude de la stabilité de τ . . . 107
4.3 Modèles Galactiques . . . 108
4.3.1 Les modèles de [Derue, 1999] . . . 108
4.3.2 Le modèle de [Grenacher *et al.*, 1999] . . . 110
4.3.3 Les résultats de [Evans & Belokurov, 2002] . . . 111
4.4 Distributions de durées . . . 112
4.5 Discussion . . . 112
4.6 Conclusion . . . 114

5 Conclusion et perspectives **119**

III Spectroscopie de supernovæ de type Ia **121**

6 Physique des supernovæ de type Ia **123**
6.1 Les familles de supernovæ . . . 123
6.1.1 Les supernovæ de type Ia . . . 123
6.1.2 Les supernovæ de type Ib . . . 124
6.1.3 Les supernovæ de type Ic . . . 124
6.1.4 Les supernovæ de type II . . . 125
6.2 Les supernovæ de type Ia . . . 126
6.2.1 Les modèles d'explosion . . . 127
6.2.2 Taux d'explosion . . . 127
6.2.3 Photométrie des supernovæ de type Ia . . . 128
6.2.4 Spectres de supernovæ de type Ia . . . 131
6.2.5 Corrélations spectroscopiques . . . 132
6.3 Conclusion . . . 134

7 Réduction des spectres collectés **137**
7.1 Collecte d'un spectre avec une caméra CCD . . . 140
7.2 Préparation des images. Correction du fringing . . . 140
7.3 Extraction des spectres . . . 142
7.3.1 Premier cas . . . 142
7.3.2 Deuxième cas . . . 143
7.4 Calibrations et corrections . . . 143
7.4.1 Calibration en longueur d'onde . . . 143
7.4.2 Correction de l'extinction atmosphérique . . . 144
7.4.3 Calibration en flux . . . 144
7.5 Bilan de la réduction des données . . . 158

8 Analyse des spectres **177**
8.1 Les données utilisées . . . 177
8.2 Analyse des spectres . . . 180
8.3 Principe de la standardisation . . . 181
8.4 Comparaison des méthodes de standardisation . . . 181

9 Résumé et conclusion **187**

IV Annexes **189**

A Quelques notions fondamentales **191**
A.1 Les systèmes de coordonnées astronomiques . . . 191

A.1.1 Les coordonnées horizontales (ou azimutales) 191
A.1.2 Les coordonnées équatoriales 191
A.1.3 Les coordonnées Galactiques 192
A.2 Le système des magnitudes 192
A.2.1 Les filtres astronomiques 193
A.2.2 Le diagramme de Hertzprung-Russel (HR) 193
A.2.3 L'absorption interstellaire 193
A.2.4 L'airmass 194
A.3 Utilisation des caméras CCD en astrophysique 194
A.3.1 Le seeing 194

Introduction

Les observations cosmologiques récentes montrent que la matière lumineuse ne constitue pas plus de 0.5% environ du contenu énergétique total de l'univers. Les calculs de la nucléosynthèse primordiale, comparés aux observations, indiquent que la densité d'énergie totale des baryons s'élève à environ 4% de la densité critique (celle d'un univers euclidien). La matière baryonique est donc essentiellement non lumineuse. D'autre part, la densité d'énergie actuelle de l'univers semble être compatible avec la densité critique et être dominée par une forme d'énergie du vide, dont la densité s'élève à 70% environ de la densité critique. La densité totale de matière est donc d'environ 30%, ce qui indique l'existence d'une forme non baryonique de matière sombre. Le programme d'observations EROS II a été conçu pour vérifier l'hypothèse selon laquelle des objets compacts baryoniques constitueraient le halo de notre Galaxie. En effet, les observations des courbes de rotation des galaxies spirales, y compris la notre, indiquent que près de 90% de leur masse est répartie dans un halo sombre les entourant. Ce halo pourrait être constitué d'objets compacts massifs, ou MACHOs. Un moyen de les détecter est l'effet de microlentille gravitationnelle qu'ils induisent sur des étoiles d'arrière-plan, lors de leur passage sur la ligne de visée. Ces événements étant rares, il faut observer plusieurs millions d'étoiles pendant plusieurs années pour pouvoir en détecter quelques-uns. Entre 1996 et 2003, la collaboration EROS II a utilisé un télescope situé sur le site de l'ESO à la Silla, au Chili, pour observer les étoiles des deux nuages de Magellan. Ce télescope, le Marly, a un diamètre de 1 m, et était équipé de deux mosaïques CCD de 32 millions de pixels chacune. Les observations se sont faites simultanément dans deux bandes photométriques complémentaires.

Le programme de EROS II inclut aussi des observations des étoiles du centre et des bras spiraux Galactiques. La recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles vers ces directions permet de sonder la structure Galactique et d'en contraindre les modèles. Cette étude est réalisée en comparant les nombres et les durées des événements détectés avec les valeurs prédites par les modèles. Une partie de cette thèse est consacrée à l'analyse des données enregistrées vers les bras spiraux pendant sept ans (soit la durée totale de EROS II).

La collaboration EROS II s'est également intéressée à la recherche de supernovæ de type Ia, en lui consacrant certaines années jusqu'à 20% du temps d'observation. Les supernovæ de type Ia sont des objets astrophysiques très lumineux et dont la luminosité absolue varie peu d'un objet à un autre. Elles peuvent donc servir à mesurer des distances à l'échelle cosmologique ($z \sim 1$) et à contraindre les paramètres cosmologiques ($H_0, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0}$). Il devient par conséquent nécessaire de disposer de lots statistiquement aussi fournis que possible. L'étude systématique des supernovæ de type Ia proches permet en outre une meilleure utilisation de ces objets comme chandelles standards. Dans ce but, EROS II a participé au printemps 1999 à une campagne internationale de recherche de supernovæ de type Ia proches ($z \sim 0.1$). L'analyse des données spectroscopiques de la campagne de 1999 fait l'objet de l'autre moitié de cette thèse.

Ce manuscrit est divisé en quatre parties. Dans la première partie, nous présentons le modèle standard cosmologique, ainsi que les observations et les mesures récentes de ses paramètres. Nous décrivons ensuite le programme EROS II, ses objectifs de physique et les résultats obtenus. La seconde partie est consacrée aux microlentilles gravitationnelles. Tout d'abord, nous présentons la réduction des données des bras spiraux Galactiques obtenues avec EROS II, c'est-à-dire les méthodes de création des images et des catalogues de référence, puis de production des courbes de lumière. Le chapitre 3 est consacré à la

description des coupures de filtrage et d'analyse des courbes de lumière, permettant de sélectionner celles des candidats microlentilles gravitationnelles. Le chapitre 4 présente la mesure de la profondeur optique dans plusieurs directions vers les bras spiraux, ainsi que la comparaison de ces résultats avec les prédictions tirées de modèles Galactiques. La troisième partie est consacrée aux supernovæ de type Ia. Le chapitre 6 décrit la physique de ces objets, ainsi que les différentes méthodes de standardisation, en particulier les méthodes spectroscopiques. Ensuite, on expose la procédure de réduction et de calibration des spectres de la campagne de 1999. Ces spectres sont analysés au chapitre 8 où une méthode de standardisation spectroscopique sera comparée à une méthode photométrique.

Première partie

Le contexte

Chapitre 1

Contextes théorique et expérimental

Nous intoduisons le modèle et les connaissances actuelles dans le cadre desquels ce travail a été effectué, ainsi que les motivations de ce dernier. Nous présentons également le contexte expérimental, le programme d'observations EROS II. Des notions de base d'astronomie et d'astrophysique peuvent être trouvées dans l'annexe A.

1.1 La cosmologie observationnelle

La composition et l'histoire de l'univers sont décrites par un modèle théorique cohérent qui permet d'expliquer un grand nombre d'observations à l'échelle cosmologique tout en étant encore largement incomplet. Nous présentons d'abord succinctement le formalisme du modèle et les méthodes observationnelles pour mesurer ses paramètres. Ensuite, nous introduisons la problématique de la matière noire ainsi que l'effet de microlentille gravitationnelle permettant entre autres de mettre en évidence cette dernière.

1.1.1 Le modèle standard cosmologique

Le modèle décrivant au mieux les observations actuelles est appelé le *modèle standard cosmologique*. Ce modèle a été construit progressivement, en se basant sur la théorie de la Relativité Générale (qui prédit que la gravitation est reliée à la géométrie de l'espace-temps) et sur les observations. Il suppose un univers homogène et isotrope. L'observation montre en outre que l'univers est en expansion. L'hypothèse d'homogénéité et d'isotropie permet de simplifier le tenseur $g_{\mu\nu}$ et d'écrire la métrique de l'espace-temps sous la forme particulière dite de *Robertson-Walker*. La distance entre deux points de l'espace-temps s'écrit alors :

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right] \tag{1.1}$$

$R(t)$, représentant la trace du tenseur de courbure contracté $R_{\mu\nu}$, est relié à la taille spatiale de l'univers à un instant t. k décrit la *courbure* de l'univers, et peut prendre les valeurs -1, 0 ou 1 selon que l'univers est ouvert, plat ou fermé. On définit une quantité sans dimension, $a(t)$, dite *paramètre d'échelle*, par :

$$a(t) = \frac{R(t)}{R_0(t)} \tag{1.2}$$

où $R_0(t)$ est la valeur actuelle de $R(t)$. On définit aussi le *taux d'expansion* de l'univers $H(t)$ par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \tag{1.3}$$

Pour une expression plus simple des coordonnées, et des distances surtout, on introduit le système dit de *coordonnées comobiles*, dans lequel la distance élémentaire s'écrit :

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\left[d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right] \tag{1.4}$$

avec $d\chi = dr/\sqrt{1-kr^2}$, et $r = S_k(\chi)$. $S_k(\chi)$ vaut $\sinh\chi$, χ ou $\sin\chi$ suivant que k est égal à -1, 0 ou 1. L'équation d'Einstein qui relie la géométrie de l'univers (représentée par le tenseur de courbure $R_{\mu\nu}$) à son contenu en énergie (représentée par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$) est donnée par :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \ (c = 1) \tag{1.5}$$

G est la constante de gravitation universelle et Λ la *constante cosmologique*. La résolution de cette équation dans le cadre d'un univers homogène et isotrope conduit à l'équation de Friedmann :

$$\left[\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right]^2 + \frac{kc^2}{R_0^2}\frac{1}{a^2(t)} = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) \tag{1.6}$$

$\rho(t)$ est la densité totale du contenu en énergie de l'univers à un instant donné t. On définit la *densité critique* ρ_c comme la densité correspondant à un univers euclidien (c'est-à-dire pour $k = 0$). On peut alors écrire : $\rho_c(t) = (3/8\pi G)H^2(t)$. Si on ramène les densités des différentes composantes de l'univers à cette densité critique, l'équation de Friedmann peut alors s'écrire :

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)} = \Omega_m(t) + \Omega_r(t) + \Omega_\Lambda(t) = 1 + \Omega_k(t) \tag{1.7}$$

Avec :

$$\Omega_m(t) = \frac{\rho_m(t)}{\rho_c(t)} \tag{1.8}$$

$$\Omega_r(t) = \frac{\rho_r(t)}{\rho_c(t)} \tag{1.9}$$

$$\Omega_\Lambda(t) = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c(t)} = \frac{\Lambda}{3H^2(t)} \tag{1.10}$$

$$\Omega_k(t) = \frac{\rho_k(t)}{\rho_c(t)} = \frac{kc^2}{R_0^2 a^2(t)H^2(t)} \tag{1.11}$$

$\rho_m(t)$ est la densité d'énergie des particules non relativistes de matière (baryonique et non baryonique). $\rho_r(t)$ est la densité d'énergie du rayonnement (particules relativistes : photons et neutrinos). ρ_Λ ayant les dimensions d'une densité d'énergie, on parle alors de *densité d'énergie du vide*.

Le décalage spectral vers le rouge (redshift)

Les photons émis par une source à un instant t_e et reçus par un observateur à un instant t_0 subissent l'effet de l'expansion de l'univers et sont par conséquent décalés vers le rouge. Ce décalage est appelé *redshift* z. Il est défini par :

$$z + 1 = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} \tag{1.12}$$

On montre que :

$$z + 1 = \frac{a_0}{a_e} \tag{1.13}$$

Le redshift a d'abord été mesuré sur les spectres de galaxies, sur lesquels les raies sont décalées vers le rouge. Dès 1929, Hubble a observé que les galaxies s'éloignent les unes des autres mettant ainsi en évidence une expansion de l'univers. Il a constaté que la *vitesse de récession* v est proportionnelle à la distance de la galaxie d :

$$v \sim cz = H_0 d \tag{1.14}$$

Le facteur de proportionnalité est noté H_0, qui est la valeur "actuelle" de $H(t)$ défini par l'équation 1.3. On l'appelle *"constante" de Hubble*. H_0 mesure le taux d'expansion à notre époque. Cette relation n'est valable que si z est assez petit pour que l'on n'ait pas à prendre en compte les autres paramètres cosmologiques, mais assez grand pour que $cz \gg v_p$, v_p étant la vitesse particulière de la galaxie. Ce domaine de validité est appelé le *flot de Hubble* ($0.02 \lesssim z \lesssim 0.1$).

La distance de luminosité

Dans le cadre théorique exposé précédemment, il est possible de montrer qu'en tenant compte de l'expansion, la *distance de luminosité* d_L vers un objet lumineux (celle qui intervient dans l'expression du flux) s'exprime par :

$$d_L = R_0 S_k(\chi)(1+z) = \frac{cz}{H_0} D(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0}) \tag{1.15}$$

où D est une fonction de z, Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0}. Pour $z \ll 1$, il est possible d'écrire :

$$d_L \sim \frac{cz}{H_0}\left[1 + \frac{1-q_0}{2} z + o(z^2)\right] \tag{1.16}$$

où $q_0 = \Omega_{m_0}/2 - \Omega_{\Lambda_0}$ est le paramètre de décélération. L'expression de d_L pour les petits z est simplement la loi de Hubble rencontrée plus haut. Si l'on connaît la luminosité intrinsèque d'un objet suffisamment éloigné, l'étude de d_L en fonction du redshift permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Dans un univers dont l'expansion s'accélére, q_0 est négatif, et la valeur de d_L est supérieure à celle obtenue pour un univers dont le taux d'expansion décroît. Pour un même redshift, les luminosités apparentes sont donc plus faibles dans un univers dont le taux d'expansion croît.

1.1.2 Mesure des paramètres cosmologiques

Plusieurs méthodes indépendantes permettent la mesure des paramètres cosmologiques. Ces diverses méthodes, détaillées plus bas, donnent à l'heure actuelle des résultats compatibles (illustrés sur la figure 1.1). L'univers semble en expansion ($H_0 \sim 72\ km/s/Mpc$) et la géométrie actuelle semble euclidienne ($\Omega_0 \sim 1$, $\Omega_{k_0} \sim 0$). La contribution des particules relativistes est négligeable ($\Omega_{r_0} \sim 10^{-5}$) et la densité d'énergie de l'univers est dominée par celles de la matière et du vide, qui sont du même ordre de grandeur ($\Omega_{m_0} \sim 0.3$, $\Omega_{\Lambda_0} \sim 0.7$, $q_0 \sim -0.55$).

Mesure de H_0

La mesure de la constante de Hubble H_0 est réalisée en étudiant la relation entre le redshift et la distance pour des galaxies situées dans le flot de Hubble. La mesure des redshifts à partir des spectres permet de déduire leurs vitesses de récession. Diverses méthodes permettent la mesure des distances vers ces galaxies. On peut alors déduire le paramètre H_0. La première estimation de Hubble était d'environ 500 $km/s/Mpc$ (revue à 560 $km/s/Mpc$ par [Hubble & Humason, 1931]). Après une phase conflictuelle,

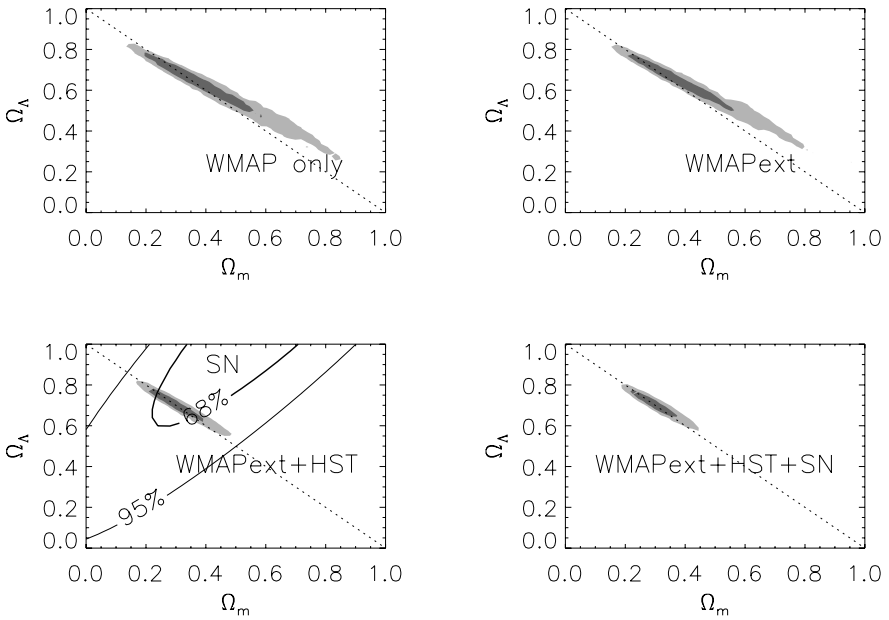


FIG. 1.1 – *Contraintes sur Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0} obtenues avec WMAP (en haut à gauche), en combinant les résultats de WMAP avec d'autres mesures du CMB : CBI et ACBAR (en haut à droite), en tenant compte de la mesure de H_0 provenant du HST Key Project (en bas à gauche) et enfin en ajoutant la contrainte obtenue avec les supernovæ de type Ia du High-Z Supernova Search Team (en bas à droite). D'après [Spergel* et al.*, 2003].*

les mesures semblent converger vers une valeur d'environ 72 $km/s/Mpc$. Les résultats finaux du *Hubble Space Telescope Key Project* publiés par [Freedman *et al.*, 2001], donnent une valeur de 72 ± 8 $km/s/Mpc$. Il est usuel d'exprimer la constante de Hubble comme $H_0 = 100\ km/s/Mpc \times h_0$ (avec $h_0 \sim 0.7$). Les grandeurs cosmologiques sont souvent exprimées en faisant intervenir h_0. Par exemple, la valeur de la densité critique est donnée par : $\rho_{c_0} \sim 1.9 \times 10^{-26}\ h_0^2\ kg/m^3$.

Mesure de l'âge de l'univers

Il est possible de placer une limite inférieure sur l'âge A de l'univers en datant les amas globulaires Galactiques (amas constitués des étoiles les plus vieilles de la Galaxie et situés en périphérie de celle-ci) et par la mesure des abondances d'éléments radioactifs. Cette limite est d'environ 10×10^9 ans. L'âge est par ailleurs donné (en négligeant Ω_{r_0}) par :

$$A = \frac{1}{H_0} \int_0^{\frac{1}{1+z}} \frac{dx}{\sqrt{\Omega_{\Lambda_0} x^2 + \Omega_{m_0} x^{-1} + 1 - \Omega_{\Lambda_0} - \Omega_{m_0}}} \tag{1.17}$$

Ayant placé une limite inférieure sur A, il est alors possible de contraindre les paramètres Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0}. La limitation principale de cette démarche vient des incertitudes sur H_0, de plus de 10%. [Krauss & Chaboyer, 2003] donnent une limite inférieure de 11.2×10^9 sur l'âge de l'univers avec 95% de niveau de confiance. Les auteurs montrent que cette valeur n'est pas compatible avec un univers plat dominé par la matière.

Mesure de la densité de baryons

L'abondance des élements légers à notre époque diffère de leur abondance primordiale (quelques minutes après le big bang) puisque cette mesure est contaminée par la nucléosynthèse stellaire. Néanmoins,

l'observation des spectres de quasars lointains, présentant des raies d'aborption induites par des nuages intergalactiques, permet de déduire le rapport primordial deutérium-hydrogène (sous l'hypothèse que la composition de ces nuages n'a pas changé depuis le big bang). La comparaison des mesures avec les valeurs prédites par la nucléosynthèse primordiale permet de déduire le rapport baryons-photons. La connaissance de la densité des photons (mesurée à partir du spectre observé de corps noir) permet alors de déduire que $\Omega_{b_0} h_0^2 = 0.020 \pm 0.002$ ([Burles, Nollett & Turner, 2001]). Cette densité est environ dix fois plus importante que la densité de baryons visibles.

Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont des systèmes liés pouvant s'étendre sur des distances de quelques Mpc. La mesure de la masse des amas est possible par l'étude des vitesses des galaxies de l'amas, la mesure de la température du rayonnement X qu'émet le gaz chaud inter-amas, ou la mesure du potentiel gravitationnel par l'étude de l'effet de lentille gravitationnelle sur des objets d'arrière-plan. La mesure de la masse de l'amas permet alors d'estimer le rapport masse-luminosité M/L. La connaissance du rapport M/L pour l'univers (mesurée à l'aide de relevés profonds de galaxies) permet alors de mesurer Ω_{m_0}, avec l'hypothèse $(M/L)_{amas} \sim (M/L)_{univers}$. En utilisant cette méthode, [Lin, Mohr & Stanford, 2003] trouvent $\Omega_{m_0} = 0.28 \pm 0.03$. Il est également possible de mesurer Ω_{m_0} en mesurant le rapport de la masse des baryons dans l'amas et de la masse totale de l'amas. La valeur de Ω_{b_0} donnée par la nucléosynthèse primordiale permet alors de déduire Ω_{m_0}. Les deux approches donnent des résultats compatibles et indiquent que plus de 90% de la matière n'est pas baryonique.

Les supernovæ de type Ia

Les supernovæ de type Ia sont des chandelles standards observables jusqu'à $z \sim 1$. Dans le flot de Hubble, elles peuvent contribuer à l'estimation de H_0. Au delà, il est possible de les utiliser pour mesurer Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0}. Les mesures récentes sur des supernovæ de type Ia lointaines donnent des distances de luminosité plus grandes que celles prévues par un modèle cosmologique dominé seulement par la matière. Ces mesures semblent donc indiquer que la densité d'énergie du vide domine la dynamique de l'univers. Les récentes mesures du *High-Z Supernova Search Team* effectuées sur 230 supernovæ, et publiées par [Tonry *et al.*, 2003], donnent $\Omega_{m_0} = 0.28 \pm 0.05$ avec une contrainte $\Omega_{\Lambda_0} - 1.4 \times \Omega_{m_0} = 0.35 \pm 0.14$. Le *Supernova Cosmology Project*, dans [Knop *et al.*, 2003], donne un résultat compatible : $\Omega_{m_0} = 0.25^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.04$ et $\Omega_{\Lambda_0} = 0.75^{+0.06}_{-0.07} \pm 0.04$. Plusieurs expériences ont pour but d'augmenter la statistique de ces mesures à grand redshift (CFHLS, ESSENCE, satellite SNAP), alors que d'autres observent à petit redshift pour mieux comprendre les systématiques liées à la mesure (SN Factoy, LOTOSS). Les supernovæ, et celles de type Ia en particulier, seront discutées plus en détail dans la seconde partie de cette thèse.

Les anisotropies du fond diffus cosmologique

Le modèle standard cosmologique prévoit que le spectre des photons (découplés de la matière lorsque l'univers était âgé d'un peu plus de 300000 ans) est un spectre isotrope de corps noir. Ce fond diffus cosmologique (CMB, pour *Cosmological Microwave Background*) a été découvert par [Penzias & Wilson, 1965]. Les mesures récentes indiquent une température de 2.73 K. Des anisotropies de température, de l'ordre de 10^{-4}, sont présentes dans le CMB et reliées directement aux fluctuations de densité à l'époque du découplage. La caractérisation de ces anisotropies permet de mesurer plusieurs paramètres comologiques en même temps. Les observations récentes en ballons stratosphériques (BOOMERANG, MAXIMA, ARCHEOPS) ou en satellites (WMAP) donnent des résultats cohérents, entre eux et avec les autres méthodes de mesures précédemment citées. Les mesures réalisées avec ARCHEOPS par [Benoît *et al.*, 2003], combinées avec des observations précédentes, donnent $\Omega_{b_0} h_0^2 = 0.022^{+0.003}_{-0.004}$ et $\Omega_0 = 1.00^{+0.03}_{-0.02}$. Les récentes mesures réalisées avec WMAP par [Spergel *et al.*, 2003] (voir figure 1.1), donnent $\Omega_{b_0} h_0^2 = 0.0224 \pm 0.0009$, $\Omega_{m_0} h_0^2 = 0.135^{+0.008}_{-0.009}$, $\Omega_0 = 1.02 \pm 0.02$ et un âge A de l'univers de $13.7 \pm 0.2 \times 10^9$ années.

1.1.3 La matière noire

Compte tenu des mesures des paramètres cosmologiques présentées précédemment, deux remarques s'imposent :

- Seulement ~4% de la densité d'énergie dans l'univers actuel est d'origine baryonique.
- Seulement ~10% des baryons sont visibles.

Nous observons donc moins de 1% du contenu énergétique total de l'univers. Les modèles numériques de formation des grandes structures semblent indiquer que la matière visible "trace" la matière noire. D'autre part, la matière noire constituerait environ 99% de la masse totale des amas de galaxies et serait répartie dans l'espace inter-amas. De plus, l'observation des courbes de rotation des galaxies spirales indique qu'environ 90% de la masse de ces galaxies n'est pas lumineuse. Dans ces dernières, la matière noire serait située dans un halo sombre, sphérique en première approximation.

Si l'on possède quelques éléments sur sa localisation, la nature de la matière noire non baryonique reste inconnue. Cette question est une des grandes questions de la cosmologie actuelle, de même que celle de l'origine et de la nature de l'énergie du vide (parfois appelée énergie noire). Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer les formes que pourrait prendre la matière noire non baryonique : des neutrinos massifs, des WIMPs (pour *Weakly Interacting Massive Particle(s)*) comme par exemple la particule supersymétrique la plus légère, des axions... Confirmer ou infirmer ces hypothèses est un des objectifs de campagnes futures auprès des accélérateurs de particules ou d'expériences de détection directe. Les baryons sombres pourraient se présenter sous différentes formes : des objets compacts du halo (MACHO, pour *Massive Astrophysical Compact Halo Object(s)*), des nuages froids d'hydrogène moléculaire (H_2)... Les MACHOs regroupent les objets nains (naines brunes, rouges ou blanches), les étoiles à neutrons, les trous noirs primordiaux... Plusieurs méthodes permettent d'étudier ces différentes possibilités, mais aucun résultat positif n'a été obtenu jusqu'à ce jour. C'est un problème qui reste donc ouvert. Une des méthodes de recherche de matière noire dans le halo Galactique exploite l'effet de microlentille gravitationnelle.

1.1.4 L'effet de microlentille gravitationnelle

L'effet de lentille gravitationnelle est un effet prédit par la Relativité Générale. C'est le résultat de la déflexion des rayons lumineux au voisinage d'un objet massif. L'observation d'une étoile qui subit cet effet, par un objet massif proche de la ligne de visée, peut révéler plusieurs images, pouvant former un anneau ou des arcs autour du déflecteur. On parle d'effet de microlentille gravitationnelle quand la masse de l'objet déflecteur et donc l'angle de déviation des rayons lumineux sont petits. Les différentes images de la source sont alors confondues, car la résolution instrumentale est insuffisante pour les séparer. L'effet observé se traduit par l'amplification apparente du flux de l'étoile observée. Cette amplification n'est détectable que quand la lentille et l'étoile source sont en mouvement l'une par rapport à l'autre. On observe alors une augmentation transitoire du flux de l'étoile. L'échelle de temps du phénomène dépend du paramètre d'impact (distance minimale apparente lentille-source), de la masse de la lentille et des distances observateur-lentille et lentille-source. Ainsi, il est possible par cet effet de mettre en évidence la matière noire du halo Galactique, si jamais elle se trouvait sous forme de MACHOs. Il faudrait pour celà observer les étoiles de galaxies proches et détecter les éventuels effets de microlentilles gravitationnelles induits par ces MACHOs ([Paczyński, 1986]). Nous présentons dans la suite le formalisme des microlentilles gravitationnelles, ainsi que la notion de profondeur optique. Les détails de la méthode d'observation seront présentés par la suite.

Formalisme des microlentilles gravitationnelles

On suppose un objet massif (la lentille) en mouvement relatif par rapport à une ligne de visée reliant l'observateur à une source lumineuse. Dans le cadre de la Relativité Générale et dans le cas des petits angles de déflexion, il est possible de montrer que l'amplification du flux de l'étoile supposée ponctuelle, *reçu* par l'observateur, est donnée en fonction du temps par :

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)\sqrt{u^2(t) + 4}} \tag{1.18}$$

où $u(t)$ est la distance de la lentille à la ligne de visée à l'instant t, exprimée en unité de *rayon d'Einstein* r_E :

$$r_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2}\frac{d_l d_{ls}}{d_s}} \tag{1.19}$$

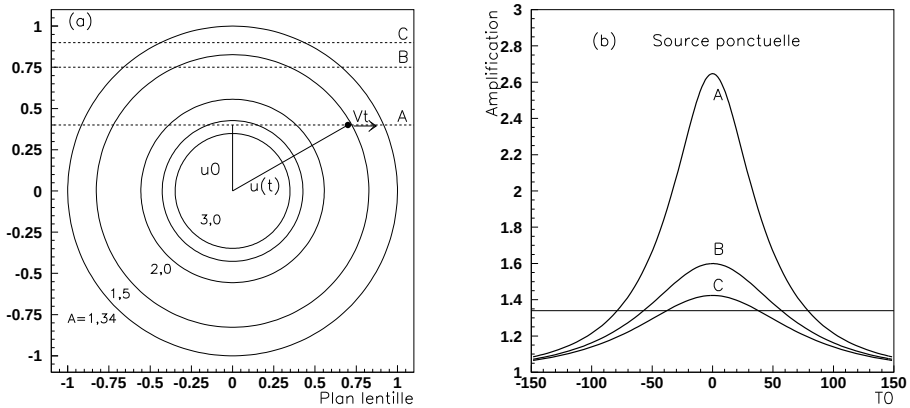
M est la masse de la lentille ; d_l est la distance observateur-lentille ; d_{ls} est la distance entre le plan de la lentille et celui de la source ; d_s est la distance entre le plan de l'observateur et celui de la source. Dans le cas où l'observateur, la lentille et la source sont parfaitement alignés, l'image de la source est un anneau de rayon r_E dans le plan contenant le déflecteur et normal à la ligne de visée. Ce cas correspond à un paramètre d'impact nul et par conséquent à une amplification infinie. Dans la réalité, les sources ne sont jamais ponctuelles, ce qui permet de lever cette singularité.

Il est commode d'introduire une durée caractéristique du phénomène, le *temps d'Einstein* t_E, qui est le temps que met la source pour parcourir un rayon d'Einstein ; t_E est donné par :

$$t_E = \frac{r_E}{v_\perp} \tag{1.20}$$

où $v_\perp$ est la vitesse relative de la source projetée dans le plan de la lentille. Si on désigne par t_0 l'instant d'amplification maximale (pour un paramètre d'impact u_0 minimal), le paramètre d'impact à un instant t est donné par :

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2} \tag{1.21}$$



(a) (b)

FIG. 1.2 – *(a) On montre, dans le plan du déflecteur, les zones d'égale amplification (en unité de rayon d'Einstein). (b) On montre la variation de l'amplification du flux de la source en fonction du temps pour trois valeurs du paramètre d'impact et en supposant un mouvement rectiligne de la source dans le plan de la lentille. Figure adaptée de [Derue, 1999].*

Cette dernière relation n'est valable que si le mouvement projeté de la source dans le plan de la lentille est rectiligne et uniforme. La figure 1.2 illustre la variation de $A(t)$, dont la forme est dite de Paczyński.

L'expression de l'amplification est une fonction paire de la différence $t - t_0$. Par ailleurs, l'amplification ne dépend pas de la longueur d'onde des photons déviés. Ces deux propriétés (parité et achromaticité) sont utiles pour caractériser expérimentalement l'effet de microlentille gravitationnelle : il faut rechercher une variabilité unique, symétrique et achromatique. On choisit dans la suite de ne considérer que les événements pour lesquels la source entre dans l'anneau d'Einstein. Cette condition correspond à $u_0 < 1$ et à une amplification maximale d'au moins 1.34. L'observation d'un effet de microlentille gravitationnelle ne permet pas de déduire chacune des observables liées au phénomène, car, pour un événement donné, les valeurs de u_0 et de t_0 sont *a priori* aléatoires. Toute l'information concernant la lentille et la source est contenue dans la durée des événements. L'expression de t_E fait intervenir plusieurs grandeurs : masses, distances, vitesses. Il n'est possible d'avoir accès à l'un des paramètres qu'en ayant déjà des informations sur les autres ou en faisant des hypothèses sur leur comportement. Les écarts au modèle exposé plus haut (lentille et source ponctuelles, mouvements rectilignes) permettent de lever partiellement ou totalement cette dégénérescence. Ces écarts se manifestent notamment lorsque le rayon de l'étoile source n'est pas négligeable devant le paramètre d'impact : on parle alors d'effet de taille finie ou de source étendue. Des écarts se produisent aussi quand la source ou la lentille sont des systèmes binaires. Enfin, on parle d'effet de parallaxe quand la projection de l'orbite de la Terre dans le plan de la lentille (vue de la source) n'est pas négligeable devant le rayon d'Einstein et que l'événement est suffisamment long. Le modèle de la lentille et de la source ponctuelles reste cependant suffisant dans la majorité des cas.

Effet de confusion L'effet de confusion ou *blending* se manifeste dans le cas fréquent où le flux de l'étoile source mesuré est contaminé par celui d'étoiles non résolues. Cet effet se produit surtout lors de l'observation de régions à haute densité stellaire. Dans ce cas, l'amplification et la durée apparentes sont inférieures à l'amplification et la durée intrinsèques de l'événement, car l'amplification réelle se produit sur le flux d'une seule étoile et non sur le flux de "l'objet" complexe, regroupant deux étoiles ou plus. On caractérise cet effet en introduisant un paramètre de blending c_{bl} défini par :

$$c_{bl} = \frac{A_{obs} - 1}{A - 1} \tag{1.22}$$

où A_{obs} est l'amplification maximale apparente observée et A l'amplification maximale réelle de l'événement. Si le blending est négligeable $A_{obs} \sim A$ et $c_{bl} \sim 1$. Dans le cas d'un blending maximal, on n'observe pas d'amplification $A_{obs} \sim 1$ et par conséquent $c_{bl} \sim 0$. Le rayon d'Einstein apparent (par suite de l'effet de confusion) et le vrai rayon d'Einstein de l'événement sont reliés par :

$$r_{Econfus} = r_E\sqrt{2}\sqrt{\frac{A_{obs} - 1 + c_{bl}}{\sqrt{(A_{obs} - 1)^2 + 2(A_{obs} - 1)c_{bl}}} - 1} \tag{1.23}$$

La contamination du flux de l'étoile source fait qu'en général les amplifications et les durées mesurées avec deux filtres différents ne sont alors pas égales (cet effet est illustré sur la figure 1.3). A cause du blending, l'effet de microlentille gravitationnelle peut donc devenir apparemment chromatique, ce qui rend plus difficile la distinction entre un événement subissant cet effet et une étoile variable dont la variabilité intrinsèque est chromatique. Par ailleurs, le blending provoque une sous-estimation du nombre d'étoiles effectivement surveillées et des temps d'Einstein ($t_{Econfus}/t_E = r_{Econfus}/r_E \leq 1$). De plus, les événements à faible amplification risquent de ne pas être observés. L'estimation de l'impact de cet effet sur le calcul de la profondeur optique est de ce fait délicate.

Notion de profondeur optique

La profondeur optique τ jusqu'à la distance d_s représente la probabilité d'une configuration de microlentille gravitationnelle générant une amplification d'au moins 1.34, sur une source située à la distance d_s. Elle est donc donnée par la fraction de ciel occupée par les disques d'Einstein de toutes les lentilles situées entre l'observateur et les sources. L'expression de la profondeur optique est donnée par :

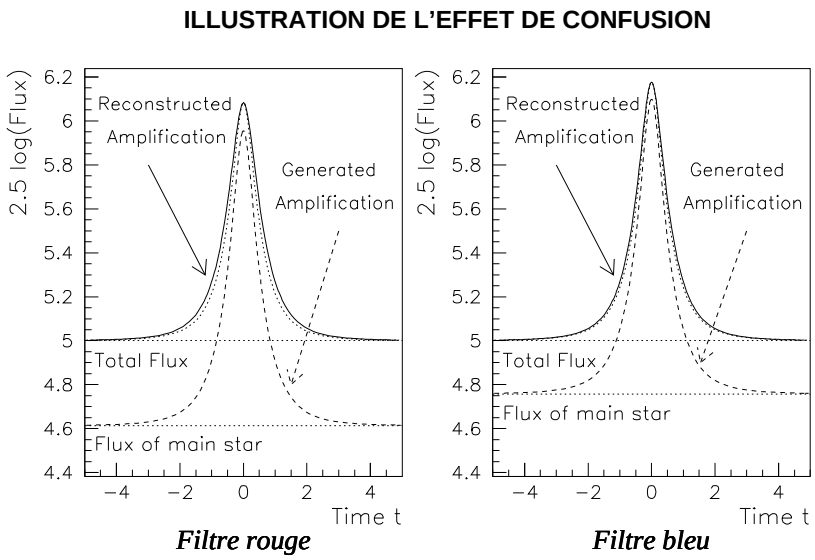


FIG. 1.3 – *Illustration de l'effet de blending dans deux filtres différents. Le blending induit une amplification apparente inférieure à l'amplification réelle de l'événement. De plus, l'atténuation dépend de la couleur. Figure adaptée de [Palanque-Delabrouille, 1997].*

$$\tau = \frac{4\pi G d_s^2}{c^2} \int_0^1 x(1-x)\rho(x)dx \tag{1.24}$$

où $x = d_l/d_s$, et ρ est la densité volumique des lentilles. Cette expression ne dépend donc pas de la distribution de masse des lentilles. Le calcul est effectué en supposant que les disques d'Einstein ne se recouvrent pas. Cette hypothèse est justifiée par la faible valeur mesurée de τ ($\sim 10^{-6}$ vers le centre Galactique par exemple).

Les microlentilles gravitationnelles et les résultats récents les concernant seront traités plus en détail dans la suite du chapitre, consacrée à la description du programme EROS II.

1.2 Le programme d'observations EROS II

EROS (pour *Expérience de Recherche d'Objets Sombres*) a été conçue pour sonder le halo Galactique et pour vérifier l'hypothèse selon laquelle ce halo serait formé en grande partie de MACHOs. Ce sondage s'effectue en surveillant les étoiles des nuages de Magellan, deux galaxies naines satellites de la nôtre. Par effet de microlentille gravitationnelle, les MACHOs, s'ils existent, devraient produire par leur passage sur la ligne de visée une amplification des flux des étoiles suivies. Comme nous allons le voir, EROS II comporte en outre plusieurs autres programmes de physique qui utilisent la même instrumentation pour la détection et le suivi. EROS II a fait suite à une première série d'expériences entièrement dédiées à la recherche de MACHOs vers le grand nuage de Magellan entre 1990 et 1994. EROS I a permis de découvrir l'effet de microlentille gravitationnelle, tout en imposant des contraintes que l'on peut résumer comme suit : les MACHOs de masses comprises entre $10^{-7}M_\odot$ et $10^{-1}M_\odot$ ($M_\odot$ est la masse du Soleil) ne peuvent pas contribuer à plus de 50% à la masse totale du halo ([Ansari *et al.*, 1996]). EROS I a permis aussi l'étude des céphéides vers le grand nuage de Magellan. L'extension du domaine de masse étudié et l'amélioration de l'efficacité de détection, par un meilleur contrôle des bruits de fond (étoiles variables) par exemple, nécessitent de suivre plus d'étoiles sur une période plus longue. C'est dans ce but qu'EROS

II a été proposée. EROS II utilise un télescope de 1 m et deux mosaïques CCD de 32 millions de pixels chacune. EROS II a pris des données entre fin juin 1996 et fin février 2003.

1.2.1 Les programmes de physique

EROS II a été principalement conçue pour la recherche de MACHOs par l'effet de microlentille gravitationnelle. La probabilité de cet effet étant faible, cette recherche demande d'observer plusieurs millions d'étoiles des nuages de Magellan sur quelques années. En même temps, EROS II a observé les étoiles du centre et des bras spiraux de la Galaxie en recherchant également des microlentilles gravitationnelles, afin de contraindre les modèles Galactiques. D'autre part, loin du plan Galactique, EROS II a recherché des supernovæ et des étoiles à grand mouvement propre. Enfin, une recherche systématique d'étoiles variables à partir des catalogues de EROS II est en cours. Les champs suivis ne sont pas tous simultanément observables. Les différents programmes permettent donc d'utiliser harmonieusement l'appareillage. Ils utilisent d'autre part des outils communs de suivi et d'analyse : observation du même champ à intervalles réguliers, construction des courbes de lumière et recherche de variabilité. Les champs visés par les différents programmes sont représentés sur la figure 1.4.

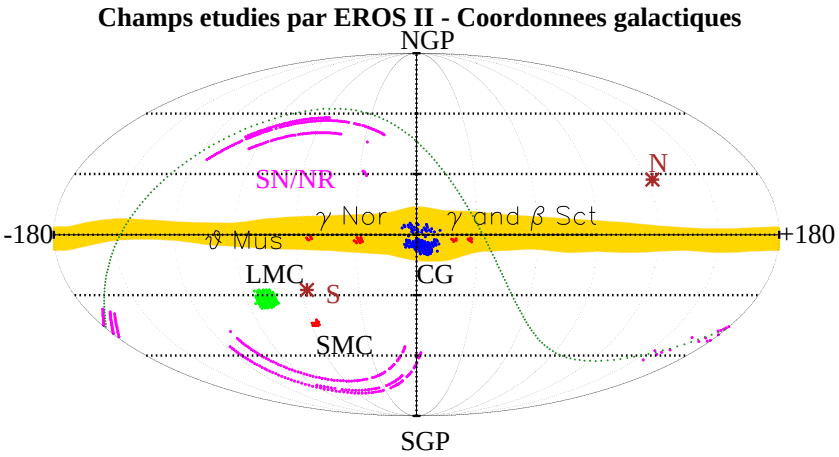


FIG. 1.4 – *La totalité des cibles étudiées par EROS II, en coordonnées Galactiques.*

Les nuages de Magellan

L'observation continue des étoiles des nuages de Magellan devrait permettre la détection d'événements de microlentilles gravitationnelles induits par des objects du halo Galactique. EROS II observe environ 50 millions d'étoiles dans 88 degrés carrés vers le grand nuage de Magellan (LMC, pour *Large Magellanic Cloud*) et environ 5.5 millions dans 10 degrés carrés vers le petit nuage de Magellan (SMC, pour *Small Magellanic Cloud*). Ces deux directions sont évidemment les cibles privilégiées de EROS II, visibles à longueur d'année depuis La Silla mais observables uniquement entre juillet et mai (LMC) et entre mai et février (SMC). L'observation de chacun des 88 champs du LMC s'effectue tous les 3 à 7 jours en moyenne avec des temps de pose variant entre 180 et 900 secondes. Chacun des 10 champs du SMC est observé tous les 3 jours avec des temps de pose de 300 à 900 secondes.

Vers le LMC, deux candidats ont été découverts dans les données de EROS I. Quatre nouveaux candidats ont ensuite été découverts par [Lasserre, 2000] en trois ans de prise de données. Vers le SMC, quatre candidats de longue durée ont été découverts en 5 ans de prise de données ([Palanque-Delabrouille *et al.*, 1998, EROS Collaboration, 2003]). Parmi les candidats SMC,

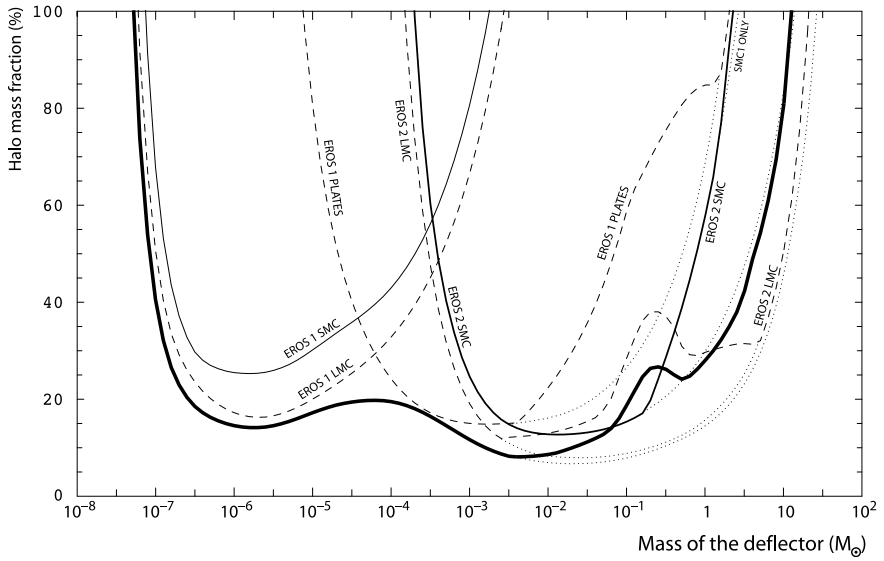


FIG. 1.5 – *Contribution maximale à la masse du halo, en fonction de la masse des lentilles. Les traits fins montrent les limites obtenues avec les différents programmes EROS. Le trait gras montre la limite combinée. Moins de 25% du halo serait constitué de MACHOs de masses comprises entre* 2×10^{-7} *et 1* $M_\odot$. *D'après [EROS Collaboration, 2003].*

trois événements de longue durée sont probablement dus à des étoiles variables. Le quatrième est probablement dû à une lentille du nuage lui-même. On parle alors de *self-lensing*. La figure 1.5 montre que les résultats combinés de EROS I et de EROS II pour les nuages de Magellan excluent à 95 % de niveau de confiance que les MACHOs de masses comprises entre 10^{-7} et 10^{-2} masse solaire puissent contribuer à plus de 10% à la masse totale du halo. Les MACHOs de masses comprises entre 10^{-2} et 1 masse solaire ne contribuent pas à plus de 40% à la masse totale du halo. Récemment, [Le Guillou, 2003], en étudiant les données prises pendant 5 ans vers le SMC, avec une méthode photométrique différentielle (ce qui permet d'avoir un plus grand nombre d'étoiles suivies), a confirmé les résultats précédents. Il a pu également exclure la présence dans le halo de nuages opaques. La totalité des données de EROS II vers ces deux directions sera traitée par [Tisserand, 2004].

Le centre Galactique

EROS II observe environ 50 millions d'étoiles dans 80 degrés carrés vers le centre Galactique (CG, pour *Centre Galactique*). Chaque champ est observé de février à octobre tous les 1 à 2 jours en moyenne avec un temps de pose de 120 secondes. Le CG présente l'avantage d'avoir une grande densité d'étoiles. Son étude a permis ainsi la découverte de nombreux événements de microlentilles gravitationnelles et de sonder la structure du centre Galactique ainsi que l'étude approfondie du phénomène de microlentille gravitationnelle par l'étude d'événements exotiques. La grande densité d'étoiles vers cette direction augmente l'effet de confusion. Il y a également une incertitude sur la localisation des étoiles sources. Une stratégie qui consiste à n'observer que les étoiles géantes rouges permet de réduire ces incertitudes. A partir de 2 millions de géantes rouges observées pendant 3 ans, [Afonso, 2001] a trouvé 36 candidats vers le CG. Une mesure de profondeur optique a été obtenue à partir des 16 candidats les mieux mesurés : $\tau_{CG} = 0.94^{+0.27}_{-0.29} \times 10^{-6}$. L'ensemble des données de EROS II vers le CG est en cours d'analyse par [Hamadache, 2004].

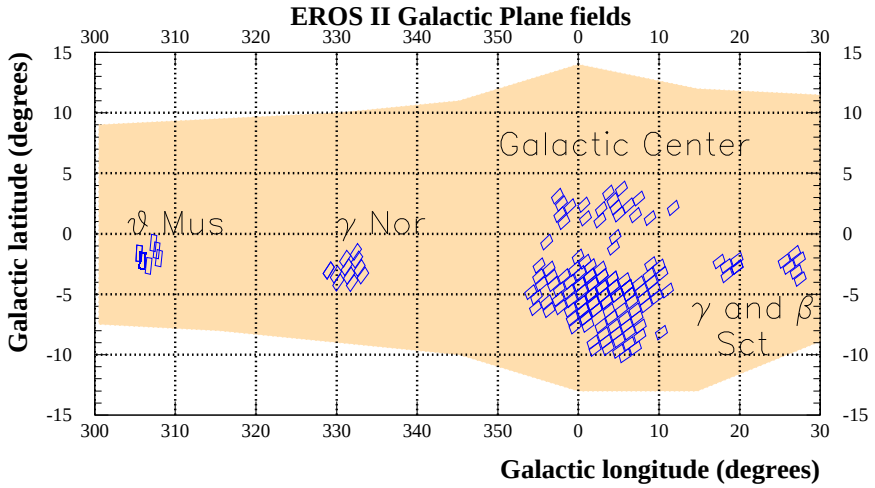


FIG. 1.6 – *Les coordonnées Galactiques des champs suivis par EROS II dans la direction des bras spiraux de la Galaxie.*

Les bras spiraux de la Galaxie

EROS II observe plus de 16 millions d'étoiles des bras spiraux de la Galaxie (GSA, pour *Galactic Spiral Arms*), réparties dans 29 degrés carrés. Les champs visés sont représentés sur la figure 1.6. L'observation de chaque champ se fait tous les 2 à 3 jours (les événements attendus ont des durées de quelques dizaines de jours). Le total du programme GSA représente environ 15% du temps d'observation de EROS II. Sur sept années de prise de données, les images enregistrées dans cette direction constituent envrion 2 To. Les 29 champs sont répartis entre 4 directions à grande densité stellaire (nommés suivant l'étoile la plus brillante de la direction) :

- Direction de β Scuti (BS) : 6 champs, bs300 à bs305. Ces champs sont visibles depuis La Silla de fin avril à fin octobre. Le temps de pose adopté est de 120 s.
- Direction de γ Scuti (GS) : 5 champs, gs200 à gs204. Ces champs sont visibles depuis La Silla de fin avril à fin octobre. Le temps de pose adopté est de 120 s.
- Direction de γ Normæ (GN) : 12 champs, gn400 à gn411. Ces champs sont visibles depuis La Silla de fin janvier à début novembre et sont par conséquent les mieux échantillonnés des 4 directions. Le temps de pose adopté est de 120 s.
- Direction de θ Muscæ (TM) : 6 champs, tm500 à tm505. Cette direction est la plus éloignée du centre Galactique parmi les directions GSA. Ces champs sont visibles depuis La Silla de fin janvier à fin août. Le temps de pose adopté est de 180 s.

L'expérience américano-australienne MACHO observe 1.5 degrés carrés vers GS qui se superposent à nos 5 degrés carrés. L'expérience américano-polonaise OGLE observe seulement 4 degrés carrés dans le plan Galactique, hors de nos cibles, et ne semble pas à même de mesurer les profondeurs optiques. Le sondage de EROS II est donc le seul à permettre de mesurer la profondeur optique à des longitudes Galactiques élevées. La première analyse des données des bras spiraux (3 années de prise de données, [Derue, 1999]) a mis en évidence 7 candidats microlentilles gravitationnelles. La profondeur optique moyenne déduite était de : $\tau_{GSA} = 0.45^{+0.24}_{-0.11} \times 10^{-6}$. L'analyse de la totalité des données vers les bras spiraux fait l'objet principal de cette thèse et sera détaillée dans les chapitres suivants.

Recherche de supernovæ

Depuis le début 1997, EROS II a réalisé neuf campagnes de recherche de supernovæ. Au cours d'une campagne, le temps dont bénéficie le programme au sein de l'expérience peut atteindre 20%. La cam-

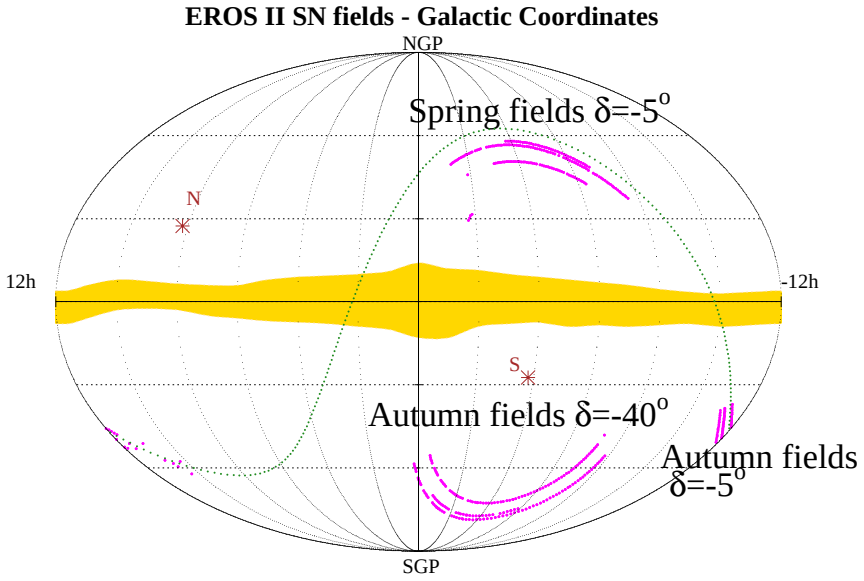


FIG. 1.7 – *En coordonnées Galactiques, les zones de recherche de supernovæ suivies par EROS II.*

pagne de recherche consiste à prendre des images du même champ à 4 semaines d'intervalle à la nouvelle lune, à réaliser la soustraction des deux images et à détecter les objets dont la luminosité a varié. Après élimination automatique des différents bruits de fond (astéroïdes, étoiles variables...), on examine visuellement les quelques candidats restants. Un spectre, enregistré à l'aide d'un autre télescope, permet d'identifier le type de la supernova. Pour détecter ces événements très rares (1 SN/siècle/galaxie) et de variabilité rapide, il faut observer un grand nombre de galaxies dans plusieurs centaines de degrés carrés. Il faut donc viser hors du plan Galactique. Les champs visés sont représentés sur la figure 1.7. Les sept premières campagnes, entre 1997 et 1998, ont permis la découverte de 35 supernovæ, dont 10 ont pu être identifiées par des mesures spectroscopiques sur d'autres télescopes : 7 de type Ia, 2 de type II et 1 de type Ic ([Hamilton, 1997, Hardin, 1998]). Le taux de découverte est de 0.4 supernova par heure d'observation. Les deux dernières campagnes, en 1999 et 2000, ont été effectuées au sein de consortiums internationaux. La campagne du printemps 1999 a permis la découverte d'une cinquantaine de supernovæ (dont la moitié l'a été par EROS II). L'analyse des données photométriques de cette campagne a été effectuée par [Regnault, 2000]. Elle a permis la mesure de la constante de Hubble : $H_0 = 67.4 \pm 2^{+5.9}_{-6.4}$ km/s/Mpc (cette mesure inclut également des supernovæ de type Ia plus anciennes). [Blanc, 2002] a mesuré le taux d'explosion à $z \sim 0.13$ sur un lot de 14 supernovæ de type Ia de EROS II découvertes durant les campagne de 1999 et de 2000 : $\mathcal{R} = 0.23^{+0.09+0.08}_{-0.05-0.08}\ h_0^2/10^{10}\mathcal{L}_{\odot B}/siècle$. Cette mesure est compatible avec celle obtenue précédemment par EROS II ([Hardin *et al.*, 2000]) au même redshift : $\mathcal{R} = 0.44^{+0.35+0.13}_{-0.21-0.07}\ h_0^2/10^{10}\mathcal{L}_{\odot B}/siècle$. Une analyse des données spectroscopiques de la campagne de 1999, réalisée dans le cadre de cette thèse, sera détaillée dans les chapitres suivants.

Recherche d'objets du halo à grand mouvement propre

Les objets du halo Galactique situés dans le voisinage solaire peuvent être repérés par leur grand mouvement propre. Un objet situé à quelques dizaines de parsecs peut se déplacer de quelques arcsec/an. Dans le but de détecter ces objets, EROS II a réalisé une campagne chaque année pour suivre environ 380 degrés carrés. L'étude des données de trois campagnes, sur 250 degrés carrés, 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, avec $M_V = 17$ et $1 < V - I < 1.5$, puissent contribuer à plus de 5% à la masse

totale du halo. Ce résultat est en accord avec les résultats SMC-LMC de EROS II.

Recherche de céphéides dans les nuages de Magellan

Une campagne de recherche de céphéides a été menée par EROS II entre fin 1996 et début 1997 sur 4 degrés carrés du LMC et du SMC, avec un échantillonnage d'une mesure toutes les nuits. Les céphéides sont des étoiles massives et brillantes qui ont entamé la combustion de l'hélium après épuisement de leur hydrogène. Une variation de l'opacité des couches externes de ces étoiles induit une variation périodique de leur luminosité. La période de pulsation est reliée à la luminosité absolue et à la couleur. Cette relation permet, en mesurant la période, la couleur et la luminosité apparente de ces étoiles, de déduire leur module de distance. La connaissance par ailleurs des distances vers les nuages de Magellan permet d'effectuer des études systématiques sur les céphéides. L'analyse des données de EROS II, effectuée par [Bauer, 1997], a conduit à la découverte d'environ 300 nouvelles céphéides dans le LMC et 600 dans le SMC. Cette étude a mis en évidence une brisure de la pente de la relation période-luminosité pour les petites périodes, inférieures à 5 jours. Les donnés de EROS I vers les nuages de Magellan avaient mis en évidence une possible dépendance de la période des céphéides des nuages avec leur métallicité.

1.2.2 L'appareillage

La collaboration EROS II a utilisé pour ses observations le télescope Marly entre 1996 et 2003 pour le suivi de plusieurs centaines de degrés carrés de ciel. Le télecope était situé sur le site de l'observatoire européen austral (ESO, pour *European Southern Observatory*) de La Silla au Chili. Ce site bénéficie de plus de 220 nuits photométriques par an en moyenne. Le fait qu'il soit situé à une latitude de -30 degrés permet d'observer à peu près aussi longtemps les nuages de Magellan que le centre de la Voie Lactée, à une bonne fréquence presque tout au long de l'année. Le télescope était entièrement consacré à l'expérience EROS II durant toute cette période. Le télescope étant automatisé, une personne suffisait à le faire fonctionner dans les conditions normales d'observation.

L'optique

Le Marly est un télescope de type Ritchey-Chrétien avec un miroir primaire de 1 mètre de diamètre. Il est schématisé sur la figure 1.8. Pour les besoins de l'expérience EROS II, son ouverture a été élargie en diminuant le rapport focal de F/8 à F/5 à l'aide d'un triplet de lentilles. Le grand champ obtenu permet en effet de suivre plus d'étoiles et donc de découvrir plus d'événements de microlentilles gravitationnelles. Un cube dichroïque sépare les photons reçus suivant leurs longueurs d'onde en deux voies à 90 degrés l'une de l'autre. La voie dite "rouge", R_{EROS}, accepte les photons entre 6000 Å et 10000 Å. La voie "bleue", B_{EROS}, accepte les photons entre 4000 Å et 7500 Å. Les bandes passantes de ces deux voies sont représentées sur la figure 1.9. On remarque sur cette figure que les voies R_{EROS} et B_{EROS} sont plus larges que les filtres standards. L'observation simultanée dans deux couleurs permet d'exploiter l'achromaticité des microlentilles gravitationnelles dans leur sélection. Le flux de chaque voie est reçu par une caméra refroidie à 180 K, constituée d'une mosaïque de 2×4 CCD LORAL 2k3eb. Chaque CCD est constitué de 2048×2048 pixels. Pour des raisons techniques, on considérera dans la suite un découpage de chaque CCD en quarts k, l, m, et n. Chaque caméra couvre un champ de 1 degré carré (0.7×1.4 degrés), soit 0.6×0.6 *arcsec* par pixel. Le schéma de la configuration de la mosaïque est représenté sur la figure 1.10. Les caméras sont placées au foyer du télescope, centrées sur l'axe optique et alignées avec les "axes" des coordonnées α et δ. Les modifications de l'optique du télescope n'ont pu totalement éviter l'effet de distorsion de la PSF en bord de champ et l'effet de vignettage. Ce dernier effet est corrigé par le déflatage (voir la section A.3).

Le système de pointage

Un système de pointage et d'entraînement automatisé du télescope et de la coupole a été developpé pour les besoins de EROS II. La monture du Marly est de type équatorial. Un moteur contrôle les mouvements de rotation d'un axe aligné avec l'axe polaire et permet les mouvements du télescope selon α. Un deuxième moteur contrôle un axe perpendiculaire à l'axe polaire et permet le mouvement du

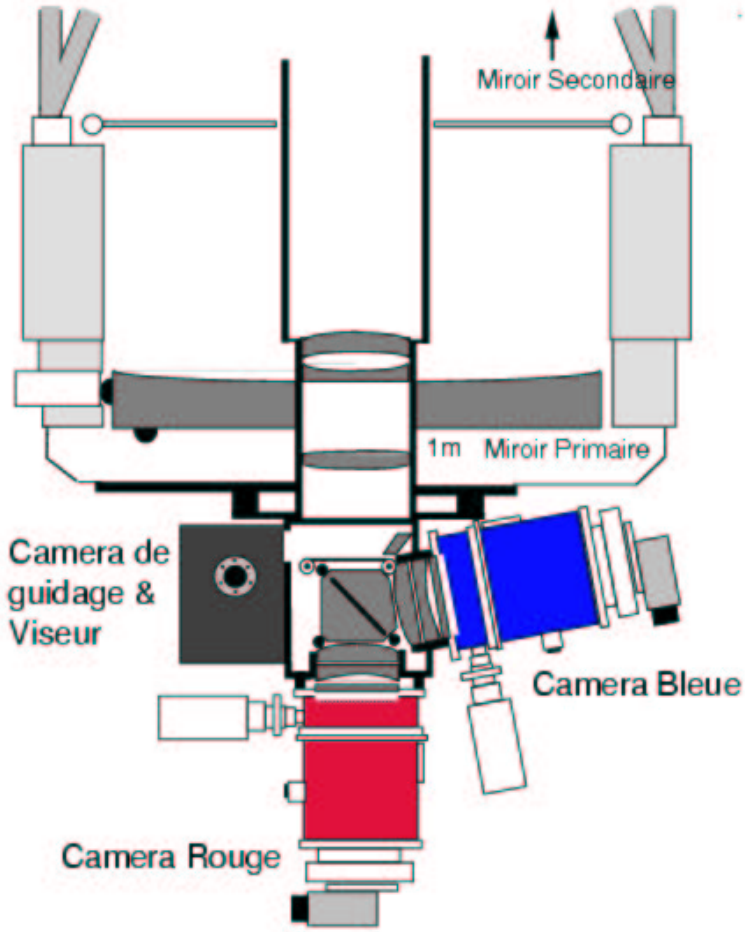


FIG. 1.8 – *Schéma du télescope Marly.*

télescope selon δ. Les temps de pose durent en moyenne quelques minutes, les moteurs permettent alors l'entraînement du télescope pour compenser le mouvement diurne au cours d'une pose. Pour corriger les désalignements, le télescope doit suivre en permanence des étoiles appelées *étoiles guides*. Le guidage utilise une caméra constituée d'un CCD de 1536×1024 pixels, couvrant un champ de 9×6 *arcmin* en marge de celui vu par les caméras principales. Ce champ relativement réduit est néanmoins suffisant pour trouver une étoile guide assez brillante dans toutes les zones pointées. La caméra de guidage observe l'étoile guide toutes les 5 secondes en moyenne pour corriger les mouvements du télescope au cours d'une pose. Le programme de guidage impose au télescope de ne pas pointer en deçà d'une hauteur de 25 degrés et de ne pas dépasser une vitesse de rotation de 90 degrés/minute. Les moteurs sont coupés par le programme si la hauteur devient malgré tout inférieure à 20 degrés ou par une ampoule de mercure si la hauteur devient accidentellement inférieure à 10 degrés. La précision du guidage au cours d'une pose est suffisante pour ne pas dégrader le seeing. Le temps nécessaire pour passer d'un pointage à un autre est de l'ordre de 90 secondes, ce qui est comparable au temps d'acquisition des images.

Le système d'acquisition

Les CCD des deux caméras sont lus en parallèle. Chaque caméra est pilotée par un VME qui réceptionne les données via une fibre optique et les écrit sous le format `FITS`. Les images sont ensuite envoyées vers des stations ALPHA/OSF1 où se fait le déflatage à l'aide d'images (bias et flat-fields) enregistrées l'après-midi précédant les observations. La réduction des images prend quelques heures et

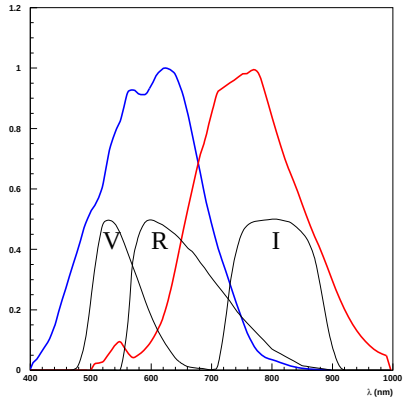


FIG. 1.9 – *Bandes passantes des voies rouge et bleue telles qu'elles ont été déterminées par [Regnault, 2000]. Ces voies sont beaucoup plus larges que celles des filtres standards VRI également indiquées. L'utilisation de filtres larges bandes permet la collecte d'une plus grande quantité de lumière et donc d'accroître le nombre d'étoiles suivies.*

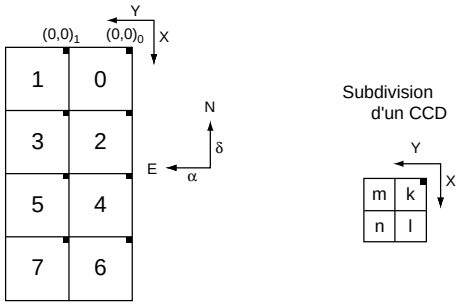


FIG. 1.10 – *Orientation de la mosaïque de CCD. Au moment du traitement des images, chaque CCD est "découpé" en quarts comme indiqué à droite.*

elle est terminée dans la journée qui suit les observations. En même temps, une mesure de la qualité des images enregistrées pendant la nuit est effectuée : fond de ciel, seeing... Ces valeurs sont directement stockées dans les entêtes `FITS` des images. En moyenne 2 DLT de 10 Go chacune sont remplies chaque nuit avec les données brutes et réduites dans les deux couleurs. Des DLT sont envoyées chaque semaine au CC-IN2P3, le centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon. Les entêtes `FITS` des images y sont ensuite lues et les informations y figurant sont transcrites dans la base de données de EROS II au CC-IN2P3 (ou EROSDB). Les images sont accessibles par l'intermédiaire de l'architecture HPSS du CC-IN2P3. Cette architecture est intensivement utilisée lors de la production des courbes de lumière des étoiles suivies et de leur analyse.

Le système d'alerte en ligne

La stratégie d'acquisition présentée ci-dessus ne permet de détecter les événements de microlentilles gravitationnelles que longtemps après qu'ils se soient produits (au moment de l'analyse des courbes de lumière, soit des mois, voire des années plus tard). Un *système d'alerte* a été conçu pour permettre un échantillonnage plus dense des événements et pour permettre d'avertir la communauté internationale de la détection d'un événement. On a pu ainsi suivre certains événements exotiques qui ont permis de lever la dégénérescence sur les paramètres des microlentilles (masse, distances), ou de réaliser des mesures spectroscopiques sur ces candidats. Le système d'alerte de EROS II n'a été effectif que sur un nombre réduit de champs vers le LMC, le SMC et le CG. Les images étaient traitées dans la journée suivant leur

enregistrement. L'analyse des courbes de lumière pour détecter les variabilités, avec un examen visuel final, permettait de publier des communiqués dans le cas d'une découverte. Vers le SMC, 2 novæ ont ainsi été découvertes. Vers le CG, les alertes ont porté sur une dizaine de candidats.

1.2.3 Amélioration de la mécanique du télescope

Après un an de fonctionnement, la surveillance du système de pointage et de guidage a indiqué que les couples appliqués par les moteurs d'axes (et spécialement le moteur α) étaient de plus en plus importants. Une investigation[1] a permis d'identifier les causes de cette évolution : les vis d'entraînement des roues étaient maintenues en contact avec les roues sans jeu et sans graissage; de plus, l'axe d'une vis n'était pas parfaitement dans le plan de la roue correspondante. Ces défauts ont entraîné une détérioration lente des roues au cours des premiers mois de fonctionnement. Il devenait alors urgent d'intervenir. La réparation a été conçue et mise en oeuvre par une équipe du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. La modification mécanique a été effectuée en deux semaines au mois de juin 1998 et a consisté en cinq étapes :

1. Etablir un léger jeu entre les roues et les vis.
2. Rendre bien parallèles les roues et les vis.
3. Tourner les roues de 180 degrés. En effet, surtout pour la roue δ, la zone utile se limite à une partie restreinte de la roue, parce que le pointage est limité sur le ciel. Tourner la roue revient à mettre une partie "neuve" au contact de la vis d'entraînement.
4. Graissage des points de contact.
5. Récupération du jeu créé. Pour ce faire, la solution adoptée fut d'installer un système de contre-poids sur chacune des roues pour appliquer un moment constant.
6. Allègement du télescope, en supprimant quelques éléments non nécessaires à l'expérience. Environ 100 kg sur les 500 kg initiaux.

Les couples appliqués par les moteurs d'axes ont ensuite significativement baissé. Il n'y eut plus d'intervention nécessaire, mis à part les graissages réguliers des points de contact.

1.2.4 La vie de l'expérience

La dernière observation de EROS II a été effectuée le 28 février 2003. Durant les années de prise de données, quelques difficultés sont apparues : problèmes avec le CCD 2 rouge qui n'a pas pu être utilisé pendant certaines périodes, mauvaises conditions météorologiques durant les années 1997 et 1998 (phénomène El Niño), multiples opérations de remise sous vide des caméras vers la fin de la campagne... Le CCD 5 rouge a aussi montré des signes de décollement la dernière année : le plan du CCD n'étant plus perpendiculaire à l'axe optique, la mise au point n'était plus possible sur toute sa surface. Enfin, les dernières semaines d'observation ont été effectuées en bleu seulement, l'autre caméra étant hors service.

EROS II a pu observer pendant près de 7 années, avec un télescope totalement automatisé qui pouvait être piloté par un seul opérateur seulement. La campagne a duré plus longtemps que prévu, ce qui explique les problèmes rencontrés vers la fin des observations[2]. La stratégie de prise de données a été revue pour être mieux équilibrée entre les différents programmes de physique. Ceci a permis d'avoir une statistique deux fois plus importante durant les dernières années d'observation que durant les premières. EROS II a permis d'imposer des contraintes sévères sur la présence de MACHOs et également sur celle des nuages opaques. Elle a permis d'observer des dizaines d'effets de microlentilles gravitationnelles à l'intérieur de la Galaxie et d'étudier ainsi la structure Galactique, de découvrir une soixantaine de supernovæ et d'étudier les populations d'étoiles variables avec des statistiques sans commune mesure avec les catalogues antérieurs.

[1] De la poussière métallique était visible en bas des roues et la rotation de ces roues devenait de plus en plus bruyante.

[2] Pendant longtemps les interventions effectuées sur le télescope étaient essentiellement des maintenances régulières prévues. Cependant, le système de cryogénie a été utilisé plus longtemps que ce qui était prévu lors de sa conception, d'où les multiples pompages vers la fin.

Le traitement des données accumulées durant les 7 années de suivi n'est pas encore terminé. Dans la suite, nous allons présenter l'analyse de la totalité des données prises vers les bras spiraux de la Galaxie, ainsi qu'une analyse des spectres de la campagne de recherche de supernovæ de type Ia proches effectuée pendant le printemps 1999.

Deuxième partie

Recherche de microlentilles gravitationnelles

Chapitre 2

Réduction des données

Nous allons détailler dans ce chapitre les étapes nécessaires à l'obtention de courbes de lumière calibrées à partir des images enregistrées, pour la totalité des étoiles des champs observés. Nous expliquons d'abord la méthode de création des images de référence. Nous présentons ensuite le principe de production des courbes de lumière.

2.1 Principe

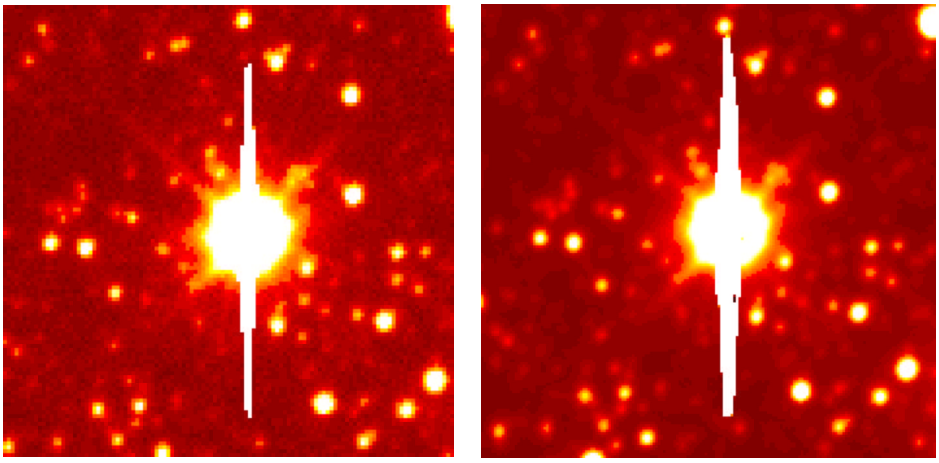
Vers les bras spiraux de la Galaxie, nous observons plus de 16 millions d'étoiles. La recherche de celles qui ont subi un effet de microlentille gravitationnelle s'effectue en analysant leurs *courbes de lumière*. Une courbe de lumière regroupe les mesures successives du flux d'une étoile effectuées durant la période d'observation. Dans un premier temps, nous fabriquons les *images de référence*. Une image de référence est produite, dans notre analyse, en additionnant une série d'images choisies parmi les meilleures de toute la campagne de suivi, d'après des critères de sélection qui seront détaillés plus loin. Le processus d'addition sera désigné dans la suite par le *compositage*. La première image de cette série permet de définir les positions des étoiles, elle est donc dite *référence géométrique* : on détecte les étoiles sur cette image et on garde les informations correspondantes dans des fichiers dits *catalogues de référence*. Ainsi, 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, ce qui permet d'identifier les étoiles sur l'image courante. La production des courbes de lumière, pour un quart de CCD dans une couleur donnée, s'effectue en mesurant les flux de toutes les étoiles sur chaque image de suivi. Comme les différentes images sont enregistrées dans des conditions qui varient d'une prise de vue à une autre, les flux mesurés sur chaque image doivent être calibrés par rapport à ceux de l'image de référence. L'image de référence est donc également une *référence photométrique*. Les informations sur les mesures sont ensuite stockées dans des *fichiers de suivi*. Ces fichiers seront enfin analysés afin de rechercher les événements de microlentille gravitationnelle. Pour résumer, la réduction des données pour un quart de CCD s'effectue donc en deux étapes distinctes :

1. Le compositage et la création des catalogues de référence. Cette étape est décrite dans la section 2.2.
2. La création des fichiers de suivi à partir de l'ensemble des observations. Cette étape est décrite dans la section 2.3.

2.2 Compositage et création des catalogues de référence

Dans cette étape nous fabriquons, pour les 928 quarts de CCD des champs observés (4 quarts $\times$ 8 CCD $\times$ 29 champs), dans les deux couleurs, les images qui vont servir de références géométriques et photométriques. Il faut d'abord sélectionner soigneusement les meilleures images de chaque champ, qui seront ensuite additionnées. Une image compositée issue d'environ 10 images aura un rapport signal sur bruit et une précision sur les positions des étoiles significativement meilleurs que ceux d'une image unique (la

figure 2.1 illustre ce fait). De plus, le compositage permet de réduire ou de corriger significativement l'impact des accidents aléatoires (des traces de cosmiques ou des traînées de satellites par exemple) dégradant les images individuelles. Les catalogues de référence sont construits à partir des images compositées, en détectant les positions des étoiles et en mesurant leurs flux. Il est important d'utiliser pour ce faire un détecteur performant et optimisé pour avoir des catalogues d'étoiles les plus riches possibles.



(a) L'image de référence géométrique. (b) L'image compositée.

FIG. 2.1 – *Pour le champ gn400 (ccd 4, quart k rouge), on montre à gauche une portion de* 100×100 *pixels de l'image enregistrée le 25 juillet 2000, qui a été choisie comme référence géométrique. A droite, on montre l'image issue du compositage de 14 images. On constate l'amélioration significative du rapport signal sur bruit sur l'image de référence compositée. Accessoirement, on peut voir les aigrettes diagonales créées, autour de l'étoile brillante centrale, par la diffraction de la lumière sur l'araignée qui soutient le miroir secondaire. Ces aigrettes donnent lieu à de nombreuses fausses détections. Pour les éviter, on masque les étoiles brillantes (souvent saturées, comme l'étoile centrale de l'image) lors de l'étape de détection. On voit aussi que la forme de la PSF est bien ronde sur ce CCD central.*

2.2.1 Sélection des meilleures images

Comme il a été expliqué dans le paragraphe 1.2.2, les grandeurs pertinentes de chaque image enregistrée au cours de la campagne de suivi sont mémorisées dans la base de données EROS, au CC-IN2P3 à Lyon. Nous avons utilisé ces informations pour choisir les meilleures images (10 à 20 au plus) de chaque quart de CCD. Avant d'exposer en détail les critères de sélection utilisés, notons que le pointage du télescope peut induire des décalages de quelques centaines de pixels entre les images d'un même champ d'une saison à l'autre. La figure 2.2 illustre ces décalages par rapport à l'image de référence. Ainsi, pour éviter les recouvrements entre les champs d'une même direction (GN par exemple), leurs références géométriques doivent provenir soit de la même nuit, soit de nuits voisines. Comme nos critères de sélection sont réglés pour extraire les images prises dans des conditions météorologiques et techniques optimales, ils ont à chaque fois permis de trouver au moins une date commune dans les ensembles des meilleures images de tous les champs d'une même direction[1]. Pour chaque champ, c'est l'image enregistrée à la date commune qui servira de base au compositage et qui sera donc la référence géométrique. Les dates de prises de vue des références géométriques des champs suivis sont reportées dans le tableau 2.1.

[1] Ceci vient du fait que les champs d'une même direction sont en général tous observés la même nuit ou à une nuit d'intervalle.

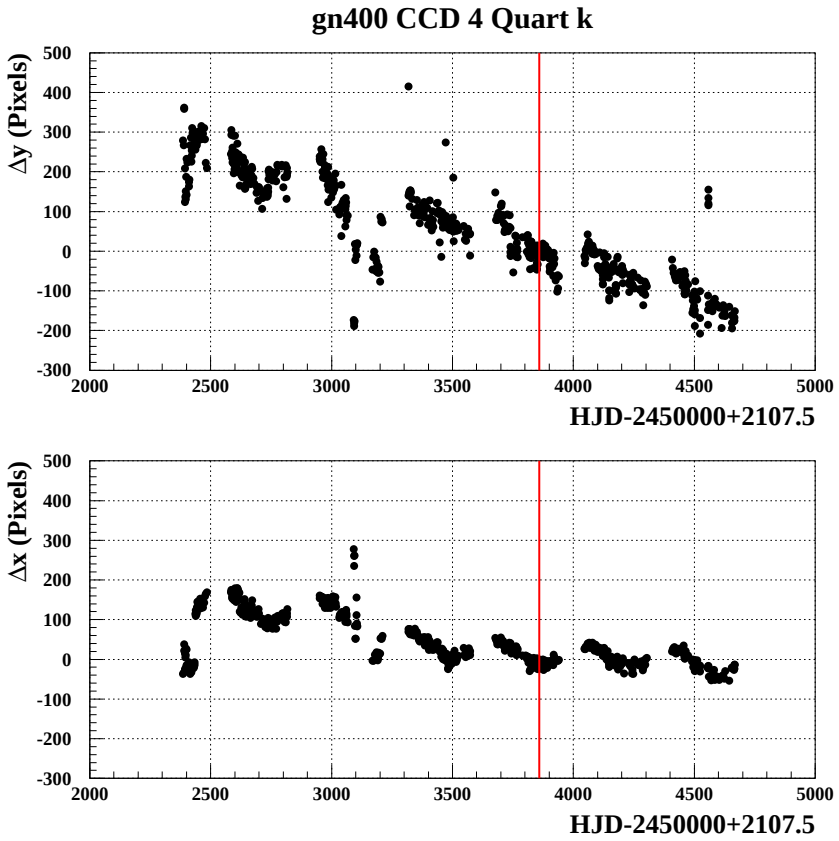


FIG. 2.2 – *Décalage, en pixels, suivant l'axe α (Δy) et l'axe δ (Δx), des images par rapport à l'image de référence. L'échelle horizontale représente les jours juliens héliocentriques comptés à partir du 1 janvier 1990 à 0h TU (HJD_{EROS}). La date d'enregistrement de la référence, le 25 juillet 2000, soit $HJD_{EROS} =$* 3858.99691 *jours, est indiquée par une ligne verticale rouge.*

La date

Un des premiers critères est l'époque de la prise de vue. En effet, dans la section 1.2.2 nous avons indiqué que les conditions techniques et météorologiques au début et à la fin de la campagne étaient moins bonnes que lors des autres années. Le critère appliqué a donc été :

$$1 \text{ janvier } 1997 \leq Date \leq 31 \text{ mai } 2002 \tag{2.1}$$

Nous avons constaté que les images de la voie bleue finalement sélectionnées ont généralement été enregistrées au milieu de la campagne, au moment où les conditions météorologiques et techniques étaient optimales. Pour les images en rouge, les images sélectionnées sont plutôt concentrées dans la seconde moitié de la campagne. Nous avons choisi des dates communes les plus proches possible du milieu de campagne. Ce choix fait que les décalages géométriques des références sont minimaux par rapport aux images enregistrées en début et en fin de campagne.

La dispersion du fond de ciel

L'un des problèmes techniques rencontrés au début de l'expérience était que, parfois, l'obturateur se fermait prématurément, de façon incontrôlée. La valeur du rapport $\sigma_{fond}/\sqrt{t_{pose}}$ est dans ces conditions

anormalement petite[2], t_{pose} étant le temps de pose *prévu*. Nous demandons donc que :

$$1.8 \leq \frac{\sigma_{fond}}{\sqrt{t_{pose}}} \leq 4 \ (ADU/\sqrt{s}) \tag{2.2}$$

La limite supérieure permet d'écarter les images avec un fond de ciel présentant une grande dispersion.

Le fond de ciel

Nous excluons les images présentant un fond de ciel élevé et pour lesquelles le rapport signal sur bruit est dégradé. Un fond de ciel important provient généralement d'images enregistrées autour des nuits de pleine lune par exemple. Nous demandons donc que :

$$fond_{ciel} \leq 2000 \ (ADU) \tag{2.3}$$

Le seeing

Nous choisissons les images ayant les meilleurs seeings, donc un meilleur rapport signal sur bruit, afin d'avoir une précision optimale sur les positions des étoiles de l'image de référence (le seeing est défini dans le paragraphe A.3.1). Nous éliminons ainsi les images enregistrées dans de mauvaises conditions météorologiques ou avec une mauvaise focalisation par exemple. La condition imposée est :

$$\sigma \leq 2 \ (Pixels) \tag{2.4}$$

L'airmass

Nous avons sélectionné les images enregistrées aussi près que possible du zénith, afin de minimiser les effets atmosphériques. Soit δ la déclinaison du champ observé, et δ_0 la latitude du lieu d'observation. Le champ a un angle zénithal z et un airmass a minimaux (et donc une hauteur sur l'horizon maximale) lors du passage du champ par le méridien, soit pour $z_0 = \delta_0 - \delta$. On a alors :

$$a_0 = \frac{1}{\cos z_0} = \frac{1}{\cos(\delta_0 - \delta)} \tag{2.5}$$

Le critère de sélection est :

$$\frac{a}{a_0} \leq 1.2 \tag{2.6}$$

Les phases de la lune

En plus du critère portant sur le fond de ciel de l'image, nous n'avons retenu que les images enregistrées à moins de 10 jours autour de la date d'une nouvelle lune.

Sélection finale

La figure 2.3 illustre nos critères de sélection. Nous demandons que tous les CCD satisfassent les critères ci-dessus avant d'inclure une image dans la liste, mais les seuils des coupures ne sont pas exactement les mêmes pour tous. Nous avons par exemple adopté des coupures plus lâches sur le seeing pour les CCD externes (0, 1, 6 et 7). En effet, ces CCD se trouvent en bord de champ et souffrent par conséquent d'une dégradation de la forme de la PSF. Nous avons également relâché les coupures pour le CCD 2 rouge défectueux. La figure 2.4 illustre les différences de critères de sélection entre CCD. Les coupures diffèrent également d'une direction à l'autre à cause de la différence des nombres d'images disponibles, mais restent généralement les mêmes d'un champ à l'autre pour une direction donnée. D'autre part, les coupures utilisées pour les caméras rouge et bleue diffèrent : le fond de ciel est en effet généralement plus bas dans la voie bleue. Ainsi, le nombre d'images sélectionnées peut différer entre couleurs, mais il faut qu'il y ait au moins une date commune entre les deux lots pour servir de base géométrique.

[2] Le fond de ciel étant proportionnel à t_{pose}, on a : $\sigma_{fond} \propto \sqrt{t_{pose}}$.

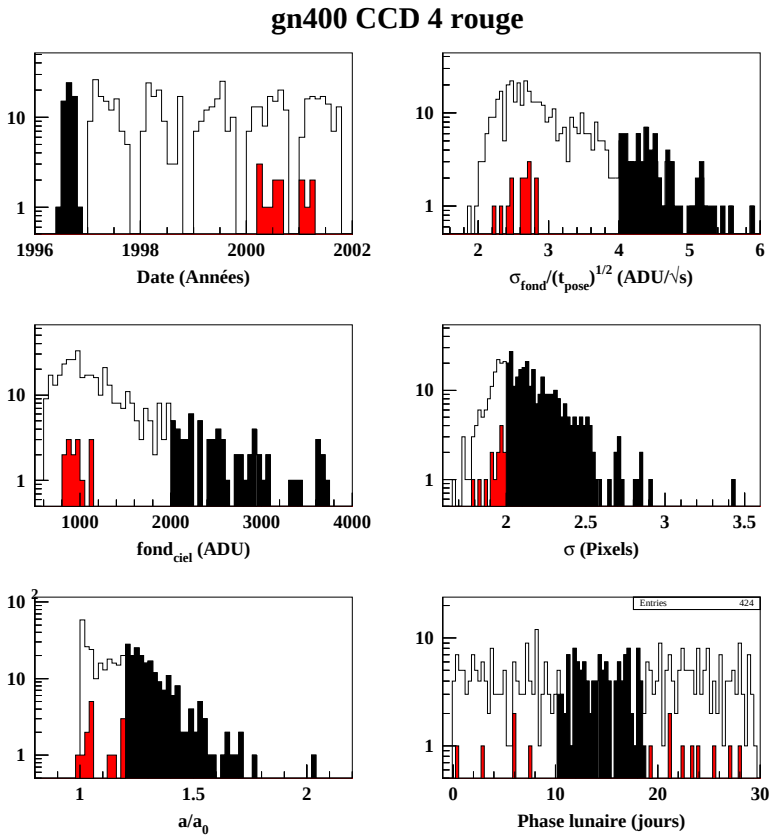


FIG. 2.3 – *Application des six critères de sélection aux images de l'un des CCD (le CCD 4 rouge). Les distributions en noir montrent les images exclues par les coupures pour ce CCD. Les distributions en rouge montrent les 14 images finalement sélectionnées en imposant que les images des autres CCD (de la même couleur) vérifient les critères à la même date. Les coupures sur le fond de ciel, le seeing et l'airmass sont choisies près des valeurs moyennes des distributions correspondantes.*

2.2.2 Compositage

Ayant sélectionné les meilleures images de chaque champ, nous devons à présent fabriquer l'image compositée. Nous calculons ensuite les positions et les flux des étoiles sur cette image pour produire le catalogue. Avant d'additionner les images, nous leurs appliquons d'abord une procédure de nettoyage.

Elimination des zones fiducielles

Les zones fiducielles sont les zones regroupant les pixels lumineux et les colonnes mortes d'un CCD. Ces zones sont donc indépendantes du champ observé. Il convient donc de masquer dès le départ ces zones, connues *a priori*, sur chacune des images de la sélection. Ce masquage évite la détection de fausses étoiles, qui peuvent par exemple biaiser l'alignement géométrique. En plus de ce masquage attaché aux défauts des CCD, des procédures sont appliquées aux images pour chaque champ, pour éviter les artefacts dus à des étoiles brillantes. [Lasserre, 2000] décrit une méthode de détection et de masquage d'aigrettes lumineuses présentes aux bords extérieurs des CCD externes. Ces aigrettes, orientées suivant l'axe δ, sont d'origine inconnue. Elles sont présentes dans les images d'un même champ en rouge et en bleu. Nous utilisons également une procédure de masquage automatique de l'entourage des étoiles brillantes. Cette procédure est décrite dans [Afonso, 2001]. Ces étoiles qui saturent le CCD, créent des aigrettes,

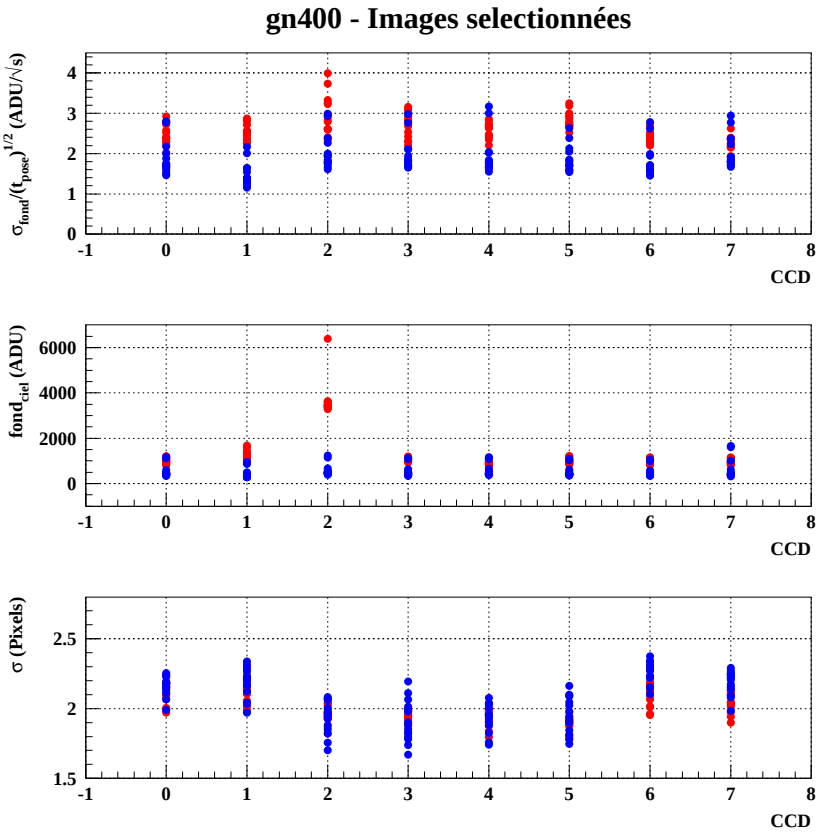


FIG. 2.4 – *Distributions de $\sigma_{fond}/\sqrt{t_{pose}}$, du fond de ciel et du seeing pour les images sélectionnées des huit CCD d'un même champ en rouge et en bleu. Il est possible d'imposer des coupures plus strictes (sur le seeing par exemple) sur les CCD centraux que sur les CCD de bord. On voit également que les images du CCD 2 rouge sont de moins bonne qualité que les autres (pour $\sigma_{fond}/\sqrt{t_{pose}}$ et le fond de ciel) et que le fond de ciel des images bleues est généralement plus bas que celui des images rouges. Pour ce champ, nos coupures sélectionnent 14 images en rouge et 17 en bleu, avec comme date commune le 25 juillet 2000.*

illustrées sur la figure 2.1, qui induisent de nombreuses fausses détections gênantes pour l'analyse. Les aigrettes peuvent également simuler une amplification du flux d'une vraie étoile. Le masquage des aigrettes intervient en parallèle avec la détection d'étoiles, et dépend donc du champ observé.

Détection de traces de satellites

Un programme de détection de traces de satellites a été développé par [Le Guillou, 2003]. Ce programme permet d'identifier les longues traces rectilignes caractéristiques du passage de satellites ou d'avions sur les images de notre sélection, même celles qui sont invisibles lors d'un examen des images à l'oeil nu. Si une telle trace est identifiée sur une image, cette dernière est écartée de la liste et n'est plus retenue pour le compositage. Il faut effectuer la détection de traces *après* l'identification des zones fiducielles, pour éviter les zones à problèmes (sinon quasiment toutes les images seraient signalées par le détecteur de satellites). Nous avons également remarqué que les images avec un fort fond de ciel (enregistrées à la pleine lune par exemple) peuvent être signalées par le programme, de manière erronée, comme présentant des traces de satellites. Dans tous les cas, un examen visuel est nécessaire pour vérifier l'emplacement de la trace signalée, et pour éventuellement éliminer l'image de la sélection.

Découpage en quarts

Comme nous l'avons signalé dans le paragraphe 1.2.2, les images de chaque CCD sont découpées en quatre quarts : k, l, m et n, pour faciliter la manipulation des données. Une marge d'environ 250 pixels est cependant ajoutée à chaque quart dans les deux dimensions. Cet ajout permet ensuite, lors de l'étape de l'alignement géométrique (pour le compositage ou pour la production des courbes de lumière), de déterminer plus efficacement les transformations entre les images. Ces marges sont systématiquement éliminées dans l'analyse finale.

Rééchantillonnage et compositage

A ce stade, il est possible de créer les images compositées de chaque champ à partir des images sélectionnées. Ces images sont d'abord rééchantillonnées avec des pixels d'aire deux fois plus petite, dont les contenus sont déterminés par une interpolation bilinéaire des valeurs des quatre pixels initiaux voisins. Ce rééchantillonnage permet d'améliorer la précision sur les positions des étoiles du catalogue. Pour additionner les images, il faut calculer les transformations géométriques des unes par rapport aux autres. Il faut pour celà détecter et estimer les positions des étoiles les plus brillantes pour calculer ensuite les paramètres de la transformation géométrique. La luminosité de chaque pixel de l'image compositée sera alors déterminée par la somme des pixels qui lui correspondent géométriquement dans les images de la sélection.

Mesure des flux des étoiles La mesure des flux s'effectue dans des carrés d'environ une douzaine de pixels de côté. On ajuste simultanément les flux des étoiles détectées dans ce carré. On prend en compte également un fond bilinéaire. Les paramètres de la PSF gaussienne bidimensionnelle (σ_x, σ_y et ρ) sont déterminés au préalable à partir des étoiles les plus brillantes et les mieux isolées de l'image. L'erreur sur chaque paramètre est donnée par l'ajustement en prenant en compte l'erreur de comptage statistique des photons sur chaque pixel.

Alignement géométrique Sous l'effet de plusieurs facteurs, les images d'un même champ, tout au long de la période d'observation, peuvent présenter des décalages allant jusqu'à quelques centaines de pixels entre elles. Ces effets peuvent être dus aux flexions du télescope, aux différences de pointage, aux changements de positionnement des caméras après une intervention, aux distorsions atmosphériques, à des changements de focalisation... Pour additionner les images, il est donc nécessaire de calculer la transformation géométrique entre la première image et chacune des autres images de la série. La première image est celle dont la date d'observation est commune à tous les champs de la direction d'observation. Cette image est la référence géométrique, qui définit les positions de référence des étoiles du champ.

La transformation géométrique est composée d'une translation $T(x_1, y_1)$ et d'une similitude $S(\theta, h)$[3]. Un détecteur d'étoiles simplifié est suffisant à ce niveau. En effet, il suffit de détecter uniquement les étoiles les plus brillantes sur les deux images, puis de les associer, pour déterminer les paramètres de la transformation. L'ajustement de ces paramètres est réalisé sur quelques milliers d'étoiles les plus brillantes de chaque image. Pour qu'une étoile soit déclarée associée à une étoile d'une autre image, une marge de 5 pixels est tolérée.

L'étape suivante est la création du catalogue à partir de l'image compositée.

2.2.3 Création des catalogues de référence

Les catalogues de référence contiennent les informations (telles que les positions, les flux...) de toutes les étoiles d'un quart de CCD dans les deux couleurs. Nous les utiliserons ensuite pour la création des courbes de lumière. Ces catalogues sont construits à partir des images compositées en détectant les étoiles, en estimant leurs flux et en fusionnant les deux listes d'étoiles des catalogues rouge et bleu.

[3] Cette similitude reste proche de la transformation unité. La contribution essentielle est due à la translation.

Détection d'étoiles

Nous avons besoin d'un détecteur le plus performant possible lors de la création des catalogues. En effet, ces catalogues doivent être les plus riches possible pour tirer partie du bon rapport signal sur bruit des images compositées. Cependant il faut trouver un compromis entre la détection des étoiles faibles et la détection des fluctuations statistiques du fond. Les artefacts pourront néanmoins être éliminés des catalogues lors de l'analyse ultérieure.

Nous utilisons le détecteur CORRFIND décrit dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. Pour chaque pixel (i,j) de l'image, on calcule le coefficient de corrélation entre une matrice 3×3 centrée sur ce pixel et les valeurs de la PSF normalisée et également centrée sur (i,j). La forme de la PSF est déterminée au préalable sur les étoiles brillantes de l'image. On construit une image, dite *image de corrélation*, regroupant les coefficients de corrélation pour tous les pixels de l'image. Les valeurs de cette image sont comprises entre -1 et +1. On estime qu'une étoile est présente si la valeur du coefficient est supérieure à un seuil réglable. La position exacte est déterminée en ajustant une parabole autour du pixel maximum de l'image de corrélation. Ce détecteur est adapté aux champs encombrés. Cependant il est difficile de trouver un compromis entre la détection des étoiles faibles et les fausses détections. Nous avons donc opté pour la sélection d'un maximum d'étoiles, en choisissant des seuils de détection bas, avec la contrepartie d'avoir à en éliminer un grand nombre par la suite.

Fusion des listes d'étoiles

Les étoiles faibles ou celles de l'entourage d'étoiles brillantes peuvent n'être détectées que dans une couleur. On peut donc enrichir la liste des étoiles détectées dans une couleur en tenant compte de l'autre. Pour celà on calcule la transformation géométrique entre les deux images (rouge et bleue). Pour chaque étoile, on calcule les coordonnées dans l'autre image. Si une étoile avec ces coordonnées (avec une tolérance de 5 pixels) existe dans l'autre liste, les deux étoiles sont associées, et seront donc considérées comme une même étoile. Sinon, une étoile est ajoutée dans la liste où elle manque et un flux est estimé autour de ses coordonnées par un ajustement de PSF dans l'image. On peut de cette manière enrichir une liste dans une couleur de 10 à 15% d'étoiles supplémentaires.

Estimation des flux de référence

Après fusion des deux listes d'étoiles, on procède à la mesure des flux de chaque étoile du catalogue sur les images qui ont servi à fabriquer l'image de référence. On attribue à chaque étoile un *flux de référence*, défini comme étant la moyenne des flux mesurés sur chacune de ces images.

Association des listes d'étoiles

Les catalogues dans chaque couleur contiennent à présent les informations sur la position de chaque étoile et son flux de référence. Il faut ensuite trouver pour chaque étoile d'un catalogue l'étoile qui lui est *associée* dans l'autre catalogue. Il s'agit donc d'avoir, en d'autres termes, pour chaque étoile ses positions et flux de référence dans les deux couleurs. Ceci est réalisé en calculant par la méthode décrite plus haut la transformation géométrique entre les deux catalogues. Il restera cependant une fraction d'étoiles qui ne seront pas associées, un peu moins de 40% des étoiles initiales. A l'issue de cette étape, on dispose de catalogues complets et prêts pour la création des courbes de lumière.

2.2.4 Bilan de la création des catalogues

Le bilan de la création des catalogues de référence est illustré par le tableau 2.1. Le total des catalogues contient environ 31 million d'étoiles. Les étoiles qui nous intéressent pour la recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles sont les étoiles associées qui sont environ 20 millions au total. L'élimination des étoiles situées dans les zones fiducielles dans l'une des deux couleurs augmente le taux d'étoiles non associées. Les étoiles non associées incluent également celles qui sont situées en

bordure de CCD, lesquelles, à cause du décalage entre les caméras rouge et bleue[4], ne sont présentes que sur l'un ou l'autre des catalogues. Notre choix de baisser les seuils de détection fait que nos catalogues contiennent également beaucoup de fausses étoiles. Ces fausses détections sont majoritairement non associées. L'association est donc un bon test pour contrôler le bruit de détection. La figure 2.5 illustre cette explication.

Il y a eu 7 quarts de CCD (sur 928) pour lesquels l'association des catalogues rouge et bleu a échoué malgré plusieurs tentatives. Les quarts concernés sont : bs3031l, bs3032k, bs3032m, bs3033m, bs3045m, gs2022k et tm5022n. Les raisons de ces échecs restent incomprises. Ces quarts seront écartés de l'analyse *de facto*. Nous avons donc fabriqué des catalogues d'étoiles pour 99% des quarts de CCD.

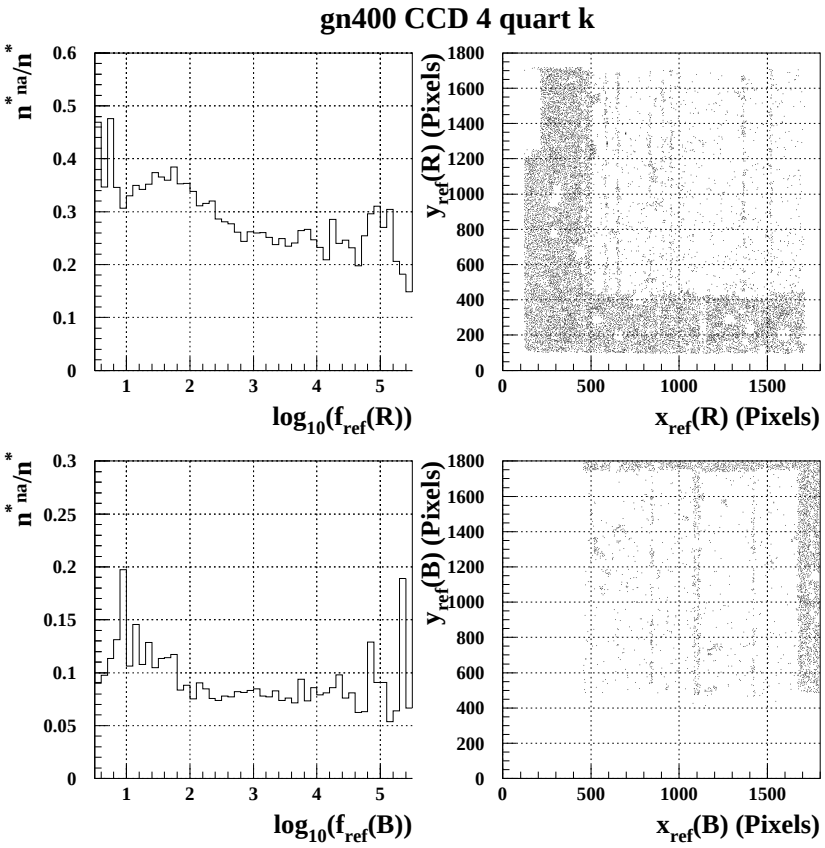
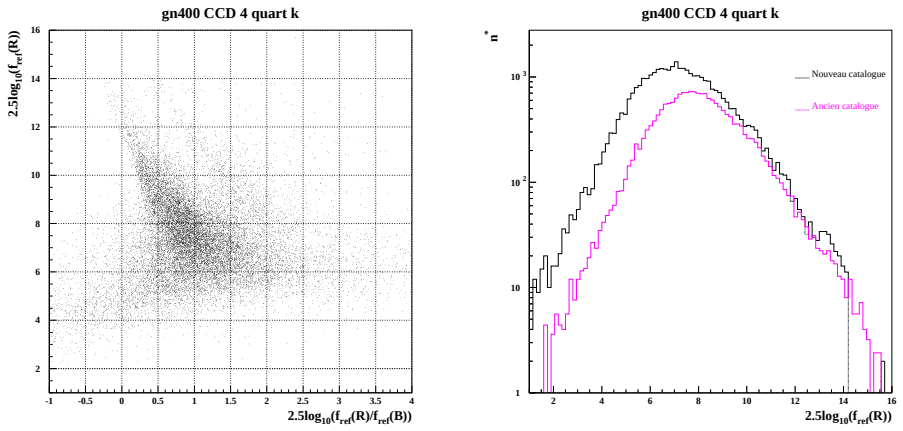


FIG. 2.5 – *On montre à gauche, en fonction du flux de référence, le rapport du nombre d'étoiles non associées et du nombre total d'étoiles du catalogue, pour les images rouge (en haut) et bleue (en bas). Les étoiles faibles présentent un taux d'échec plus grand que celui des étoiles plus brillantes (si les étoiles faibles sont détectées en rouge et pas détectées en bleu par exemple). A droite, on représente les positions, sur les images de référence, des étoiles non associées. Les "trous" dans l'image rouge sont le résultat du masquage de l'entourage des étoiles brillantes. L'association échoue principalement aux bords (en haut et à droite de l'image bleue) du quart de CCD à cause du décalage entre les caméras rouge et bleue d'une trentaine de pixels. Les échecs d'association à gauche et en bas de l'image rouge sont dus à l'élimination de zones fiducielles dans l'image bleue. Il y a également des échecs d'association relatifs à la détection d'artefacts autour de défauts cosmétiques présents dans un CCD et pas dans l'autre.*

[4]Les deux caméras n'observent pas exactement le même champ. Il existe un décalage constant, d'origine mécanique, de quelques dizaines de pixels entre les images rouges et les images bleues d'un même champ. Les distorsions induites par l'optique sont aussi légèrement différentes d'une voie à l'autre.



(a) (b)

FIG. 2.6 – *On montre, à gauche, le diagramme magnitude-couleur des étoiles du catalogue d'un quart de CCD du champ gn400. A droite, on montre la distribution du flux en rouge des étoiles de ce même catalogue. On lui a superposé (en violet) la distribution correspondante au catalogue de [Derue, 1999]. Les nouvelles étoiles associées (le gain est d'environ 40% pour ce quart de CCD) sont essentiellement des étoiles de faible flux. On voit également que notre catalogue comporte moins d'étoiles très brillantes. Cette perte est causée par notre masquage plus sévère des étoiles brillantes et de leur voisinage au moment de la détection.*

Comparaison avec [Derue, 1999]

La différence par rapport aux catalogues utilisés dans l'analyse présentée dans [Derue, 1999] résulte d'une part du nombre d'étoiles supplémentaires, et d'autre part du nombre de quarts de CCD pour lesquels les catalogues ont été produits. Pour éviter d'inclure les fausses détections, on ne compare que le nombre d'étoiles associées utilisées dans les deux analyses.

Dans l'analyse de [Derue, 1999], 70% en moyenne des champs avaient été analysés. De plus, les catalogues pour le CCD 2 et les catalogues du champ gn401 n'avaient pas été produits du fait de l'absence d'images de bonne qualité. Or, dans notre cas, les catalogues de tous les quarts, sauf sept, ont été produits. Pour les CCD analysés, nos catalogues comportent environ 30% d'étoiles en plus. Au total, le gain est d'environ un facteur 2.

Il est important de noter que les étoiles supplémentaires sont surtout des étoiles à faible flux ($\lesssim$ 1000 ADU) (voir la figure 2.6). Ceci est dû au réglage bas du détecteur. En effet, nous avons constaté que nos images compositées avaient une qualité comparable à celles de [Derue, 1999] (en comparant les valeurs des seeing, du fond de ciel...). La fabrication de quelques catalogues avec les mêmes réglages à partir des images compositées de [Derue, 1999] a donné un nombre d'étoiles comparable à celui de nos catalogues. Nous n'avons toutefois fait cette comparaison que sur un nombre réduit de quarts. Cette conclusion est assez surprenante, vu que nous avons fabriqué les images compositées à partir des meilleures images de la campagne, précisément pour créer des images compositées de meilleure qualité que les précédentes. Il semble donc, au premier abord, que le gain en étoiles soit essentiellement dû aux paramètres du détecteur d'étoiles.

2.3 Production des courbes de lumière

A partir des catalogues de référence, il est à présent possible de créer les courbes de lumière des étoiles suivies. Cette étape se déroule au CC-IN2P3 à Lyon. Les images compositées et les catalogues sont stockés dans le HPSS et les informations les concernant se trouvent dans la base de données EROS. Une procédure automatisée se charge de construire les courbes de lumière des étoiles d'un quart de CCD à partir de toutes les images disponibles.

Il faut aligner géométriquement chaque image par rapport à l'image de référence compositée. Ceci permet d'identifier les positions des étoiles du catalogue sur l'image courante. Ensuite une mesure du flux est réalisée pour chaque étoile. Le fichier de suivi est rempli avec les dates de prise de données et les flux de toutes les étoiles du catalogue. Pour permettre une manipulation aisée des données, un fichier de suivi contient typiquement une centaine de mesures pour chacune des étoiles du quart de CCD. Donc pour chaque quart de CCD, dans chaque couleur, on peut avoir plusieurs fichiers de suivis (3 à 7 suivant la direction d'observation). Les fichiers de suivi sont également stockés, après leur création, dans le HPSS. Leur description est aussi écrite dans la base de données EROS.

Alignement photométrique

La procédure décrite ci-dessus crée des courbes de lumière dont les points de mesure sont récoltés dans des conditions hétérogènes. Les conditions de prise de vue, du point de vue météorologique par exemple, sont très différentes tout au long de la période de suivi. Les réglages optiques sont également différents, surtout aux deux extrêmes (la réflectivité du miroir par exemple). Il est donc nécessaire de calibrer les flux le long de la courbe de lumière de chaque étoile relativement à l'image de référence. On ramène ainsi les flux aux conditions de prise de vue de l'image de référence, avec l'hypothèse que la majorité des étoiles ne sont pas intrinsèquement variables. Pour chaque image, on ajuste donc linéairement le profil de la distribution représentant, pour toutes les étoiles, f_{ref} (le flux de référence de l'étoile) en fonction de f_{brut} (le flux mesuré sur l'image courante). Le flux calibré, f_{calib}, est donné par $f_{calib} = a \times f_{brut} + b$. Le paramètre a correspond au rapport des absorptions entre l'image courante et la référence ; b est une constante proche de zéro. Dans la suite on ne considérera que les flux calibrés et les erreurs qui leurs sont associées.

2.3.1 Bilan de la production des courbes de lumière

Nous avons pu utiliser 91% des images enregistrées pour produire les fichiers de suivi. Ceci assure un bon échantillonage des courbes de lumière. La source apparente principale des échecs semble être l'alignement géométrique. Pour les images du début de la campagne, l'alignement géométrique a échoué plus souvent que pour le reste des images. Il y a également un nombre d'échecs plus grand que la moyenne pour les images du CCD 2. La figure 2.7 montre le nombre d'images et les échecs en fonction de la date et du CCD pour tous les champs. Sur le tableau 2.1, on voit que les courbes de lumière pour les champs de GN et de TM sont mieux échantillonnées que les courbes de lumière des champs de GS et de BS, d'un facteur 1.5 environ. La figure 2.8 montre la résolution photométrique en fonction de la magnitude pour les quatre cibles suivies.

Comme nous le présentons au chapitre suivant, l'analyse d'une courbe de lumière ne porte pas sur toutes les mesures disponibles. Nous éliminons certaines mesures que nous jugeons peu fiables. La discussion suivante porte donc seulement sur le nombre de "bonnes mesures" par étoile. La figure 2.9 montre que ce nombre dépend du flux. Plus une étoile est brillante, plus elle est souvent mesurée. Les étoiles les plus brillantes ont alors un nombre maximal de bonnes mesures. D'autre part, la figure 2.10 montre que les étoiles non associées ont en moyenne moins de bonnes mesures que le reste des étoiles. Ceci s'explique par le fait que les étoiles non associées sont majoritairement des étoiles de faible flux, dont la photométrie est souvent difficile. Les étoiles des bords de CCD, souvent non observées à cause des décalages saisonniers ont également moins de bonnes mesures. Par extrapolation, il est possible de dire que le nombre de bonnes mesures peut être un critère supplémentaire pour contrôler le bruit de

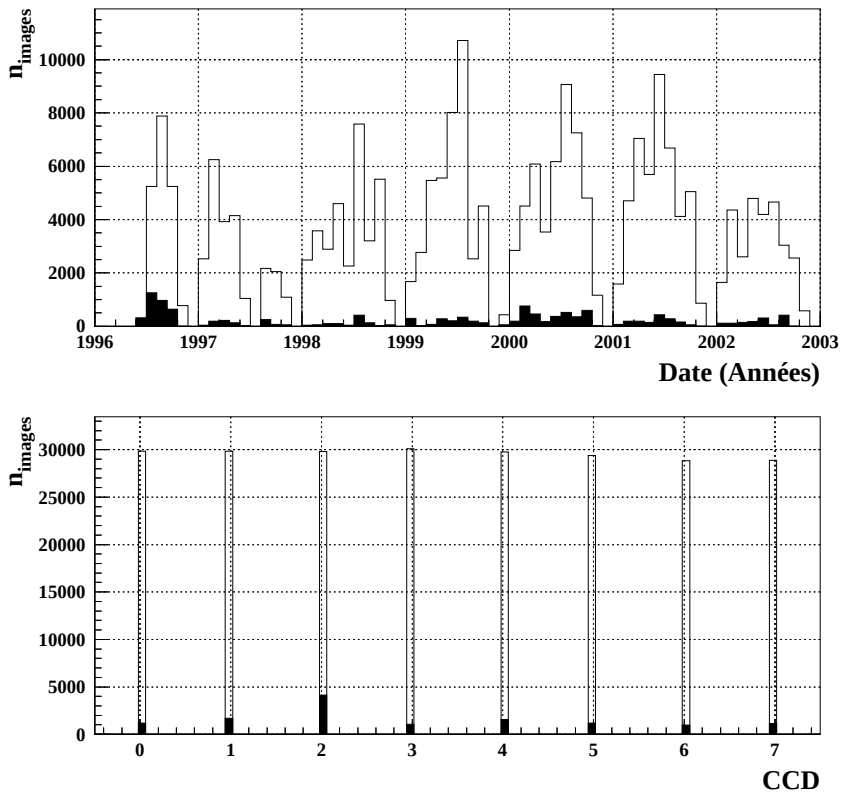


FIG. 2.7 – *On montre en haut, pour tous les champs, le nombre d'images enregistrées en fonction de la date (une entrée par CCD, par couleur et par champ). En bas, on montre le nombre d'images enregistrées par CCD. Les distributions superposées représentent les images qu'il n'a pas été possible d'analyser (problèmes météorologiques ou techniques). Les échecs sont nombreux en début de campagne, et le CCD 2 présente un taux d'échec plus important que les autres CCD.*

détection. Une fausse détection, associée par accident, aura un faible nombre de bonnes mesures.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter l'analyse des courbes de lumière de l'ensemble des étoiles suivies.

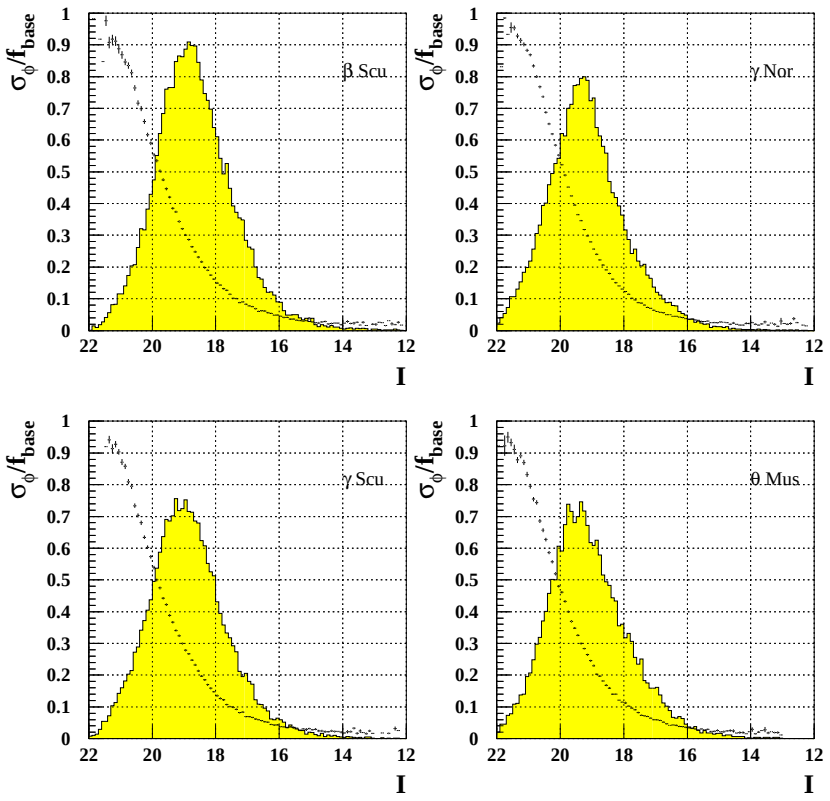


FIG. 2.8 – *Résolution photométrique σ_ϕ / f_{base} pour les quatre cibles suivies en fonction de la magnitude. On a également superposé en rouge la distribution des magnitudes des étoiles du catalogue.*

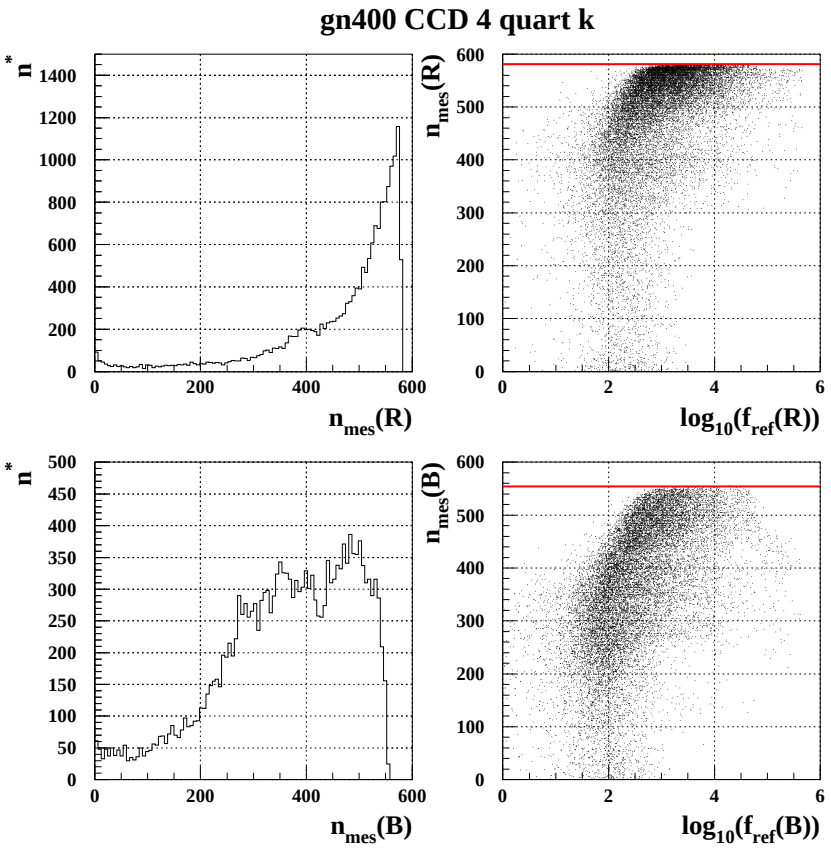


FIG. 2.9 – *On montre à gauche la distribution du nombre de bonnes mesures par étoile (uniquement pour les étoiles associées). Les étoiles ont en général moins de bonnes mesures en bleu qu'en rouge. A droite on montre le nombre de bonnes mesures par étoile en fonction du flux. La ligne horizontale rouge représente le nombre total d'images utilisées lors de l'analyse. Cette figure montre que les étoiles les plus faibles sont moins souvent bien mesurées que les étoiles brillantes.*

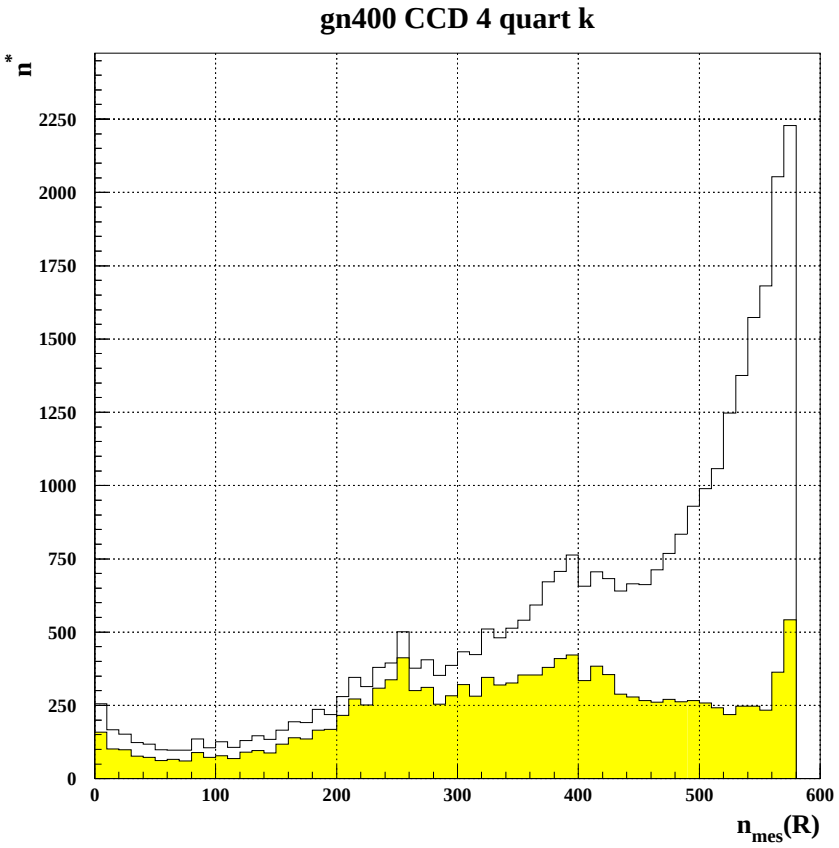


FIG. 2.10 – *Les étoiles non associées (distribution en jaune) ont en moyenne moins de bonnes mesures que le reste des étoiles. Ceci s'explique par le fait que les étoiles non associées sont préférentiellement soit des étoiles des bords de CCD, soit des étoiles faibles. Le nombre de bonnes mesures peut alors être un critère supplémentaire pour discriminer les fausses détections si, par accident, elles ont pu être associées.*

Champ	d_r	$n_\star^{catalogue}$	$n_\star^{associées}$	$(f^{traitée})$	$n_{\star[\text{Derue, 1999}]}^{associées}$	$(f^{traitée})$	$< n_{mes}^{initiales} >$	$< n_{mes} >$
bs300	08/06/2000	1013524	697389	(100%)	387480	(75%)	404	361
bs301	08/06/2000	1058166	725077	(100%)	288010	(57%)	389	357
bs302	08/06/2000	1101717	733353	(100%)	384547	(72%)	383	358
bs303	08/06/2000	1107365	712512	(88%)	343547	(64%)	372	339
bs304	08/06/2000	1080520	753804	(97%)	530208	(93%)	367	344
bs305	08/06/2000	1183092	801804	(100%)	413099	(75%)	368	347
bs	—	6544384	4423939	(98%)	2346831	(73%)	381	352
gn400	25/07/2000	1082113	658246	(100%)	407550	(93%)	659	617
gn401	25/07/2000	1064457	652208	(100%)	——	(00%)	631	593
gn402	24/07/2000	1079908	716212	(100%)	279093	(61%)	622	577
gn403	24/07/2000	1030896	655681	(100%)	418990	(72%)	605	543
gn404	24/07/2000	1041097	654651	(100%)	418453	(61%)	625	545
gn405	24/07/2000	1079162	688361	(100%)	321753	(57%)	608	553
gn406	24/07/2000	1069070	691534	(100%)	513192	(72%)	605	547
gn407	24/07/2000	1176223	722239	(100%)	312359	(54%)	595	549
gn408	24/07/2000	1131108	711794	(100%)	302983	(54%)	597	553
gn409	24/07/2000	1086250	710488	(100%)	245658	(57%)	645	607
gn410	24/07/2000	1096312	698541	(100%)	244470	(54%)	596	549
gn411	24/07/2000	1082318	726421	(100%)	371508	(68%)	593	556
gn	—	13018914	8286376	(100%)	3836099	(59%)	615	566
gs200	01/05/2001	1123911	727011	(100%)	424221	(79%)	395	353
gs201	01/05/2001	1092298	701287	(100%)	360681	(64%)	385	358
gs202	01/05/2001	1153245	750598	(97%)	412449	(79%)	389	365
gs203	01/05/2001	992730	656541	(100%)	409603	(68%)	384	354
gs204	01/05/2001	1066689	682319	(100%)	491175	(89%)	368	340
gs	—	5428873	3517756	(99%)	2098129	(76%)	384	354
tm500	30/01/2000	999885	677752	(100%)	386893	(75%)	523	466
tm501	30/01/2000	1035333	661102	(100%)	456226	(93%)	517	429
tm502	10/01/2000	1086229	692968	(97%)	462052	(79%)	514	439
tm503	10/01/2000	893924	537946	(100%)	407509	(79%)	510	452
tm504	30/01/2000	1040381	644721	(100%)	349649	(79%)	514	470
tm505	30/01/2000	1045038	643947	(100%)	487527	(72%)	496	420
tm	—	6100790	3858436	(99%)	2549856	(80%)	512	446
Total	—	31092961	20086507	(99%)	10830915	(69%)	505	460

TAB. 2.1 – *Bilan de la création des catalogues et des courbes de lumière. On donne pour chaque champ : la date d'enregistrement de la référence* géométrique *d_r, le nombre d'étoiles du catalogue $n_\star^{catalogue}$, le nombre d'étoiles associées $n_\star^{associées}$ (avec la fraction de surface traitée $f^{traitée}$), le nombre d'étoiles dans les catalogues de [Derue, 1999], le nombre moyen d'images enregistrées par couleur $< n_{mes}^{initiales} >$ et enfin le nombre moyen d'images utilisées par couleur $< n_{mes} >$. Les temps de pose sont de 120 s pour les directions de BS, de GN et de GS et de 180 s pour celle de TM. Plus de 60% des étoiles détectées sont associées. Notre analyse porte finalement sur deux fois plus d'étoiles associées que [Derue, 1999]. En moyenne, 91% des images de la campagne ont été utilisées pour les mesures. Ce taux serait plus grand si on ne considérait pas les images du début de campagne ainsi que celles du CCD 2 rouge, hors service en début de EROS II, et dont les images après son entrée en service sont de moins bonne qualité que celles des autres CCD (voir également la figure 2.7).*

Chapitre 3

Analyse des courbes de lumière

Dans ce chapitre, nous allons présenter la méthode de sélection des événements de microlentilles gravitationnelles parmi le lot des 20 millions d'étoiles associées de nos catalogues. Nous commençons par présenter le principe du programme. Nous présentons ensuite les jeux de coupures que nous utilisons pour la recherche du signal. L'effet de ces coupures est contrôlé sur une simulation Monte-Carlo pour en déterminer l'efficacité. Nous donnons enfin la liste et la description des candidats retenus.

3.1 Principe du programme d'analyse

Le programme d'analyse traite, séparément pour chacun des 928 quarts de CCD, les 3 à 7 fichiers de suivi en rouge et en bleu. Ce programme recherche d'abord, parmi les $\sim$ 22000 étoiles associées de chaque quart de CCD, les courbes de lumière présentant des variabilités. Il recherche ensuite les courbes de lumière compatibles avec la variabilité caractéristique d'un effet de microlentille gravitationnelle. Ce programme comporte trois étapes :

1. Il corrige les estimations des erreurs de mesure des flux provenant de chaque image, de manière à ce que leur comportement soit statistiquement compatible avec les fluctuations observées.
2. Il crée un fichier de suivi dit réduit, ne contenant que les courbes de lumière des 10 à 15% des étoiles les plus variables. Ce fichier de suivi réduit, plus léger, permet ensuite la recherche des candidats de microlentille gravitationnelle avec des algorithmes sophistiqués. Le programme construit en même temps des fichiers de suivi réduits contenant 2% des étoiles initiales choisies au hasard. Ceci permet d'avoir un échantillon que nous utilisons pour simuler par Monte-Carlo des événements de microlentille gravitationnelle, ce qui permettra de contrôler les efficacités des critères de sélection.
3. Sur les fichiers de suivi réduits, nous recherchons les microlentilles gravitationnelles.

Les courbes de lumière sont produites au CC-IN2P3, à Lyon, en utilisant, comme pour l'étape de production des courbes de lumière, l'infrastructure HPSS du centre. Nous allons commencer par décrire la phase de "nettoyage" préliminaire des images et des étoiles, afin d'éliminer celles qui risquent de perturber l'analyse. Nous rappelons également le principe du calcul du flux le plus probable de chaque étoile, appelé *flux de base*, ainsi que la procédure de correction de la corrélation observée sur les courbes de lumière entre le flux et le seeing.

3.1.1 Nettoyage préliminaire

Il est indispensable d'éliminer les mesures et les étoiles à problèmes dès le départ. Une mauvaise image (enregistrée dans des conditions météorologiques ou instrumentales difficiles) peut fausser la mesure des flux de base. Elle aura aussi une incidence sur le filtrage des étoiles par la présence de flux artificiellement trop forts ou trop faibles dans les courbes de lumière. Aussi, les courbes de lumière des étoiles proches d'une étoile brillante peuvent présenter des fluctuations artificielles signifiatives et perturber ainsi la recherche des variabilités physiques.

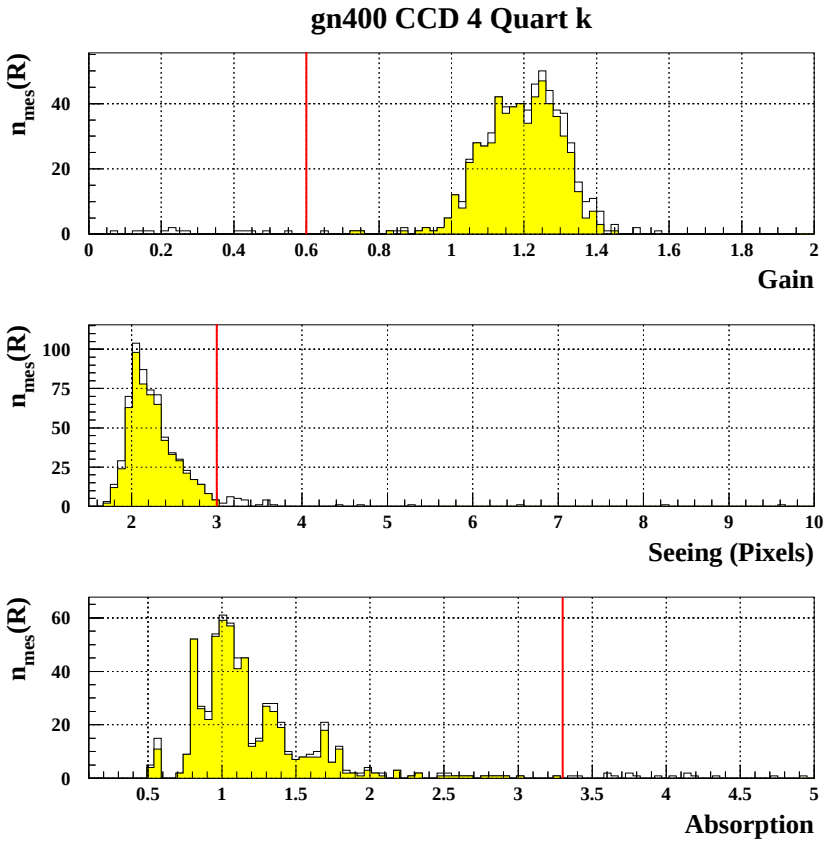


FIG. 3.1 – *Les distributions des images sélectionnées par toutes nos coupures (en jaune) superposées aux distributions regroupant la totalité des images. Les valeurs des coupures sur chacune des variables sont représentées par les lignes en rouge.*

Les coupures sur la qualité des images reprennent le principe de celles que nous avons utilisées lors de la sélection des meilleures images pour le compositage. Cependant, elles sont beaucoup plus relâchées. Nous éliminons les images sur lesquelles l'absorption est grande (pour lesquelles l'obturateur s'est refermé prématurément par exemple) et les images qui présentent un gain anormalement petit, témoignant d'un problème de lecture du CCD. Les images avec un grand seeing, témoignant de mauvaises conditions d'observation, sont également éliminées. Nous éliminons ainsi environ 20% des images disponibles. La figure 3.1 illustre l'effet de ces coupures. D'autre part, pour chaque courbe de lumière, nous éliminons les mesures aberrantes, pour cette courbe de lumière seulement (si l'ajustement de PSF a échoué sur l'étoile par exemple). On appelle nombre de *bonnes mesures*, le nombre de points constituant la courbe de lumière après nettoyage. Le nombre de bonnes mesures par étoile est donc inférieur au nombre total d'images utilisées.

Comme l'effet de microlentille gravitationnelle est un effet achromatique, il est important de pouvoir vérifier l'achromaticité des fluctuations trouvées. On ne considère donc pas dans la suite les étoiles non associées. Nous éliminons les étoiles qui n'ont aucune bonne mesure, celles dont le flux de base est négatif, celles dont l'association est jugée ambiguë ainsi que celles dont le flux est significativement pollué par une étoile brillante proche. Ces coupures éliminent environ 20% des étoiles associées. La figure 3.2 illustre l'effet de ces coupures. Le tableau 3.1 comprend le nombre d'étoiles utilisées par champ ainsi que le nombre moyen de mesures. Nous utilisons plus de 16 millions d'étoiles mesurées 370 fois en moyenne. Le nombre d'étoiles utilisées est de plus de 75% supérieur à celui de [Derue, 1999] (9 millions). Par rapport

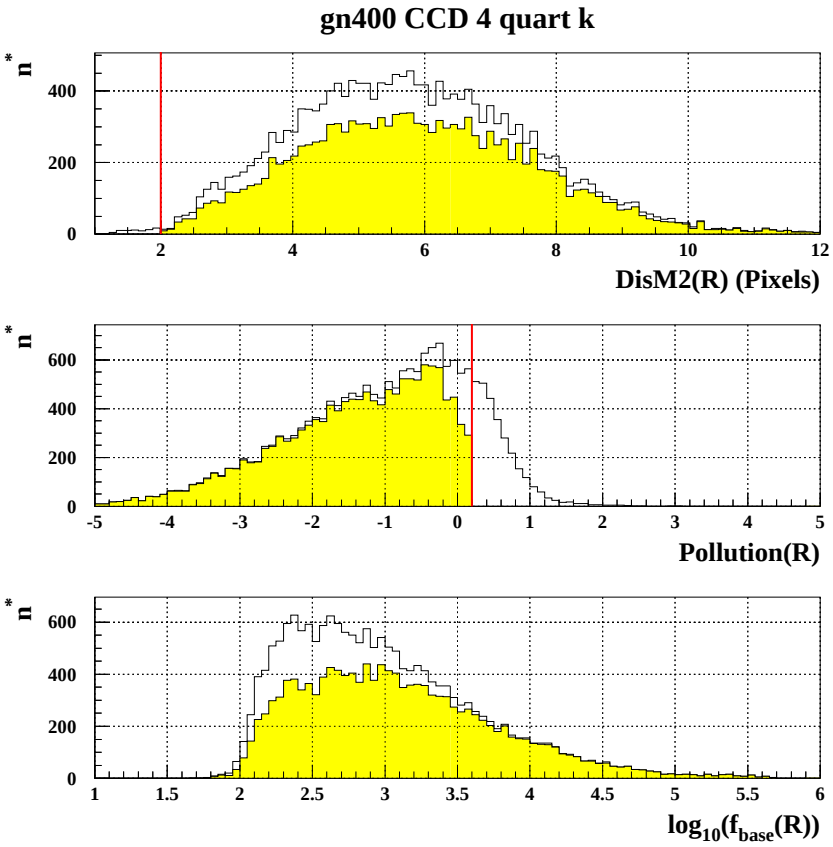


FIG. 3.2 – *On montre en haut la distribution de la distance de l'étoile la plus proche pour les étoiles associées, à laquelle on a superposé, en jaune, la distribution des étoiles que l'on garde après application de toutes les coupures de nettoyage. On a reporté la valeur de la coupure, en rouge, qui sert à éliminer les étoiles dont l'association est ambiguë. Au centre, on a porté la distribution de la variable de pollution du flux par l'étoile brillante la plus proche (logarithme décimal du rapport entre la contribution de l'étoile brillante la plus proche sous l'étoile étudiée et le flux de référence de l'étoile). En bas, on a reporté le flux de base en rouge des étoiles avant et après nettoyage. Ces distributions montrent que les étoiles éliminées sont en majorité des étoiles de faible flux, situées dans des zones denses.*

à cette analyse, nous avons été plus stricts pour les étoiles à problèmes, en appliquant le critère sur la pollution du flux par une étoile brillante proche par exemple.

3.1.2 Correction des erreurs

Les étoiles observées sont en majorité des étoiles stables. Dans l'hypothèse où les mesures de flux de ces étoiles présentent une distribution proche d'une gaussienne, on s'attend à ce que la variable $(f - f_{ref})/\sigma$ soit distribuée selon une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1 pour les étoiles d'une image donnée (f, σ et f_{ref} sont respectivement le flux, l'erreur et le flux de référence de chaque étoile de l'image en question). Or, on s'aperçoit sur la partie supérieure de la figure 3.3 que ce n'est pas le cas. Cette distribution n'est ni centrée sur 0, ni de largeur 1.

Une première correction des estimations des erreurs est réalisée par le programme de construction des courbes de lumière. Cependant, cette correction reste insuffisante et nous devons en appliquer une seconde. Nous utilisons la méthode décrite dans [Derue, 1999]. Cette méthode consiste à multiplier l'erreur sur la

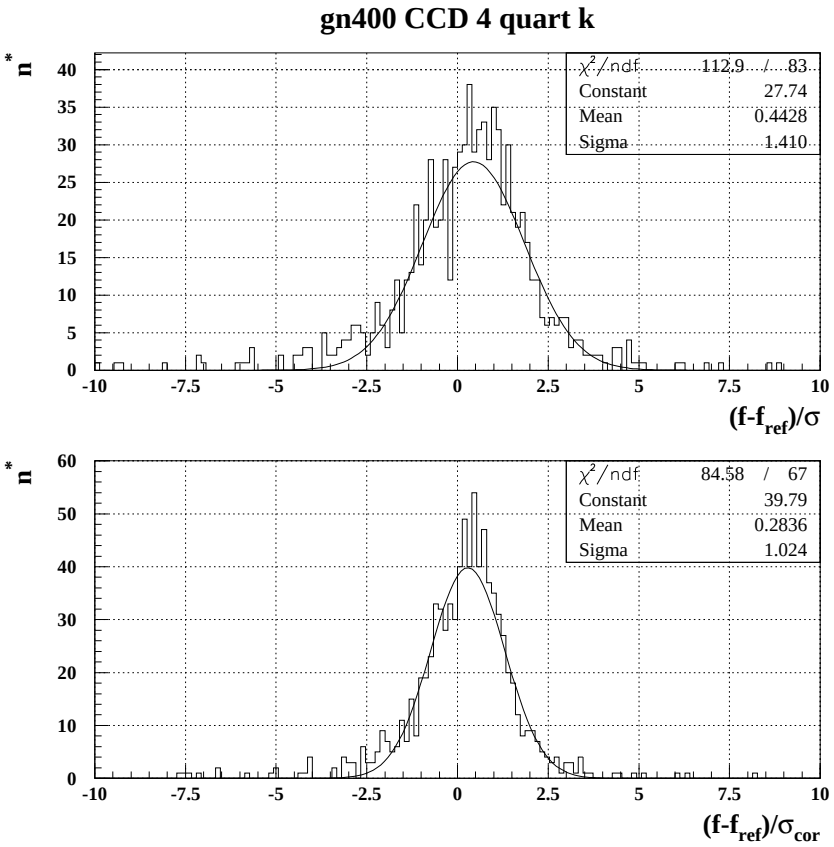


FIG. 3.3 – *Les distributions de $(f - f_{ref})/\sigma$ avant et après correction des erreurs, pour des étoiles dont le flux est compris entre 5000 et 10000 ADU (image rouge enregistrée le 31/03/1997). On ajuste une gaussienne sur la distribution initiale. Les erreurs sont ensuite multipliées par la largeur de cette gaussienne. La largeur de la gaussienne ajustée sur la distribution après correction est bien égale à l'unité.*

mesure du flux de chaque étoile par la largeur de la distribution obtenue pour $(f - f_{ref})/\sigma$ (on réalise, pour chaque image, six distributions de $(f - f_{ref})/\sigma$, par intervalle de flux). La distribution réalisée avec les nouvelles erreurs a une largeur proche de 1, comme le montre la partie inférieure de la figure 3.3.

3.1.3 Calcul du flux de base

Pour rechercher des événements de microlentille gravitationnelle, il est important d'avoir une mesure aussi fiable que possible du flux non amplifié de l'étoile. On recherche ensuite une fluctuation significative dans la courbe de lumière par rapport à ce flux. Il est donc nécessaire de calculer ce flux de base, à partir de la courbe de lumière, par une méthode qui soit la plus précise possible aussi bien pour les étoiles stables que pour les étoiles variables. Le flux de référence n'étant pas optimal[1], plusieurs méthodes existent pour effectuer ce calcul. Nous utilisons l'estimateur décrit dans [Derue, 1999].

Dans cette méthode, on associe à chaque point de la courbe de lumière, de flux f et d'erreur σ, une probabilité p de mesurer un flux ϕ ; p est définie par :

[1] Si les dates d'enregistrement des images choisies pour le compositage sont concentrées autour de l'instant d'amplification d'une étoile par effet de microlentille gravitationnelle, le flux de référence de cette étoile est surestimé.

$$p(\phi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp - \frac{(\phi - f)^2}{2\sigma^2} \tag{3.1}$$

Le flux de base est défini comme le maximum de la distribution cumulée des densités de probabilité relatives à chacun des points de la courbe de lumière. [Derue, 1999] avait empiriquement augmenté les erreurs d'un facteur 3 pour avoir un écart minimal entre le flux de base mesuré avec cette méthode et la simple moyenne, pour les étoiles stables. Cette valeur était adaptée à des courbes de lumière moins échantillonnées que celles dont nous disposons. Dans notre cas, avec plus de points de mesure, cet élargissement n'est plus nécessaire et la largeur naturelle de la densité de probabilité convient.

3.1.4 Décorrélation du flux et du seeing

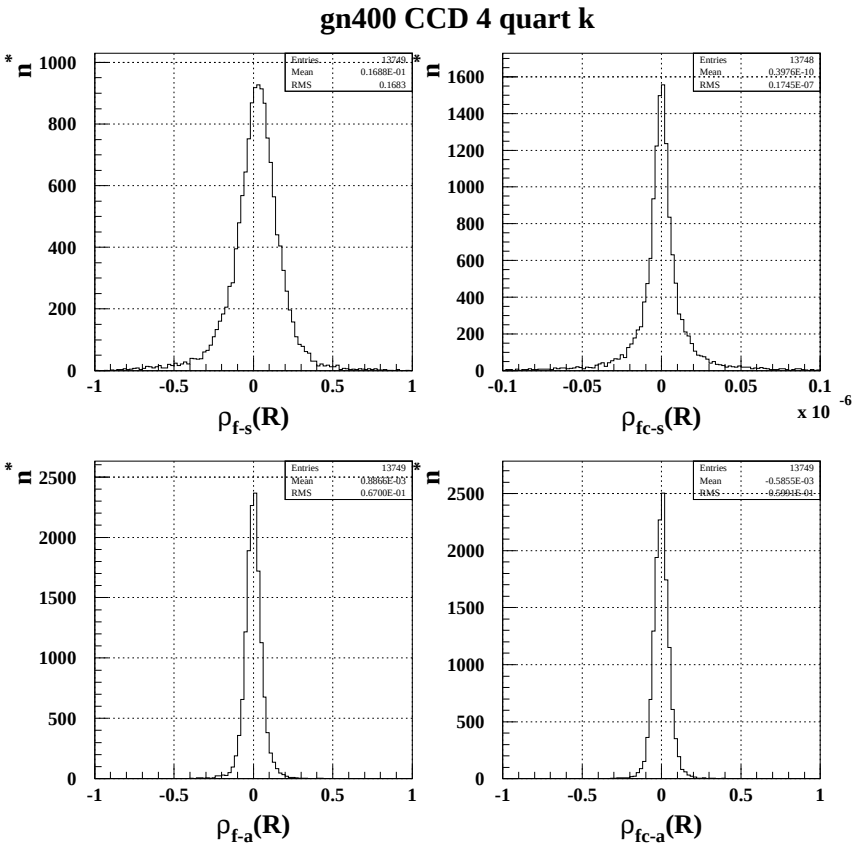


FIG. 3.4 – *Les distributions, par étoile, des coefficients de corrélation du flux avec le seeing et l'airmass. A gauche, on a reporté les distributions observées. La largeur de la distribution de ρ_{f-s} est plus grande que celle attendue pour des corrélations purement accidentelles : $RMS \sim 0.17 \gg 1/\sqrt{n_{mes}} \sim 0.05$. La distribution de ρ_{f-a} est compatible avec des corrélations accidentelles. On ne corrige donc que de la corrélation du flux avec le seeing. A droite, on a reporté les distributions après élimination de cette corrélation. La largeur de la distribution ρ_{fc-a} est plus petite que celle de ρ_{f-a} : la correction appliquée permet aussi de diminuer la corrélation, faible, du flux avec l'airmass.*

Les flux mesurés sont corrélés avec le seeing. Sur la figure 3.4, on peut voir que la distribution des coefficients de corrélation entre le flux et le seeing est plus large que celle attendue pour des corrélations

purement accidentelles. [Derue, 1999] a appliqué une correction de la corrélation sur les candidats microlentilles gravitationnelles seulement. Nous avons plutôt opté pour l'application de cette correction systématiquement sur toutes les courbes de lumière. Une méthode de correction bilinéaire de la corrélation du flux avec le seeing et l'airmass est décrite dans [Lasserre, 2000]. Cependant, dans notre cas, nous n'avons appliqué que la correction de corrélation entre le flux et le seeing. Nous n'observons pas de corrélation entre le flux et l'airmass. La correction appliquée permet de réduire significativement les dispersions des courbes de lumière. Elle consiste à calculer, pour chaque point de la courbe de lumière, un flux corrigé f_c donné en fonction du flux mesuré f et du seeing par :

$$f_c = f - \alpha \times (seeing - < seeing >) \tag{3.2}$$

$$\alpha = \frac{\sigma_{flux} \times \rho}{\sigma_{seeing}} \tag{3.3}$$

où ρ est le coefficient de corrélation du flux avec le seeing. Le coefficient de corrélation entre le flux corrigé et le seeing est nul. La correction est appliquée hors de la principale fluctuation si elle existe, et dans le cas où la dispersion le long de la courbe de lumière obtenue après correction est dégradée de plus de 10%, la correction est annulée.

3.1.5 Le Monte-Carlo

Pour contrôler l'effet des coupures de sélection sur les courbes de lumière, nous réalisons une simulation Monte-Carlo d'événements de microlentilles gravitationnelles. Pour une étoile, nous tirons au hasard les paramètres d'un effet de microlentille gravitationnelle, ayant le même flux de base, pour lequel la source et le déflecteur sont ponctuels. Pour chaque mesure de la courbe de lumière initiale, on multiplie le flux et l'erreur par l'amplification ainsi déterminée. Ce procédé permet d'avoir une simulation représentative de notre population stellaire dans les mêmes conditions d'observation.

Les paramètres de la microlentille gravitationnelle sont tirés aléatoirement de façon uniforme :
- $t_0 \in [d - 150, f + 150]$, où d et f sont respectivement les limites inférieure et supérieure (en jours) de la courbe de lumière. Ces valeurs permettent de tenir compte des événements qui se produisent hors de notre période d'observation.
- $u_0 \in [0.001, 2]$. Ces valeurs permettent de simuler des événements dont l'amplification est en deçà des limites que nous imposons dans l'analyse.
- $t_E \in [1, 1000]$. Notre échantillonnage ne permet pas l'observation d'événements de plus courte durée. D'autre part, il n'est pas possible de vérifier la stabilité hors amplification des événements dont la durée caractéristique est comparable à notre période d'observation.

Chaque courbe de lumière simulée subit ensuite les mêmes procédures qu'une courbe de lumière mesurée.

3.2 Les coupures de l'analyse

Après application du nettoyage préliminaire et des corrections exposées précédemment, nous appliquons plusieurs coupures pour sélectionner les courbes de lumière les plus variables. Nous construisons d'abord les fichiers de suivi dit réduits. Ces fichiers sont beaucoup plus faciles à manipuler que les fichiers initiaux. Ainsi, plusieurs types d'analyse pourront être réalisées sur ces fichiers, dans des délais qui restent raisonnables : recherche d'effets de microlentilles gravitationnelles, recherche d'étoiles variables... Nous présentons dans la suite les coupures appliquées ainsi que leurs efficacités.

3.2.1 Le filtrage de premier niveau

Nous avons utilisé les mêmes critères que ceux décrits dans [Derue, 1999]. Les deux premiers filtres sont spécifiques à la recherche de microlentilles gravitationnelles. Les deux derniers sont plutôt orientés

vers la recherche d'étoiles variables périodiques. Nous avons étudié les effets des coupures sur le Monte-Carlo pour en déterminer les seuils. Ces valeurs ne sont pas différentes de celles de [Derue, 1999]. Pour qu'une étoile soit sélectionnée, il suffit qu'elle remplisse au moins l'une des quatre conditions suivantes :

Filtre 1

On impose un premier critère sur la probabilité de la première fluctuation de la courbe de lumière. Une fluctuation est définie comme une série de points situés d'un même côté de la ligne de base et s'en éloignant de plus d'un écart standard. Si une courbe de lumière présente k fluctuations, chacune avec N_k points, l'expression de la probabilité de la fluctuation *positive* k est donnée par :

$$p_k = \prod_{i=0}^{N_k} \left[\frac{1}{2} \left(1 - erf\left(\frac{\phi_i - f_{base}}{\sigma_i \sqrt{2}} \right) \right) \right] \tag{3.4}$$

On définit la variable lp_k par $lp_k = signe(fluctuation) \times |log(p_k)|$; lp_k est donc positive pour les bosses et négative pour les creux. Nous cherchons les étoiles dont la probabilité de la première bosse est petite (celle de lp_k maximum). On garde également les fluctuations négatives les plus importantes. Le critère utilisé est :

$$lp_1(R)^2 + lp_1(B)^2 \geq 15^2 \qquad \text{si } lp_k(R) \geq 0 \text{ et } lp_k(B) \geq 0 \tag{3.5}$$

$$lp_1(R)^2 + lp_1(B)^2 \geq 10^7 \qquad \text{si } lp_k(R) < 0 \text{ et } lp_k(B) < 0 \tag{3.6}$$

Filtre 2

Le long de la courbe de lumière, on comptabilise le nombre de points déviant de la ligne de base dans une fenêtre glissante regroupant 5 points consécutifs. L'écart d'un point de mesure d'erreur σ est comparé à la valeur $\sqrt{\sigma^2 + \bar{\sigma}^2}$, où $\bar{\sigma}$ est la dispersion du flux le long de la courbe de lumière. Cette définition permet d'éviter de comptabiliser des points avec des erreurs anormalement petites. Soit n le nombre maximal de points déviant d'au moins $\sqrt{\sigma^2 + \bar{\sigma}^2}$ par rapport à la ligne de base (n varie entre 0 et 5). On sélectionne une étoile si :

$$n(R) + n(B) \geq 8 \tag{3.7}$$

Filtre 3

Une fraction importante des étoiles variables ne satisfont pas les critères précédents. Par exemple, une étoile variable périodique de courte période aura un flux oscillant de part et d'autre de la ligne de base. Au sens des filtres 1 et 2, elle ne présente pas de fluctuation significative. Cette étoile présente néanmoins une dispersion le long de la courbe de lumière plus forte que la dispersion moyenne des étoiles de flux comparable. On définit la variable ς donnée par $r/\bar{r}$, où $r = \bar{\sigma}/f_{base}$ et $\bar{r}$ est la résolution la plus probable des étoiles de même flux. Le critère imposé est le suivant :

$$(\varsigma(R) - 1)^2 + (\varsigma(B) - 1)^2 \geq 10 \tag{3.8}$$

Filtre 4

Ce filtre est basé sur le test de Kolmogorov-Smirnov. Il permet de donner la probabilité qu'une fonction de répartition puisse représenter un ensemble de mesures d'une variable aléatoire. Si S et P sont respectivement les fonctions de répartition observée et théorique de la variable aléatoire X, la probabilité pour que X suive la loi P est donnée par :

$$p_{KS} = 1 - \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k e^{-2k^2\lambda^2} \tag{3.9}$$

avec $\lambda = \sqrt{n} \times \max(S(x_i) - P(x_i)), x_i = 1, ..., n$. Pour les étoiles stables, la variable $(f - f_{base})/\sigma$ doit suivre une loi gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1. Nous calculons donc pour chaque étoile la probabilité pour que les réalisations de cette variable suivent une loi gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1. Nous retenons les étoiles pour lesquelles cette probabilité est faible et pour lesquelles le modèle gaussien n'est pas vraisembable. D'où le critère :

$$p_{KS}(R)^2 + p_{KS}(B)^2 \leq 10^{-20} \tag{3.10}$$

Bilan et performances

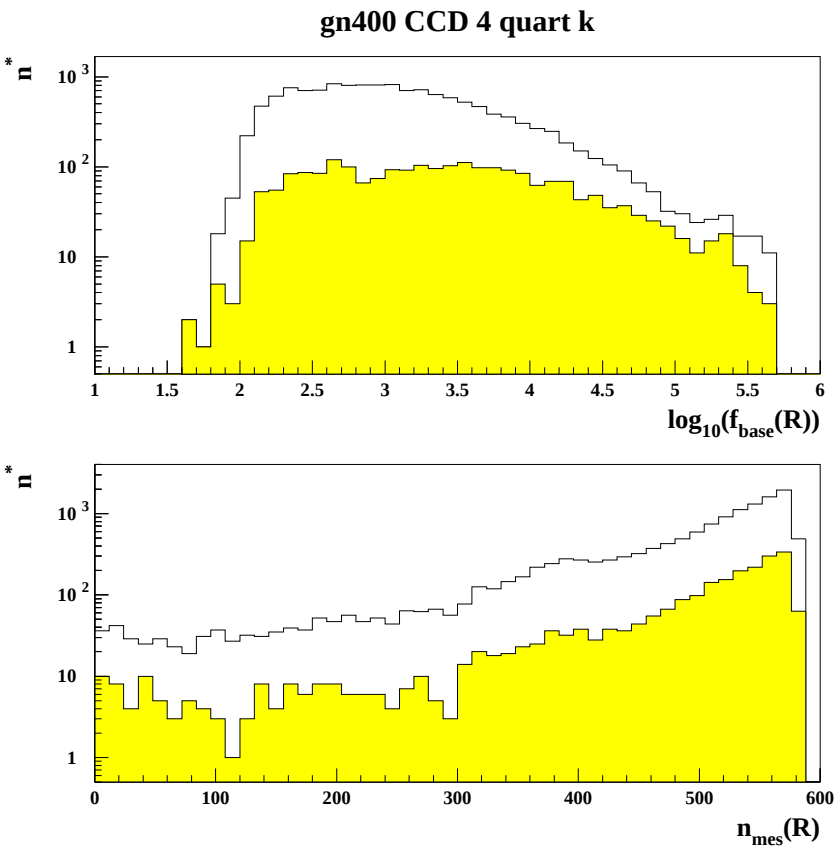


FIG. 3.5 – *Les distributions du flux de base en rouge et du nombre de bonnes mesures, pour la totalité des étoiles et pour les étoiles filtrées (en jaune). Notre filtrage sélectionne préférentiellement les étoiles brillantes (avec un flux de base à partir de quelques milliers d'ADU), donc bien mesurées, ainsi que les étoiles avec un grand nombre de bonnes mesures.*

Nos coupures sélectionnent environ 2.5 millions de courbes de lumière, soit près de 15% de l'échantillon initial ($\sim$ 2700 étoiles sélectionnées par quart de CCD). Les deux premiers filtres, celui de la probabilité de fluctuation et celui du nombre de points déviants, sont les moins sélectifs : le premier sélectionne 37%

des courbes de lumière retenues et le second en sélectionne 50%. Le filtre de dispersion sélectionne environ 16% des étoiles, et celui de Kolmogorov-Smirnov en sélectionne environ 30%. Le tableau 3.1 résume les performances du filtrage par champ. La figure 3.5 illustre le fait que le filtrage sélectionne plus d'étoiles brillantes que d'étoiles faibles. Aussi, les étoiles avec un grand nombre de bonnes mesures ont plus de chances d'être sélectionnées, puisque la probabilité de fluctuation augmente avec le nombre de mesures. L'effet des quatre filtres sur un quart de CCD est illustré sur la figure 3.6 pour les données et sur la figure 3.7 pour la simulation. Pour ce quart, les filtres sélectionnent 16% des courbes de lumière ainsi que 52% des courbes simulées.

Champ	$n_\star^{utilisées}$	$n_\star^{filtrées}$	$n_\star^{filtre1}$	$n_\star^{filtre2}$	$n_\star^{filtre3}$	$n_\star^{filtre4}$	$< n_{mesures}^{utilisées} >$
bs300	587788	70568	34507	25396	16408	15811	269
bs301	583387	68254	32573	26223	17549	14338	266
bs302	614580	72550	36983	28670	16182	13740	272
bs303	584061	65513	33760	24169	15295	13139	261
bs304	641525	79901	39528	29356	17452	18856	269
bs305	660664	69431	37294	28101	13203	11699	271
bs	3672005	426217	214645	161915	96089	87583	268
gn400	513183	87631	26184	56038	9733	25229	496
gn401	501057	92741	29073	53809	11880	29228	475
gn402	554186	106455	30319	60997	13442	38663	463
gn403	511200	85979	25925	49085	13706	28862	420
gn404	526776	111129	31901	54186	15458	47313	435
gn405	538965	94569	28426	53940	13322	32246	445
gn406	557436	102625	30367	56194	12906	37927	443
gn407	566347	94231	26617	57305	11400	30512	443
gn408	565647	103027	32425	57556	12211	36638	453
gn409	573839	117799	34708	62032	13434	48366	482
gn410	556776	94624	30553	53503	11275	31306	443
gn411	585417	104585	31281	56436	11780	39329	449
gn	6550829	1195395	357779	671081	150547	425619	454
gs200	583886	57745	26081	24670	13376	12114	282
gs201	589555	66811	31102	22080	18028	16957	266
gs202	603799	58393	24811	28598	11687	12211	291
gs203	562672	61431	26839	25697	13424	16118	281
gs204	567624	54047	24404	24153	11728	11605	267
gs	2907536	298427	133237	125198	68243	69005	277
tm500	543270	103291	36785	52278	13586	31911	391
tm501	536014	91094	36416	42447	15733	27457	355
tm502	569680	92870	38552	48271	13956	25133	376
tm503	444170	75316	32218	37216	11994	20830	375
tm504	525769	82934	33781	45682	11102	20125	392
tm505	525502	81299	34081	41133	13206	21171	360
tm	3144405	526804	211833	267027	79577	146627	375
Total	16274775	2446843	917494	1225221	394456	728834	369

TAB. 3.1 – *Le bilan du filtrage de premier niveau. On a reporté le nombre d'étoiles utilisées, le nombre total d'étoiles sélectionnées, ainsi que le nombre d'étoiles sélectionnées par chacun des filtres. On a également reporté le nombre moyen de mesures utilisées par champ et par couleur. Le nombre d'étoiles utilisées (après nettoyage) représente 80% du total des étoiles associées. On a d'autre part utilisé 80% des images disponibles. Le nombre total des étoiles sélectionnées par au moins un filtre représente 15% des étoiles initialement utilisées.*

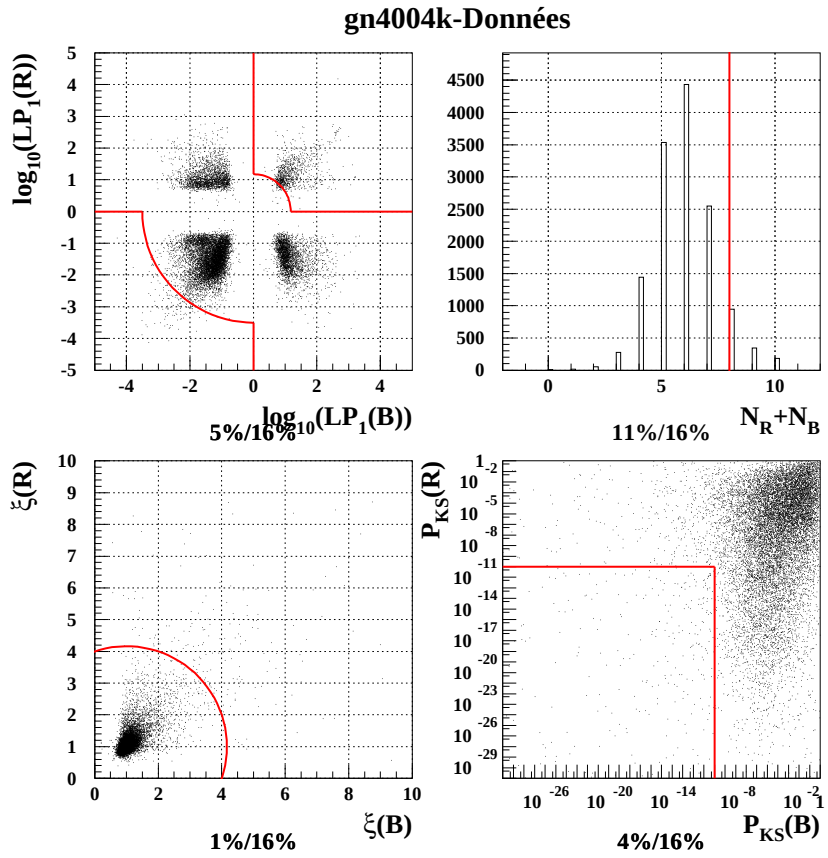


FIG. 3.6 – *Les performances des quatre filtres de premier niveau sur les données (les lignes rouges représentent les valeurs des coupures). Les filtres sélectionnent 16% des courbes de lumière.*

3.2.2 Le filtrage de second niveau

Après la création des fichiers de suivi réduits, contenant les courbes de lumière les plus variables, nous réalisons un second filtrage qui a pour but de ne sélectionner que les courbes présentant les caractéristiques attendues pour un effet de microlentille gravitationnelle. Nous sélectionnons pour celà les courbes de lumière qui satisfont aux douze critères décrits ci-dessous. Nous contrôlons leur efficacité en étudiant leur effet sur le lot de courbes de lumière simulées précédemment décrit. Pour les critères les plus importants, nous étudions leur "effet marginal" défini comme leur effet sur l'ensemble des événements qui ont satisfait tous les autres critères, sur les figures 3.8 à 3.13.

Critère 1

La courbe de lumière est analysée dans le sens des temps croissants pour y mettre en évidence des fluctuations. Nous définissons le début d'une fluctuation comme la date à laquelle une mesure du flux s'éloigne d'au moins un écart standard du flux de base. Nous fixons la fin de la fluctuation à la date à laquelle trois mesures consécutives diffèrent de moins d'un écart standard du flux de base. Pour être validée, la fluctuation doit contenir au minimum quatre mesures éloignées du flux de base de plus d'un écart standard. A chaque fluctuation k (contenant N_k mesures), nous associons la probabilité p_k définie par l'équation 3.4. Comme pour le filtrage de premier niveau, nous utilisons la variable $lp_k = signe(fluctuation) \times |log(p_k)|$. Nous demandons alors que la principale fluctuation de la courbe de lumière soit positive :

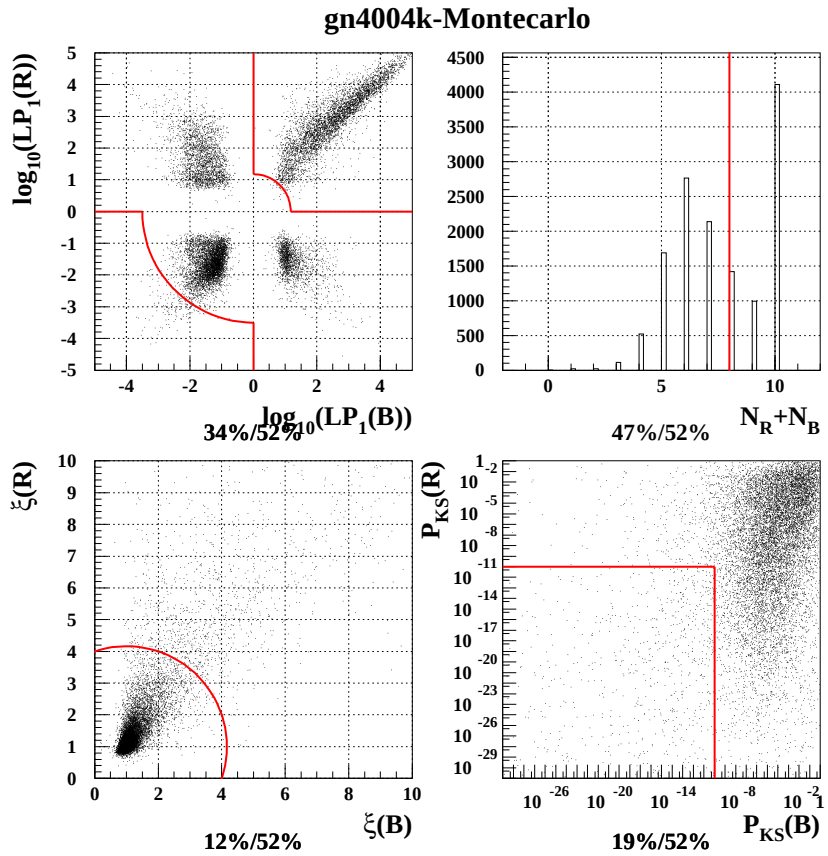


FIG. 3.7 – *Les performances des quatre filtres de premier niveau sur le Monte-Carlo (les lignes rouges représentent les valeurs des coupures). Les filtres sélectionnent 52% des courbes de lumière simulées.*

$$\min\left(lp_1(R), lp_1(B)\right) > 0 \tag{3.11}$$

Ce critère était réglé à ce seuil dans l'analyse de [Derue, 1999].

Critère 2

La courbe de lumière d'un événement de microlentille gravitationnelle se caractérise par l'apparition d'une fluctuation unique. Nous pouvons donc écarter les courbes de lumière présentant au moins deux fluctuations de significations comparables. Nous éliminons ainsi les courbes de lumière présentant des fluctuations statistiques équivalentes, dues à des problèmes instrumentaux, ainsi que les courbes de lumière de la plupart des étoiles variables (avec au moins deux variations). Pour ce faire, on introduit un nouveau critère qui exige que s'il existe une deuxième fluctuation, elle soit relativement faible par rapport à la principale :

$$\max\left(\left|\frac{lp_2(R)}{lp_1(R)}\right|, \left|\frac{lp_2(B)}{lp_1(B)}\right|\right) \leq 0.5 \tag{3.12}$$

Ce critère était réglé à ce seuil dans l'analyse de [Derue, 1999].

Critère 3

L'achromaticité d'un événement de microlentille gravitationnelle se traduit par l'apparition d'une fluctuation au même instant dans chaque couleur. Le recouvrement temporel entre les fluctuations principales en rouge et en bleu doit donc être significatif. Si I_R et I_B sont respectivement les domaines temporels de la bosse rouge et de la bosse bleue, alors on définit la variable de recouvrement temporel R par :

$$R = \frac{I_R \cap I_B}{I_R \cup I_B} \tag{3.13}$$

Nous demandons que :

$$R \geq 0.1 \tag{3.14}$$

Ce critère était réglé à ce seuil dans l'analyse de [Derue, 1999].

Critère 4

Durant l'amplification du flux d'une étoile source par effet de microlentille gravitationnelle, les flux mesurés en rouge et en bleu à la même date sont corrélés. Un critère sur la corrélation à l'intérieur de la principale fluctuation permet de rejetter les courbes de lumière avec une fluctuation accidentelle dans l'une des deux couleurs et celles présentant une amplification fortement chromatique. On introduit une variable statistique, dite de Fisher, calculée pour la partie de la courbe de lumière à l'intérieur de la bosse principale selon :

$$F_{IB} = \frac{\sqrt{N-3}}{2} \ln\left(\frac{1+\rho_{IB}}{1-\rho_{IB}}\right) \tag{3.15}$$

N est le nombre de paires de mesures en rouge et en bleu à l'intérieur de la bosse principale et ρ_{IB} leur coefficient de corrélation. L'avantage d'utiliser F_{IB} au lieu de ρ_{IB} réside dans le fait que F_{IB} est étalé dans $[-\infty, +\infty]$ (au lieu de $[-1, +1]$ pour ρ_{IB}), ce qui permet une séparation plus fine des corrélations proches. Nous demandons que :

$$F_{IB} > 1 \tag{3.16}$$

[Derue, 1999] appliquait un critère sur la corrélation hors de la fluctuation principale. L'effet marginal de cette coupure est illustré sur la figure 3.8.

Critère 5

Pour un événement de microlentille gravitationnelle, les mesures doivent être bien décrites par une fonction de Paczyński (définie par l'équation 1.18). A ce stade, nous effectuons l'ajustement de cette fonction sur les courbes de lumière en rouge et en bleu séparément. Cet ajustement donne les valeurs les plus probables du flux de base, du paramètre d'impact u_0, de l'instant d'amplification maximale t_0 et de la durée de la traversée d'un rayon d'Einstein dans le plan de la lentille t_E. Les événements de microlentille gravitationnelle réels doivent avoir un bon χ^2 par degré de liberté. Nous imposons donc que :

$$\left[\frac{\chi^2_{ml}(R)}{N_{ddl}(R)}\right]^2 + \left[\frac{\chi^2_{ml}(B)}{N_{ddl}(B)}\right]^2 < 2.5^2 \tag{3.17}$$

Ce critère est nouveau par rapport à l'analyse de [Derue, 1999]. L'effet marginal de cette coupure est illustré sur la figure 3.9.

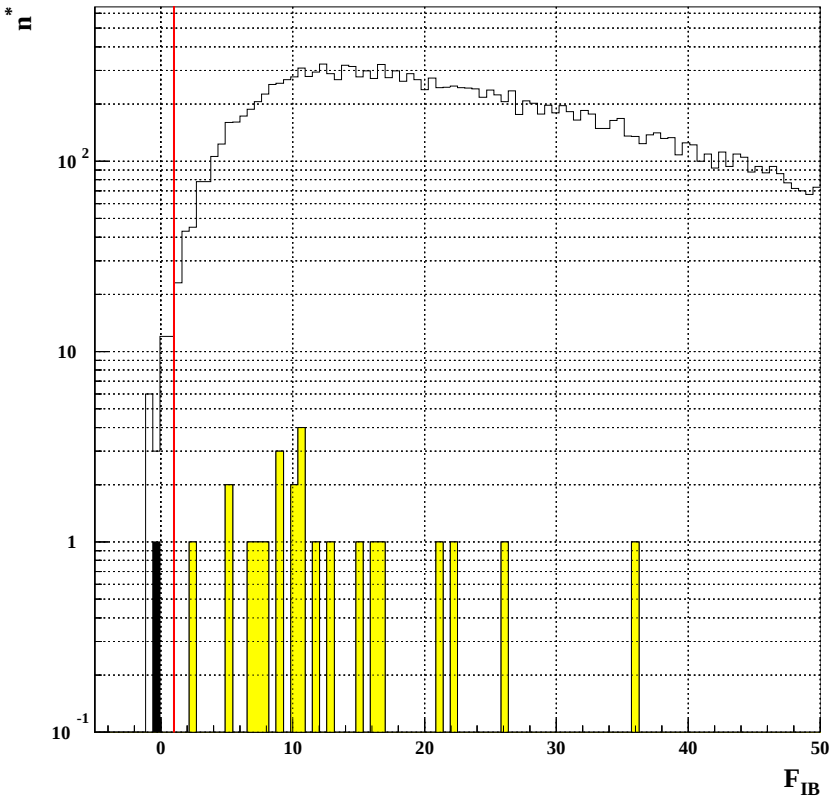


FIG. 3.8 – *Effet marginal de la coupure sur la corrélation dans la bosse principale. La ligne verticale rouge indique le seuil de la coupure. On a représenté la distribution la variable du critère 4 pour les courbes de lumière simulées satisfaisant tous les autres critères de l'analyse, sauf celui-ci. La distribution des 24 événements finalement retenus est représentée avec un fond jaune et celle des événements uniquement rejetés par ce critère avec un fond noir.*

Critère 6

Un critère supplémentaire nous sert à écarter les courbes de lumière d'étoiles variables de courte période. Pour ces courbes de lumière, le flux n'est pas stationnaire dans la ligne de base, et l'ajustement d'une courbe de microlentille gravitationnelle hors de la bosse (HB) n'est pas adapté. Nous demandons donc que :

$$\chi^2_{HB} = \frac{\chi^2_{ml\ HB}(R) + \chi^2_{ml\ HB}(B)}{N_{ddl}(R) + N_{ddl}(B)} \leq 8 \tag{3.18}$$

Ce critère était réglé à ce seuil dans l'analyse de [Derue, 1999].

Critère 7

Pour une courbe de lumière d'un événement de microlentille gravitationnelle, l'ajustement d'une fonction de Paczyński doit en principe améliorer significativement le χ^2 par degré de liberté par rapport à celui d'une fonction constante. On introduit suivant [Derue, 1999], pour chaque couleur, la variable :

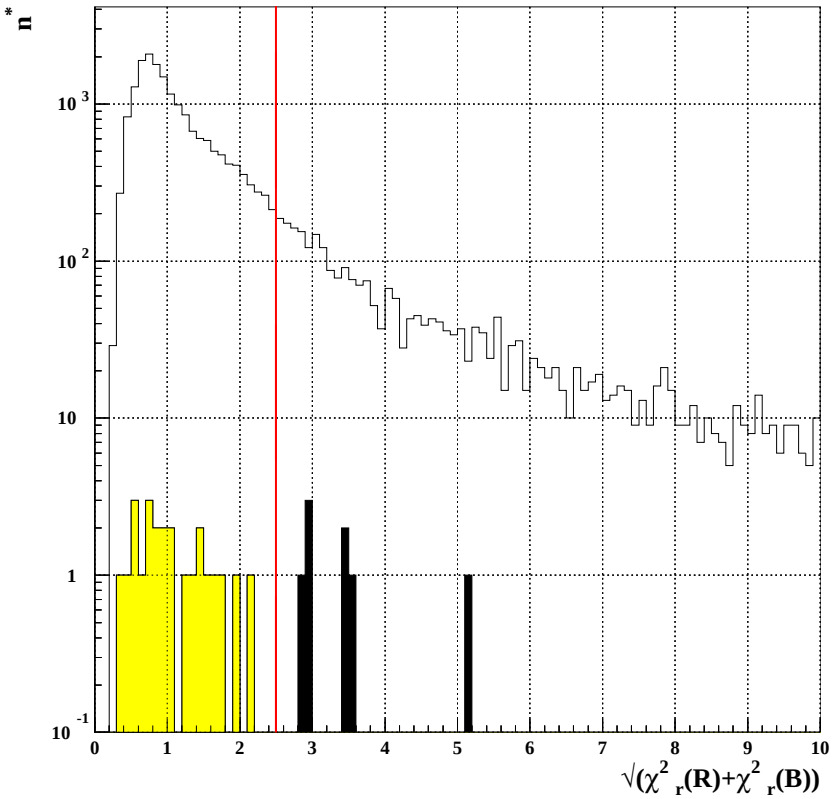


FIG. 3.9 – *Effet marginal de la coupure sur la qualité de l'ajustement de microlentille. La ligne verticale rouge indique le seuil de la coupure. On a représenté la distribution la variable du critère 5 pour les courbes de lumière simulées satisfaisant tous les autres critères de l'analyse, sauf celui-ci. La distribution des 24 événements finalement retenus est représentée avec un fond jaune et celle des événements uniquement rejetés par ce critère avec un fond noir.*

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi^2_{cte} - \chi^2_{ml}}{\chi^2_{ml}/N_{ddl}} \frac{1}{\sqrt{2N_{ddl}}} \tag{3.19}$$

Si l'étoile est stable, $\Delta\chi^2$ est petit. Nous demandons alors que :

$$\min\left(\Delta\chi^2(R), \Delta\chi^2(B)\right) \geq 10 \tag{3.20}$$

$$\Delta\chi^2(R) + \Delta\chi^2(B) > 50 \tag{3.21}$$

Nous avons baissé le seuil de la coupure sur le minimum de 15 à 10 par rapport à l'analyse de [Derue, 1999]. La coupure sur la somme est spécifique à notre analyse. L'effet marginal de cette coupure est illustré sur la figure 3.10.

Critère 8

Si, autour du maximum d'amplification, la courbe de lumière n'est pas suffisament échantillonnée, l'ajustement d'une courbe de microlentille n'est pas bien contraint. On définit Δt comme la durée qui

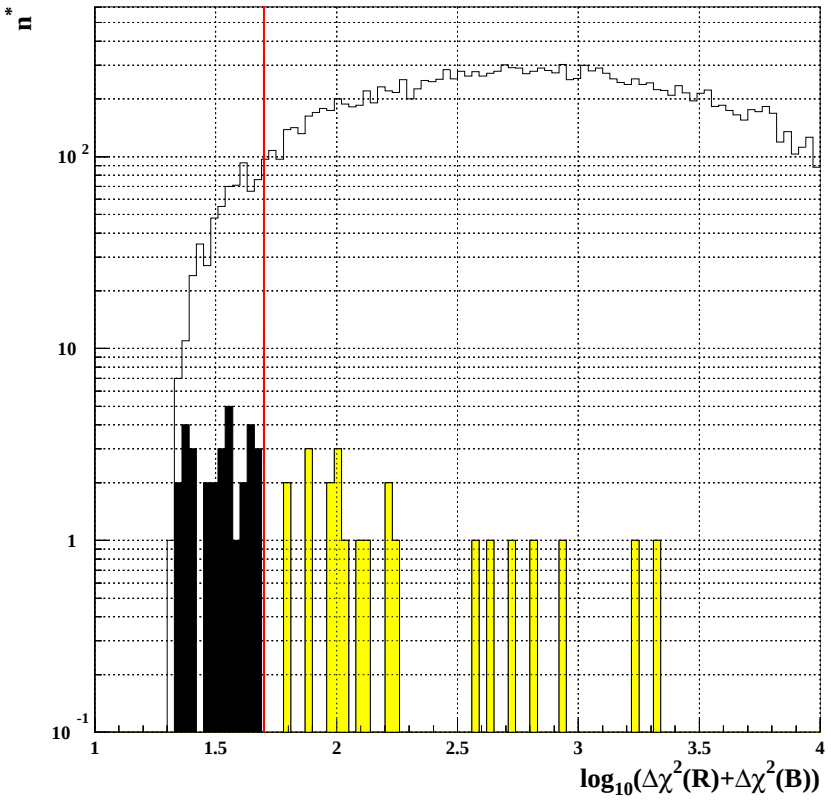


FIG. 3.10 – *Effet marginal d'une des deux coupures sur l'amélioration du χ^2 apportée par un ajustement de microlentille. La ligne verticale rouge indique le seuil de la coupure. On a représenté la distribution la variable du critère 7 pour les courbes de lumière simulées satisfaisant tous les autres critères de l'analyse, sauf celui-ci. La distribution des 24 événements finalement retenus est représentée avec un fond jaune et celle des événements uniquement rejetés par ce critère avec un fond noir.*

sépare l'instant d'amplification maximale ajusté et la mesure la plus proche. On écarte une courbe de lumière si Δt dans l'une des deux couleurs est comparable à la durée ajustée de l'événement. Nous demandons donc que :

$$\max\left(\frac{\Delta t(R)}{t_E}, \frac{\Delta t(B)}{t_E}\right) < 1 \tag{3.22}$$

Ce critère est spécifique à notre analyse. L'effet marginal de cette coupure est illustré sur la figure 3.11.

Critère 9

Pour une microlentille gravitationnelle, les instants d'amplification $t_0(R)$ et $t_0(B)$, donnés par les ajustements dans les deux couleurs séparément, doivent être proches. Nous demandons donc que :

$$|t_0(R) - t_0(B)| < 15\ (jours) \tag{3.23}$$

Ce critère est spécifique à notre analyse. L'effet marginal de cette coupure est illustré sur la figure 3.12.

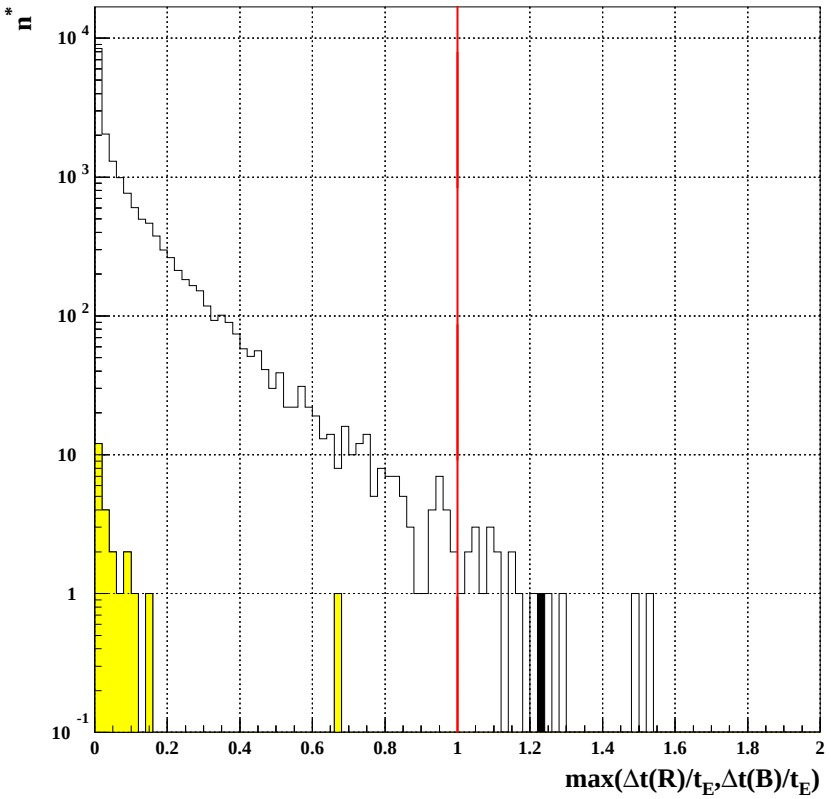


FIG. 3.11 – *Effet marginal de la coupure sur l'échantillonnage minimal dans la bosse. La ligne verticale rouge indique le seuil de la coupure. On a représenté la distribution la variable du critère 8 pour les courbes de lumière simulées satisfaisant tous les autres critères de l'analyse, sauf celui-ci. La distribution des 24 événements finalement retenus est représentée avec un fond jaune et celle des événements uniquement rejetés par ce critère avec un fond noir.*

Critère 10

Si le rapport signal sur bruit de la courbe de lumière est faible, la dispersion intrinsèque hors de la bosse principale $\sigma_{int\ HB}$ est comparable au flux maximal ajusté f_{ml}^{max}. L'événement n'est alors pas fiable. De même, si l'intervalle de temps disponible hors de la bosse principale Δt_{HB} est petit, Il n'est pas possible de séparer un événement microlentille gravitationnelle d'une étoile variable de longue période. Nous regroupons ces deux critères en imposant que :

$$\left(\frac{\sigma_{int\ HB}/f_{ml}^{max}}{\Delta t_{HB}}(R)\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{int\ HB}/f_{ml}^{max}}{\Delta t_{HB}}(B)\right)^2 < (6 \times 10^{-5})^2 \tag{3.24}$$

Ce critère est spécifique à notre analyse. L'effet marginal de cette coupure est illustré sur la figure 3.13.

A partir de ce stade, les lots d'événements sont suffisamment purs pour pouvoir utiliser les résultats d'ajustements combinant les deux couleurs. Cet ajustement détermine les flux de base dans les deux couleurs et permet de donner des valeurs communes pour u_0, t_0 et t_E.

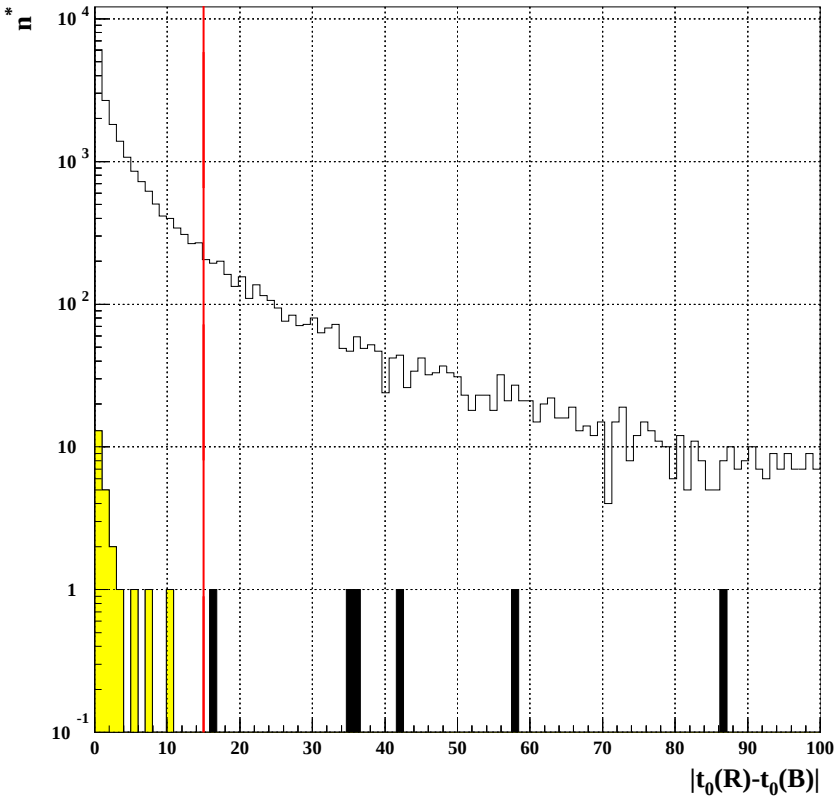


FIG. 3.12 – *Effet marginal de la coupure sur la différence des t_0 ajustés en rouge et en bleu. La ligne verticale rouge indique le seuil de la coupure. On a représenté la distribution la variable du critère 9 pour les courbes de lumière simulées satisfaisant tous les autres critères de l'analyse, sauf celui-ci. La distribution des 24 événements finalement retenus est représentée avec un fond jaune et celle des événements uniquement rejetés par ce critère avec un fond noir.*

Critère 11

Notre résolution photométrique ne permet pas de détecter les événements de faible amplification maximale. Nous ne sélectionnons donc que les événements pour lesquels l'amplification maximale dépasse 1.34. Nous demandons que :

$$u_0 \leq 1 \tag{3.25}$$

Ce critère était réglé à ce seuil dans l'analyse de [Derue, 1999].

Critère 12

Le dernier critère concerne la durée de l'événement. Les événements de courte durée ne sont pas détectables car notre échantillonnage moyen des courbes de lumière est de l'ordre de 2 jours. Nous imposons donc que :

$$t_E > 1 \ (jours) \tag{3.26}$$

Ce critère était réglé à ce seuil dans l'analyse de [Derue, 1999].

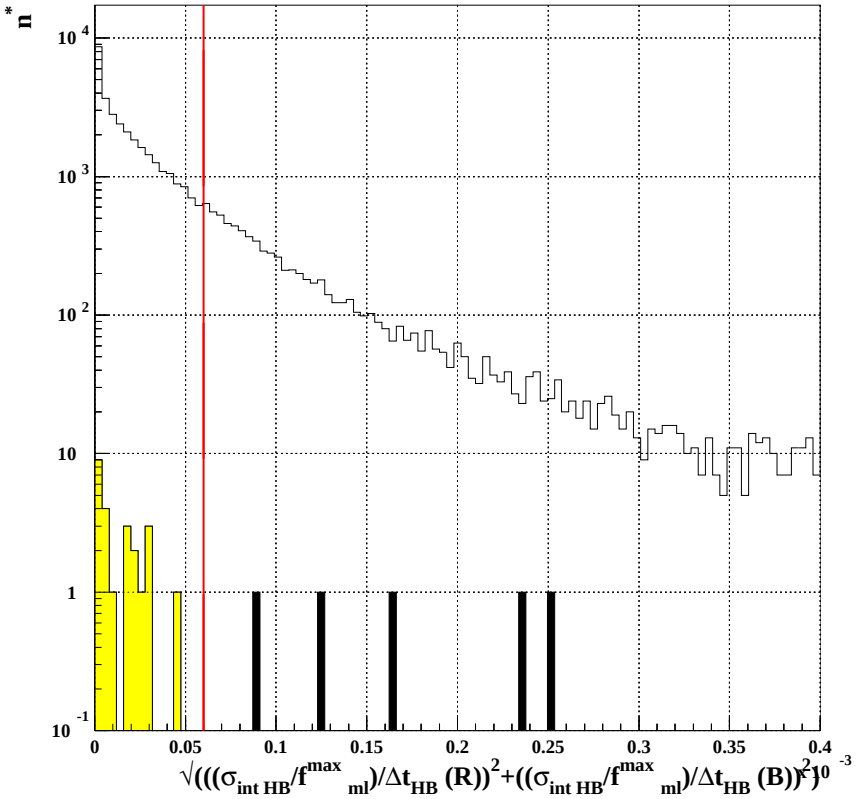


FIG. 3.13 – *Effet marginal de la coupure sur la fiabilité de la courbe de lumière. La ligne verticale rouge indique le seuil de la coupure. On a représenté la distribution la variable du critère 10 pour les courbes de lumière simulées satisfaisant tous les autres critères de l'analyse, sauf celui-ci. La distribution des 24 événements finalement retenus est représentée avec un fond jaune et celle des événements uniquement rejetés par ce critère avec un fond noir.*

3.3 Les candidats microlentilles gravitationnelles

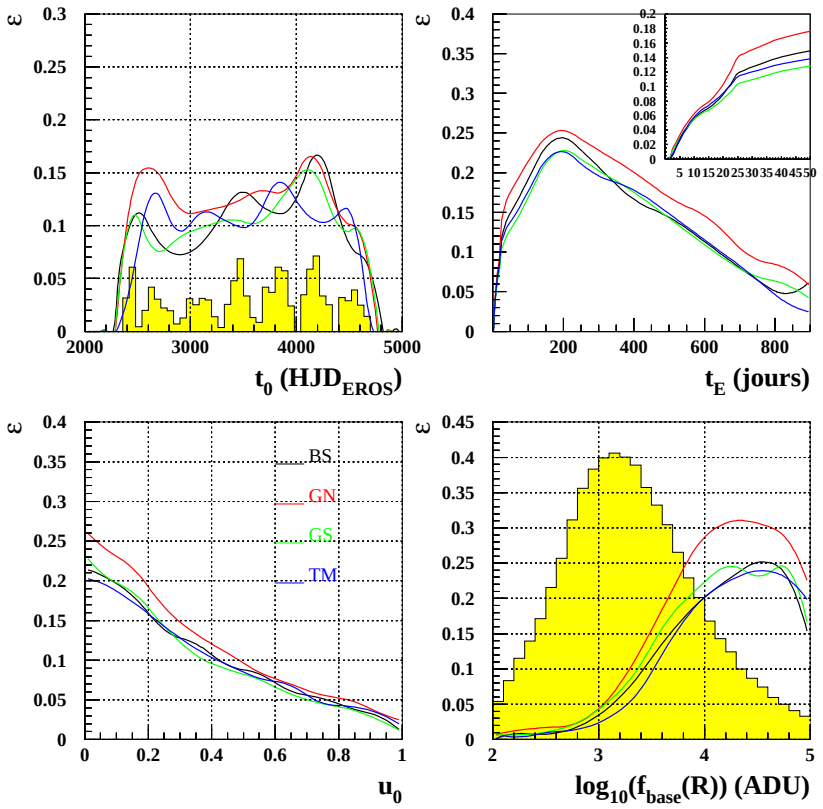


FIG. 3.14 – *L'efficacité de détection, en fonction de t_0, t_E, u_0 (engendrés, avant analyse) et $\log_{10}(f_{base}(R))$, pour les quatre cibles. Chacune de ces fonctions d'efficacité est le résultat de la moyenne sur les autres paramètres. L'efficacité est plus importante pour la direction de γ Normæ pour laquelle l'échantillonnage est le plus serré. L'efficacité de détection est plus faible pour les événements de courte durée, surtout si leur instant d'amplification maximale se produit quand les cibles ne sont pas observables. On est d'autant plus sensible aux événements que l'étoile source est brillante et le paramètre d'impact petit. Nous avons également superposé les distributions de notre échantillonnage (en haut à gauche) et des flux des étoiles de notre catalogue (efficacité en fonction de f_{base}). Sur cette dernière, on notera que pour les étoiles faibles, mais majoritaires, l'efficacité de détection reste inférieure à 10%.*

L'analyse de 2.45 millions de courbes de lumière issues du premier filtrage aboutit à la sélection de 24 candidats. Les efficacités de détection en fonction de t_0, t_E, u_0 et $\log_{10}(f_{base}(R))$, sont représentées sur la figure 3.14 pour les quatre cibles. Le tableau 3.2 résume les caractéristiques des 24 événements retenus. Nous trouvons 4 candidats vers β Scuti, 7 vers γ Scuti, 11 vers γ Normæ et 2 vers ϑ Muscæ. La figure 3.15 montre la distribution spatiale des candidats sur les CCD. On peut y voir qu'il y a plus d'événements sur les CCD centraux que sur ceux des bords (à l'exception du CCD 2). C'est un effet attendu puisque les CCD centraux, recevant plus de lumière, contiennent en moyenne plus d'étoiles suivies que les CCD de bord. La figure 3.16 montre les diagrammes magnitude-couleur des quatre cibles suivies, sur lesquels nous avons singularisé les candidats. Ces diagrammes illustrent que les candidats trouvés, excepté gn4014l, sont bien représentatifs des populations stellaires étudiées. La figure 3.17 montre les distributions des instants des maxima d'amplification et des paramètres d'impact des candidats. Les durées caractéristiques sont représentées, direction par direction, sur la figure 3.18. Nous avons représenté les courbes de lumière en

rouge et en bleu des 24 candidats sur les figures 3.19 à 3.42. Nous leur avons superposé le résultat de l'ajustement combinant les deux couleurs et nous avons inclus un agrandissement de la zone amplifiée de chaque courbe de lumière.

Candidat	$f_{base}(R)$ (ADU)	$f_{base}(B)$ (ADU)	t_0 (HJD_{EROS})	u_0	t_E (jours)	$\chi^2/N_d{}^{dl}$
bs3013m	2919±31	881±14	3506±2	0.34±0.01	69±3	243/413
bs3016n	15988±79	7093±39	4104±3	0.80±0.01	61±4	342/361
bs3026k	16109±57	14679±56	4055±4	0.53±0.11	50±2	157/400
bs3046m✓	19060±42	13723±29	3825.87±0.06	0.1369±0.0009	58.0±0.3	156/516
gn4003m✓ (GSA1)	2268±15	1376±10	2641±1	0.233±0.003	138±3	1197/937
gn4014l✓	37564±51	4504±15	4481.18±0.08	4.79204e-05±3	91±1	1462/888
gn4023l✓	16584±27	15695±25	4594.6±0.3	0.57±0.01	46±1	712/698
gn4040l✓	11983±33	5336±22	3694.65±0.03	0.0372±0.0007	39.1±0.2	1884/567
gn4046l	2403±25	1653±23	4289.9±0.2	0.05±0.02	27±1	430/742
gn4047m	2708±23	1991±18	3681±4	0.54±0.02	79±6	522/784
gn4065n	4153±17	2925±14	4110±1	0.72±0.02	56±3	579/786
gn4085m⋆	200±7	168±6	2958.35±0.03	0.0026±0.0001	68±3	876/771
gn4093k (GSA2)	4808±16	4160±14	2803±2	0.62±0.01	60±3	607/1090
gn4114l	4315±18	2555±16	3749.6±0.3	0.50±0.01	23±1	441/759
gn4115k	2779±17	1958±12	4301.4±0.1	0.21±0.01	6.8±0.4	434/831
gs2001m (GSA5)	2618±27	823±11	2408.74±0.07	0.043±0.001	64±1	300/435
gs2005l	1655±23	726±11	3868±2	0.48±0.02	58±4	263/565
gs2005m	3076±20	1729±15	3914±1	0.57±0.02	25±1	238/596
gs2013n	1567±19	856±12	3832.8±0.4	0.187±0.005	44±1	367/558
gs2030m⋆	8158±40	6993±45	3486.1±0.2	0.225±0.003	50±1	89/359
gs2035m	7367±23	5813±16	2421±1	0.90±0.02	37±2	245/617
gs2042k	12381±48	9127±27	3745±3	0.79±0.01	68±4	421/392
tm5016l✓	1443±33	375±14	4099.5±0.4	0.094±0.005	87±3	868/500
tm5051l	18641±38	6760±21	4504.39±0.06	0.062±0.002	12.4±0.2	792/856

TAB. 3.2 – *Les caractéristiques de l'ajustement de microlentille gravitationnelle simple, combinant les deux couleurs, pour les 24 candidats retenus. Les candidats GSA1, GSA2 et GSA5 faisaient partie des sept candidats de l'analyse de [Derue, 1999]. L'instant d'amplification maximale des candidats marqués par ⋆ s'est produit avant fin 1998. Ces étoiles font partie des quarts de CCD non analysés précédemment. Pour les candidats désignés par ✓, l'ajustement standard n'est pas visuellement satisfaisant. Un traîtement supplémentaire sur leurs courbes de lumière est donc nécessaire (voir le tableau 3.3). La contribution de chacun des candidats à la profondeur optique est donnée dans le chapitre suivant, dans le tableau 4.2.*

3.3.1 Les candidats particuliers

Pour certains candidats, l'ajustement de la forme d'un effet de microlentille simple (source et lentille ponctuelles, mouvements relatifs linéaires) ne donne pas des résultats suffisamment satisfaisant. Leurs courbes de lumière doivent donc être examinées plus en détail. Nous avons réalisé systématiquement des ajustement combinant les mesures des deux couleurs en prenant en compte un effet de blending ou un effet de parallaxe. Pour six candidats, une de ces possibilités fournit une meilleure déscription de la courbe de lumière. Les paramètres de ces ajustements sont résumés dans le tableau 3.3.

- Le candidat bs3046m. L'étoile source est brillante et les erreurs relatives sur les mesures de flux sont petites. Le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement standard combiné est petit, probablement parce que ces erreurs sont surestimées. Néanmoins, la courbe de lumière présente une légère asymétrie lors de l'amplification. Un ajustement en tenant compte de l'effet de parallaxe est significativement meilleur qu'un ajustement standard (figure 3.22). Le χ^2 par degrés de liberté s'améliore alors de 156/516 à 133/514.
- Le candidat gn4003m (GSA1). Ce candidat a été étudié par [Derue, 1999]. Un ajustement prenant en compte une étoile source binaire est compatible avec la courbe de lumière observée (figure 3.23).
- Le candidat gn4014l. C'est le candidat qui se distingue dans le diagramme H-R de la figure 3.16. Sa courbe de lumière présente une asymétrie lors de l'amplification. Un ajustement avec effet de parallaxe est significativement meilleur qu'un ajustement standard, mais n'est pas totalement satisfaisant (figure 3.24). Pour ce candidat, nous avons étudié plusieurs combinaisons (par exemple ajustement avec effets de blending et de parallaxe simultanément), mais aucune n'a donné un meilleur ajustement que celui obtenu uniquement avec l'effet de parallaxe. Le χ^2 par degrés de liberté s'améliore alors de 1462/888 à 1268/886. La qualité et l'échantillonnage de nos données rendent délicat le test d'autres effets, tels que celui d'une source double.
- Le candidat gn4023l. Sa courbe de lumière présente une asymétrie lors de l'amplification. Un ajustement avec effet de parallaxe est significativement meilleur qu'un ajustement standard (figure 3.25). Le χ^2 par degrés de liberté s'améliore alors de 712/698 à 414/696.
- Le candidat gn4040l. L'étoile source est relativement brillante. Néanmoins, pour ce candidat, un ajustement avec effet de blending est significativement meilleur qu'un ajustement standard (figure 3.26). Le χ^2 par degrés de liberté s'améliore alors de 1884/567 à 259/565.
- Le candidat tm5016l. L'étoile source est relativement faible. Pour ce candidat, un ajustement avec effet de blending est significativement meilleur qu'un ajustement standard (figure 3.41). Le χ^2 par degrés de liberté s'améliore alors de 868/500 à 717/499 (en imposant que le blending se produise seulement en rouge).

Candidat	$f_{base}(R)$ (ADU)	$f_{base}(B)$ (ADU)	t_0 (HJD_{EROS})	u_0	t_E (jours)	$c_{bl}(R)$	$c_{bl}(B)$	δu	θ	$\chi^2/N_d{}^{dl}$
bs3046m	19061±45	13724±30	3826.20±0.09	0.1370±0.0009	55±2	1	1	-0.08±0.03	-0.6±0.4	133/514
gn4014l	37589±52	4512±15	4481±7	0.01 ±0.08	65 ±5	1	1	-1.1±0.1	-2.43 ±0.07	1268/886
gn4023l	16595±27	15691±25	4573±1	0.72±0.02	40±5	1	1	-1.06±0.07	0.3±0.2	414/696
gn4040l	11493±36	5742±25	3694.77±0.03	0.0142±0.0008	74±3	0.53±0.02	0.34±0.02	—	—	259/565
tm5016l	1514±34	245±21	4099.7±0.4	0.029±0.004	205±20	0.30±0.03	1	—	—	717/499

TAB. 3.3 – *Paramètres des meilleurs ajustements pour les candidats pour lesquels l'ajustement standard (donné dans le tableau 3.2) n'est pas satisfaisant. L'ajustement avec effet de blending donne un bon résultat pour gn4040l et tm5016l. Les courbes de lumière des candidats bs3046m, gn4014l et gn4023l sont mieux décrites par un ajustement avec effet de parallaxe. Les détails de l'ajustement avec source binaire pour le candidat gn4003m (GSA1) se trouvent dans [Derue, 1999].*

Notre simulation ne prend cependant pas en compte ces effets. Nous utiliserons donc pour la mesure de la profondeur optique uniquement les résultats de l'ajustement le plus simple, sans blending ni parallaxe.

3.3.2 Comparaison avec l'analyse de [Derue, 1999]

L'analyse des données des trois premières années de la campagne, effectuée par [Derue, 1999], avait sélectionné 7 candidats. Trois de ces candidats sont sélectionnés par nos coupures : gn4003m (GSA1), gn4093k (GSA2) et gs2001m (GSA5). Les quatre autres ne vérifient pas nos critères de sélection (en fait ils ne vérifient même plus les critères, moins stricts que les nôtres, de [Derue, 1999]). Ces candidats sont :

1. Le candidat GSA3 dans gs2025k. Pour ce candidat, une seconde fluctuation, survenue après les trois premières années de suivi, n'est pas négligeable devant la principale (voir la figure 3.43). Les critères sur l'importance de la seconde bosse et sur l'amélioration minimale du χ^2 ne sont pas remplis : $lp_2(B)/lp_1(B) = 0.84$, $\Delta\chi^2(R) = 4.01$ et $\Delta\chi^2(B) = 14.65$.
2. Le candidat GSA4 dans gs2025k. Le critère sur l'amélioration minimale du χ^2 n'est pas rempli : $\Delta\chi^2(R) = 27.08$ et $\Delta\chi^2(B) = 14.28$. Voir la figure 3.44.
3. Le candidat GSA6 dans gs2034k. Pour cette courbe de lumière, le paramètre d'impact reconstruit est à présent très légèrement supérieur à 1, soit $u_0 = 1.03$ ([Derue, 1999] trouvait $u_0 = 0.983$). D'autre part, le critère sur l'amélioration minimale du χ^2 n'est pas rempli : $\Delta\chi^2(R) = 5.40$ et $\Delta\chi^2(B) = 4.34$. Voir la figure 3.45.
4. Le candidat GSA7 dans gs2037k. Pour ce candidat, une deuxième fluctuation, presque aussi importante que la première, est apparue dans les deux couleurs après les trois premières années de suivi (voir la figure 3.46). Les critères sur l'importance de la seconde bosse et sur l'amélioration minimale du χ^2 ne sont pas remplis : $lp_2(B)/lp_1(B) = 0.54$, $\Delta\chi^2(R) = 13.65$ et $\Delta\chi^2(B) = 5.15$.

Sur le tableau 3.2, on peut remarquer qu'il y a deux candidats supplémentaires pour lesquels le maximum d'amplification s'est produit avant fin 1998 : gn4085m et gs2035m. Ces candidats appartiennent aux données non traitées dans la précédente analyse.

3.4 Bilan

Nous avons analysé plus de 16 millions de courbes de lumière dont nous avons extrait 24 candidats de microlentilles gravitationnelles. La sélection s'est effectuée en deux étapes : après avoir sélectionné 15% des courbes de lumière les plus variables, nous avons appliqué un jeu de coupures qui ne sélectionne que les événements qui présentent des caractéristiques proches d'une microlentille gravitationnelle. L'efficacité de nos coupures est contrôlée sur une simulation Monte-Carlo. Comme le nombre d'étoiles suivies et le nombre de mesures ont fortement augmenté depuis la précédente analyse, nous avons resserré les critères de sélection existants et introduit de nouveaux. Les efficacités des deux analyses restent néanmoins comparables. L'étape suivante consiste à mesurer la profondeur optique obtenue vers les directions observées. Il s'agira ensuite de comparer nos résultats avec ceux obtenus précédemment et avec ceux prédits par les modèles Galactiques. C'est l'objet du chapitre suivant.

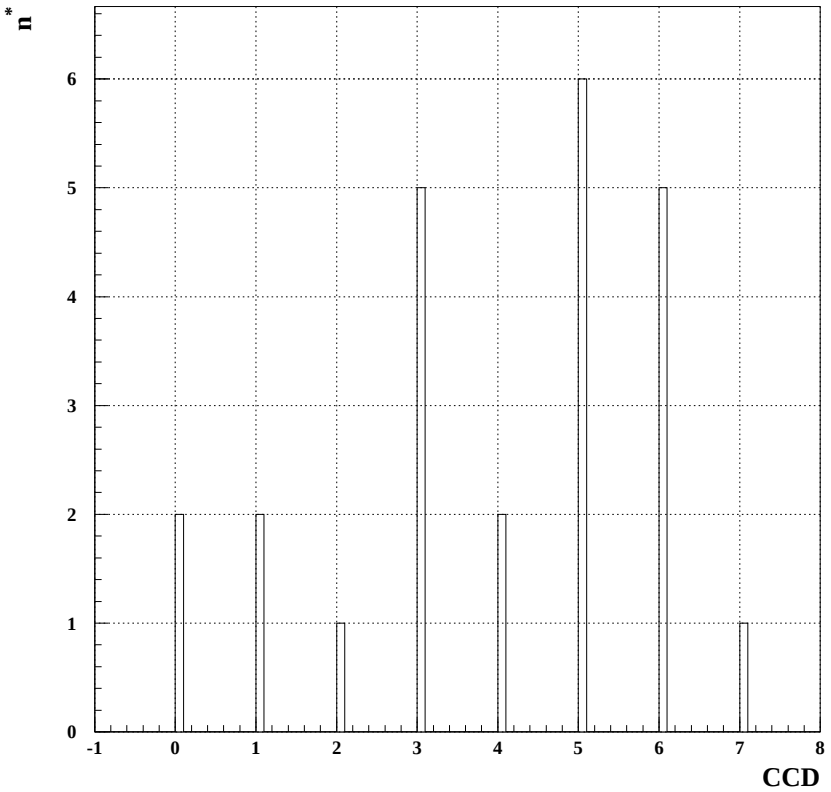


FIG. 3.15 – *La distribution des numéros de CCD des 24 candidats retenus. On y remarque une concentration dans les CCD centraux, à l'exception du CCD 2. On remarque qu'il n'y a qu'un seul événement découvert sur les images de ce dernier. En, effet, pour le CCD 2 rouge, les données ne sont valides que durant la seconde moitié de l'expérience (la figure 1.10 représente la disposition géométrique de la mosaïque).*

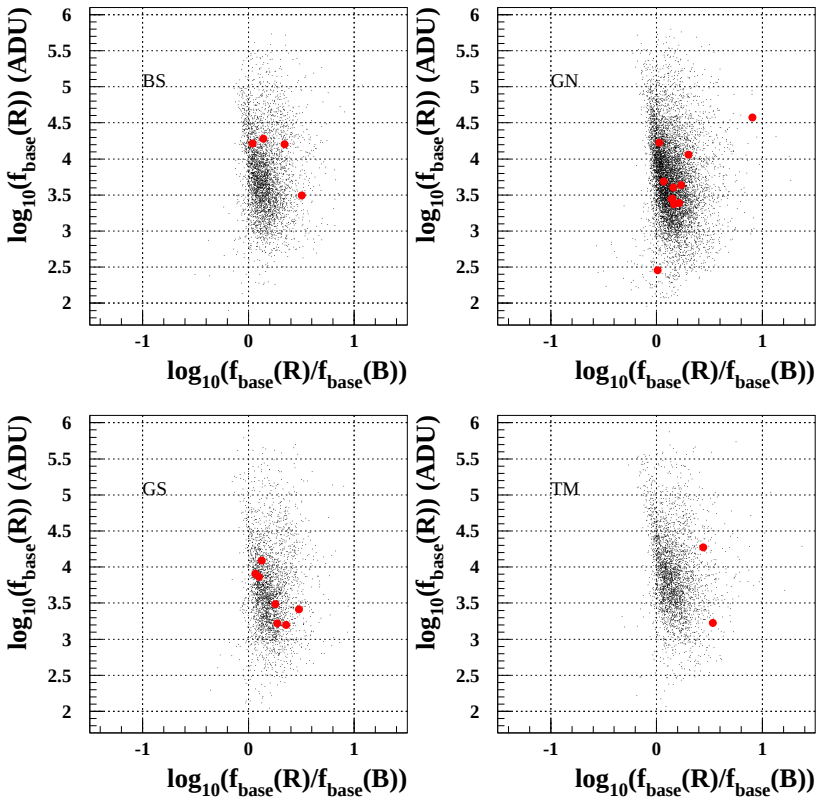


FIG. 3.16 – *Diagrammes H-R des quatre cibles étudiées sur lesquels on a singularisé les candidats. Chaque entrée des diagrammes (points noirs) correspond à une courbe de lumière d'effet de lentille simulé qui a satisfait aux critère de sélection. Rappelons que l'échantillon utilisé pour la simulation représente 2% de notre catalogue. On y remarque que les candidats sont bien représentatifs des populations stellaires sélectionnées, avec une efficacité de détection d'événements de microlentilles gravitationnelles meilleure pour les étoiles brillantes. Un candidat vers γ Nor (le candidat gn4014l) semble cependant faire exception.*

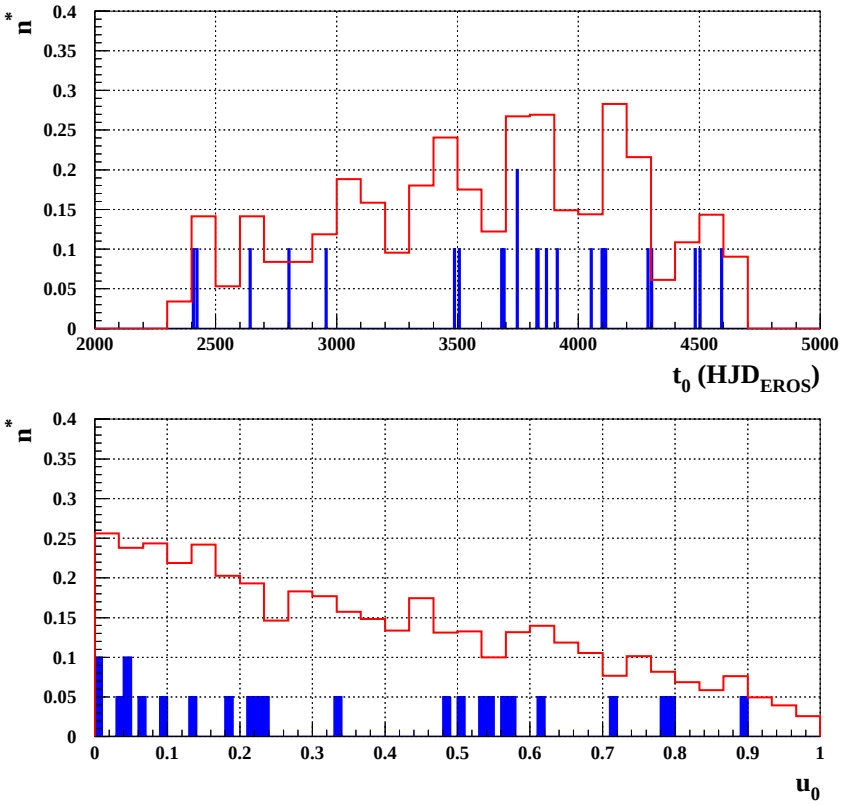


FIG. 3.17 – *Les instants d'amplification et les paramètres d'impact des 24 candidats. On a également représenté les distributions (en rouge) des événements simulés qui passent toutes les coupures de l'analyse. Ces distributions sont en accord avec celles des 24 candidats. La distribution des instants d'amplification dépend de notre échantillonnage. L'efficacité est en particulier meilleure dans la seconde partie de la campagne.*

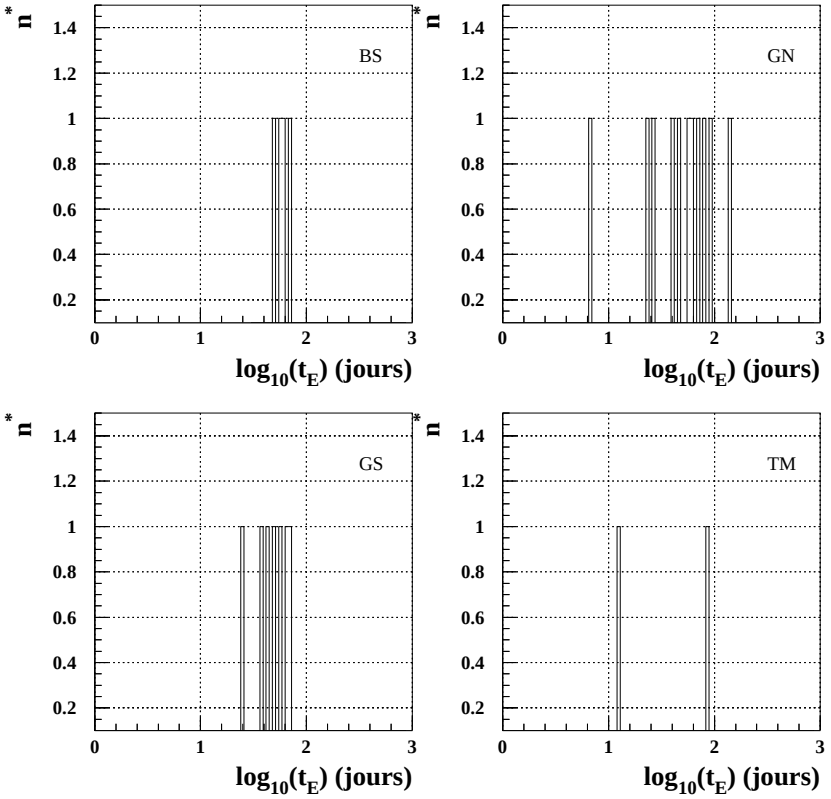


FIG. 3.18 – *Distribution des durées caractéristiques des événements retenus. Ces distributions seront discutées au chapitre suivant.*

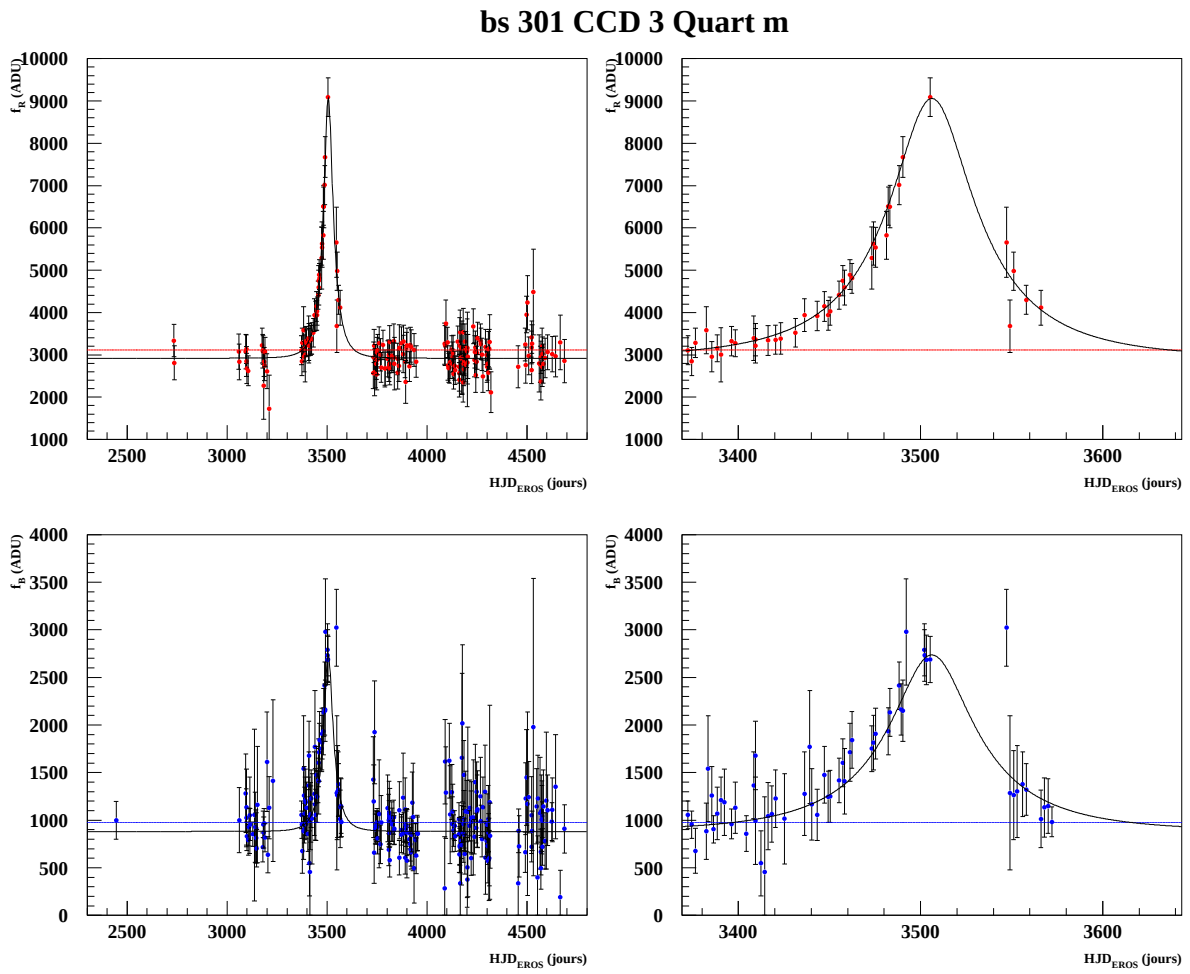


FIG. 3.19 – *Courbes de lumière du candidat bs3013m.*

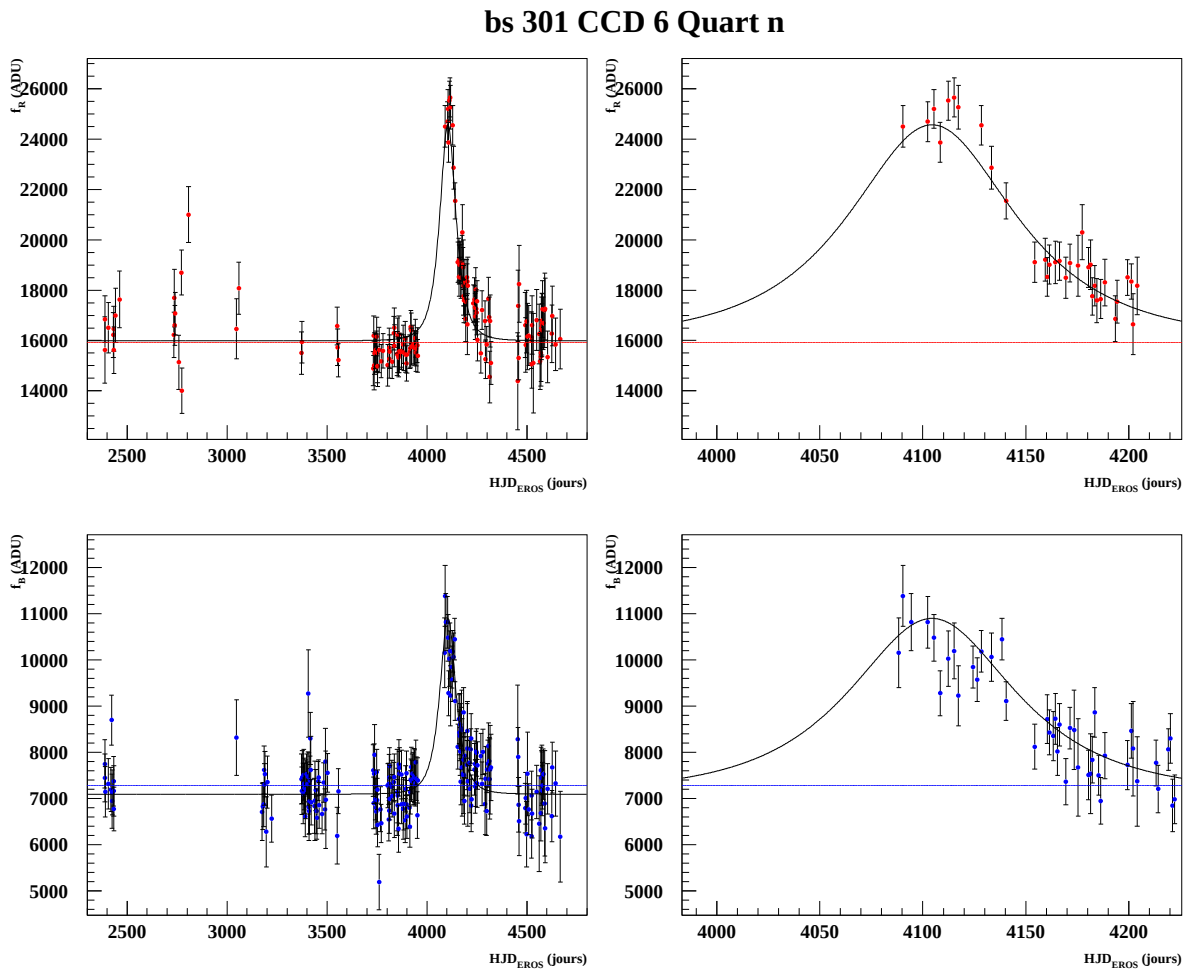


FIG. 3.20 – *Courbes de lumière du candidat bs3016n.*

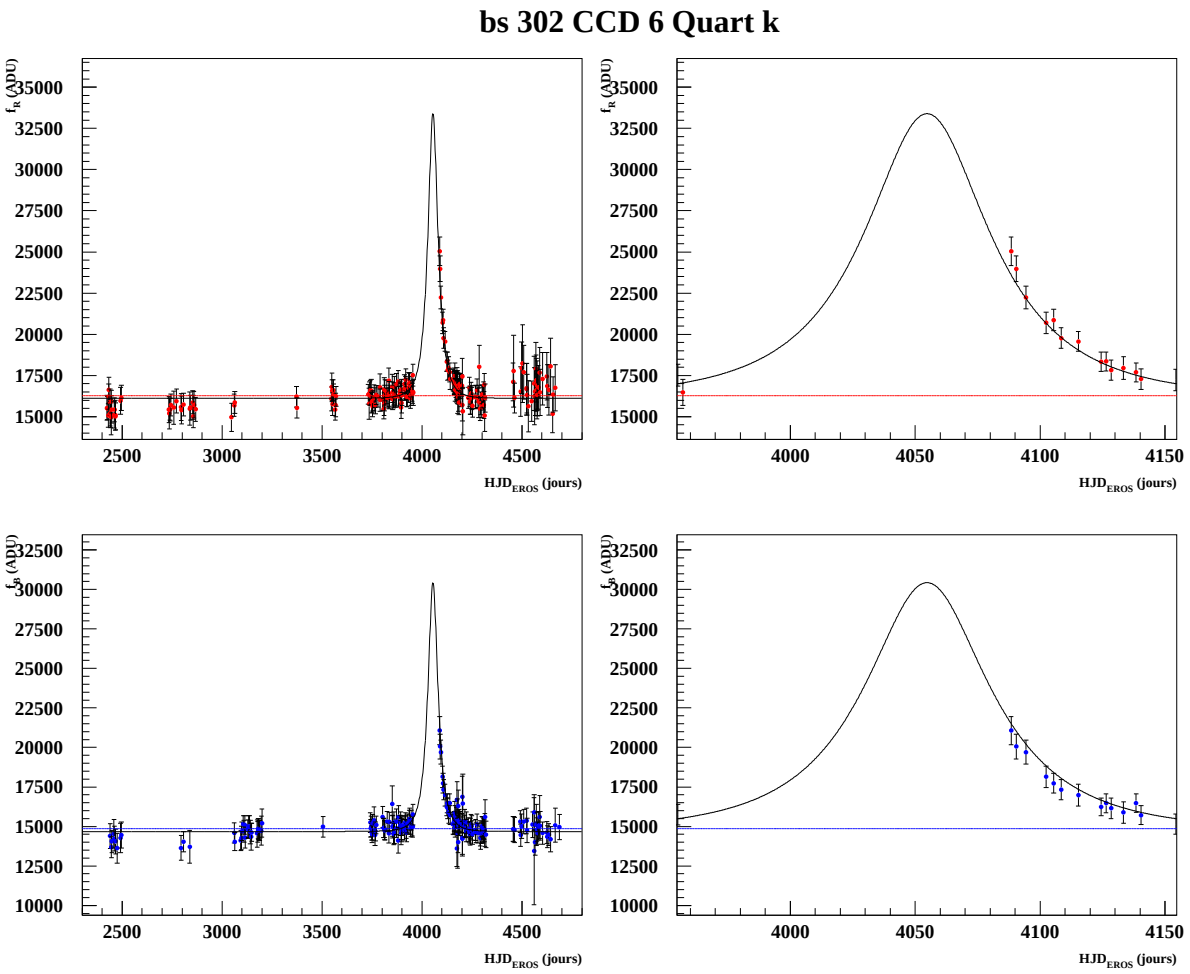


FIG. 3.21 – *Courbes de lumière du candidat bs3026k.*

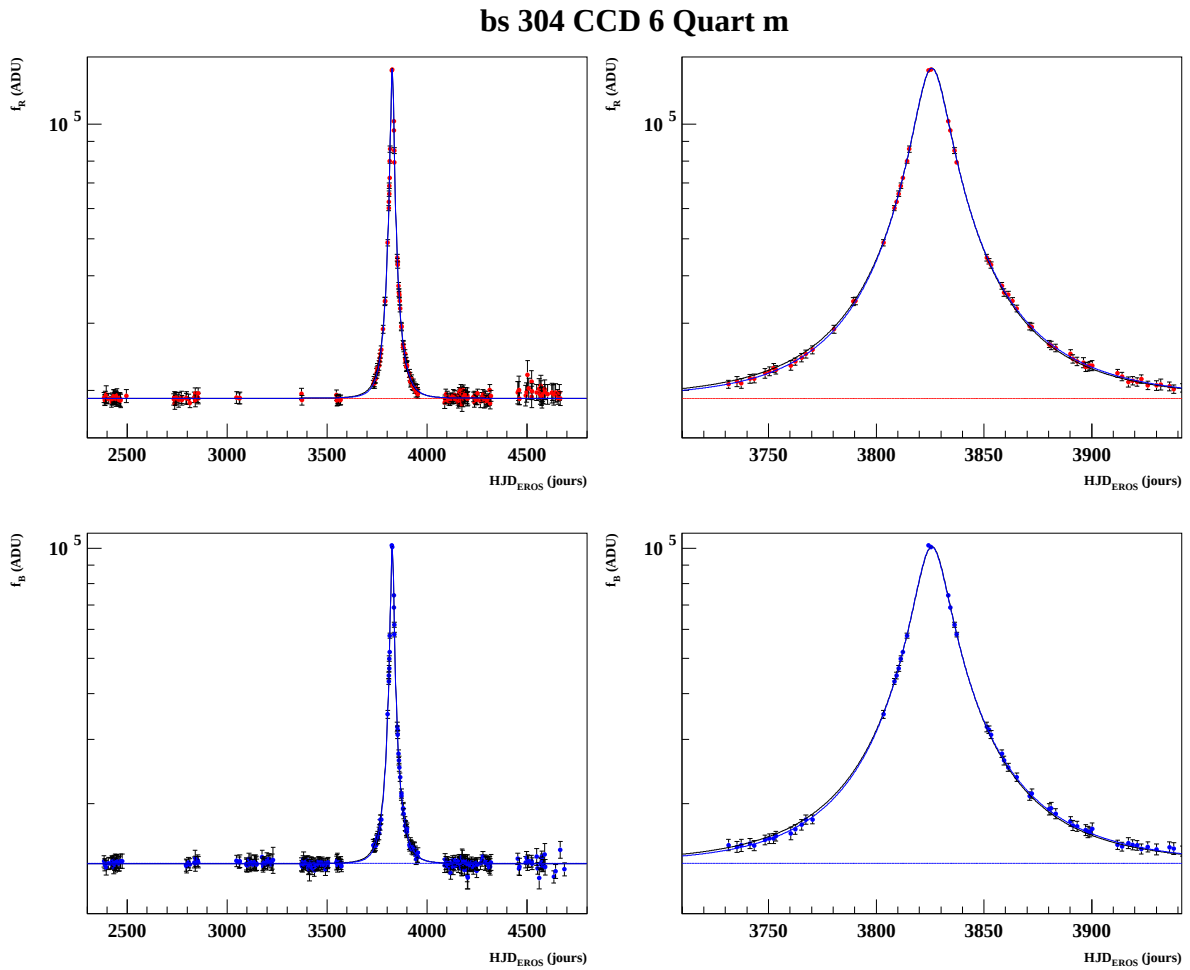


FIG. 3.22 – *Courbes de lumière du candidat bs3046m (échelle verticale logarithmique). On a superposé en bleu le résultat de l'ajustement avec parallaxe.*

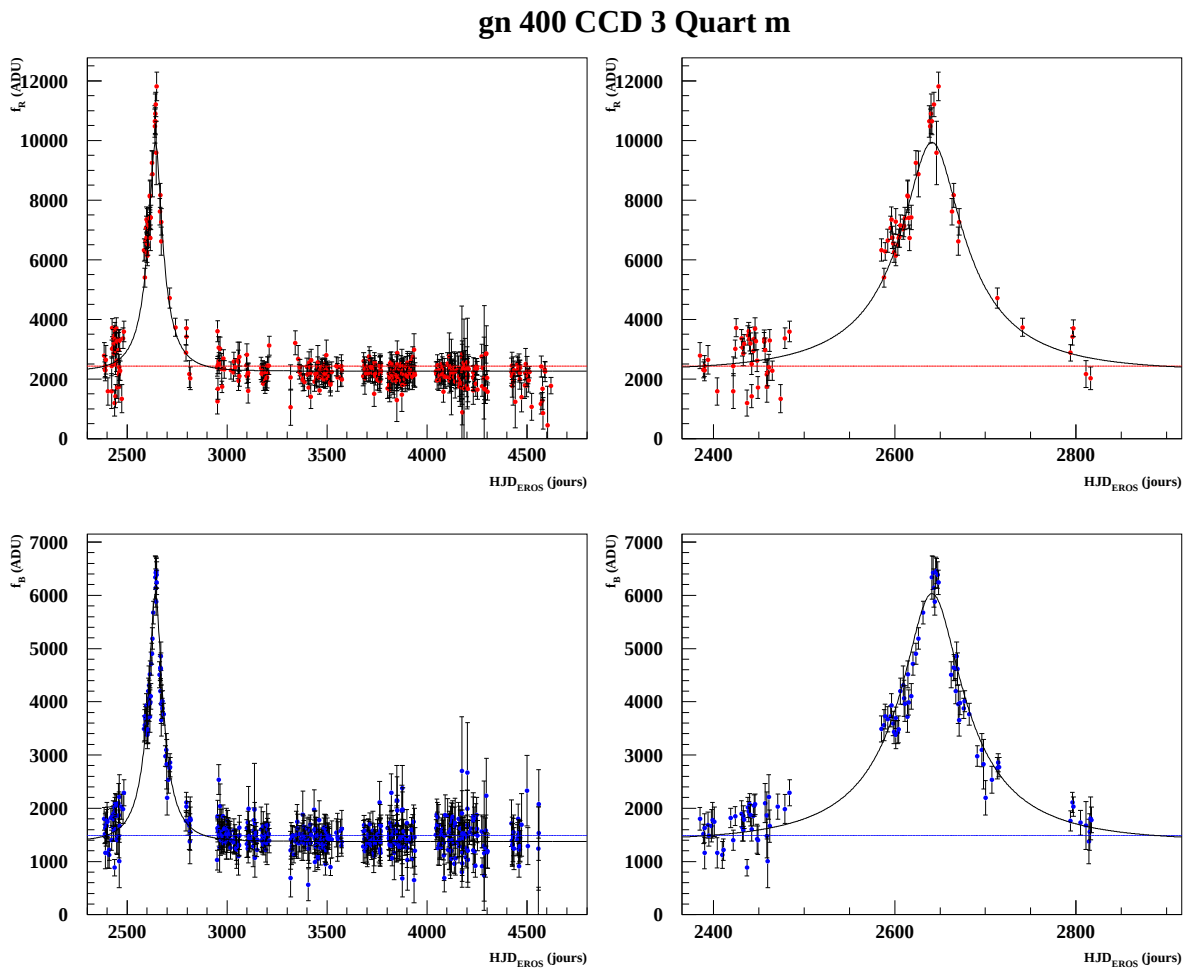


FIG. 3.23 – *Courbes de lumière du candidat gn4003m (GSA1). Ce candidat a été étudié par [Derue, 1999], qui a montré qu'un ajustement avec une source binaire a un χ^2 significativement meilleur qu'un ajustement standard.*

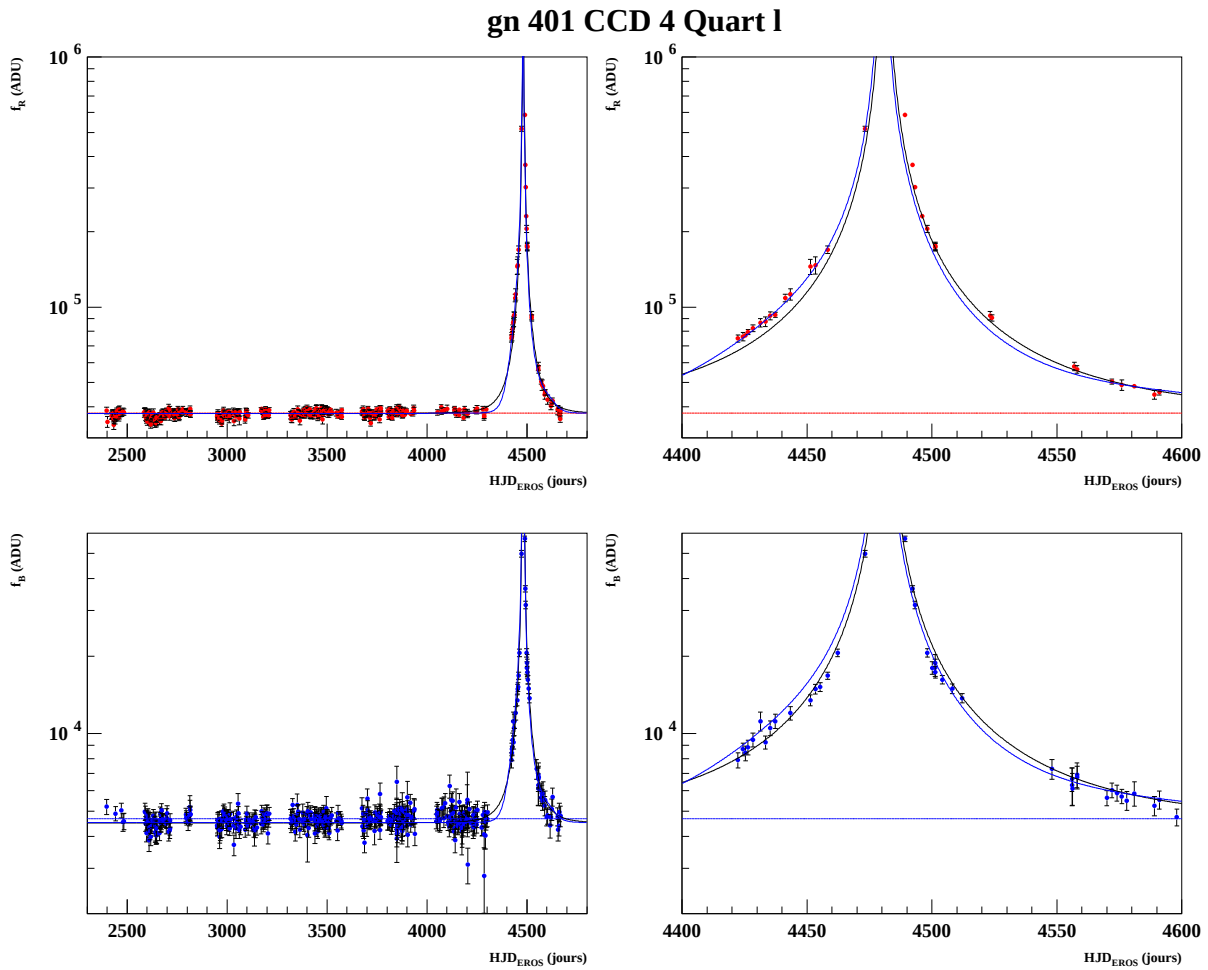


FIG. 3.24 – *Courbes de lumière du candidat gn4014l (échelle verticale logarithmique). On a superposé en bleu le résultat de l'ajustement avec parallaxe.*

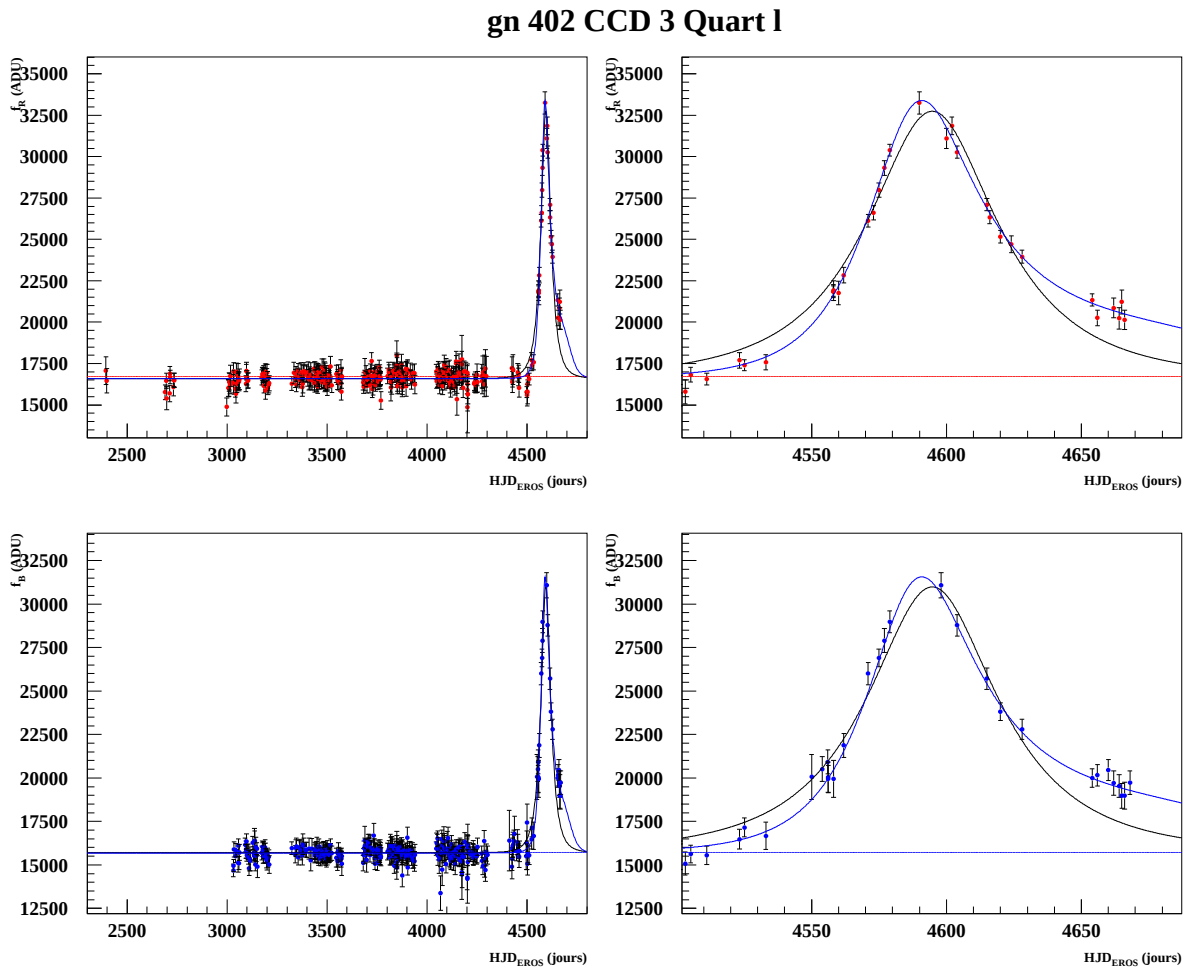


FIG. 3.25 – *Courbes de lumière du candidat gn4023l. On a superposé en bleu le résultat de l'ajustement avec parallaxe.*

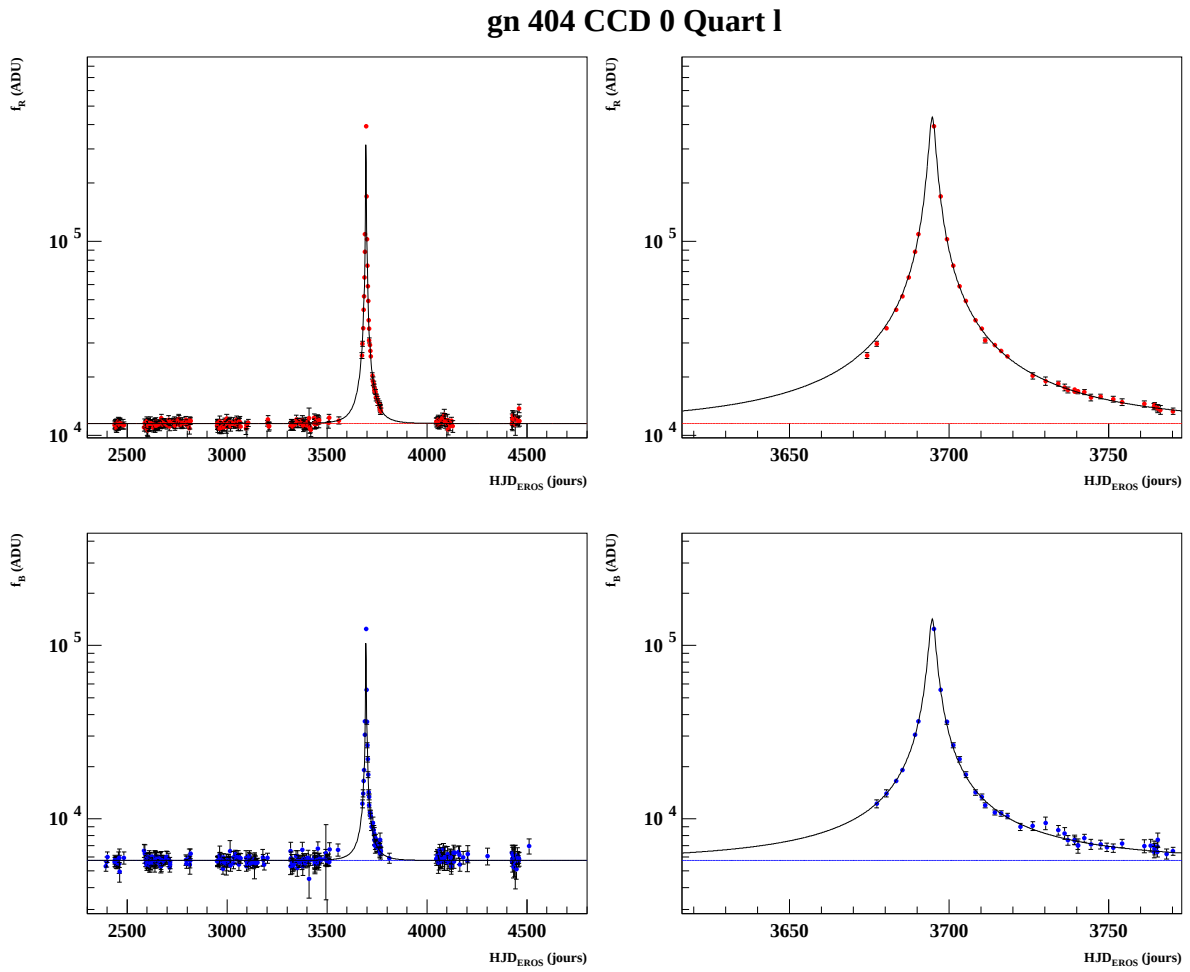


FIG. 3.26 – *Courbes de lumière du candidat gn4040l (échelle verticale logarithmique). On a représenté le résultat de l'ajustement avec blending.*

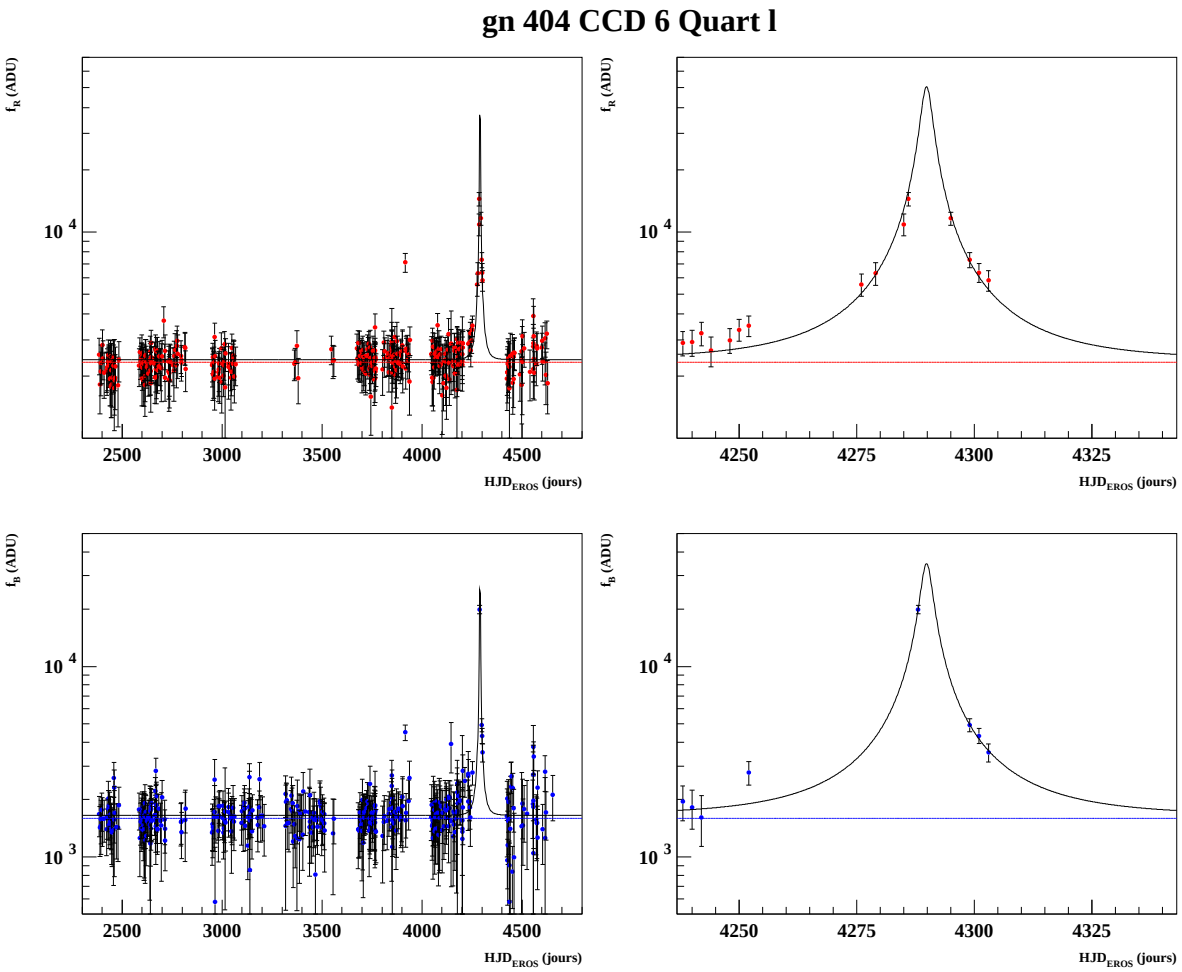


FIG. 3.27 – *Courbes de lumière du candidat gn4046l (échelle verticale logarithmique).*

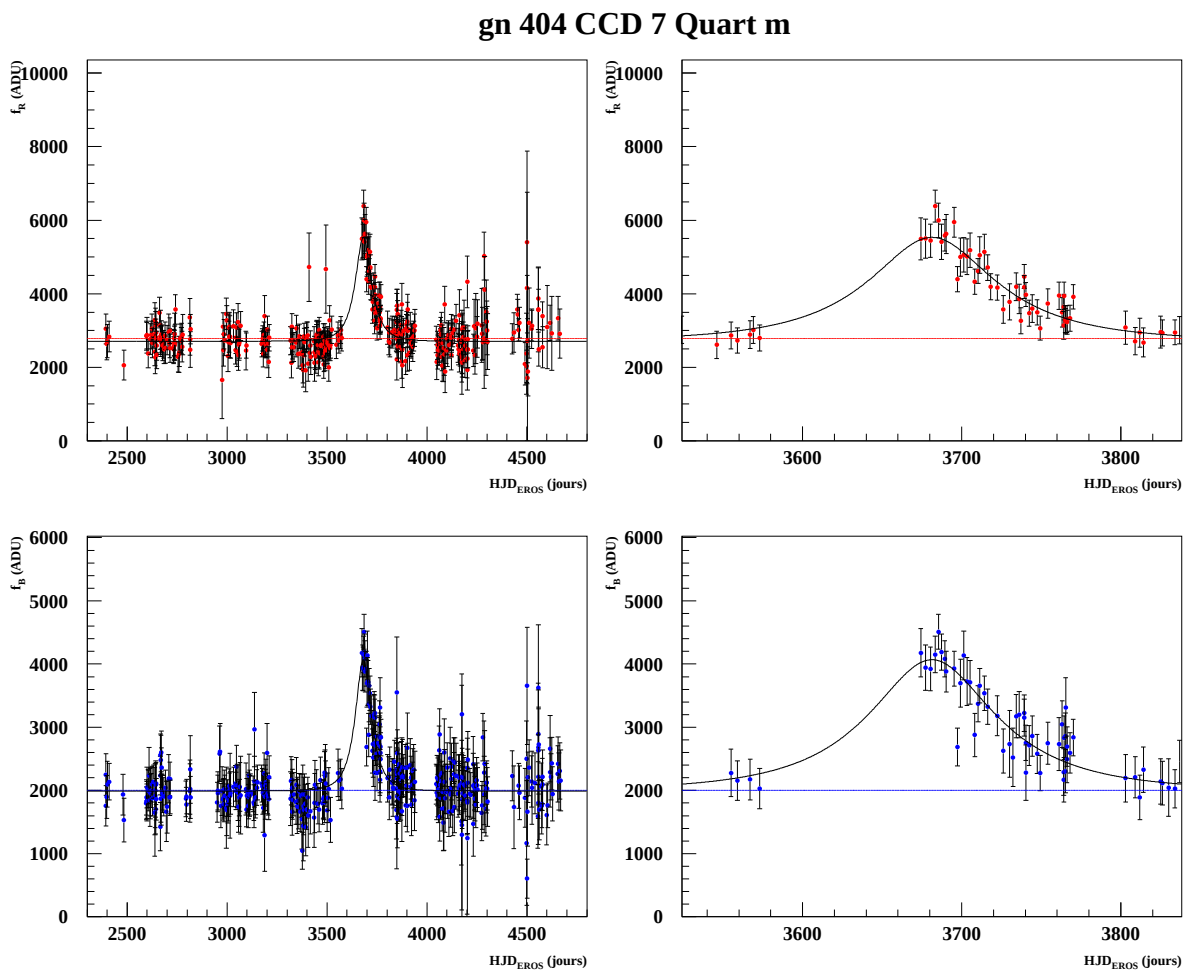


FIG. 3.28 – *Courbes de lumière du candidat gn4047m.*

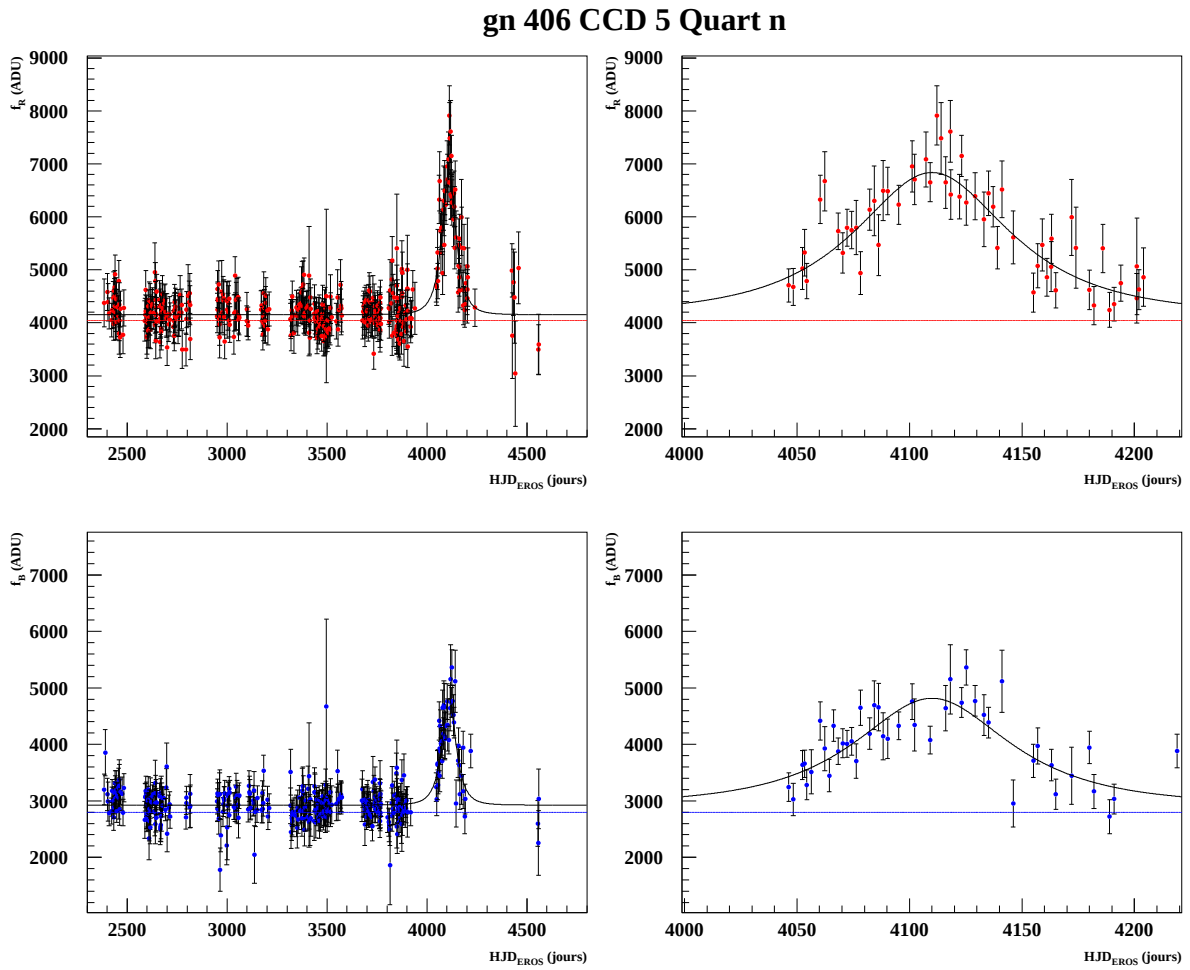


FIG. 3.29 – *Courbes de lumière du candidat gn4065n.*

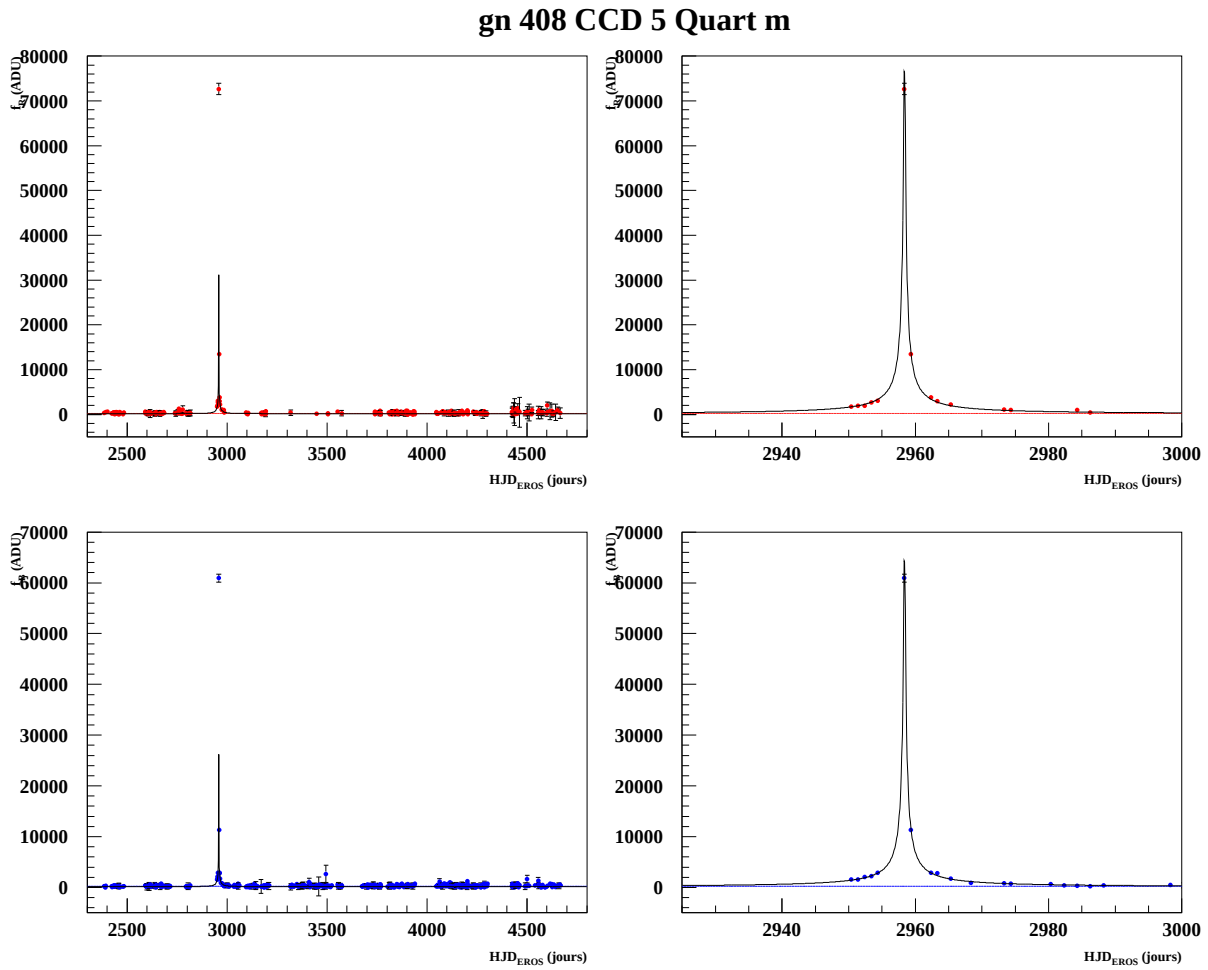


FIG. 3.30 – *Courbes de lumière du candidat gn4085m.*

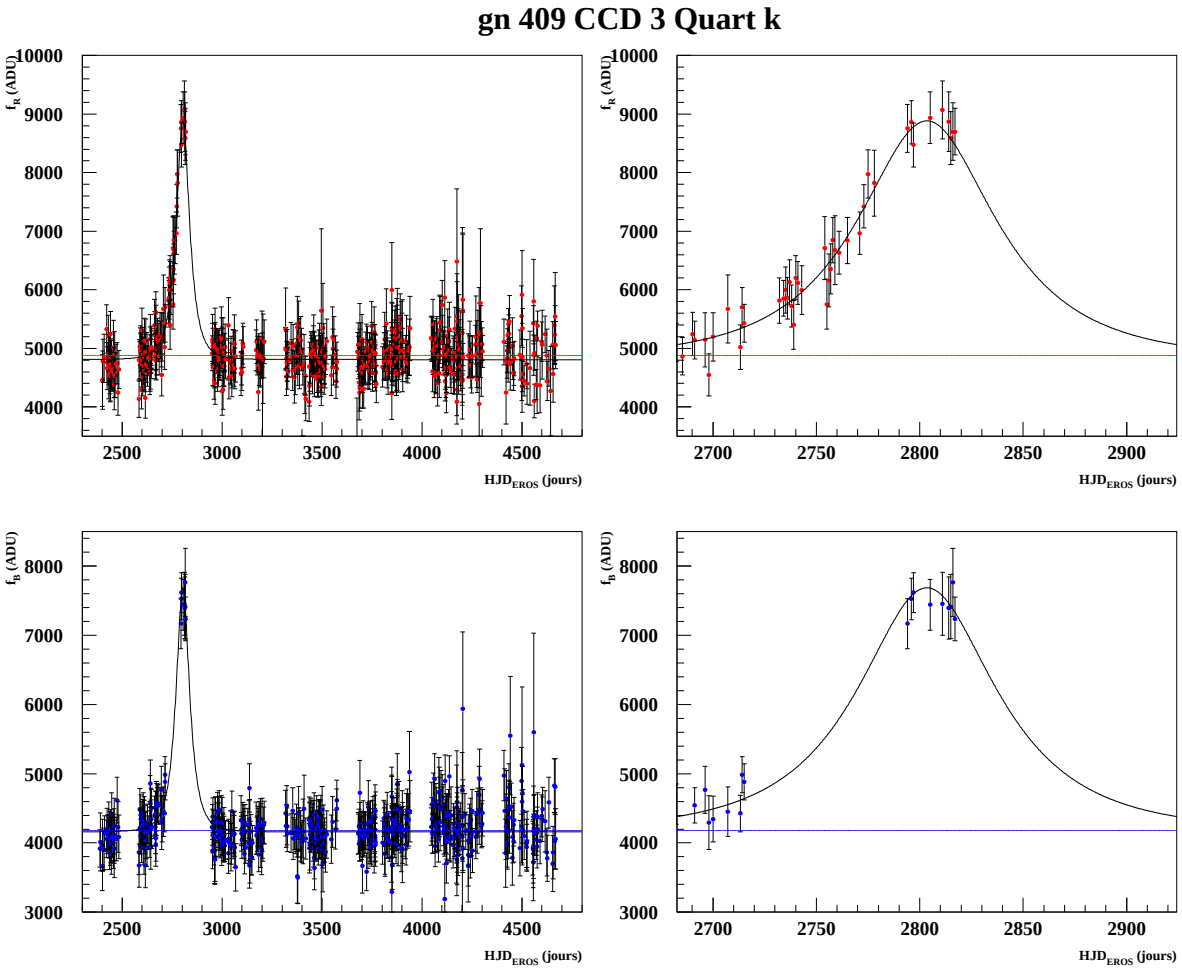


FIG. 3.31 – *Courbes de lumière du candidat gn4093k (GSA2).*

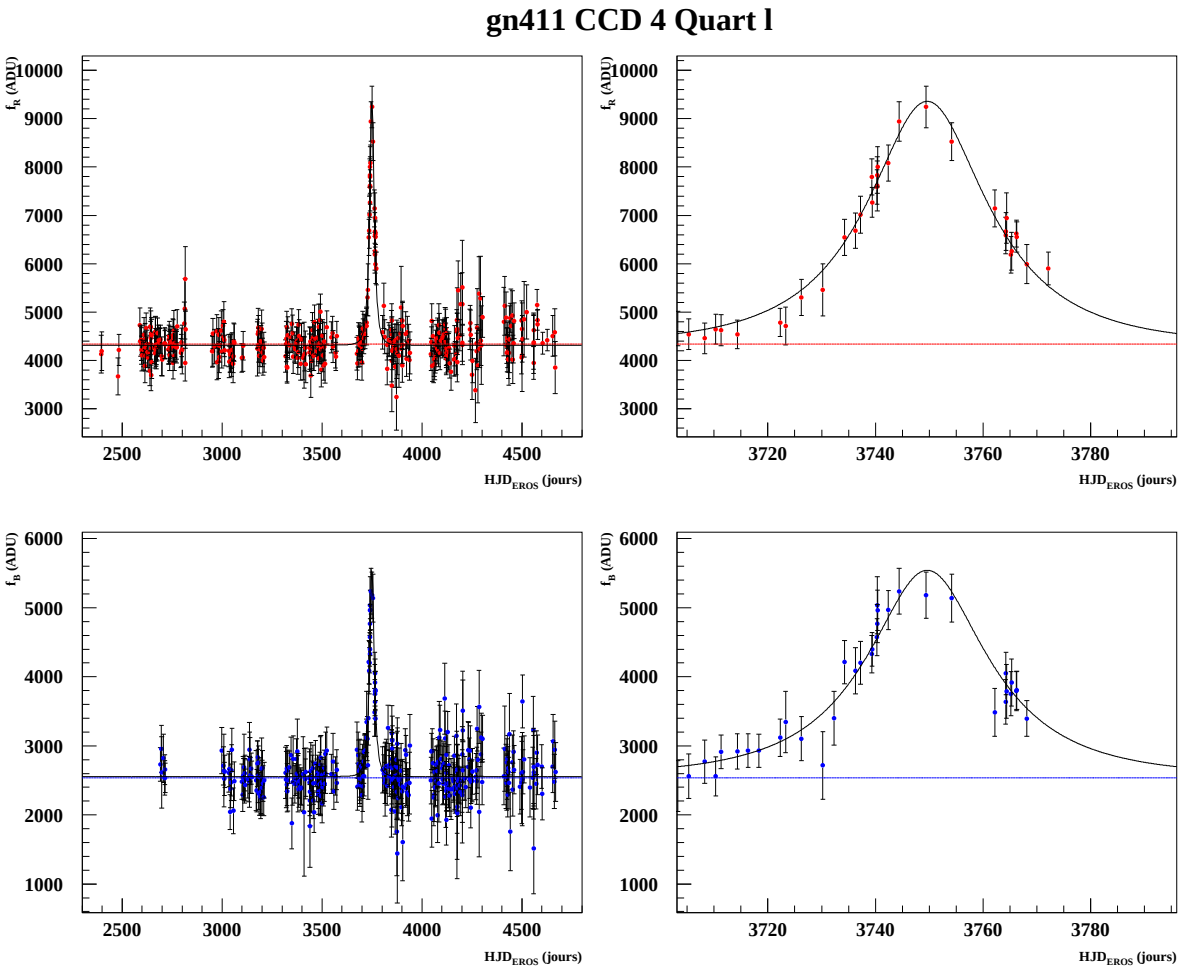


FIG. 3.32 – *Courbes de lumière du candidat gn4114l.*

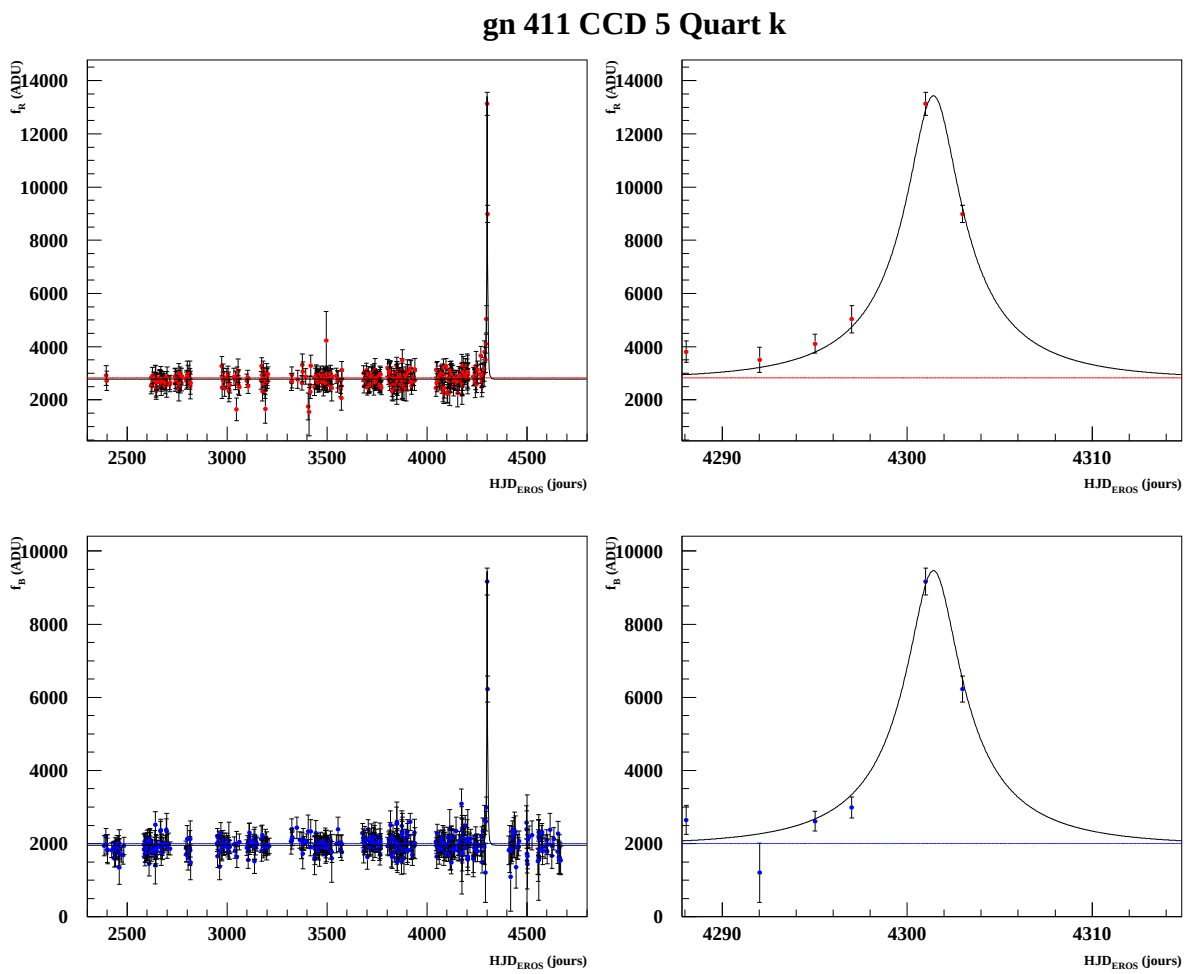


FIG. 3.33 – *Courbes de lumière du candidat gn4115k.*

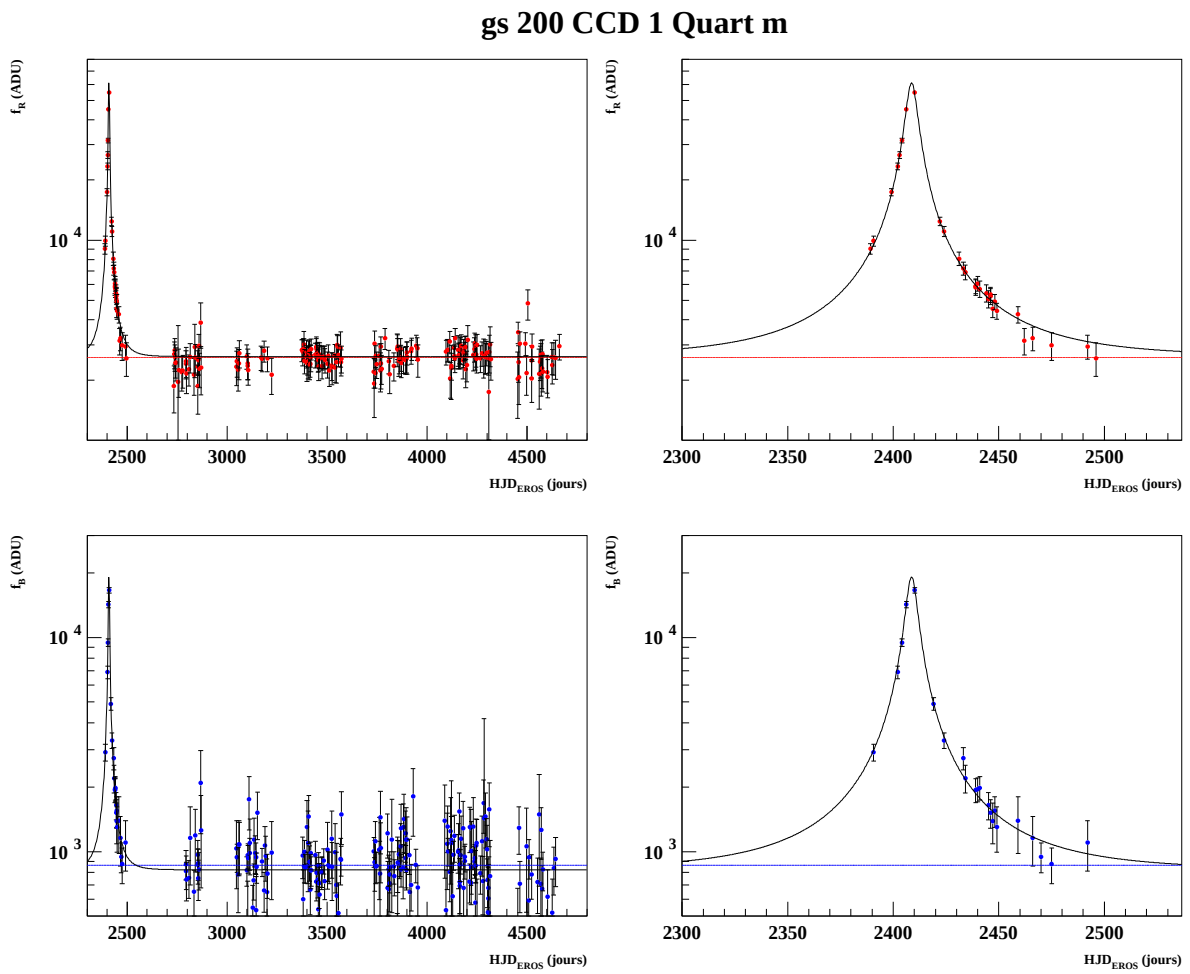


FIG. 3.34 – *Courbes de lumière du candidat gs2001m (GSA5) (échelle verticale logarithmique).*

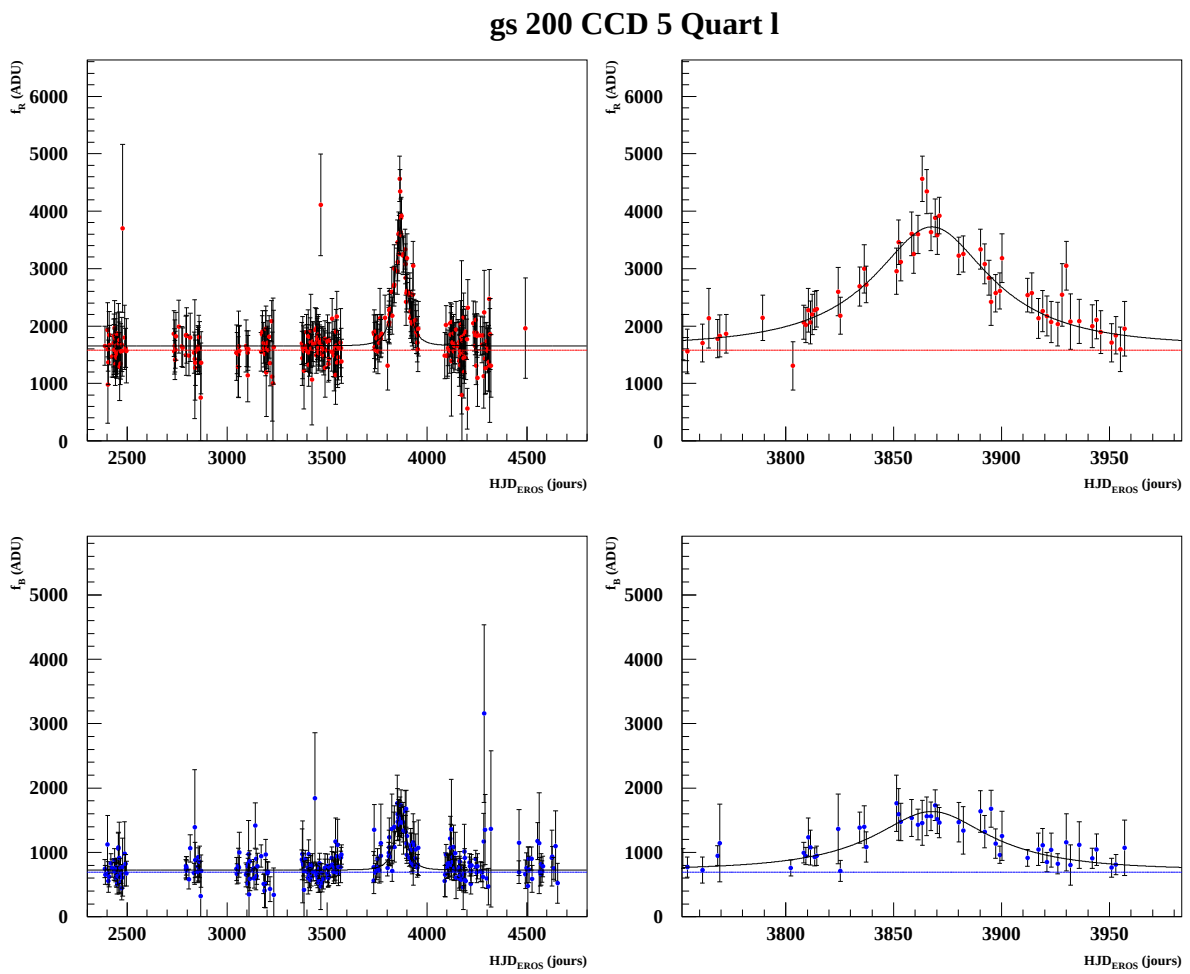


FIG. 3.35 – *Courbes de lumière du candidat gs2005l.*

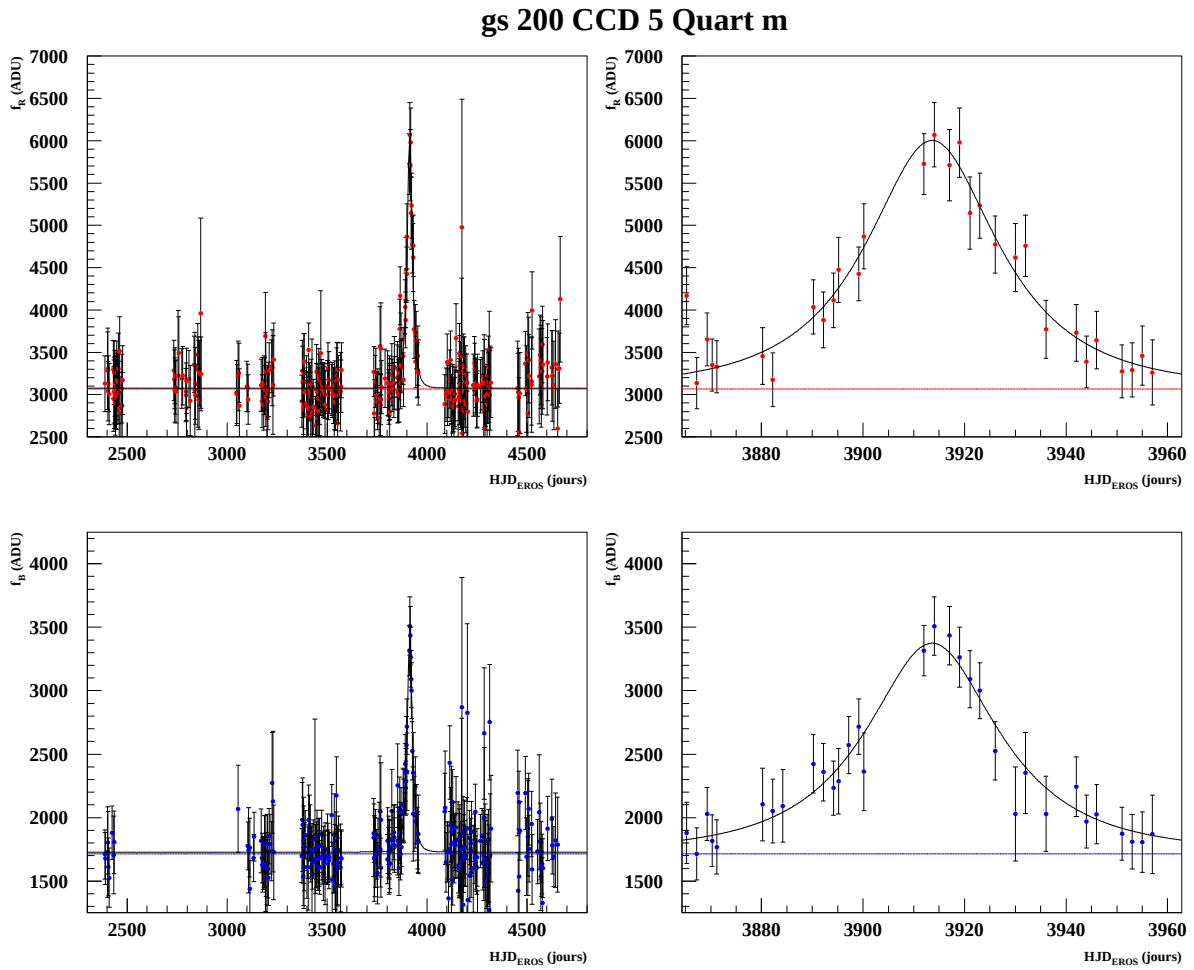


FIG. 3.36 – *Courbes de lumière du candidat gs2005m.*

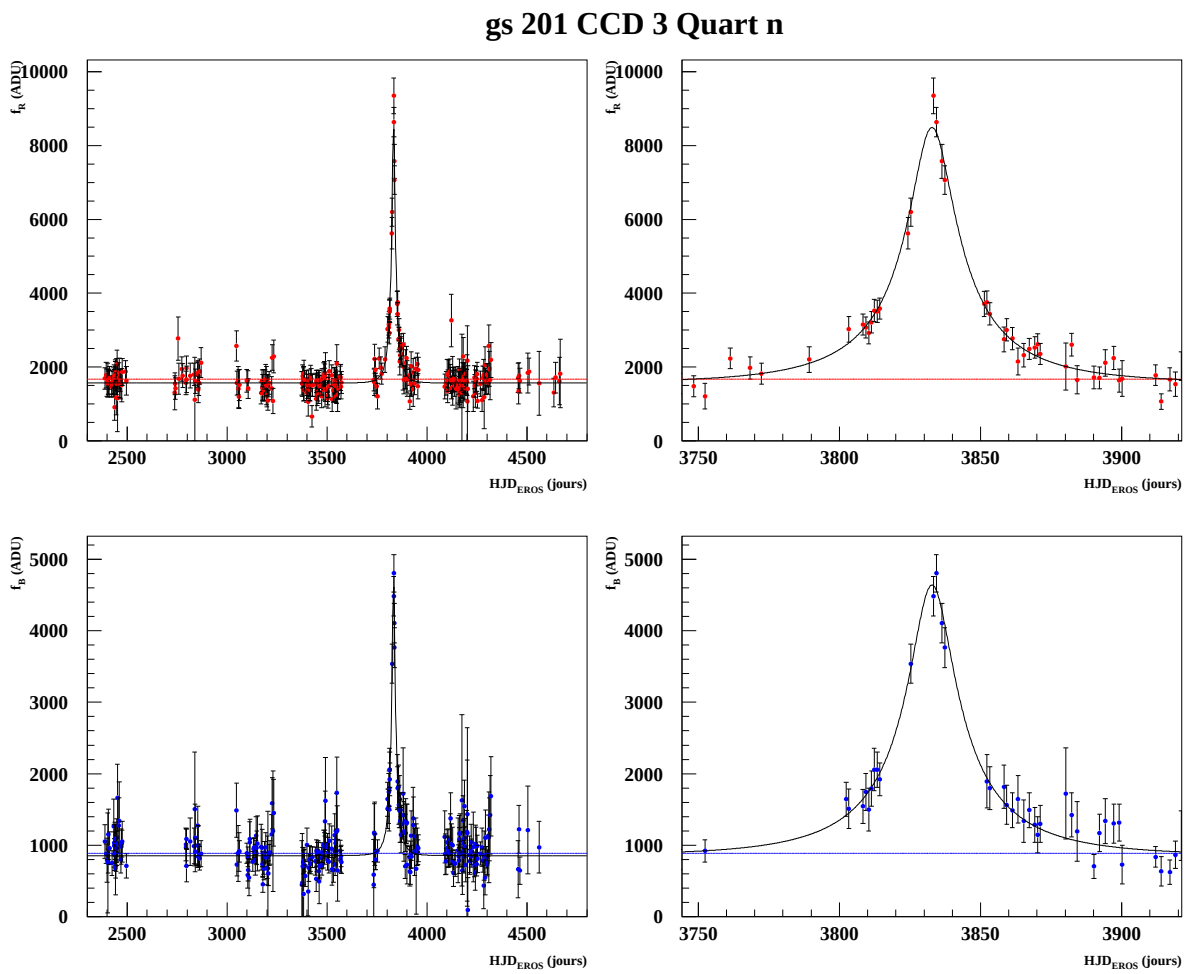


FIG. 3.37 – *Courbes de lumière du candidat gs2013n.*

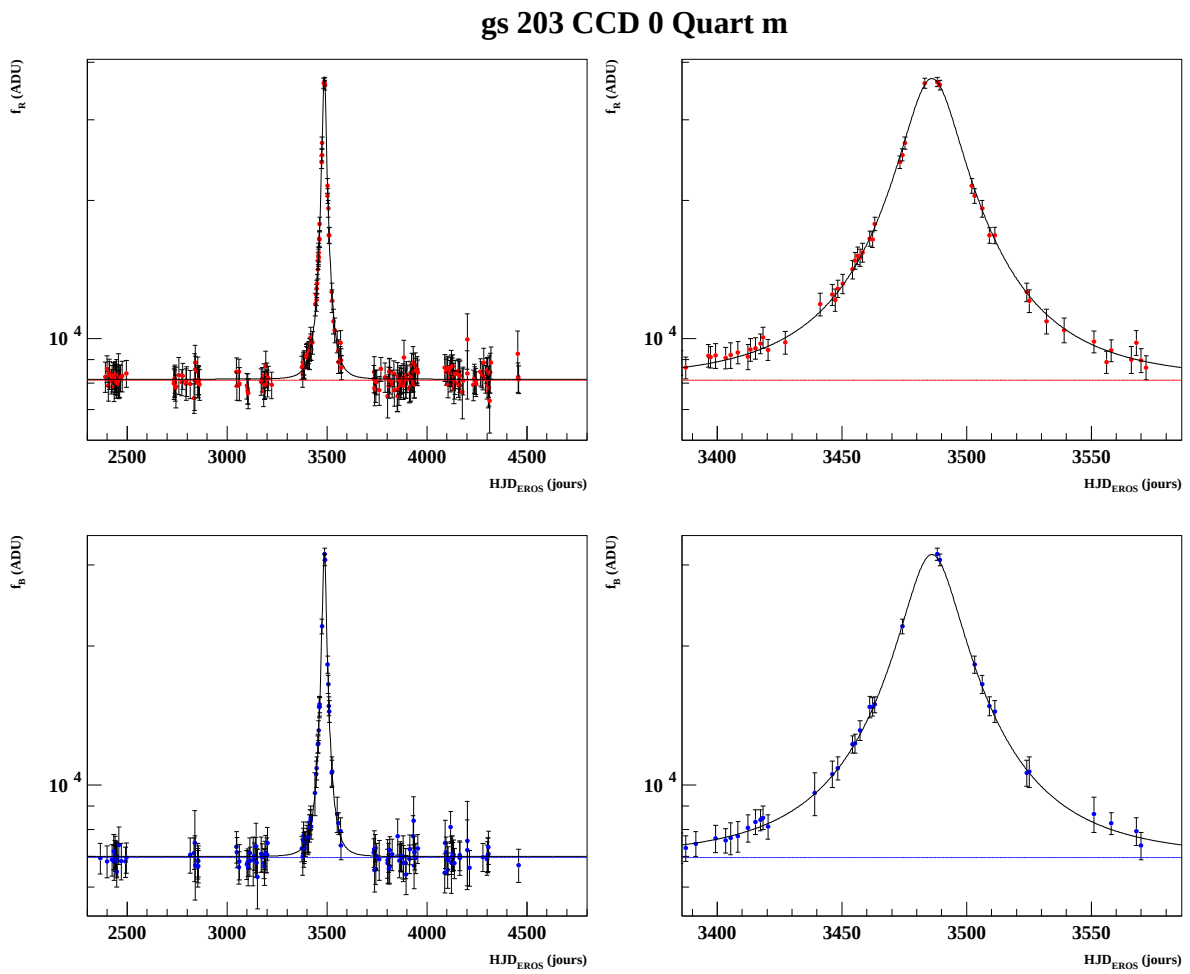


FIG. 3.38 – *Courbes de lumière du candidat gs2030m (échelle verticale logarithmique).*

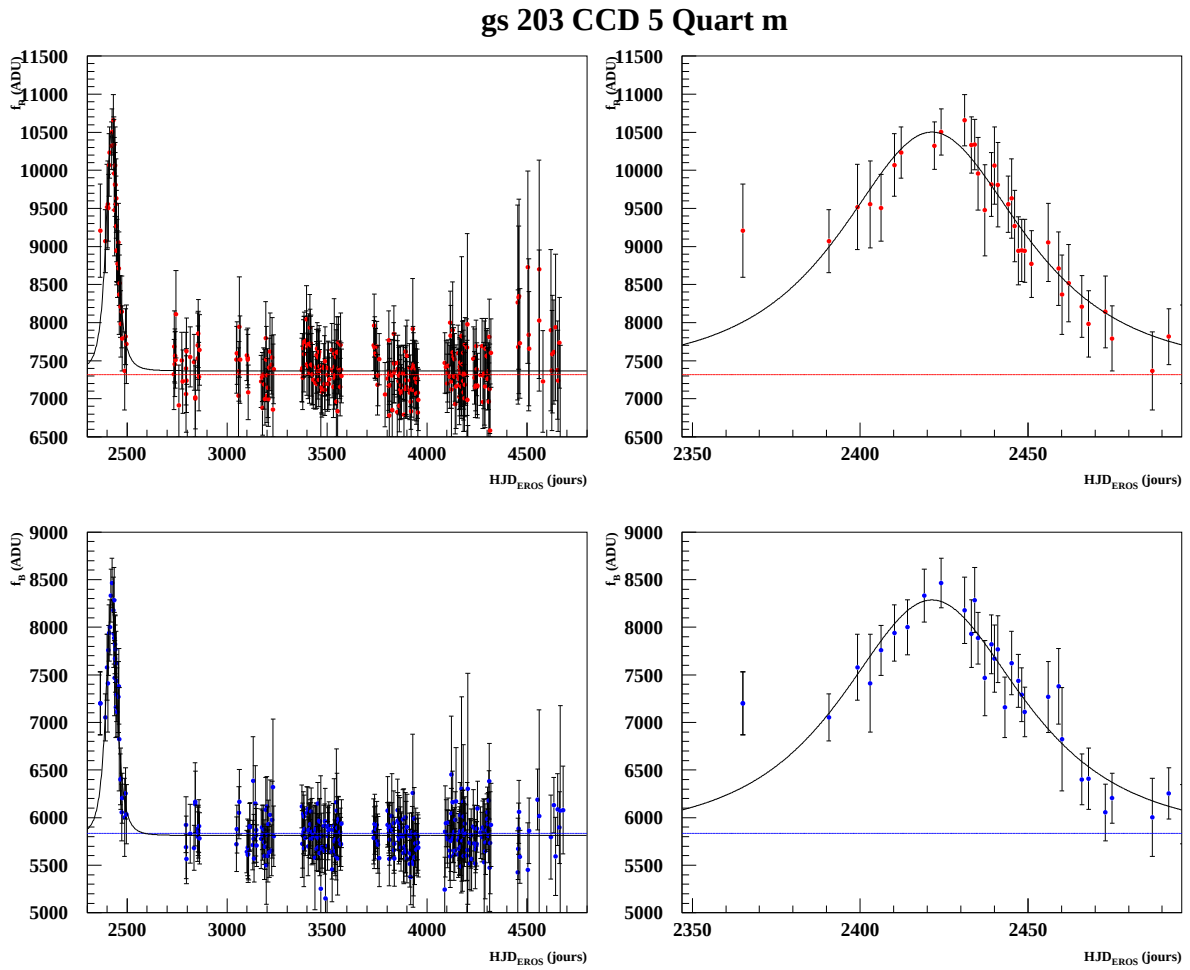


FIG. 3.39 – *Courbes de lumière du candidat gs2035m.*

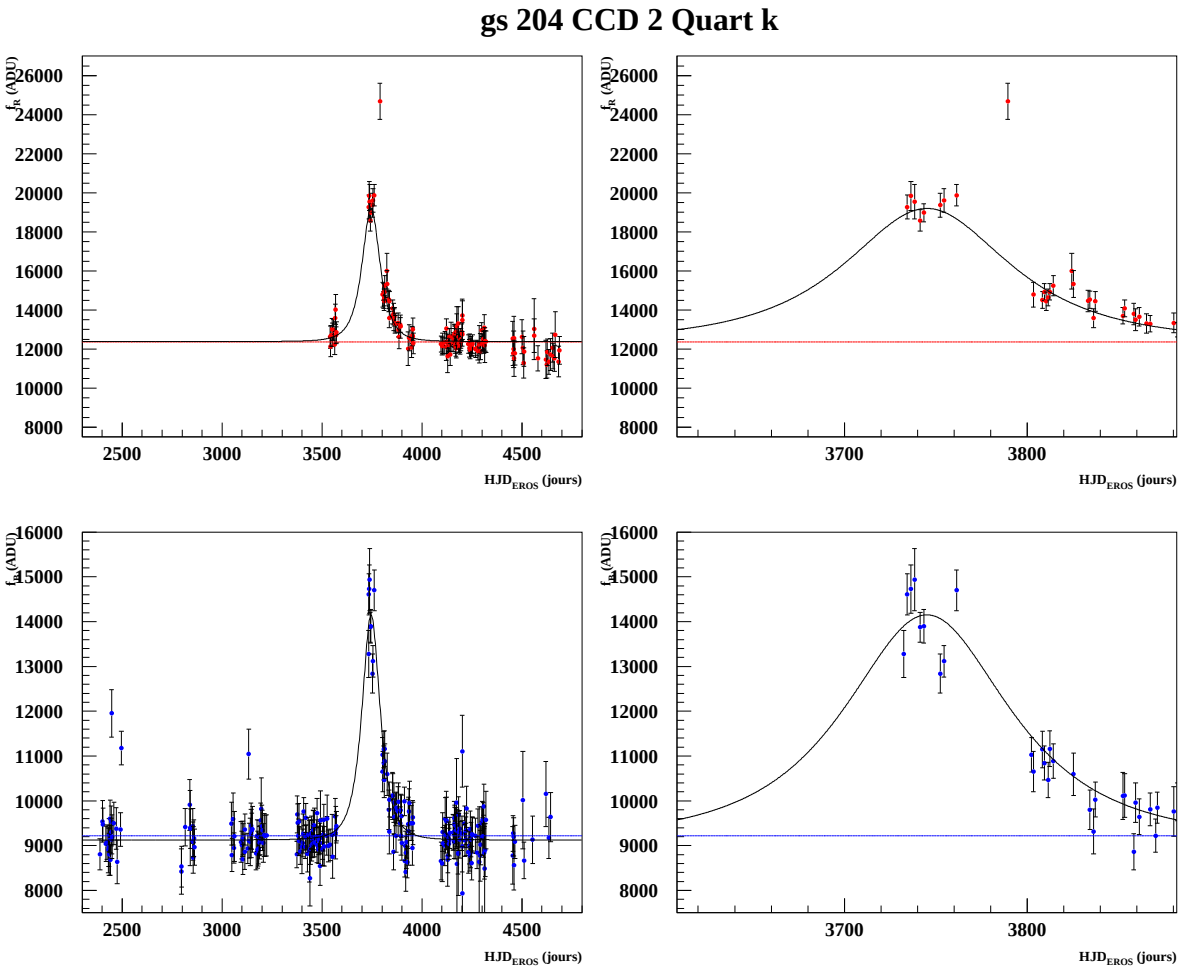


FIG. 3.40 – *Courbes de lumière du candidat gs2042k.*

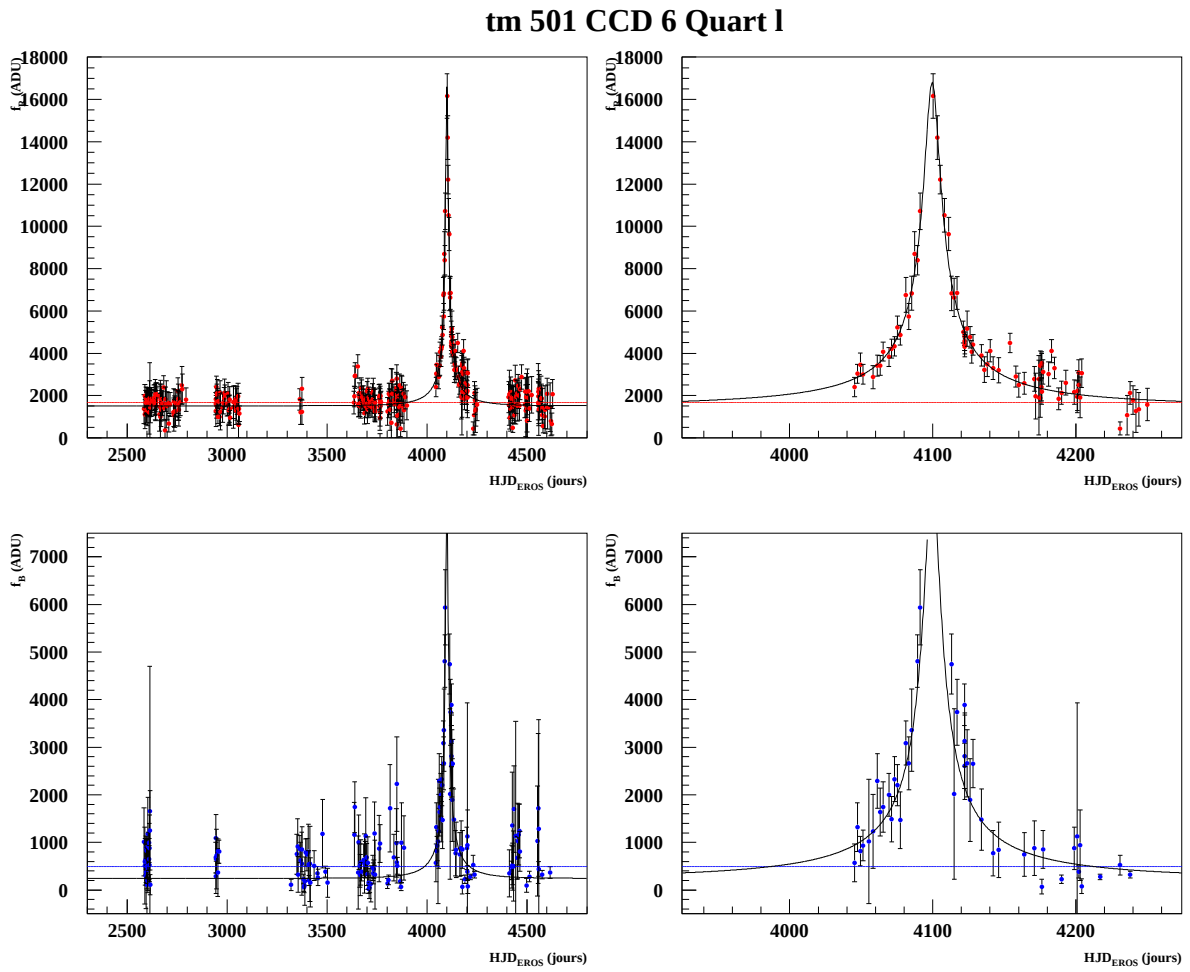


FIG. 3.41 – *Courbes de lumière du candidat tm5016l. On a représenté le résultat de l'ajustement avec blending.*

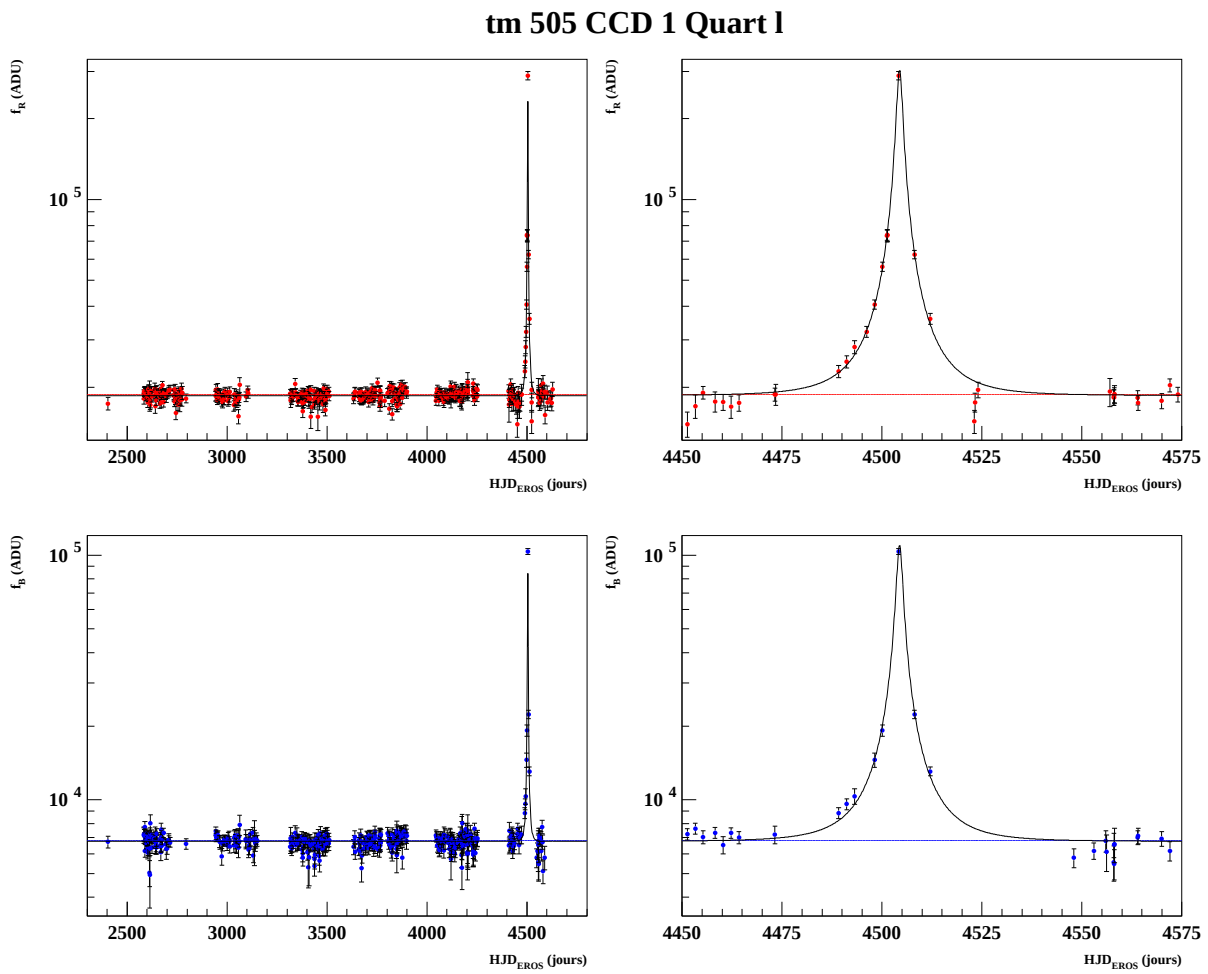


FIG. 3.42 – *Courbes de lumière du candidat tm5051l (échelle verticale logarithmique).*

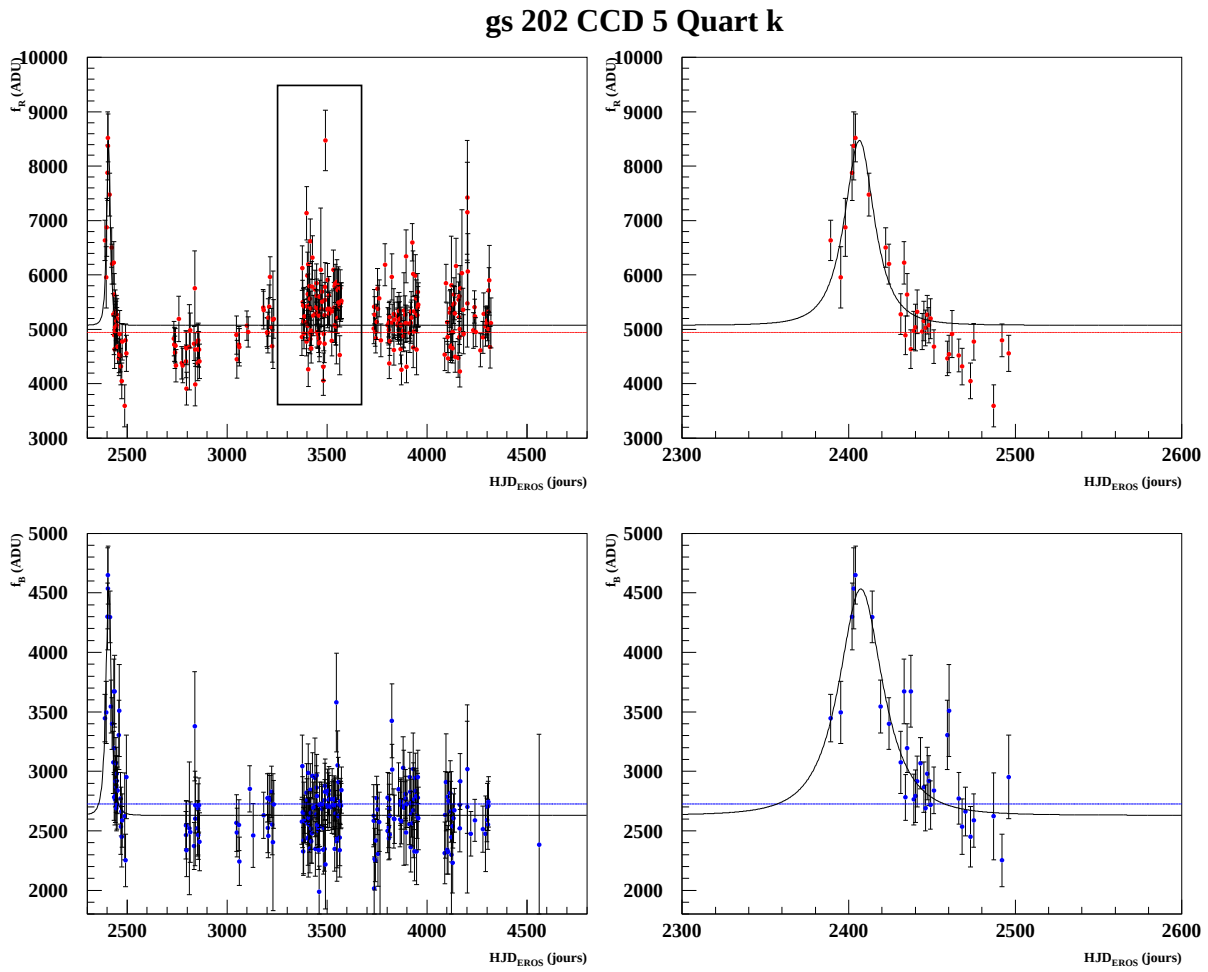


FIG. 3.43 – *Courbes de lumière du candidat GSA3 dans gs2025k. Une seconde amplification, visible surtout en rouge, est apparue vers* $HJD_{EROS} \sim 3500$ *jours. Les critères sur l'importance de la seconde fluctuation et sur l'amélioration du* χ^2 *rejettent le candidat.*

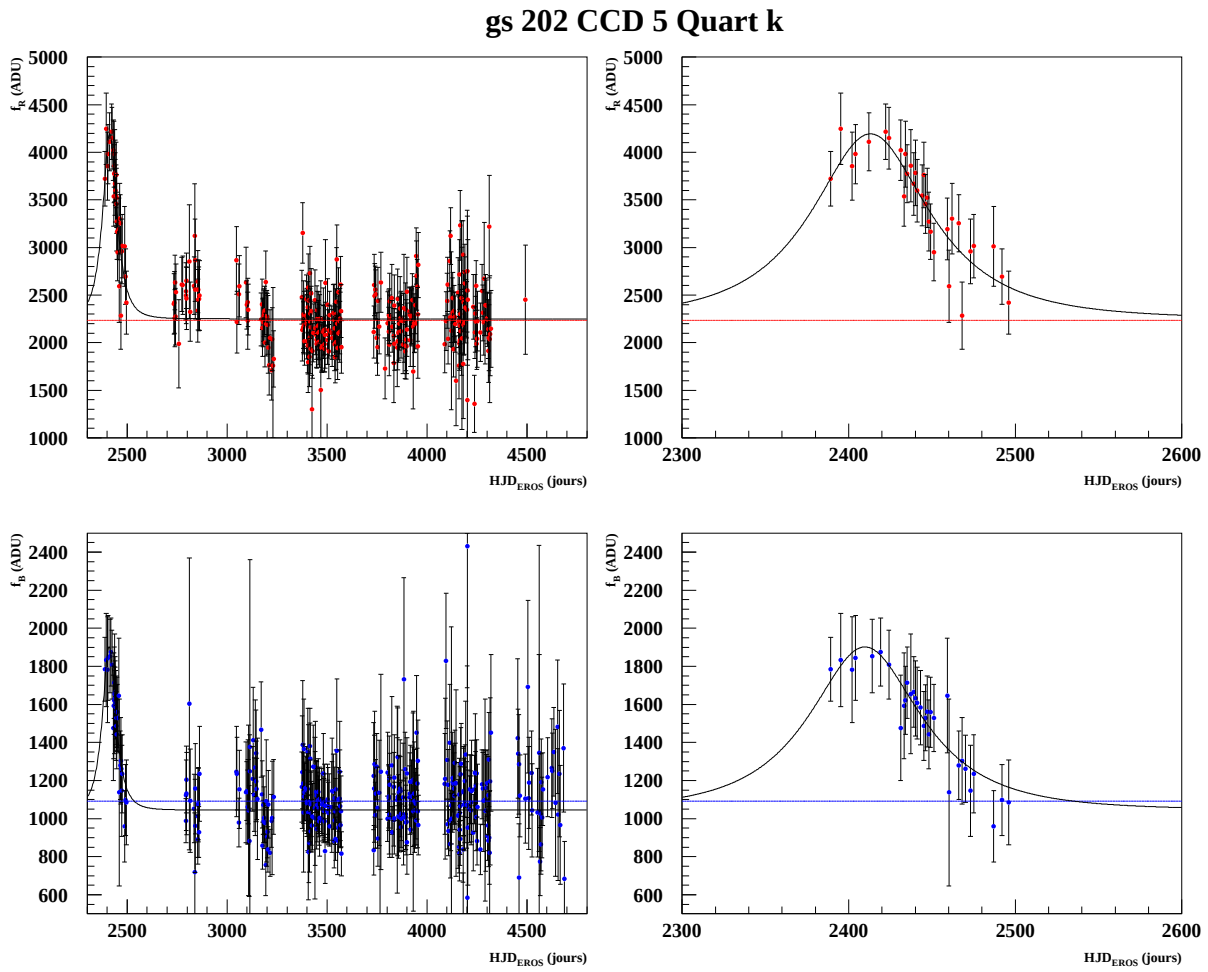


FIG. 3.44 – *Courbes de lumière du candidat GSA4 dans gs2025k. Le critère sur l'amélioration du χ^2 de l'ajustement de microlentille par rapport à un ajustement de constante rejettent le candidat.*

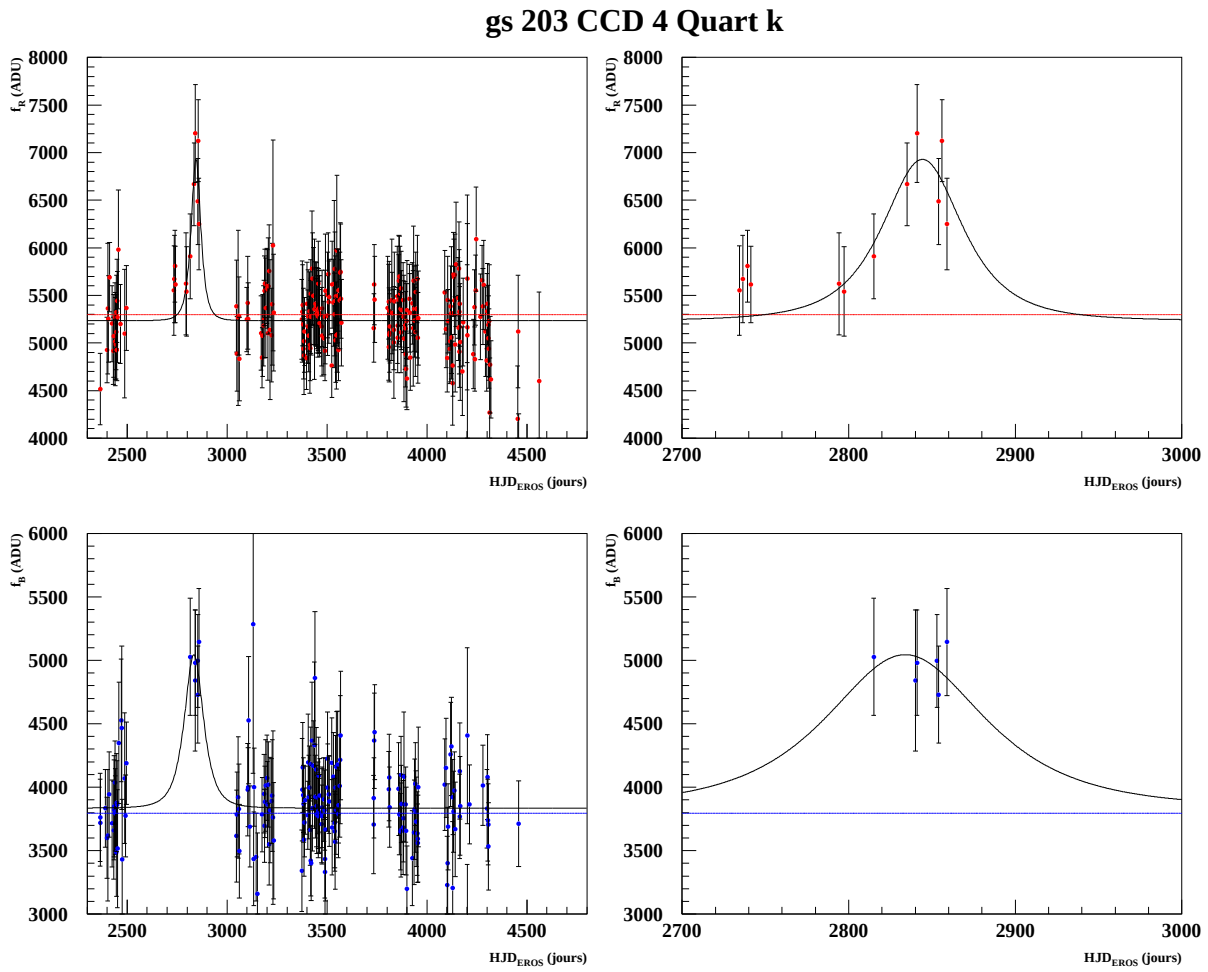


FIG. 3.45 – *Courbes de lumière du candidat GSA6 dans gs2034k. Le paramètre d'impact donné par l'ajustement est supérieur à 1 et l'amélioration du χ^2 par rapport à un ajustement par une constante n'est pas assez significative. Ce candidat n'est donc pas retenu.*

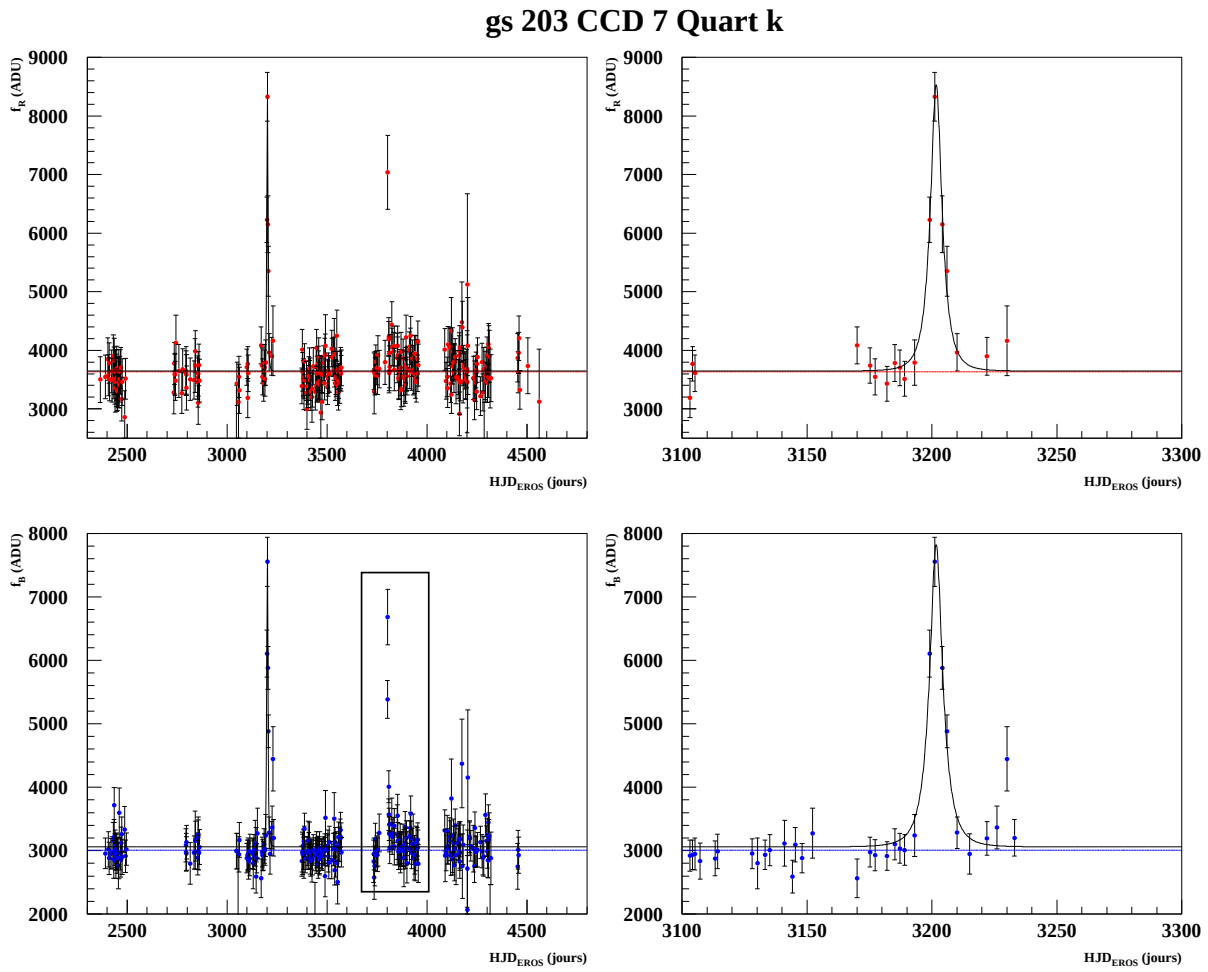


FIG. 3.46 – *Courbes de lumière du candidat GSA7 dans gs2037k. Une seconde amplification, visible surtout en bleu, est appareue vers* $HJD_{EROS} \sim 3800$ *jours. Les critères sur l'importance de la seconde fluctuation et sur l'amélioration du* χ^2 *rejettent le candidat.*

Chapitre 4

Profondeur optique et modèles Galactiques

Dans ce chapitre, nous exposons la mesure de la profondeur optique à partir des données analysées précédemment. La mesure obtenue est ensuite comparée avec la mesure de [Derue, 1999] et avec les prédictions de quelques modèles Galactiques.

4.1 Estimateur de la profondeur optique

A partir des candidats obtenus dans l'analyse du chapitre précédent, nous allons pouvoir estimer la profondeur optique τ par :

$$\tau = \frac{1}{N_{obs}T_{obs}} \frac{\pi}{2} \sum_{i=0}^{N_{evt}} \frac{t_{Ei}}{\varepsilon(t_{Ei})} \tag{4.1}$$

N_{evt} est le nombre de candidats vers la cible observée, N_{obs} représente le nombre d'étoiles surveillées durant une période T_{obs} et $\varepsilon(t_E)$ est l'efficacité de détection moyenne d'un événement de microlentille gravitationnelle d'une durée t_E (efficacité relative aux événements avec $u_0 < 1$ dont le maximum tombe dans la période T_{obs}). τ mesure la probabilité pour qu'une étoile subisse un effet de microlentille gravitationnelle avec un paramètre d'impact $u_0 < 1$. Dans le tableau 4.1, nous donnons une profondeur optique par cible, ainsi qu'une profondeur optique moyenne (les directions observées sont schématisées sur la figure 4.1). Ces résultats sont compatibles avec ceux de l'analyse des trois premières années de données et plus précis grâce au plus grand nombre de candidats. Pour la direction de β Scuti, les deux mesures diffèrent cependant d'environ 2 écarts standards. Nous avons pu d'autre part donner une estimation vers les directions de β Scuti et de ϑ Muscæ pour lesquelles il n'y avait que des limites supérieures à l'issue de l'étude de [Derue, 1999]. Le tableau 4.2 donne pour chacun des candidats sa contribution à la profondeur optique. La relative uniformité de ces contributions justifie l'utilisation de la statistique poissonienne dans l'estimation des erreurs.

Lors des comparaisons avec des prédictions théoriques, il faut garder à l'esprit que nos profondeurs optiques sont relatives à la population stellaire de nos catalogues, et pour des événements de durées compatibles avec notre échantillonnage (typiquement comprises entre 5 et 500 jours).

4.2 Etude de la stabilité de τ

Si notre échantillon final de candidats est exempt (ou contient peu) de bruit de fond, la valeur de la profondeur optique doit être relativement stable en modifiant les seuils des coupures de l'analyse. Le

Cible	$(< l^o >, < b^o >)$	N_{evt}	$< t_E >$ (jours)	τ ($\times 10^6$)	Résultat de [Derue, 1999]
ϑ Muscæ	(306.85,-1.78)	2	50	$0.18^{+0.20}_{-0.11}$	< 0.64 (0 évts)
γ Normæ	(331.38,-2.85)	11	58	$0.39^{+0.13}_{-0.11}$	$0.27^{+0.36}_{-0.09}$ (2 évts)
γ Scuti	(18.71,-2.66)	7	49	$0.74^{+0.35}_{-0.29}$	$1.82^{+1.23}_{-0.50}$ (5 évts)
β Scuti	(27.75,-2.64)	4	59	$0.31^{+0.21}_{-0.13}$	< 1.08 (0 évts)
Total	(209.37,-2.55)	24	55	0.38 ± 0.08	$0.45^{+0.24}_{-0.11}$ (7 évts)

TAB. 4.1 – *Mesure de la profondeur optique vers les quatre cibles des bras spiraux Galactiques surveillées par EROS II. On donne pour chacune les coordonnées Galactiques moyennes, le nombre d'événements retenus ainsi que leur durée moyenne. On montre également le résultat obtenu suite à l'analyse des trois premières années de données. Les barres d'erreur contiennent seulement la contribution de la statistique (d'après [Feldman & Cousins, 1998]). Les limites supérieures sont données à 90% de niveau de confiance, sans considérer de bruit de fond.*

critère sur l'amplification maximale (caractérisée par la variable u_0) et celui sur l'amélioration du χ^2 de l'ajustement (caractérisée par la variable $\Delta\chi^2$) sont de bons indicateurs de la qualité de la courbe de lumière et du rapport signal sur bruit. Nous étudions donc la variation de τ en fonction des seuils de ces critères. La figure 4.2 représente les variations de τ pour les quatres cibles suivies. On peut y contater la stabilité de l'estimation de τ, ce qui permet de s'assurer que l'échantillon final des candidats n'est probablement pas (ou est peu) contaminé par un bruit de fond.

4.3 Modèles Galactiques

Nous allons à présent comparer nos résultats avec ceux prédits par les deux modèles Galactiques décrits dans [Derue, 1999], ceux prédits par le modèle de [Grenacher *et al.*, 1999] et ceux donnés par les trois modèles décrits dans [Evans & Belokurov, 2002].

4.3.1 Les modèles de [Derue, 1999]

[Derue, 1999] avait décrit et étudié deux modèles Galactiques, et comparé leurs prédictions avec les résultats obtenus en analysant les données des trois premières années de suivi de EROS II vers les bras spiraux. Dans les deux modèles on considère que la Galaxie est constituée d'un bulbe central, d'un disque et d'un halo isotrope. On ne prend pas en compte les bras spiraux de la Galaxie comme structures contenant des lentilles. Le bulbe est modélisé par le modèle G2 de [Dwek *et al.*, 1995]. Il a une forme de sphéroïde aplati sans symétrie axiale. Cette barre forme un angle $\phi_0 = 15^o$ avec la ligne joignant le système solaire au centre Galactique. La densité de masse du bulbe est donnée par :

$$\rho_B = \frac{M_B}{6.57\pi abc} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right),\ r^4 = \left[\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{z}{c}\right)^4 \tag{4.2}$$

M_B est la masse du bulbe et a, b, c sont les longueurs caractéristiques de la barre. La densité de masse du disque est exponentielle, modélisée par :

$$\rho_D = \frac{\Sigma}{2H} \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2+y^2} - R_\odot}{R}\right) \exp\left(-\frac{|z|}{H}\right) \tag{4.3}$$

Σ est la densité de surface du disque au voisinage solaire, $R_\odot = 8.5$ *kpc* est la distance du Soleil au centre Galactique, R et H sont les longueurs caractéristiques du disque. La densité de masse du halo est modélisée par :

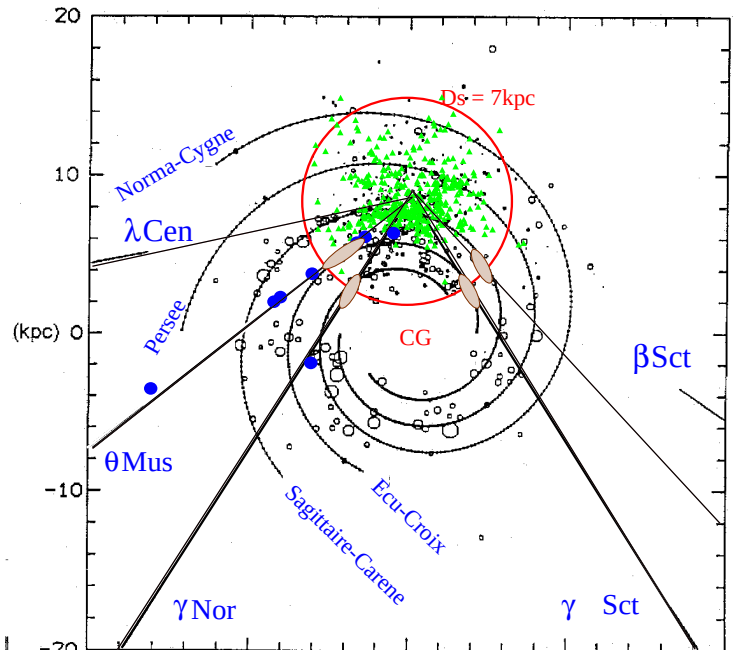


FIG. 4.1 – *Représentation de la Galaxie vue du nord Galactique. Le système solaire se trouve au centre du cercle rouge. Les cibles observées par EROS II sont indiquées. Le rayon du cercle rouge représente la distance moyenne vers les cibles. Le modèle à quatre bras de [Russeil, 1998] est également superposé. Figure tirée de [Derue, 1999]*

$$\rho_H = \rho_{H\odot} \frac{R_\odot^2 + R_c^2}{x^2 + y^2 + z^2 + R_c^2} \tag{4.4}$$

$\rho_{H\odot}$ est la densité de masse du halo au voisinage solaire. R_c est une longueur caractérisant l'extension du halo. [Derue, 1999] considérait deux modèles :

Le modèle 1 Qui comprend un bulbe, un disque mince et un halo.

Le modèle 2 Qui comprend un bulbe, un disque mince, un disque épais et un halo minimal.

Les caractéristiques des deux modèles sont résumées dans le tableau 4.3. Les valeurs de la profondeur optique prédites par les deux modèles, comparées avec les valeurs que nous avons mesurées, sont reportées dans le tableau 4.6. La contribution éventuelle du halo au signal microlentille, qui était prise en compte chez [Derue, 1999], est à présent négligée suite aux derniers résultats de EROS vers les nuages de Magellan. L'estimation de la profondeur optique est effectuée en fixant la distance aux sources à 7 *kpc*. Une comparaison graphique est illustrée sur la figure 4.4, sur laquelle on a également reporté la mesure de EROS II ([Afonso, 2001]) vers les géantes rouges du bulbe, extrapolée pour une latitude galactique de -2.5^o au lieu de -4°, suivant la formule proposée par [Zhao *et al.*, 1996] : $\partial\tau/\partial b \sim -0.45 \times 10^{-6}\ deg^{-1}$

Candidat	t_E (jours)	$\varepsilon(t_E)$ (%)	Contribution à τ ($\times 10^6$)
bs3013m	69	16.1	0.084
bs3016n	61	16.1	0.075
bs3026k	50	13.2	0.075
bs3046m	58	16.1	0.071
gn4003m (GSA1)	138	24.3	0.063
gn4014l	91	22.5	0.045
gn4023l	46	15.0	0.034
gn4040l	39	15.0	0.029
gn4046l	27	10.7	0.028
gn4047m	79	20.9	0.042
gn4065n	56	18.4	0.033
gn4085m	68	18.4	0.041
gn4093k (GSA2)	60	18.4	0.036
gn4114l	23	10.7	0.024
gn4115k	7	5.4	0.014
gs2001m (GSA5)	64	12.7	0.126
gs2005l	58	12.7	0.114
gs2005m	25	9.1	0.068
gs2013n	44	10.8	0.102
gs2030m	50	10.8	0.116
gs2035m	37	10.8	0.086
gs2042k	68	12.7	0.134
tm5016l	87	16.3	0.126
tm5051l	12	5.5	0.053

TAB. 4.2 – *Contribution à la profondeur optique de chacun des 24 candidats de l'analyse. On constate qu'il n'y a pas de candidat avec un poids significativement plus important que les autres, ce qui permet de justifier l'utilisation des erreurs poissoniennes pour τ.*

(soit $\Delta\tau = 0.68$) *puis* pour une distance aux sources de 7 *kpc* au lieu de 8.5 *kpc*, en utilisant le fait que τ est proportionnelle au carré de la distance d'après l'équation 1.24 (soit $\Delta\tau$ = -0.52).

4.3.2 Le modèle de [Grenacher *et al.*, 1999]

Ce modèle comprend un bulbe central, un disque contenant une composante mince et une autre épaisse et un halo éventuellement aplati. La densité de masse du bulbe est modélisée par la formule 4.2, en considérant un angle $\phi_0 = 20^o$. Celle du disque est donnée par :

$$\rho_D = \frac{1}{2}\exp\left(-\frac{\sqrt{x^2+y^2}-R_\odot}{R}\right) \times \left[\frac{\Sigma_{mince}}{H_{mince}}\exp\left(-\frac{|z|}{H_{mince}}\right) + \frac{\Sigma_{épais}}{H_{épais}}\exp\left(-\frac{|z|}{H_{épais}}\right)\right] \tag{4.5}$$

avec $R_\odot = 8.5$ *kpc*. La densité de masse du halo est donnée par :

$$\rho_H = \frac{\rho_{H\odot}}{q_H}\frac{R_\odot^2 + R_c^2}{x^2+y^2+\frac{z^2}{q_H^2}+R_c^2} \tag{4.6}$$

où q_H est un coefficient d'aplatissement. Les caractéristiques du modèle sont résumées dans le tableau 4.4. Les valeurs des profondeurs optiques prédites (noter que les étoiles sources sont supposées à 8 *kpc*), comparées avec les valeurs que nous avons mesurées, sont reportées dans le tableau 4.6.

Composante	Paramètre	Modèle 1	Modèle 2
Bulbe	a (kpc)	1.49	
	b (kpc)	0.58	
	c (kpc)	0.40	
	ϕ_0	15°	
	M_B $(10^{10} M_\odot)$	1.7	
Disque mince	Σ $(M_\odot/pc^2)$	50	
	H (kpc)	0.325	
	R (kpc)	3.5	
	M $(10^{10} M_\odot)$	4.3	
Disque épais	Σ $(M_\odot/pc^2)$	—	35
	H (kpc)	—	1.0
	R (kpc)	—	3.5
	M $(10^{10} M_\odot)$	—	3.1
Halo	$\rho_{H\odot}$ $(M_\odot/pc^3)$	0.008	0.003
	R_c (kpc)	5.0	5.0
	M $(10^{10} M_\odot)$	51	7

TAB. 4.3 – *Paramètres des différentes composantes des modèles Galactiques étudiés par [Derue, 1999]. Les paramètres du disque épais et du halo sont obsolètes au regard des résultats de EROS sur le halo Galactique. Nous négligerons dans la suite la contribution du halo. Nous maintenons la contribution du disque épais, moins bien contrainte par les résultats de EROS sur le LMC et le SMC.*

4.3.3 Les résultats de [Evans & Belokurov, 2002]

[Evans & Belokurov, 2002] ont dressé des cartes de profondeur optique à différentes longitudes et latitudes Galactiques pour trois modèles différents. Ces modèles sont construits, par différentes méthodes, à partir des données enregistrées dans l'infrarouge, par l'instrument DIRBE du satellite COBE. Ces modèles prennent en compte la structure spirale de la Galaxie.

Modèle 1 Décrit par [Binney, Gerhard & Spergel, 1997]. La barre de ce modèle est courte et aplatie.

Modèle 2 Décrit par [Freudenreich, 1998]. La barre de ce modèle est étendue. Le disque a un trou central d'environ 3 *kpc*.

Modèle 3 C'est le modèle E2 de [Dwek *et al.*, 1995]. La barre est moins massive et moins allongée que celle du modèle précédent.

[Evans & Belokurov, 2002] ont normalisé ces trois modèles pour contenir la même masse de 1.5×10^{10} $M_\odot$ dans un rayon de 2.5 *kpc*. Ils ont également modélisé deux bras spiraux internes et quatre bras externes en multipliant la densité de masse, en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ), par :

$$1 + \tanh(r - r_{min}) \cos^6(\phi - \phi_0 - 0.95(r - r_{min})) \qquad \text{Pour les bras internes} \qquad (4.7)$$

$$1 + 2\tanh(r - r_{min}) \cos^6(2\phi - 15^o - 1.1(r - r_{min})) \qquad \text{Pour les bras externes} \qquad (4.8)$$

entre r_{min} et r_{max}, avec un contraste c, donné par le tableau 4.5. Les caractéristiques des trois modèles sont données dans le tableau 4.5. Les valeurs des profondeurs optiques prédites par ces modèles vers les cibles de EROS II sont reportées dans le tableau 4.6, dans lequel on a donnée les valeurs de τ obtenues avec et sans tenir compte de la contribution des bras spiraux.

Composante	Paramètre	Valeur
Bulbe	a (kpc)	1.58
	b (kpc)	0.62
	c (kpc)	0.43
	ϕ_0	20°
	M_B $(10^{10} M_\odot)$	1.8
Disque mince	Σ $(M_\odot/pc^2)$	25
	H (kpc)	0.3
	R (kpc)	3.5
Disque épais	Σ $(M_\odot/pc^2)$	35
	H (kpc)	1.0
	R (kpc)	3.5
Halo	$\rho_{H\odot}$ $(M_\odot/pc^3)$	0.0079
	R_c (kpc)	5.6
	M $(10^{10} M_\odot)$	43
	q_H	0.8

TAB. 4.4 – *Paramètres des différentes composantes du modèle Galactique de [Grenacher* et al.*, 1999]. La masse totale du disque est de* 5.2×10^{10} $M_\odot$.

4.4 Distributions de durées

Nous avons produit les distributions des durées d'événements attendues dans le cadre du modèle 1 de [Derue, 1999] selon la méthode décrite dans cette référence. La fonction de masse des lentilles appartenant au disque est supposée être identique à la fonction de masse stellaire locale, obtenue à partir d'observations réalisées avec le HST. On utilise la même fonction de masse pour les lentilles du bulbe. La cinématique utilisée est la suivante :

- Le système solaire est animé d'un mouvement dans le disque de paramètres $v_{\odot R} = -10.4$, $v_{\odot\theta} = 14.8$ et $v_{\odot z} = 7.3$ (km/s).
- Les objets du disque sont animés d'un mouvement de rotation de paramètres moyens $V_{rot}(r) = 220 \times \left(1.00762 \times (r/R\odot)^{0.0394} + 0.00712\right)$ (km/s). On considère pour les lentilles du disque des dispersions gaussiennes de vitesse, de largeurs respectives $\sigma_r = 34$, $\sigma_\theta = 28$ et $\sigma_z = 20$ (km/s).
- Pour les objets du bulbe, on considère une distribution de vitesse maxwellienne, avec $\sigma = 110$ km/s.

Nous avons ensuite comparé les distributions de durée obtenues avec celles observées (figure 4.3). Pour chaque cible, nous avons effectué un test de Kolmogorov-Smirnov qui permet de vérifier si les distributions observées constituent une réalisation des distributions attendues, en comparant leurs formes. Les probabilités résultantes sont de 77.7%, 99.9%, 4.9% et 17.2% pour les directions ϑ Muscæ, γ Normæ, γ Scuti et β Scuti respectivement. Les distributions de durées observées et attendues sont donc en assez bon en accord, et les durées moyennes sont compatibles à moins d'un écart standard : les durées moyennes attendues sont 65, 66, 36 et 57 jours et celles observées sont 50 ± 38, 58 ± 35, 50 ± 14 et 59 ± 7 jours pour les directions ϑ Muscæ, γ Normæ, γ Scuti et β Scuti respectivement. L'accord entre les nombres d'événements observés et attendus est également satisfaisant : les nombres d'événements attendus sont 1.7, 5.6, 10.0 et 3.9 et ceux observés sont $2^{+2.2}_{-1.2}$, $11^{+3.7}_{-3.1}$, $7^{+3.3}_{-2.7}$ et $4^{+2.7}_{-1.7}$ pour les directions ϑ Muscæ, γ Normæ, γ Scuti et β Scuti respectivement. L'écart le plus grand, observé pour γ Normæ, se limite à 2σ.

4.5 Discussion

Avant de comparer les prédictions des modèles avec notre estimation de τ, il est important de rappeler le domaine de validité de cette dernière et les limitations dont il faut tenir compte. L'estimation de la profondeur optique est donnée pour la population stellaire que nous observons, dont la distribution de

Composante	Paramètre	Modèle 1	Modèle 2	Modèle 3
Bulbe	a		1	
	b	0.3	0.37	0.42
	c	0.3	0.27	0.28
	ϕ_0	20°	14°	24°
	$M_{<2.5\ kpc}$ $(10^{10} M_\odot)$	0.5	1.1	0.9
Disque	$M_{<2.5\ kpc}$ $(10^{10} M_\odot)$	1.0	0.4	0.6
	$M_{<8.5\ kpc}$ $(10^{10} M_\odot)$	3.2	3.2	2.6
Bras spiraux internes (2)	$r_{min}(kpc)$	1.50	2.25	1.70
	$r_{max}(kpc)$		3.50	
	c		2	
	$M_{<3.5\ kpc}$ $(10^{10} M_\odot)$	0.3	0.2	0.2
Bras spiraux externes (4)	$r_{min}(kpc)$		4.10	
	$r_{max}(kpc)$		8.50	
	c		3	
	$M_{<8.5\ kpc}$ $(10^{10} M_\odot)$	0.9	1.2	0.9

TAB. 4.5 – *Paramètres des différentes composantes des modèles Galactiques étudiés par [Evans & Belokurov, 2002]. Les trois modèles sont normalisés pour contenir la même masse à l'intérieur d'un rayon de 2.5 kpc.*

distance est mal connue. Nous mesurons τ pour un intervalle de durée, défini par l'efficacité de détection, qui est supérieure à 5% pour $t_E \in [10, 800]$ $jours$. Nous ne sommes sensibles qu'aux événements dont le maximum d'amplification se situe dans notre période d'observation. L'effet du blending sur notre estimation a été négligé en première approximation, en se basant sur les études de EROS II vers le centre Galactique et les nuages de Magellan ([Afonso, 2001, EROS Collaboration, 2003]). D'autre part, on ne tient pas compte de l'extension en latitude des champs observés, la statistique actuelle ne permettant pas de mesure plus fine. Enfin, l'erreur sur τ ne prend en compte que la statistique poissonienne, ce qui est valable dans la mesure où les contributions des événements à la profondeur optique ne sont pas trop dispersées (voir tableau 4.2).

La comparaison de nos mesures avec les prédictions des six modèles exposés plus haut (tableau 4.6 et figure 4.4) permet de conclure que :

- Le premier modèle 1 de [Derue, 1999] reproduit bien les mesures de EROS II vers les quatre cibles des bras spiraux. Le résultat de la comparaison de la mesure de la profondeur optique effectuée par [Derue, 1999], en particulier vers γ Scuti, avec celle prédite par le modèle 1 suggérait un allongement de la barre de 1.5 kpc à 3 kpc environ. Cependant, la différence entre la mesure et le modèle avec une barre de 1.5 kpc était de l'ordre de 2σ. Notre mesure vers la même direction est, elle, compatible avec une barre de 1.5 kpc. Les prédictions du modèle 2 de [Derue, 1999] sont également compatibles avec nos mesures, mais sont légèrement plus élevées, à cause de la contribution du disque épais, moins bien contrainte par les résultats de EROS II vers le LMC et le SMC. Ceci semble donc indiquer une réelle sensibilité de la mesure précise de τ dans le plan Galactique à une éventuelle présence de matière cachée dans le disque.
  Ces comparaisons reposent cependant sur l'hypothèse que les sources sont situées à 7 kpc. Cette distance est actuellement très incertaine, de plus un étalement des sources devrait aussi être pris en compte. A titre indicatif, les prédictions de ces modèles diminuent de 27% si la distance passe de 7 à 6 kpc et augmentent de 30% si la distance passe de 7 à 8 kpc.
- Les profondeurs optiques données par le modèle de [Grenacher *et al.*, 1999] sont également en bon accord avec celles que nous mesurons. Vers le centre Galactique, leur résultat est plus élevé que celui obtenu par EROS II avec les géantes rouges. Les auteurs montrent cependant que τ diminue de 15% en faisant varier l'angle ϕ_0 de 15° à 30°.
- Les valeurs prédites par les modèles 1 et 3 décrits dans [Evans & Belokurov, 2002] sont en bon accord

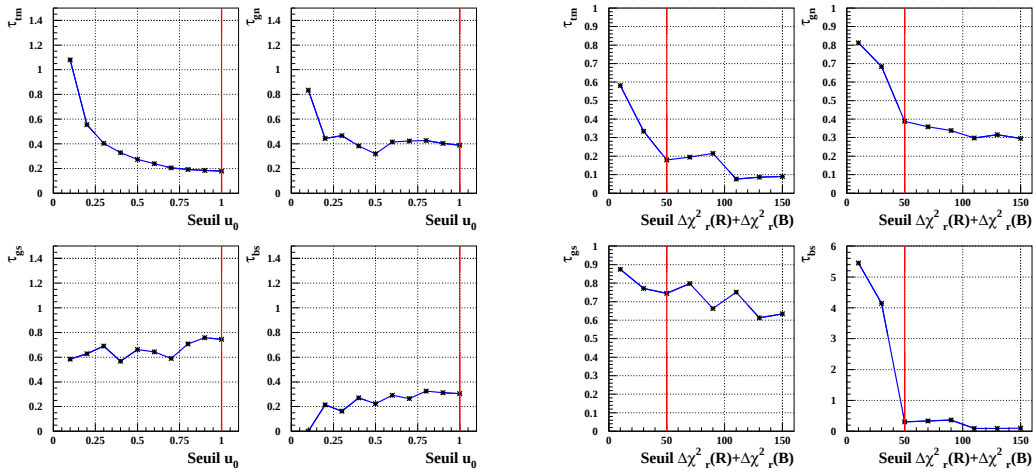
avec nos mesures si l'on n'introduit pas de surdensité spirale comme indiqué en 4.3.3, ce qui tend à augmenter la profondeur optique prédite jusqu'à 20% environ. Les prédictions du modèle 1 (barre plus courte) sont cependant mieux en accord avec nos mesures. Mais cet effet n'est pas fortement significatif. Le modèle 2 donne systématiquement des profondeurs optiques plus importantes que celles mesurées par EROS II vers les bras spiraux. Ce modèle était priviligé par [Evans & Belokurov, 2002] du fait que ses prédictions sont en accord avec les grandes valeurs de profondeur optique disponibles à ce moment-là, mesurées vers le centre Galactique par les expériences MACHO et OGLE ($2-3\times10^{-6}$), en désaccord avec la mesure ultérieure de EROS II vers la même direction (avec les géantes rouges) ou celle de MACHO obtenue plus récemment vers les géantes rouges.

		ϑ Muscæ	γ Normæ	γ Scuti	β Scuti	CG ($<l>=2.5^o, <b>=-4^o$)
Mesures de EROS II	τ ($\times10^6$)	$0.18^{+0.20}_{-0.11}$	$0.39^{+0.13}_{-0.11}$	$0.74^{+0.35}_{-0.29}$	$0.31^{+0.21}_{-0.13}$	0.94 ± 0.29 (géantes rouges)
Modèle 1 de [Derue, 1999]	τ ($\times10^6$)	0.34	0.49	0.65	0.56	—
Modèle 2 de [Derue, 1999]	τ ($\times10^6$)	0.45	0.63	0.82	0.74	—
Modèle de [Grenacher *et al.*, 1999]	τ ($\times10^6$)	0.32	0.56	0.41	0.38	—
Modèle 1 de [Evans & Belokurov, 2002]	τ_s ($\times10^6$)	0.56	0.69	1.07	0.83	1.2
	τ ($\times10^6$)	0.32	0.48	0.79	0.60	0.9
Modèle 2 de [Evans & Belokurov, 2002]	τ_s ($\times10^6$)	0.71	1.18	1.43	1.23	2.4
	τ ($\times10^6$)	0.47	0.78	1.11	0.95	2.0
Modèle 3 de [Evans & Belokurov, 2002]	τ_s ($\times10^6$)	0.61	0.72	1.13	0.90	1.5
	τ ($\times10^6$)	0.34	0.51	0.85	0.64	1.2

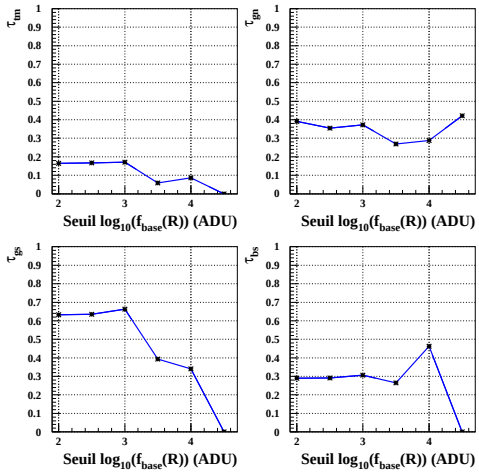
TAB. 4.6 – *Profondeurs optiques mesurées vers les quatre directions des bras spiraux suivies par EROS II, comparées avec les prédictions des différents modèles décrits dans le texte. Pour les modèles de [Evans & Belokurov, 2002], τ_s représente la profondeur optique obtenue en tenant compte de la modélisation des bras spiraux, alors que τ représente la valeur obtenue sans en tenir compte. Nous avons également reporté la valeur de τ mesurée par EROS II vers les géantes rouges du centre Galactique ([Afonso, 2001]) et les valeurs prédites pour cette direction par les modèles de [Evans & Belokurov, 2002]. Ces dernières valeurs sont données pour $l=3.9^o$ et $b=-3.8^o$ et varient peu si la longitude Galactique change de $\pm1^o$.*

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la mesure de la profondeur optique vers les quatre cibles suivies par EROS II vers les bras spiraux de la Galaxie. Nous avons montré que cette mesure reste stable en changeant certains seuils de sélection. Nous avons ensuite comparé nos résultats avec ceux prédits par six modèles Galactiques sans symétrie axiale. Il semble que les modèles avec une barre courte reproduisent bien nos mesures : le modèle 1 de [Derue, 1999], le modèle de [Grenacher *et al.*, 1999], le modèle 1 de [Evans & Belokurov, 2002] (modèle de [Binney, Gerhard & Spergel, 1997]) et le modèle 3 de [Evans & Belokurov, 2002] (modèle E2 de [Dwek *et al.*, 1995]). Ces modèles sont également en bon accord avec la mesure de EROS II vers les géantes rouges du centre Galactique. Il n'est cependant pas possible pour l'instant de réaliser une comparaison plus détaillée entre ces modèles et nos mesures : en effet, les distances vers les étoiles sources sont mal connues et notre erreur sur la mesure de profondeur optique reste encore dominée par l'indétermination provenant de la faible statistique ($>30\%$).



(a) (b)



(c)

FIG. 4.2 – *Variation de la mesure de la profondeur optique vers les quatre cibles en fonction des seuils de deux critères de sélection (a,b). Les seuils exposés dans le chapitre précédent sont indiqués par des lignes verticales rouges. La mesure reste relativement stable en renforçant les coupures, ce qui permet de s'assurer que la contamination de notre échantillon par un bruit de fond est probablement négligeable. En revanche le relâchement des critères introduit une forte augmentation de l'estimation : par exemple τ_{bs} augmente significativement si l'on diminue le seuil de la coupure sur $\Delta\chi^2(R) + \Delta\chi^2(B)$ de 50 à 30. La variation de τ_{tm} avec le seuil sur u_0 est due à la présence d'un événement court : l'efficacité de détection à courte durée (relative aux événements avec $u_0 < 1$) diminue en effet avec ce seuil, et devient de moins en moins précise. Nous avons également représenté la variation de la profondeur optique des quatre cibles avec le flux de base des étoiles (c).*

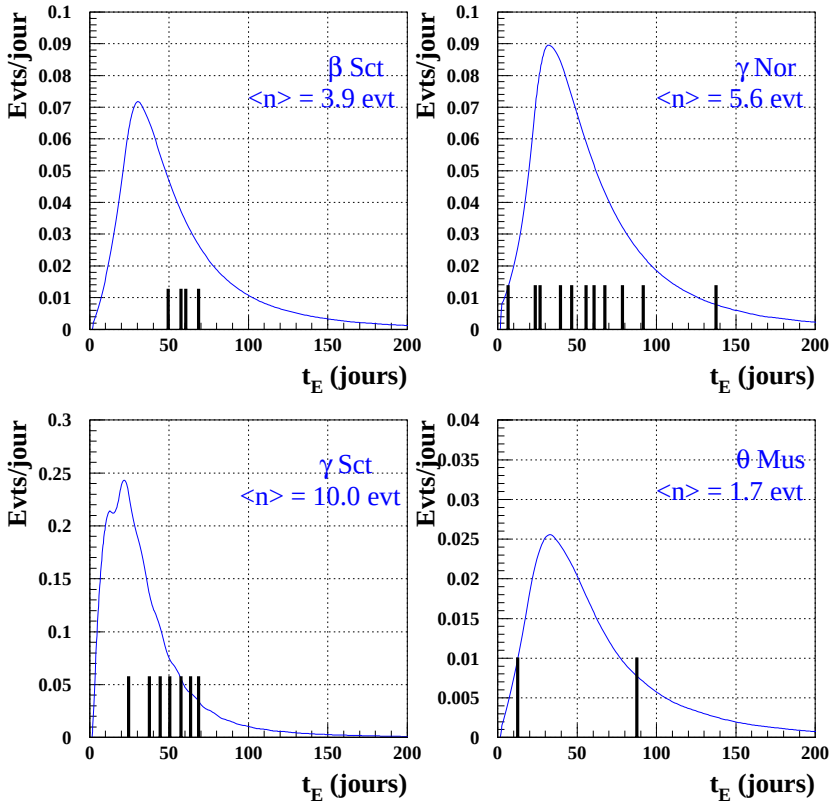
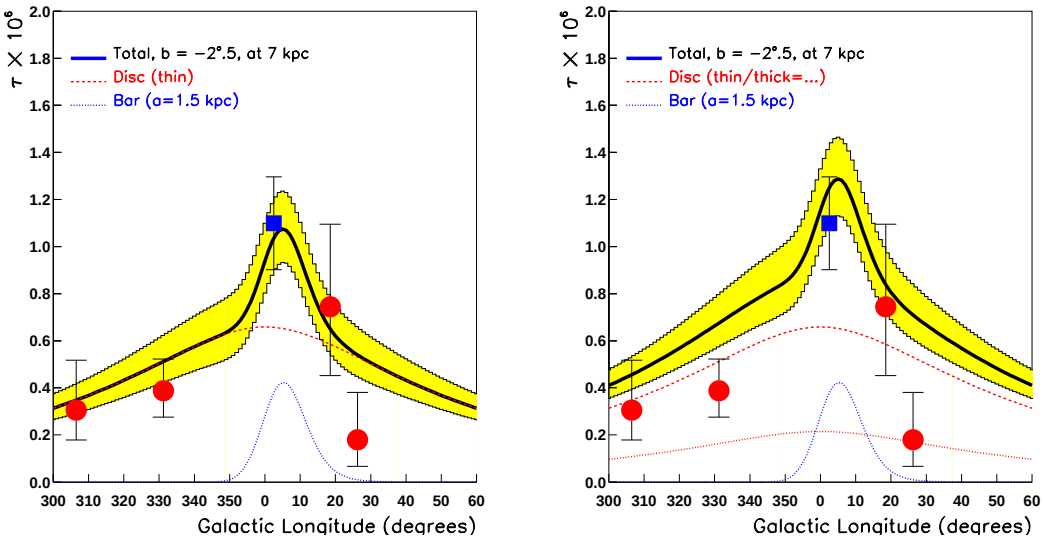


FIG. 4.3 – *Distribution des durées attendues vers les quatres cibles observées dans le cadre du modèle 1 de [Derue, 1999]. Nous avons également indiqué les durées des événements observés. Les distributions théoriques rendent bien compte de celles observées (accord entre les durées moyennes à moins d'un écart standard). On constate également un bon accord entre le nombre d'événements observés et le nombre attendu. Le nombre d'événements observés est de 4, 11, 7, et 2 pour les directions β Scuti, γ Normæ, γ Scuti et ϑ Muscæ respectivement. Pour γ Normæ, la différence entre les nombres d'événements attendu et observé est de 2 écarts standards.*



(a) Modèle 1

(b) Modèle 2

FIG. 4.4 – *Variation de la profondeur optique à la latitude Galactique $b = -2.5^o$ (moyenne des latitudes des quatre cibles), en fonction de la longitude Galactique l, pour les deux modèles de [Derue, 1999]. On y montre la contribution de chacune des composantes des modèles, avec les points représentant nos mesures (points rouges). Nous avons négligé la contribution du halo. On montre également la mesure de EROS II vers les géantes rouges du centre Galactique extrapolée pour $b = -2.5$ et une distance aux sources de 7 kpc (points bleus). La bande jaune représente le domaine de variation de τ quand la latitude change de $\pm 1^o$.*

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Dans cette partie, nous avons présenté la procédure de recherche d'effet de microlentille gravitationnelle dans les données récoltées pendant sept saisons d'observation, par l'expérience EROS II, vers quatre cibles des bras spiraux de la Galaxie.

Nous avons d'abord construit les catalogues de référence à partir des meilleures images de la campagne de suivi. Nous avons ensuite utilisé les images enregistrées pendant toute la campagne, pour construire les courbes de lumière des 16 millions d'étoiles des catalogues de référence. La recherche d'événements de microlentille gravitationnelle a ensuite été effectuée en deux étapes. Nous avons d'abord sélectionné les courbes de lumière des 15% d'étoiles les plus variables, soit 2.5 millions d'étoiles environ. Ensuite, nous avons appliqué une série de critères de sélection sur cet échantillon pour extraire le signal recherché. L'application de ces critères permet la sélection de 24 courbes de lumière, compatibles avec un effet de microlentille gravitationnelle. Notre efficacité moyenne de détection ($\sim$ 25% pour $t_E \sim 200\ jours$) est déterminée sur un lot de courbes de lumière simulées, analysées de la même manière que les données.

A partir des durées mesurées sur les courbes de lumière des candidats et de l'efficacité de détection associée à chaque durée, nous avons estimé la profondeur optique vers les quatre cibles observées. La profondeur optique moyenne, donnée à titre indicatif, vaut $< \tau_{GSA} >= (0.38 \pm 0.08) \times 10^{-6}$. La profondeur optique mesurée reste stable en resserrant des critères reliés au rapport signal/bruit des courbes de lumière. Ceci suggère que notre échantillon de candidats contient peu de bruit de fond. Une comparaison de nos mesures avec les prédictions de six modèles Galactiques nous a permis de déduire que ceux qui présentent une structure centrale barrée reproduisent bien nos mesures. Cependant, les modèles avec une barre allongée, qui tendent à augmenter les profondeurs optiques vers β Scuti, ou ceux avec de la matière cachée dans le disque, ne semblent pas favorisés par nos mesures. Comme l'incertitude sur la mesure est actuellement dominée par la statistique (un maximum de 11 événements est observé vers γ Normæ), il n'est pas possible d'effectuer une comparaison plus détaillée entre les données et ces modèles. De plus, la comparaison de notre estimation de τ avec les prédictions des modèles est aussi imprécise car les distances vers les étoiles sources sont mal connues. Une manière d'améliorer cette connaissance serait d'effectuer des relevés spectroscopiques sur une fraction de nos champs, et de déterminer ainsi les types spectraux des étoiles observées (et donc leurs magnitudes absolues). Une estimation du rougissement interstellaire, à partir des mêmes spectres, permettrait finalement d'estimer leurs distances. Une demande de temps d'observation avec le NTT, formulée à l'ESO dans ce but en 2000, n'a malheureusement pas abouti.

La connaissance des distances aux étoiles sources est un paramètre clé pour interpréter ce résultat, ce point devrait donc être approfondi. Par ailleurs, une étude globale incluant toutes les données de EROS II vers le plan Galactique est prévu, après l'analyse finale des données du centre Galactique. Ceci permettra d'obtenir une première ébauche d'une carte homogène de profondeur optique pour différentes longitudes et latitudes, et donc une meilleure comparaison avec les modèles. Enfin, notre estimation de la profondeur optique dans un large domaine de longitude reste une exclusivité de EROS II, en attendant les résultats, prévus dans quelques années, des expériences de sondage de nouvelle génération, telles que

SuperMACHO ([SuperMACHO]).

Troisième partie

Spectroscopie de supernovæ de type Ia

Chapitre 6

Physique des supernovæ de type Ia

Nous présentons dans ce chapitre les différentes familles de supernovæ, en insistant sur les supernovæ de type Ia. Nous exposons également les différentes méthodes de standardisation des magnitudes de ces dernières. Ces méthodes empiriques utilisent les corrélations observées entre la luminosité maximale des supernovæ de type Ia et certaines observables photométriques ou spectroscopiques. Nous décrivons en particulier les méthodes qui utilisent les observables spectroscopiques. Nous étudierons ces méthodes dans la suite en analysant les spectres des supernovæ de type Ia suivies durant le printemps 1999.

6.1 Les familles de supernovæ

Les supernovæ constituent certains des événements les plus violents de l'univers. Elles résultent d'explosions d'étoiles en fin de vie qui, pendant un temps relativement court ($\sim$ 20 jours), peuvent devenir aussi brillantes que leurs galaxies hôtes en atteignant, pour le cas des supernovæ de type Ia par exemple, une luminosité d'environ 10^{10} luminosités solaires. Les études systématiques concernant ces objets ont commencé avec les travaux de Baade et de Zwicky ([Zwicky, 1938]). Progressivement, en parallèle avec la découverte de nouveaux objets, une classification a été construite sur la base de leurs caractéristiques spectroscopiques et, dans une moindre mesure, de leurs courbes de lumière. Actuellement, les supernovæ sont classées en au moins quatre types : Ia, Ib, Ic et II. La méthode de classification est représentée sur la figure 6.1. Les spectres et les courbes de lumière de différents types de supernovæ sont représentés sur les figures 6.2 et 6.3. La classification ne reflète ni la physique de l'explosion ni la nature du progéniteur. En effet, on admet que les supernovæ de type Ib, Ic et II sont issues de l'effondrement du cœur d'une étoile massive en fin de vie (une géante rouge par exemple), alors que les supernovæ de type Ia résultent probablement de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Les supernovæ sont des objets qui présentent un grand intérêt, car leur étude contribue à la compréhension de la formation et de l'évolution stellaires, de la nucléosynthèse, de l'origine des rayons cosmiques, de l'évolution chimique des galaxies, de la formation des étoiles à neutrons et des trous noirs et permet la mesure des distances à l'échelle cosmologique. Nous décrivons brièvement dans la suite les principales familles de supernovæ. Une revue plus détaillée se trouve dans [Filippenko, 1997].

6.1.1 Les supernovæ de type Ia

Ce type de supernova est caractérisé par la présence, dans les spectres pris autour du maximum de luminosité, d'une raie en absorption de silicium II à 6355 Å et par l'absence de raies de l'hydrogène[1]. Les spectres tardifs sont dominés par un mélange de raies d'émission de fer et de cobalt. Les supernovæ de type Ia sont les supernovæ les plus brillantes et qui présentent la plus faible dispersion en luminosités

[1] En astrophysique, l'état neutre d'un élément est noté avec l'indice I. Les états ionisés sont ensuite incrémentés d'une unité par état. Ainsi, Si II indique le premier état ionisé du silicium. En ce qui concerne la raie caractéristique des supernovæ de type Ia, celle du silicium Si II ($\lambda_0 = 6355$ Å), elle est en fait le mélange de deux raies à $\lambda_a = 6347$ Å et $\lambda_b = 6371$ Å. Sur les spectres observés, cette raie est décalée vers le bleu autour de $\lambda_m = 6150$ Å, car l'envelope extérieure de la supernova est en rapide expansion après l'explosion.

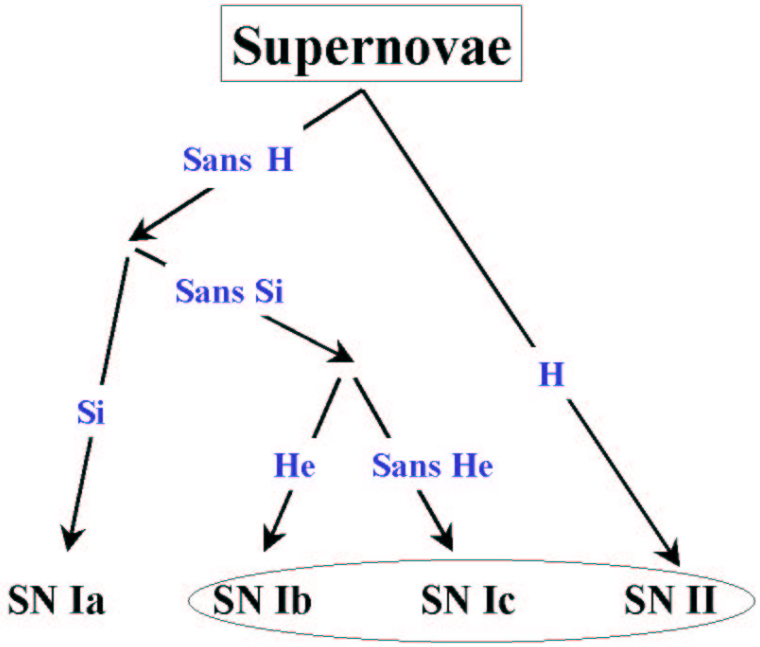


FIG. 6.1 – *Principaux types de supernovæ. Celles de type Ia sont mises à part car elles ont un système progéniteur différent de celui des autres types. La subdivision historique des supernovæ en familles est faite selon les éléments présents dans leurs spectres au maximum de luminosité. Ainsi, par exemple, les supernovæ de type II se distinguent de celles de type I par la présence de raies de l'hydrogène dans leurs spectres. Voir également les figures 6.2 et 6.3.*

absolues. Cette faible dispersion en fait de bons indicateurs de distance du flot de Hubble jusqu'à $z \sim 1$. Cependant, de nombreuses différences spectroscopiques et photométriques intrinsèques sont mises à jour. Il est donc nécéssaire de *standardiser* ces objets pour améliorer la précision sur la mesure des distances et pour obtenir des contraintes sur les paramètres cosmologiques qui ne soient pas dominées par les systématiques. Nous reviendrons plus en détail dans la section 6.2 sur la physique de ces objets.

6.1.2 Les supernovæ de type Ib

Les supernovæ de ce type sont caractérisées par l'absence de raies de l'hydrogène et du silicium II à 6355 Å dans leurs spectres pris autour du maximum de luminosité. Ces spectres contiennent cependant des raies de l'hélium neutre. Les spectres plus tardifs sont dominés par les raies d'éléments intermédiaires tels que l'oxygène ou le calcium. Ces supernovæ présentent des magnitudes absolues plus faibles d'une magnitude et demie en moyenne par rapport à celles des supernovæ de type Ia. Elles sont également caractérisées par des couleurs plus rouges et l'apparition d'une émission dans le domaine radio un an après l'explosion. Elles sont issues de l'explosion d'étoiles massives en fin de vie, ce qui est aussi le cas des supernovæ de type Ic et de celles de type II.

6.1.3 Les supernovæ de type Ic

Quelques jours après l'explosion, ces supernovæ présentent des spectres qui diffèrent de ceux des supernovæ de type Ib par l'absence de raies de l'hélium. Mis à part la raie de Si II, les spectres précoces des supernovæ de type Ic ressemblent à ceux des supernovæ de type Ia (voir figure 6.2). Elles peuvent donc contaminer l'échantillon des supernovæ de type Ia. Les spectres plus tardifs ressemblent à ceux des supernovæ de type Ib. Ils sont dominés par des raies d'oxygène et de calcium. Photométriquement, les supernovæ de type Ic présentent des courbes de lumière similaires à celles des supernovæ de type Ia et

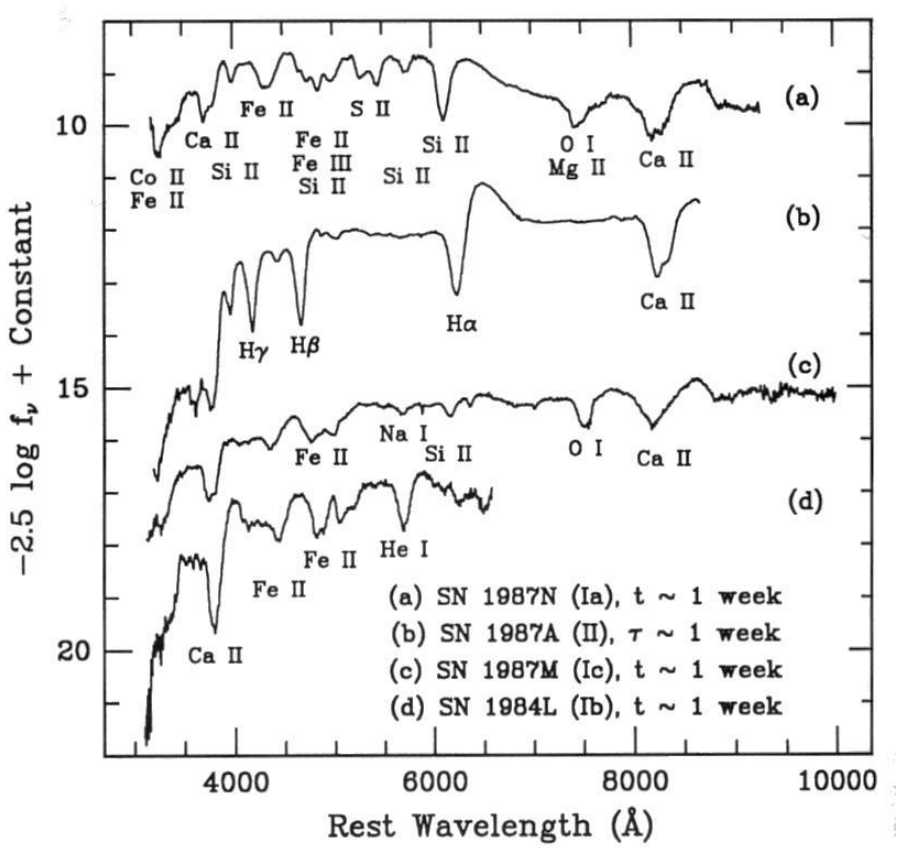


FIG. 6.2 – *Les spectres, pris environ une semaine après le maximum de luminosité, pour différents types de supernovæ. D'après [Filippenko, 1997].*

leurs magnitudes sont en moyenne plus faibles. Quelques objets peuvent cependant avoir des magnitudes absolues comparables à celles des supernovæ de type Ia, ce qui accentue la difficulté de discrimination entre ces deux sous-groupes de supernovæ.

6.1.4 Les supernovæ de type II

Ces objets sont caractérisés par la présence de raies de l'hydrogène dans leurs spectres pris autour du maximum. Leurs spectres plus tardifs sont dominés, en plus des raies de l'hydrogène, par les raies d'éléments intermédiaires tels que l'oxygène ou le calcium. Dans le domaine photométrique, les supernovæ de type II présentent plus de dispersion que dans le domaine spectroscopique. Leurs courbes de lumière présentent une dispersion importante par rapport à celles des supernovæ de type I. Les supernovæ de type II sont ainsi subdivisées en supernovæ de type II-P ou II-L selon que la courbe de lumière présente ou non un plateau quelques jours après le maximum. Les supernovæ de type II-P sont caractérisées par des magnitudes absolues très dispersées. En revanche, les supernovæ de type II-L présentent au maximum des magnitudes absolues assez uniformes, environ 2.5 magnitudes plus faibles que celles des supernovæ de type Ia. Plus récemment, le sous-type IIn a été introduit. Les supernovæ de type IIn présentent des courbes de lumière décroissant très lentement les premiers jours suivant le maximum de luminosité. Leurs spectres présentent des raies d'émission étroites et les larges raies d'absorption sont faibles ou absentes. On pense que la matière éjectée par ces objets interagit avec du gaz exceptionnellement dense présent autour de l'astre progéniteur.

Les supernovæ de type II-P peuvent être utilisées comme indicateurs de distances. On utilise pour

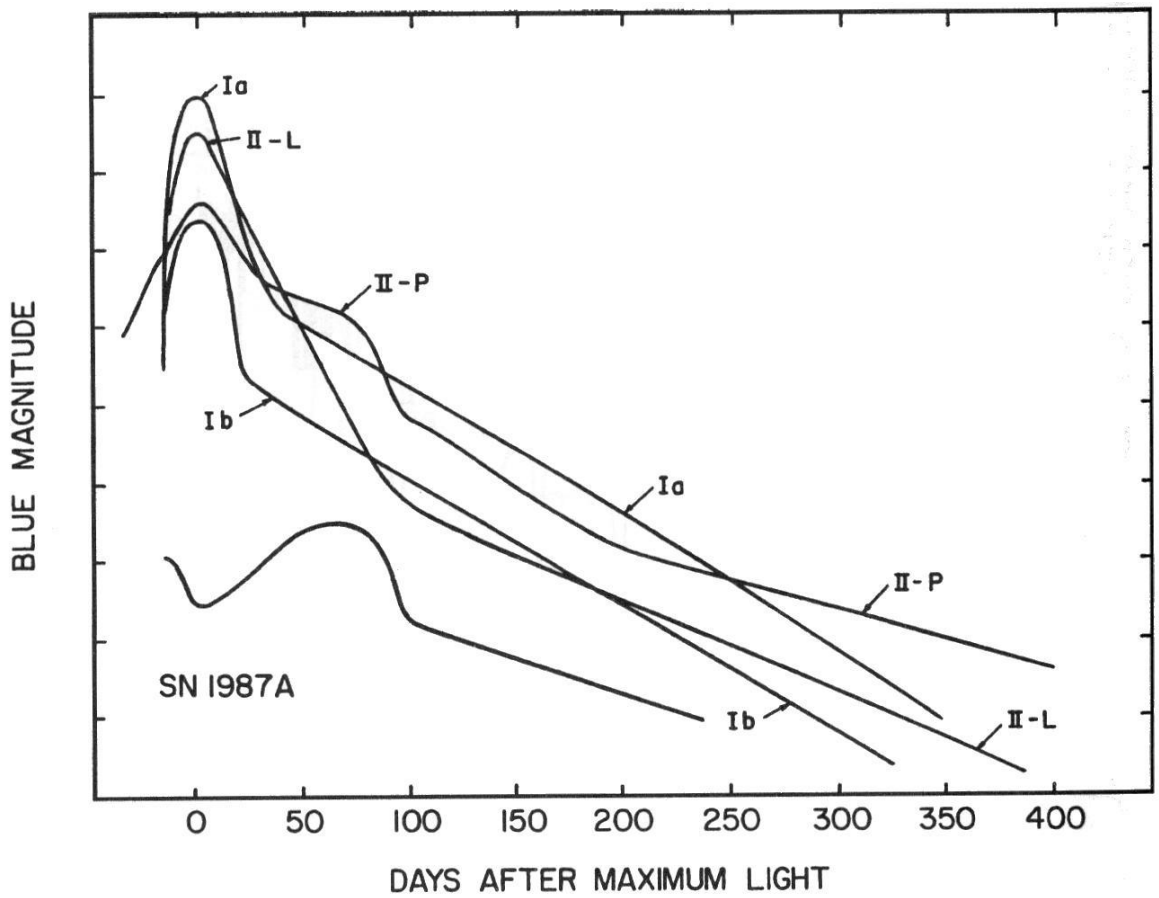


FIG. 6.3 – *Courbes de lumière de différents types de supernovæ, d'après [Filippenko, 1997].*

celà la méthode de la photosphère en expansion. A l'aide de cette méthode, il est possible d'estimer la distance d d'une supernova de type II-P à partir du diamètre D de la photosphère et de sa taille angulaire θ. D est déduit à partir de la vitesse d'expansion v de la photosphère de la supernova (mesurée par le déplacement des raies spectrales vers le bleu) et du temps t écoulé depuis l'explosion. Comme θ est difficile à mesurer pour les supernovæ extragalactiques, elle est déduite de la loi de Stefan pour un corps noir en tenant compte de corrections. Pour un corps noir, θ est donnée par $\theta = 2\sqrt{\phi/\sigma T^4}$, où T est la température du corps noir et σ la constante de Stefan. La distance d est donc donnée en première approximation par : $d = 2vt/\theta = vt\sqrt{\sigma T^4/\phi}$. Les mesures basées sur cette méthode donnent pour H_0 des résultats compatibles avec d'autres études. [Schmidt *et al.*, 1994] obtiennent par exemple $H_0 = 73 \pm 6 \pm 7\ km/s/Mpc$.

6.2 Les supernovæ de type Ia

Les supernovæ de type Ia forment une catégorie d'objets relativement homogène. Leurs spectres pris au même moment (âge) par rapport au maximum de luminosité présentent des raies d'absorption ou d'émission comparables, traduisant une composition chimique similaire. Il est possible par exemple de déterminer l'âge d'un spectre d'une supernova de type Ia, à un jour près, en le comparant à une série de spectres d'autres objets de même type. Les magnitudes absolues de ces objets sont également peu dispersées et leurs courbes de lumière présentent des allures semblables. Cependant des inhomogénéités existent. Par exemple, la forme de la courbe de lumière diffère avec la magnitude absolue de l'objet :

quand le maximum de luminosité est grand, la luminosité décroît lentement. Selon [Branch *et al.*, 1993], environ 25 % des supernovæ de type Ia seraient atypiques : sur-lumineuses (comme SN1991T) ou sous-lumineuses (comme SN1991bg). Les différences en luminosité absolue semblent corrélées à des observables photométriques ou spectroscopiques, et peuvent aussi refléter des différences entre les mécanismes d'explosion des systèmes progéniteurs. Dans l'état actuel des connaissances, les modèles favorisent un système progéniteur binaire constitué d'une naine blanche composée majoritairement d'oxygène et de carbone, accrétant de la matière prise à une géante rouge voisine. La nécessité d'accroître la précision sur la mesure des distances (et donc sur celle des paramètres cosmologiques) incite à mieux comprendre la physique de ces objets. La précision sur les mesures de distances peut aussi être améliorée en exploitant des corrections empiriques de la corrélation entre la luminosité absolue et certaines observables. Dans la suite, nous allons revenir en détail sur ces questions.

6.2.1 Les modèles d'explosion

Le modèle de progéniteur communément admis pour expliquer les caractéristiques des supernovæ de type Ia est une naine blanche faisant partie d'un système binaire. Cette naine blanche (issue d'une étoile de la séquence principale de masse $M < 8\ M_\odot$), constituée de carbone et d'oxygène, possède une masse initiale inférieure à la masse de Chandrasekhar ($M_{ch} = 1.39\ M_\odot$). Elle accrète de la matière de l'autre composante du système binaire. Lorsque la masse de la naine blanche atteint la masse critique M_{ch}, il se produit une explosion thermonucléaire donnant lieu à une supernovæ de type Ia. Notons que les modèles numériques sont actuellement loin de pouvoir rendre compte de façon précise du phénomène. Beaucoup de points restent non résolus ou mal compris. Pour une revue plus complète des modèles d'explosion, se référer à [Livio, 2000].

Les modèles peuvent servir à contraindre la composition ou la masse de la naine blanche au moment de l'explosion. Il est par contre difficile de trancher sur la nature de son compagnon, souvent considéré comme une géante rouge. Dans ce cas, la naine blanche accrète essentiellement de l'hydrogène ou de l'hélium de son compagnon. Cependant, comme les observations à ce jour n'ont pas mis en évidence de façon claire la présence des raies de ces deux éléments dans les spectres des supernovæ de type Ia, un compagnon naine blanche ne peut pas être totalement exclu.

L'existence de différents mécanismes d'explosion peut reproduire la diversité observée parmi les magnitudes et les spectres des supernovæ de type Ia. Les deux modes d'explosion favorisés sont celui de la déflagration et celui de la détonation retardée (c'est-à-dire une déflagration suivie d'une détonation). Une détonation est caractérisée par le fait que la flamme se propage vers l'extérieur à une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu et la matière est brûlée très rapidement. Dans ce genre d'explosion, le principal élément produit est le ^{56}Ni. Inversement, dans une déflagration, la flamme se propage à une vitesse subsonique et la matière est brûlée par transport de chaleur. Dans ce cas, ce sont les éléments de masse intermédiaire qui sont produits en grandes quantités. Dans une détonation retardée, le ^{56}Ni et les éléments de masse intermédiaire sont produits en quantités comparables. Il est généralement admis que la masse produite de ^{56}Ni ($\sim 0.6\ M_\odot$ en moyenne) est corrélée avec l'énergie totale libérée. Dans les supernovæ de type Ia sous-lumineuses, la masse produite de ^{56}Ni est donc faible. Notons enfin qu'il est également possible de reproduire la séquence en luminosité en supposant un seul mécanisme d'explosion. Dans ce modèle, les événements sous-lumineux sont issus de l'explosion d'une naine blanche de masse légèrement inférieure à la masse de Chandrasekhar.

Ce que nous venons d'exposer montre que la physique interne des supernovæ de type Ia n'a pas encore révélé tous ses secrets. Les campagnes de recherche de supernovæ de type Ia proches peuvent contribuer à discriminer entre les modèles et les mécanismes d'explosion. De plus, le taux d'explosion est un paramètre important à mesurer pour les études de cosmologie, notamment le taux à grand redshift.

6.2.2 Taux d'explosion

La mesure du taux d'explosion des supernovæ est nécessaire pour la compréhension approfondie de la composition stellaire et chimique des galaxies. Sa mesure à différents redshifts renseigne sur l'évolution

de l'univers. Dans le cas des supernovæ de type Ia, ce taux peut également servir à contraindre les modèles d'explosion et les systèmes progéniteurs.

[Cappellaro *et al.*, 1999] ont observé que le taux des supernovæ de type Ia ne dépend pas fortement du type de galaxie hôte, et que ces événements peuvent même se produire dans des galaxies elliptiques contenant une population d'étoiles âgées. En revanche, les autres types de supernovæ se produisent uniquement dans des galaxies qui présentent une activité de formation stellaire importante, pouvant fournir aisément des progéniteurs jeunes et massifs. Elles ne se produisent pas dans les galaxies elliptiques. Dans les galaxies spirales, les supernovæ de type Ib, Ic et II se produisent 2 à 4 fois plus souvent que les supernovæ de type Ia (avec une majorité de supernovæ de type II). Ces observations viennent à l'appui de ce qui a été indiqué plus haut concernant les différences entre les systèmes progéniteurs des supernovæ de type Ia d'une part et ceux de type Ib, Ic et II d'autre part. [Howell, 2001] a remarqué que statistiquement les supernovæ de type Ia sur-lumineuses se produisent dans les populations stellaires jeunes, âgées de quelques centaines de millions d'années seulement. En revanche, les événements sous-lumineux se produisent dans des populations beaucoup plus vieilles, âgées de quelques milliards d'années. Ceci a pour conséquence la diminution du taux de supernovæ de type Ia sous-lumineuses avec le redshift. Les supernovæ de type Ia sous-lumineuses sont donc doublement défavorisées à grand redshift, puisque étant moins brillantes que les sur-lumineuses, leur taux relatif devrait diminuer avec z.

Concernant les supernovæ de type Ia, [Blanc, 2002] obtient un taux d'explosion $\mathcal{R} = 0.23^{+0.09+0.08}_{-0.05-0.08}\ h_0^2/10^{10}\mathcal{L}_{\odot B}/siècle$ pour 14 supernovæ vers $z \sim 0.13$ découvertes dans le cadre de EROS II. Cette mesure est compatible avec celle obtenue précédemment par EROS II au même redshift. En effet, [Hardin *et al.*, 2000] trouvent $\mathcal{R} = 0.44^{+0.35+0.13}_{-0.21-0.07}\ h_0^2/10^{10}\mathcal{L}_{\odot B}/siècle$. Dans le cadre du *Supernova Cosmology Project*, [Pain *et al.*, 2002] trouvent $\mathcal{R} = 0.58^{+0.10+0.10}_{-0.09-0.09}\ h_0^2/10^{10}\mathcal{L}_{\odot B}/siècle$ pour 38 supernovæ vers $z \sim 0.55$. Le lot de supernovæ de type Ia disponibles étant réduit, ces mesures ne permettent pas encore de conclure avec certitude sur une évolution du taux d'explosion.

6.2.3 Photométrie des supernovæ de type Ia

La courbe de lumière traduit l'évolution de la magnitude apparente de la supernova avec le temps. La figure 6.4 présente des courbes de lumière de l'objet SN1994D à travers plusieurs filtres standards. Les modèles d'explosion présentés précédemment parviennent à rendre compte qualitativement des formes observées des courbes de lumière. Selon ces modèles, c'est la désintégration du ^{56}Ni produit au moment de l'explosion qui domine le comportement de la courbe de lumière. Juste après l'explosion, la luminosité croît rapidement. Une diminution de l'opacité des couches extérieures, due à l'expansion de la photosphère, permet d'atteindre le maximum de luminosité en une vingtaine de jours. [Riess *et al.*, 1999] ont mesuré un temps de montée moyen de 19.5 jours pour une supernova de type Ia de magnitude moyenne $M_V = -19.45$. On observe ensuite une lente diminution de la luminosité avec le temps, avec une rupture de pente. Ces observations sont compatibles avec la désintégration radioactive du ^{56}Ni en ^{56}Fe, via le ^{56}Co. Les courbes de lumière diffèrent cependant suivant les filtres utilisés pour les enregistrer. Cette différence est illustrée par l'apparition d'un pic secondaire dans les filtres rouges R et I environ une vingtaine de jours après le maximum.

Les supernovæ de type Ia présentent des luminosité absolues encore assez dispersées, environ 0.5 magnitudes, soit 50% en flux, qui, sans correction, ne permettent pas d'obtenir une précision meilleure que 25% sur la mesure des distances. Une méthode pour améliorer la précision, proposée par [Vaughan *et al.*, 1995], consiste à exclure de la mesure les objets les plus atypiques, par un critère portant sur la couleur (en excluant les objets les plus rouges). Cependant, cette méthode risque de diminuer de façon conséquente l'échantillon statistique de supernovæ de type Ia disponibles à ce jour. Une autre méthode consiste à *standardiser* les supernovæ de type Ia. On exploite pour celà les corrélations observées entre les luminosités absolues au maximum et d'autres observables. On introduit alors empiriquement une magnitude absolue corrigée, sensiblement moins dipersée, et qui permet d'utiliser tout le lot de supernovæ de type Ia pour la mesure des distances, qui peut alors être faite avec 10% de précision. Nous allons commencer par exposer les relations de standardisation photométriques. Ce sont ces relations qui ont été

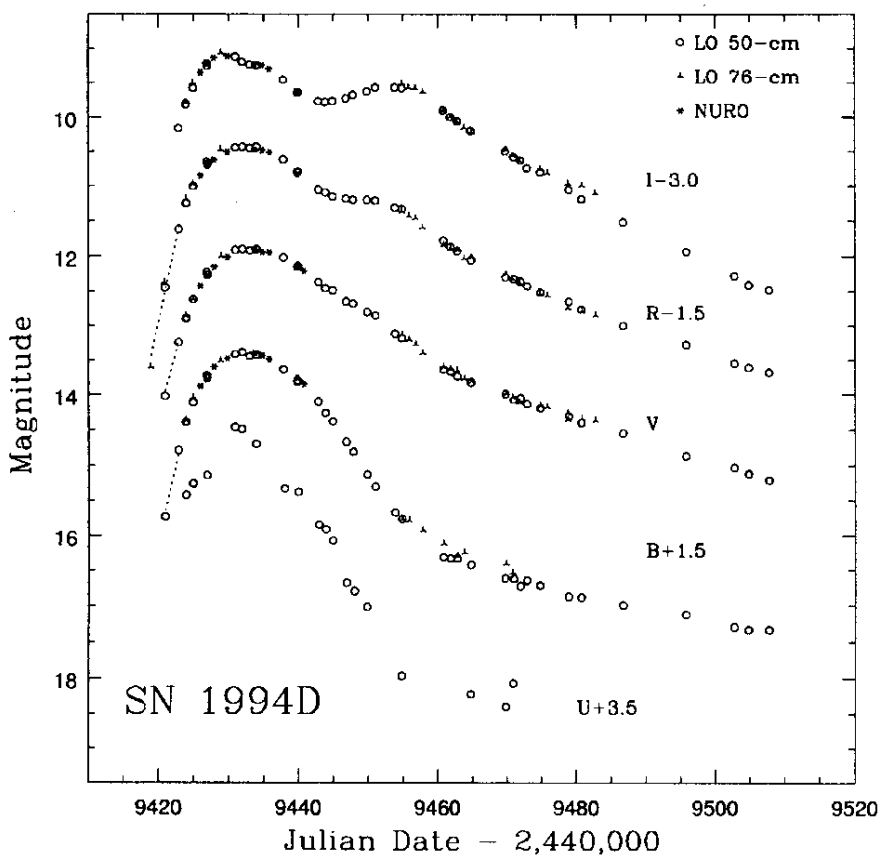


FIG. 6.4 – *Courbes de lumière de la supernova de type Ia SN1994D pour les filtres U, B, V, R et I, d'après [Richmond* et al.*, 1995].*

les premières utilisées. Nous exposerons par la suite des relations de standardisation spectroscopiques qui peuvent être des alternatives ou du moins des méthodes complémentaires aux relations photométriques.

Corrélations photométriques

L'examen des courbes de lumière d'un lot de supernovæ de type Ia met en évidence une corrélation entre la magnitude absolue au maximum de luminosité de ces objets et la forme de leurs courbes de lumière. Sur la figure 6.5, on constate que plus une supernova est brillante, plus sa courbe de lumière est large et son taux de décroissance est faible. La première quantification de cette observation fut donnée par [Phillips, 1993] en introduisant l'observable $\Delta m_{15}(B)$. $\Delta m_{15}(B)$ mesure le taux de décroissance de la courbe de lumière dans la bande B les 15 premiers jours suivant le maximum de luminosité, soit $\Delta m_{15}(B) = M_B(\text{max+15 jours}) - M_B(\text{max})$. [Riess *et al.*, 1999] ont montré que le temps de montée des courbes de lumières était aussi corrélé avec le temps de décroissance et avec la magnitude absolue. Plus une supernova de type Ia est brillante, plus de temps elle met pour atteindre son maximum de luminosité et plus sa décroissance est lente. Pour la majorité des supernovæ de type Ia, la courbe de lumière diminue de 1 à 1.5 magnitudes pendant les 15 premiers jours suivant le maximum. Les objets sur-lumineux présentent des variations inférieures à une magnitude, alors que les événements sous-lumineux les plus atypiques peuvent avoir un $\Delta m_{15}(B)$ de 2.5.

Les observations montrent que les supernovæ de type Ia les moins brillantes sont anormalement rouges, indépendamment de l'absorption interstellaire dans la Voie Lactée. La couleur intrinsèque peut donc aussi être une observable utilisable pour réduire la dispersion des luminosités.

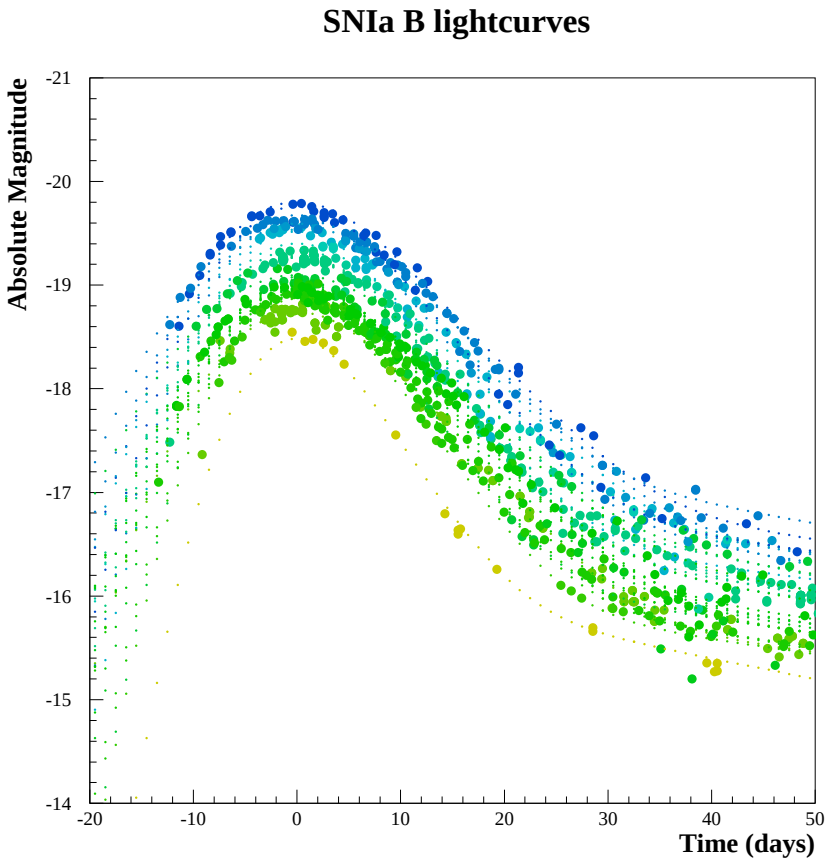


FIG. 6.5 – *Différentes courbes de lumière de supernovæ de type Ia. Les objets les moins brillants décroissent rapidement. Cette observation est utilisée pour standardiser les supernovæ de type Ia. Figure adaptée de [Regnault, 2000].*

[Hamuy *et al.*, 1996, Höflich *et al.*, 1996] ont montré que des supernovæ de type Ia au même $\Delta m_{15}(B)$ peuvent présenter des courbes de lumière différentes. Une standardisation à un paramètre est donc insuffisante. [Tripp & Branch, 1999] ont utilisé conjointement $\Delta m_{15}(B)$ et $M_B(\max) - M_V(\max)$ pour la description séquentielle des supernovæ de type Ia[2]. Il est difficile de distinguer l'effet d'une dispersion intrinsèque de couleur de l'effet d'une dispersion résultant d'absorptions interstellaires inégales dans les galaxies hôtes des supernovæ. La prise en compte d'une corrélation de la magnitude au maximum avec la couleur permet de corriger également de l'absorption galactique, sans avoir à éliminer les supernovæ les plus rouges. [Regnault, 2000], en étudiant un lot d'une trentaine de supernovæ de type Ia bien mesurées, a obtenu la relation suivante :

$$M_B(\max) = -19.32(0.11) + 0.57(0.08) \times [\Delta m_{15}(B) - 1.1] + 2.09(0.18) \times [M_B(\max) - M_V(\max)] \tag{6.1}$$

La dispersion initiale du lot est de 0.4 magnitude. On obtient avec la standardisation une dispersion de 0.2 magnitude. Ceci équivaut à une amélioration de 20% à 10% de précision sur la mesure des distances. Le résultat est reporté sur la figure 6.6. Notons que la pente de la variation de M_B en fonction de $\Delta m_{15}(B)$ trouvée par [Phillips, 1993] était environ 4 fois plus grande que les pentes obtenues actuellement. Ceci s'explique par le fait que le lot étudié par [Phillips, 1993] était réduit (9 supernovæ) et présentait une

[2]Dans la suite, nous noterons indifféremment la couleur $M_B - M_V$ ou $B - V$.

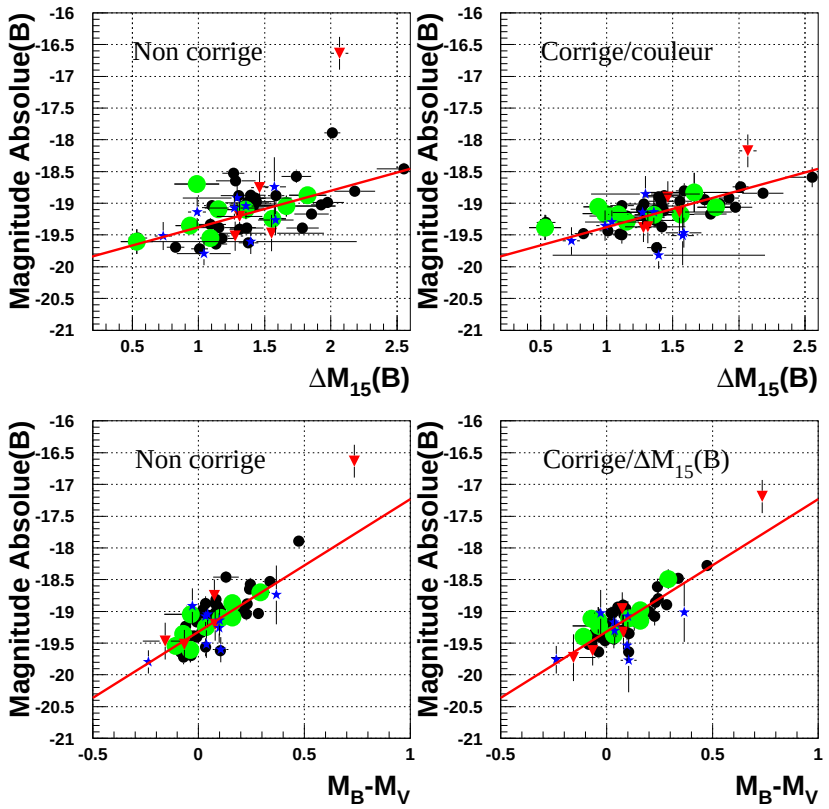


FIG. 6.6 – *Magnitudes absolues portées en fonction du taux de décroissance d'une part et en fonction de la couleur d'autre part, avant et après la prise en compte des corrélations, pour une trentaine de supernovæ de type Ia. Les objets atypiques sont bien standardisés après correction. Les différents symboles utilisés correspondent à diverses méthodes d'obtention des modules de distance. Voir [Regnault, 2000] pour plus de détails.*

fraction anormalement grande d'objets atypiques. L'étude de la standardisation requiert donc de disposer de suffisamment de supernovæ. La possibilité de comparer plusieurs méthodes de standardisation est également importante, notamment par l'étude des corrélations spectroscopiques.

6.2.4 Spectres de supernovæ de type Ia

Les spectres optiques des supernovæ de type Ia autour du maximum de luminosité sont dominés par des raies d'éléments intermédiaires neutres ou une fois ionisés (O, Mg, Ca, Si) et présentent notamment les raies caractéristiques de Si II à 6355 Å et Ca II H&K à 3934 Å, 3968 Å. Par nature, ils ne présentent pas de raies d'hydrogène ni d'hélium (figure 6.7). Deux semaines après le maximum en B, les spectres commencent à présenter quelques raies d'éléments du pic du fer (Fe II, Co) mais sont encore dominés par les éléments intermédiaires. Dans la phase nébulaire, à partir d'un mois après le maximum, les raies du cobalt et du fer dominent les spectres de supernovæ de type Ia qui, à ce stade, présentent un très grand mélange de raies qui sont difficilement identifiables. L'étude des spectres des supernovæ de type Ia permet de connaître la composition chimique de la matière éjectée et de contraindre la nature du système progéniteur ainsi que le mécanisme de l'explosion. Comme nous allons le voir, les spectres peuvent également contribuer à la standardisation des supernovæ de type Ia.

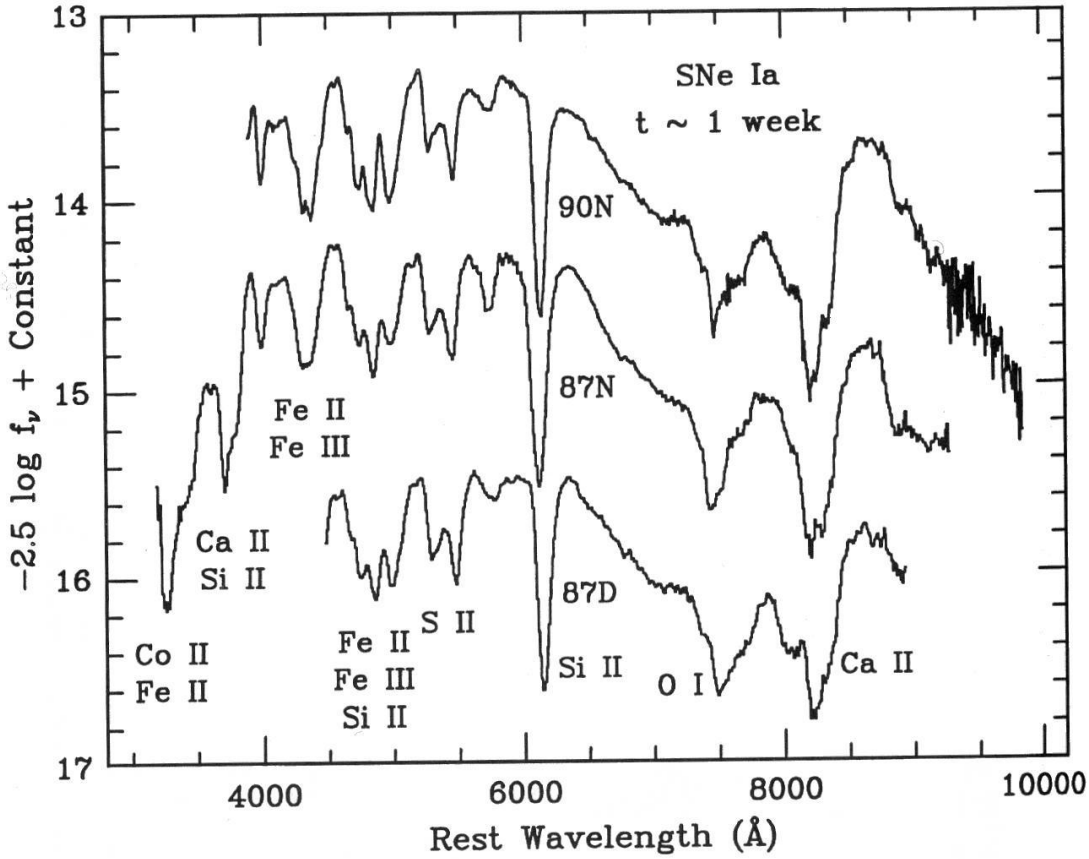


FIG. 6.7 – *Spectres de trois supernovæ de type Ia une semaine après le maximum, d'après [Filippenko, 1997].*

6.2.5 Corrélations spectroscopiques

De même que les courbes de lumière, les spectres des supernovæ de type Ia sont très homogènes. Il existe cependant quelques différences parmi les spectres. Les vitesses d'expansion de l'enveloppe ainsi que les rapports de profondeurs de raies mesurables depuis les spectres sont différents d'un objet à un autre. Il est intéressant alors de vérifier si l'on observe ou non des corrélations entre ces grandeurs et les luminosités absolues.

Les vitesses d'expansion

Les vitesses d'expansion se mesurent à partir des positions des minima de certaines raies à profil P-Cygni décalées vers le bleu. Le profil P-Cygni résulte de processus d'absorption et d'émission par la photosphère en expansion (figure 6.8). La raie communément utilisée pour la mesure des vitesses d'expansion sur les spectres de supernovæ de type Ia, de par sa largeur et sa profondeur relativement importantes, est celle du silicium Si II : $\lambda_0 = 6355$ Å. Cette raie, décalée autour de $\lambda_m = 6150$ Å, donne au maximum de brillance une vitesse d'expansion moyenne de 10000 km/s. Les mesures ne montrent pas de corrélation entre la magnitude absolue maximale et les vitesses d'expansion. Par exemple, [Branch, 1987, Branch, Drucker & Jeffery, 1988] ont montré que les vitesses mesurées au maximum de luminosité à partir de la raie Si II, $v_{exp}(\text{Si II}, 0)$, étaient significativement dispersées pour des supernovæ de type Ia ayant des luminosités absolues comparables. Plus particulièrement, l'objet SN1984A dans NGC4419 a montré de grands décalages de ses raies vers le bleu dans des spectres pris autour du maximum, correspondant à des vitesses d'expansion de l'ordre de 16000 km/s sans pour autant

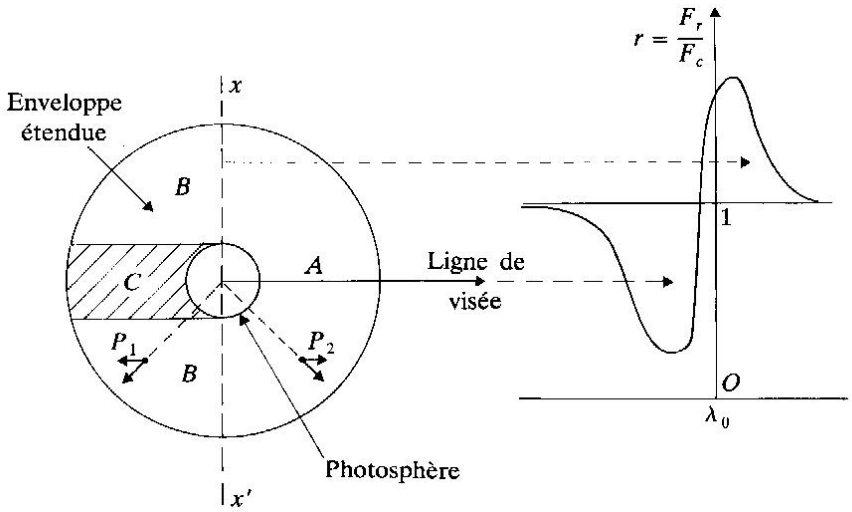


FIG. 6.8 – *Le profil P-Cygni des raies spectrales des supernovæ de type Ia resulte de l'expansion de leur enveloppe. Celle-ci absorbe les photons émis par la photosphère et les réémet. La zone A produit une raie d'absorption décalée vers le bleu, du fait que la vitesse de l'enveloppe est dirigée vers l'observateur. Loin de la ligne de visée, la matière de B n'est vue qu'en émission. Elle produit la raie centrée en* λ_0 *ou légèrement décalée vers le rouge suivant que la zone occultée C est ou non négligeable. D'après [Schatzman & Praderie, 1990].*

présenter de magnitude atypique. La figure 6.9 montre la comparaison d'un spectre de SN1984A avec un spectre de SN1981B, de magnitude et d'âge comparables. Ces observations montrent qu'il est difficile d'utiliser la vitesse d'expansion pour effectuer une standardisation. L'étude des vitesses d'expansion reste néanmoins intéressante car elle peut, par exemple, mieux contraindre les modèles d'explosion. En effet, des vitesses d'expansion anormalement grandes ou anormalement faibles pour une même énergie d'explosion (même magnitude) suggérent que le mécanisme d'explosion peut différer d'un objet à un autre.

La section suivante présente une méthode de standardisation basée sur la forme des spectres.

Hiérarchie spectrale

Les différences observées d'un spectre de supernova de type Ia à un autre conduisent à étudier la corrélation des caractéristiques spectrales avec la luminosité absolue. Une telle corrélation fut quantifiée empiriquement par [Nugent *et al.*, 1995]. Sur la figure 6.10, on constate que le rapport des intensités des deux raies d'émission entourant la raie d'absorption Ca II H&K vers 3800 Å décroît du bas (spectre sous-lumineux de SN1991bg) vers le haut (spectre sur-lumineux de SN1991T). De la même manière, l'intensité relative de la raie d'absorption de Si II vers 5800 Å diminue par rapport à celle de Si II vers 6150 Å. [Nugent *et al.*, 1995] ont introduit donc deux observables :

$$\mathcal{R}(\text{Si II}) = \frac{\text{Profondeur de la raie d'absorption à 5800 Å}}{\text{Profondeur de la raie d'absorption à 6150 Å}} \tag{6.2}$$

$$\mathcal{R}(\text{Ca II}) = \frac{\text{Hauteur de la raie d'émission à 3925 Å}}{\text{Hauteur de la raie d'émission à 3650 Å}} \tag{6.3}$$

La figure 6.11 montre la méthode utilisée pour mesurer $\mathcal{R}$(Si II) et $\mathcal{R}$(Ca II). Cette figure montre aussi que ces deux rapports, calculés au maximum de luminosité en B, sont bien corrélés avec les magnitudes absolues. On constate que les supernovæ de type Ia les plus brillantes présentent de petits $\mathcal{R}$(Si II) et $\mathcal{R}$(Ca II). Pour des supernovæ de type Ia "normales", $\mathcal{R}$(Si II) vaut environ 0.25. [Nugent *et al.*, 1995], en se basant sur la séquence de spectres synthétiques de la figure 6.10, expliquent que le changement

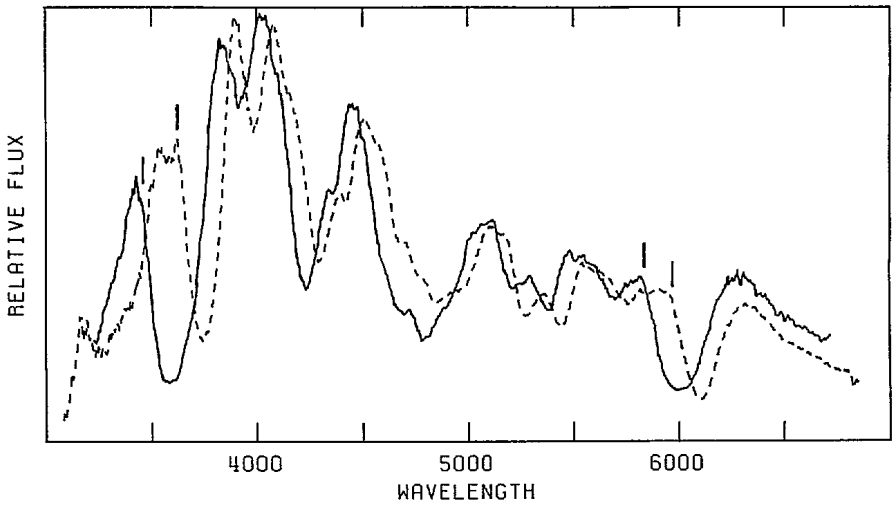


FIG. 6.9 – *Un spectre de SN1984A (trait continu), pris cinq jours avant le maximum, comparé à un spectre de SN1981B au maximum de luminosité (trait pointillé). Le spectre de SN1984A présente un décalage important de ses raies vers le bleu. Les vitesses d'expansion de l'enveloppe sont donc significativement différentes pour des magnitudes absolues comparables. D'après [Branch, 1987].*

des profondeurs relatives des raies est dû à l'ionisation de certains éléments qui devient possible si la température est plus élevée (si l'énergie de l'explosion est plus importante). Ceci produit un changement de la forme des raies et donc des rapports $\mathcal{R}$(Si II) et $\mathcal{R}$(Ca II) mesurés. Dans le cas de $\mathcal{R}$(Si II) par exemple, une augmentation de la température expliquerait la diminution des profondeurs des raies par l'existence possible d'un nouvel état ionisé de l'élément : Si II $\rightarrow$ Si III. Cette explication est également donnée par [Hatano *et al.*, 2000]. Ces rapports de profondeurs de raies sont donc liés à l'énergie totale de l'explosion comme pour $\Delta m_{15}(B)$. Notons enfin que, de même pour le l'étude initiale de [Phillips, 1993] concernant $\Delta m_{15}(B)$, le résultat de [Nugent *et al.*, 1995] a été obtenu à partir d'un lot réduit de supernovæ. Il est donc important de le reproduire sur un lot plus fourni statistiquement.

6.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les caractéristiques des supernovæ et insisté plus particulièrment sur celles des supernovæ de type Ia. Ces dernières sont très lumineuses et ont des luminosités relativement peu dispersées. Elles peuvent donc servir à la mesure de distances à l'échelle cosmologique. Ces objets sont des chandelles "standardisables". Afin de réduire la dispersion de leurs magnitudes absolues pour améliorer la précision de la mesure des distances, on peut corriger leurs magnitudes au maximum de luminosité. Pour celà, on exploite empiriquement les corrélations observées entre la luminosité maximale d'une part, et le taux de décroissance, la couleur ou encore la profondeur de raies d'autre part. Cette standardisation permet de réduire la dispersion des magnitudes absolues de 0.5 à 0.2 et donc de mesurer les distances avec une précision de 10% au lieu de 25%. Jusqu'à récemment, les corrélations exploitées avaient été celles impliquant uniquement des observables photométriques. Il est donc intéressant d'évaluer une méthode de standardisation spectroscopique et de comparer les performances des deux approches. Dans ce but, nous avons réduit puis analysé les spectres collectés lors d'une campagne internationale menée au printemps 1999 et à laquelle EROS II a participé. Les trois chapitres suivants présentent cette analyse et ses résultats.

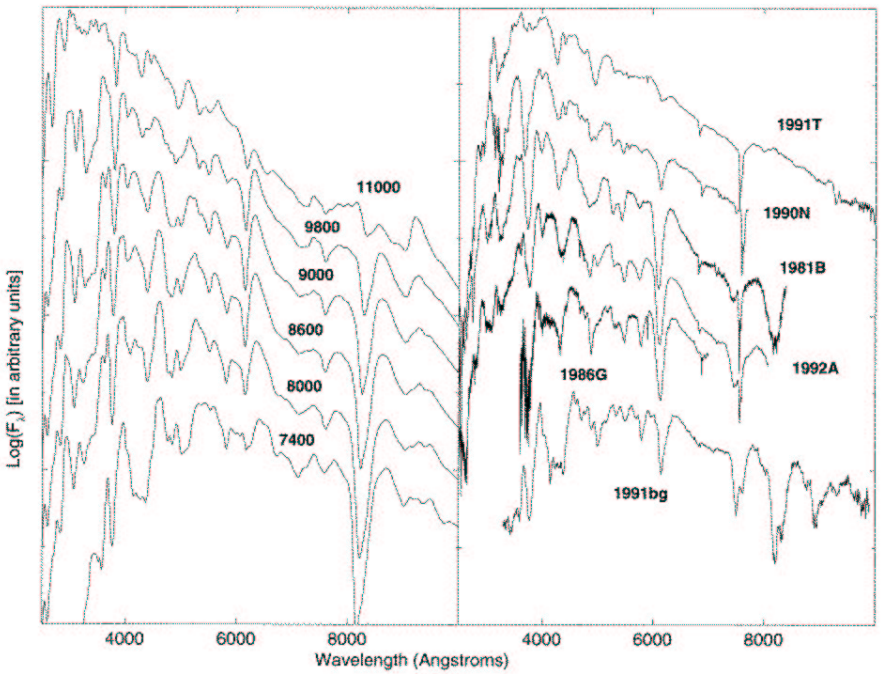


FIG. 6.10 – *Les spectres (à droite) de huit supernovæ de type Ia classés de la moins brillante, SN1991bg (bas), à la plus brillante, SN1991T (haut). Les spectres de gauche sont des spectres synthétiques, classés par ordre de température croissante. Les spectres synthétiques rendent compte relativement bien de la hiérarchie des spectres observés. D'après [Nugent* et al.*, 1995].*

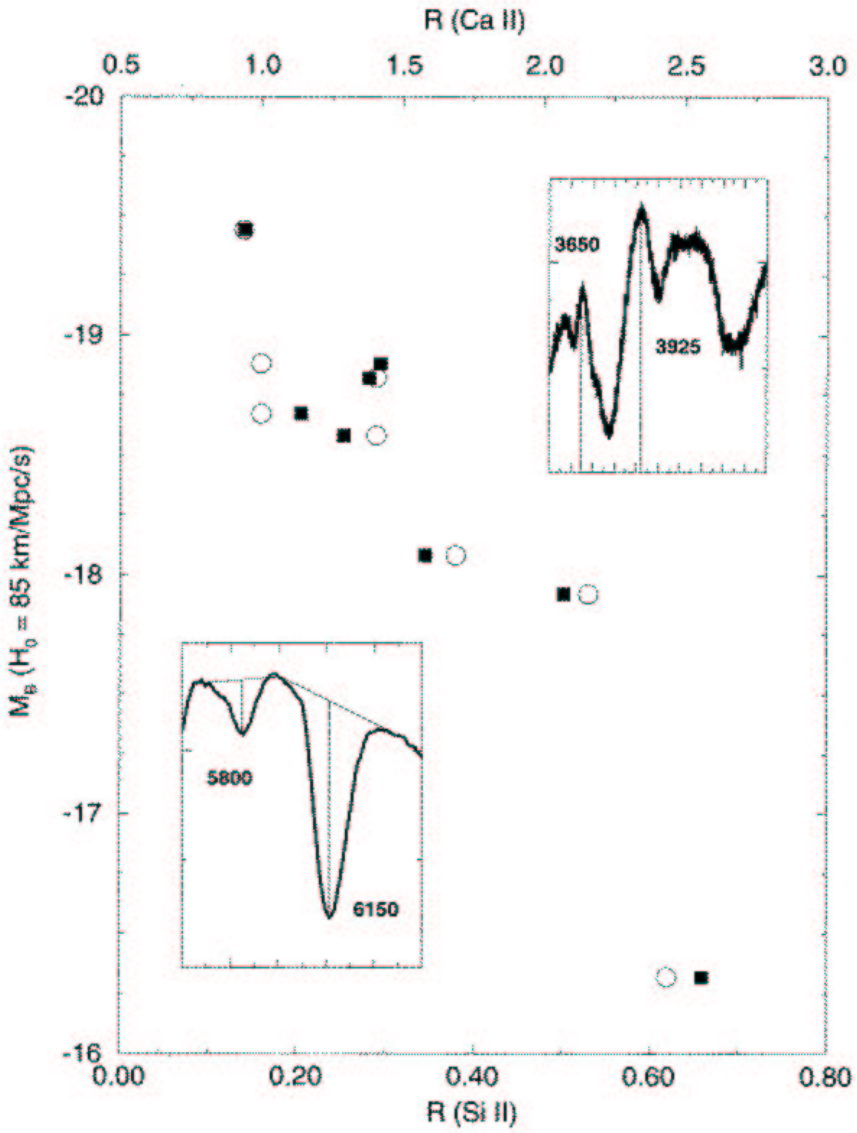


FIG. 6.11 – *Magnitudes absolues de huit supernovæ de type Ia en fonction de $\mathcal{R}$(Si II) (cercles) et $\mathcal{R}$(Ca II) (carrés). Cette figure illustre également la méthode adoptée pour la mesure de ces deux rapports. D'après [Nugent* et al.*, 1995].*

Chapitre 7

Réduction des spectres collectés

Entre février et juin 1999, une campagne de recherche mondiale fut coordonnée par le *Supernovae Cosmology project*. La campagne *Nearby99* regroupait 9 collaborations dont EROS II, et visait à découvrir et à suivre des supernovæ de type Ia proches appartenant au flot de Hubble : $z \sim 0.1$, soit une distance de 500 Mpc (se reporter à [Regnault, 2000] pour une description plus détaillée de la campagne Nearby99). Pendant cette campagne, une cinquantaine de supernovæ ont été découvertes, et une vingtaine identifiées comme étant de type Ia, proches du maximum de luminosité. La figure 7.1 représente la distribution de leurs redshifts. Ces objets ont fait l'objet de campagnes d'observations photométriques et spectroscopiques intenses. Onze télescopes ont été utilisés pour la collecte d'images et huit télescopes pour la collecte de spectres. Quelques caractéristiques des télescopes de spectroscopie sont rapportées dans le tableau 7.1. Environ 7000 images photométriques dans différents filtres standards (autour du maximum de luminosité et jusqu'à une quarantaine de jour après) et 3000 images spectroscopiques de moyenne résolution ($\Delta\lambda \sim 5$ Å/pixel) ont été enregistrés. Une moyenne de 15 points de mesures photométriques et de cinq spectres collectés a ainsi été réalisée pour chaque supernova. Les mesures photométriques utilisées dans notre analyse sont extraites de [Regnault, 2000], qui a entrepris l'analyse des données photométriques de la campagne Nearby99 et développé une chaîne d'analyse pour cette tâche.

Les données récoltées (spectroscopiques et photométriques) présentaient une hétérogénéité due à la multitude de réglages des différents télescopes. Une chaîne d'analyse a été conçue au cours de la première année de cette thèse afin de réduire efficacement l'ensemble des données spectroscopiques. Elle a été développée en langage `C++` en utilisant les librairies `PEIDA++` développées par la collaboration EROS ([PEIDA]). Dans la suite, on détaillera les principes de l'extraction d'un spectre, de sa calibration et de

Télescope	Diamètre	Champ	Pixel	Largeur en λ (Å)	Gamme en λ (Å)	Nombre de grismes	Nombre total d'images
APO3.5m	3.50 m	4.8'	0.14"	6.4	4000 - 11000	2	407
CTIO4.0m	4.00 m	14.7'	0.43"	2.0	3000 - 9300	1	295
ESO3.6m	3.60 m	5.5'	0.16"	4.2	3300 - 10300	2	518
KPNO4.0m	4.00 m	14.3'	0.42"	5.4	1300 - 12400	1	96
Lick1.0m	1.00 m	6'	0.18"	5.6	1400 - 13000	3	438
Lick3.0m	3.00 m	—	27 μ	3.0	3300 - 10300	2	403
MDM2.4m	2.40 m	4.7'	0.28"	5.1	3500 - 8800	1	203
NOT2.5m	2.50 m	6.5'	0.19"	6.2	2800 - 10500	2	710

TAB. 7.1 – *Quelques caractéristiques des huit télescopes ayant servi pour le suivi spectroscopique lors de la campagne Nearby99. L'avant-dernière colonne recense le nombre de dispositifs de dispersion par télescope (un grisme est un ensemble réseau-prisme). Le nombre d'image spectroscopiques (3070 au total) prend en compte tous les types de spectres : ceux des supernovæ, des standards spectroscopiques et des lampes de calibration. Ce total inclut également les bias et les flats.*

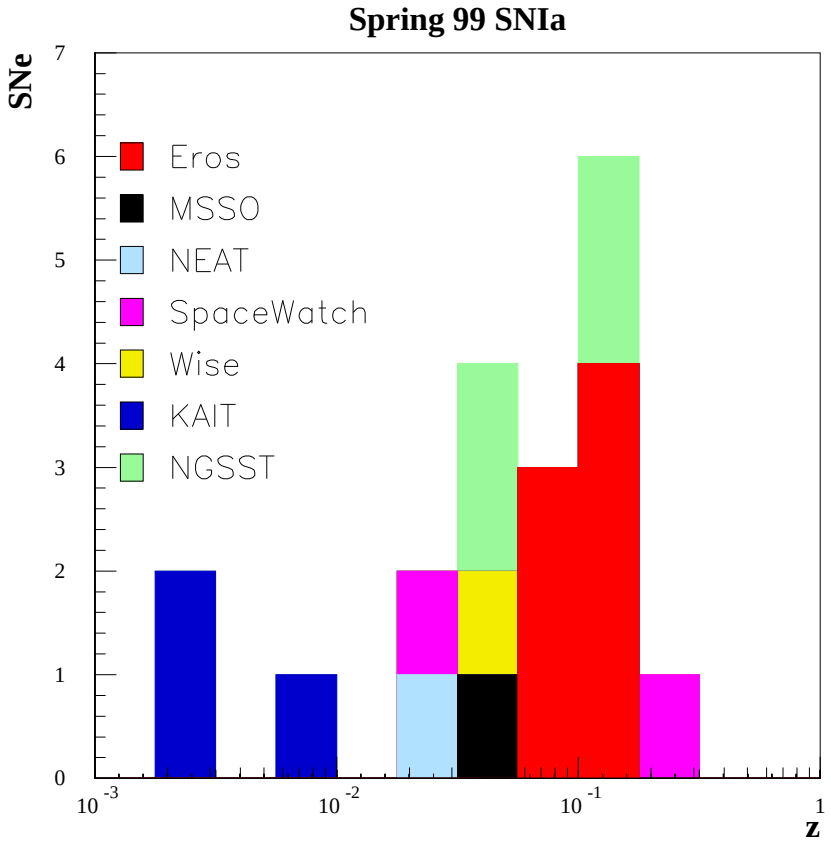


FIG. 7.1 – *La distribution en redshift des objets découverts lors de la campagne Nearby99. Trois supernovæ sont en deçà du flot de Hubble, leur module de distance n'est pas déductible du redshift.* **KAIT** *:* Katzman Automatic Imaging Telescope, *observatoire Lick, Californie.* **MSACSS** *:* Mount Stromlo Abell Cluster Supernova Search, *Mt Stromlo, Australie.* **NEAT** *:* Near Earth Asteroid Tracking, *Mt Palomar, Californie.* **NGSST** *:* The Nearby Galaxies Supernova Search Team, *Cerro Tololo, Chili.* **SpaceWatch** *:* The SpaceWatch Project, *Kitt Peak, Arizona.* **Wise** *:* Wise Observatory Optical Transient Search, *Tel Aviv, Israël. Deux autres collaborations ont également participé à la campagne :* **QUEST** *:* Quasar Equatorial Survey Team, *Venezuela, et* **Tenagra**, *Observatoire de Tenagra, Oregon. D'après [Regnault, 2000].*

la correction de l'extinction atmosphérique.

Objet	α	δ	z	Circulaire IAU	Nombre de spectres
1999aa	08 : 27 : 42.03	+21 : 29 : 14.8	0.014	*IAUC 7108*	15
1999ac	16 : 07 : 15.01	+07 : 35 : 20.4	0.009	*IAUC 7114*	16
1999af	13 : 44 : 50.95	−06 : 40 : 12.6	0.097	*IAUC 7117*	8
1999ao	06 : 27 : 26.37	−35 : 50 : 24.2	0.054	*IAUC 7124*	7
1999ar	09 : 20 : 16.00	+00 : 33 : 39.6	0.150	*IAUC 7125*	1
1999as	09 : 16 : 30.86	+33 : 39 : 02.2	0.120	*IAUC 7127*	8
1999at	10 : 23 : 11.30	+17 : 59 : 06.0	0.027	*IAUC 7128*	1
1999au	08 : 35 : 58.01	−07 : 22 : 09.9	0.124	*IAUC 7130*	6
1999av	10 : 55 : 49.70	−09 : 20 : 22.9	0.050	*IAUC 7130*	6
1999aw	11 : 01 : 36.37	−06 : 06 : 31.6	0.040	*IAUC 7130*	7
1999ax	14 : 03 : 57.92	+15 : 51 : 09.2	0.050	*IAUC 7130*	4
1999be	08 : 23 : 38.60	+18 : 38 : 20.4	0.019	*IAUC 7134*	7
1999bf	11 : 49 : 22.28	−00 : 41 : 19.9	0.240	*IAUC 7134*	1
1999bh	10 : 54 : 46.97	+46 : 17 : 20.0	0.017	*IAUC 7135*	4
1999bi	11 : 01 : 15.76	−1 : 45 : 15.2	0.124	*IAUC 7136*	5
1999bk	11 : 28 : 22.51	−12 : 38 : 08.3	0.096	*IAUC 7136*	5
1999bm	12 : 45 : 00.84	−06 : 27 : 30.2	0.150	*IAUC 7136*	5
1999bn	11 : 57 : 00.40	−1 : 26 : 38.4	0.120	*IAUC 7136*	4
1999bp	11 : 39 : 46.42	−08 : 51 : 34.8	0.077	*IAUC 7136*	9
1999bq	13 : 06 : 54.46	−12 : 37 : 11.6	0.149	*IAUC 7136*	6
1999by	09 : 21 : 12.57	+45 : 00 : 06.6	0.002	*IAUC 7156*	6

TAB. 7.2 – *Liste des 21 objets découverts par le* Supernovae Cosmology project *lors de la campagne Nearby99 et retenus pour les suivis photométrique et spectroscopique. Dans la dernière colonne, deux spectres enregistrés avec un télescope, la même nuit mais avec deux grismes différents, sont considérés comme un seul spectre*

7.1 Collecte d'un spectre avec une caméra CCD

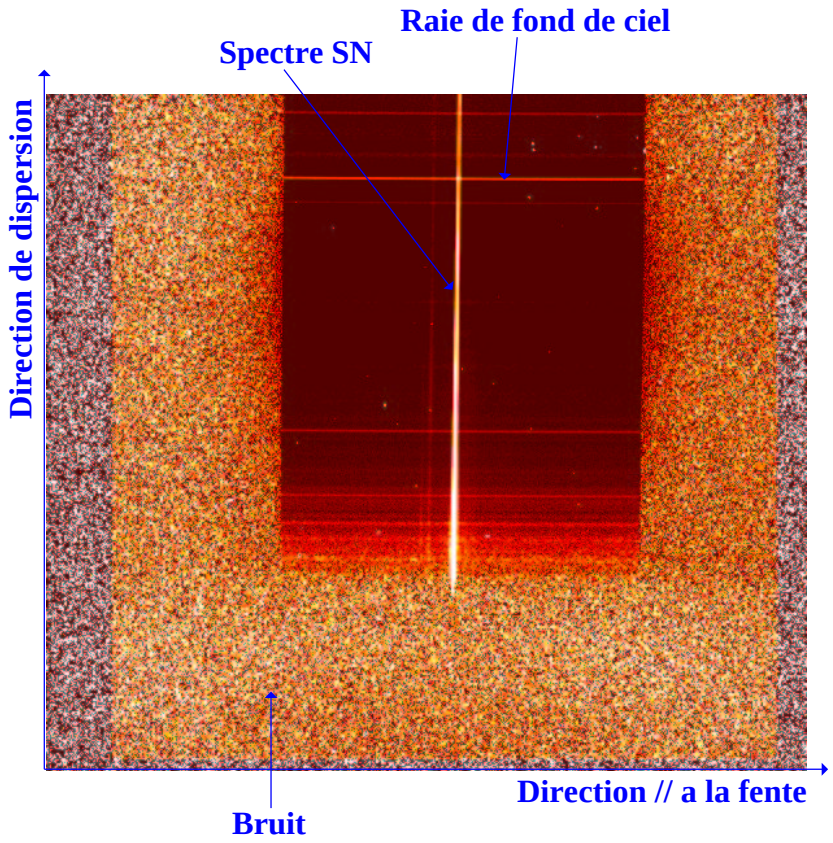


FIG. 7.2 – *L'image après déflatage, contenant le spectre de SN1999aa, enregistrée le 17 février 1999 avec le télescope de 3m50 de diamètre de l'APO. Des raies de fond de ciel, perpendiculaires à la direction de dispersion, sont présentes en plus des spectres des objets observés.*

Le spectre d'un objet représente la variation de son flux en fonction de la longueur d'onde λ. Le spectre d'un astre peut être observé avec un télescope en isolant par une fente la lumière de l'objet et en interposant un dispositif de dispersion sur le chemin optique, qui disperse la lumière orthogonalement à la fente[1]. La lumière est ensuite envoyée vers une caméra CCD. La figure 7.2 présente un exemple d'image contenant le spectre d'une supernova de type Ia. Pour extraire le spectre, il faut estimer pour chaque ligne du CCD (c'est-à-dire pour chaque longueur d'onde) le flux reçu de l'objet. Il faut aussi tenir compte du fait que les photons d'une source ponctuelle se répartissent sur plusieurs colonnes du CCD suivant, en première approximation, un profil gaussien. Cependant, avant de pouvoir extraire les spectres, les calibrer et les étudier, il convient de corriger les images des défauts inhérents à toute mesure impliquant des caméras CCD, et de séparer les différentes composantes du flux reçu (supernova, galaxie, fond de ciel ...).

7.2 Préparation des images. Correction du fringing

La première étape de la préparation des images est le déflatage (voir section A.3). Ensuite, pour certains télescopes, un autre effet doit également être corrigé : le *fringing*. Il affecte particulièrement les

[1] Le dispositif de dispersion est un grisme, c'est-à-dire un ensemble réseau-prisme.

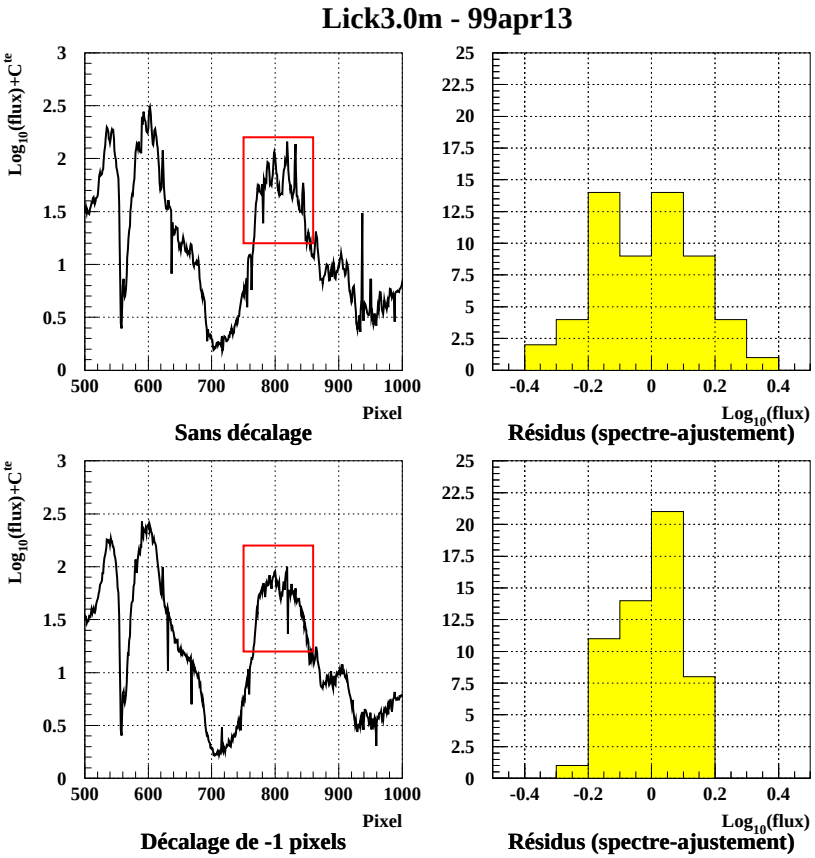


FIG. 7.3 – *Le spectre de la supernova de type Ia SN1999ac avant (haut) et après (bas) correction du fringing. La largeur de la distribution des résidus du fit [(spectre)-(spectre ajusté)] est réduite de 60 %. Les franges d'interférence ne sont pas totalement supprimées, mais leur atténuation est significative. Spectre pris le 13 avril 1999 à l'aide du télescope de 3m de diamètre du Lick.*

CCD amincis dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Des franges d'interférence peuvent alors se former à cause de réflexions multiples sur deux faces d'une des couches du CCD. Ce phénomène devient significatif typiquement au delà de 6000 ou 7000 Å pour un CCD aminci, dès que la longueur d'onde devient comparable à l'épaisseur du CCD (plus le CCD est mince plus la longueur d'onde seuil est petite). Pour deux surfaces planes parallèles, la figure d'interférence est rectiligne perpendiculairement à l'axe de dispersion. Comme dans la pratique, les surfaces de CCD ne sont ni parfaitement parallèles ni parfaitement planes, la figure d'interférence présente des irrégularités. Dans le cas de spectres à moyenne résolution ($\Delta\lambda = 5$ Å/pixel) les franges sont quasi rectilignes puisque λ varie rapidement avec la position dans une région où les surfaces peuvent être considérées comme planes. L'effet du fringing ne se manifeste significativement que sur les images prises avec les télescopes de 3m de diamètre du Lick et le NOT de 2m50 de diamètre.

Les mouvements du télescope, en changeant de direction de pointage, influent sur la configuration interne de la chaîne de détection. Chaque image présente alors une figure d'interférences qui lui est propre, rendant difficile l'élimination des franges. Plusieurs méthodes de correction ont été proposées dans la littérature. Une méthode consiste à enregistrer des flats en même temps que les spectres ([Goodrich & Veilleux, 1988]), le flat contient alors une figure d'interférence quasi identique à celle du spectre. Cette méthode n'était pas adaptée à notre cas, car nous ne disposions pas de tels flats. Dans une autre méthode, plus sommaire mais adaptée à notre cas, on décale de quelques pixels le flat par

rapport au spectre dans la direction de dispersion ([McGregor, 2000]). Le flat-field moyen de la nuit en question est interpolé afin d'avoir un échantillonnage de 0.1 pixel. On répète le déflatage en décalant le flat-field par pas de 0.1 pixels entre -3 et +3 pixels. On extrait le spectre de l'objet à chaque passage. Une région de quelques dizaines d'Angströms qui présente un maximum de franges est analysée et la valeur de la translation qui minimise les franges est déterminée. Pour ce faire on ajuste le spectre sur la zone considérée avec une fonction polynômiale. On mesure les résidus de l'ajustement et on détermine la valeur du décalage qui minimise leur écart type. Le spectre est enfin déflaté en utilisant cette valeur. Cette procédure est répétée pour chaque spectre de la nuit. La méthode ne permet pas d'éliminer totalement les franges, mais permet de les réduire sensiblement, jusqu'à 60 %. On peut voir sur la figure 7.3 une illustration des résultats de la méthode sur un spectre de SN1999ac.

7.3 Extraction des spectres

On va détailler dans la suite le principe de fonctionnement de la chaîne d'extraction et de calibration, dont le but est d'obtenir un spectre de l'objet considéré, c'est-à-dire son flux pour chaque longueur d'onde dans la bande où le spectre est pris. On se ramène au préalable au cas où la direction de dispersion est verticale. Le numéro de ligne du CCD mesure donc la longueur d'onde.

Sur l'image déflatée, on découpe une zone rectangulaire contenant le spectre, d'une largeur de l'ordre de 100 pixels. Ceci permet d'isoler le spectre à extraire des objets proches. Au préalable, on aura additionné toutes les images de l'objet considéré prises la même nuit, avec le même télescope, le même grisme, à des airmass proches et représentant un bon rapport signal sur bruit (un grand temps de pose).

On soustrait ensuite le fond de ciel ligne par ligne. On mesure dans deux intervalles latéraux les valeurs moyennes du fond de ciel qui est ensuite soustrait par interpolation linéaire sur l'ensemble de la ligne. Il s'agit ensuite d'estimer le flux de l'objet pour la longueur d'onde considérée. Il est difficile d'isoler le spectre d'une supernova à $z > 0.05$ de celui de sa galaxie hôte si la résolution du télescope est limitée. De plus, la luminosité des supernovæ diminue d'environ une magnitude les 15 premiers jours après le maximum. On peut distinguer deux situations, suivant l'importance et la rapidité de la variation spatiale du fond de la galaxie hôte par rapport à celui de la supernova dans la zone étudiée.

1. Le fond de la galaxie hôte est linéaire, ou peut être considéré comme tel. Dans le lot étudié, ce cas concerne les supernovæ SN1999aa, SN1999ac, SN1999ar, SN1999aw, SN1999ax, SN1999bf, SN1999be et SN1999by.
2. Le fond de la galaxie hôte est comparable au flux de la supernova et varie spatialement. Dans le lot étudié, ce cas concerne les supernovæ SN1999ao, SN1999af, SN1999av, SN1999bi, SN1999bh, SN1999bk, SN1999bm, SN1999bn, SN1999bp, SN1999bq.

Suivant ces cas, deux méthodes spécifiques ont été appliquées. Elles sont détaillées ci-dessous. A la fin du traitement, nous avons comparé les spectres réduits à des spectres de supernovæ de type Ia publiés et nous avons à chaque fois vérifié la concordance. Notons que pour l'objet SN1999au, localisé au centre de sa galaxie hôte (figure 7.4), aucun spectre n'a pu être réduit. Seuls les deux objets SN1999ao et SN1999bk n'ont été traités qu'avec la seconde méthode, tous les autres objets ont été traité au moins une fois avec la première.

7.3.1 Premier cas

Le profil de la supernova est considéré gaussien alors que le fond galactique est traîté linéairement (figure 7.5). On ajuste sur chaque ligne du spectre la fonction suivante :

$$f(x) = \frac{p_0}{p_2\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-p_1}{p_2}\right)^2\right] + p_3 + p_4(x-p_1) \tag{7.1}$$

Le paramètre p_0 mesure le flux en ADU/s de la supernova. Les paramètres d'initialisation de l'ajustement sont établis en déterminant automatiquement la position du maximum du flux et sa valeur pour la

ligne de CCD correspondante. Pour les spectres bruités, l'ajustement est réalisé non pas sur une ligne du CCD unique, mais sur un profil résultant de la somme de quelques lignes voisines. La résolution spectrale s'en trouve dégradée mais la résolution sur le flux est meilleure. L'ajustement gaussien est également utilisé pour extraire les spectres des étoiles standards (section 7.4.3). Ces étoiles étant brillantes, elles se distinguent par un grand rapport signal sur bruit.

7.3.2 Deuxième cas

Quand le fond galactique est rapidement variable et est du même ordre que le flux de la supernova de type Ia, la procédure adoptée fait intervenir un ajustement de la somme de deux fonctions sur chaque ligne du spectre. Les deux fonctions peuvent être deux gaussiennes ou une gaussienne pour la supernova et une fonction de Moffat pour la galaxie. On procède à un premier ajustement de tous les paramètres sur un profil regroupant les lignes les moins bruitées du spectre. On ajuste ensuite ligne par ligne le profil en ne laissant libre qu'un jeu réduit de paramètres. La fonction $f(x)$ faisant intervenir une gaussienne et une Moffat s'écrit :

$$f(x) = \frac{p_0}{p_2\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-p_1}{p_2}\right)^2\right] + \frac{p_3}{\left[1+((x-p_1+p_5)/p_6)^2\right]^{p_4}} + p_7 + p_8 x \tag{7.2}$$

L'ajustement sur chaque ligne détermine uniquement la position de l'ensemble (gaussienne et Moffat), la normalisation de la gaussienne, ainsi que la normalisation de la fonction de Moffat et le bruit de fond linéaire. Si l'algorithme de minimisation converge, ces paramètres serviront de paramètres d'initialisation pour l'ajustement sur la ligne suivante. Notons qu'il est techniquement indispensable d'imposer des limites sur les valeurs que peuvent prendre les différents paramètres.

Cette procédure fonctionne même dans les cas extrêmes où la supernova est très faible devant sa galaxie hôte. Les spectres ont été comparés à des spectres publiés et l'accord est satisfaisant. La figure 7.6 montre une comparaison entre le spectre de l'objet SN1999ao réduit à l'aide de notre méthode, et un spectre publié de SN1994D.

7.4 Calibrations et corrections

Le résultat de l'extraction présentée plus haut est un flux mesuré en ADU/s pour chaque ligne du CCD. L'étape suivante consiste à convertir le flux en énergie par unité de surface et de temps, et à associer les positions aux longueurs d'onde.

7.4.1 Calibration en longueur d'onde

Par calibration en longueur d'onde on entend calcul de la relation de dispersion du dispositif instrumental $\lambda = f(x)$, où x est le numéro de pixel. Nous avons utilisé comme fonction $f(x)$ un polynôme d'ordre 4. Pour un même dispositif de dispersion, la procédure de calibration est répétée même pour des nuits consécutives à cause des déplacements dus aux changements d'instrument. La calibration est réalisée à partir de spectres de lampes enregistrés chaque nuit. Ces lampes sont des lampes à décharges qui contiennent un ou plusieurs gaz : He, Ar, Ne, vapeur de Hg... Ces gaz sont excités par des décharges et émettent des photons de longueurs d'onde connues en se désexcitant. Les intensités de ces raies d'émission sont également connues. Toutefois, les intensités relatives observées sont biaisées par la réponse instrumentale.

Pour calibrer, on procède en trois étapes comme suit :

1. Nous identifions les longueurs d'onde des raies les plus brillantes sur le spectre de lampe à partir duquel on fera la calibration. On additionne les flux d'une centaine de colonnes, centrées autour de la position moyenne des spectres sur le CCD. On obtient alors un profil semblable à celui de la

figure 7.8. Un algorithme détecte les positions des valeurs des maxima du flux si ces valeurs sont supérieures à un seuil estimé à partir de la valeur moyenne du bruit de fond sur l'image. Une raie est identifiée par une position et un flux que l'on détermine à partir d'un ajustement parabolique qui inclut les deux points voisins du maximum. On compare visuellement le spectre considéré et un spectre de référence de la même lampe pour identifier les raies les plus brillantes. La procédure de calibration fonctionne avec un minimum de trois raies ainsi identifiées. Ces raies doivent être de préférence bien réparties sur le CCD. On réalise un ajustement d'un polynôme du second ordre reliant les longueurs d'onde des raies identifiées et leurs positions sur le CCD. On dispose ainsi d'une première estimation de la fonction de dispersion $f(x)$.

2. La seconde étape est automatique et consiste tout d'abord à calculer les positions sur le CCD de toutes les raies du spectre de référence à partir de la première estimation de $f(x)$. On compare les positions des raies ainsi extrapolées avec les positions mesurées. On associe une longueur d'onde à une position si la position extrapolée et la position mesurée diffèrent de moins de 2 pixels. On utilise alors toutes les raies ainsi identifiées pour ajuster les coefficients d'un polynôme d'ordre 4.
3. La précision est enfin améliorée lors d'une troisième étape. En utilisant le résultat de la seconde étape, on recalcule les positions des raies. On associe ensuite à ces raies "théoriques" les raies observées distantes de moins de 0.5 pixels. On procède à l'ajustement final de $f(x)$ avec ces couples de raies.

Les trois étapes décrites ci-dessus sont illustrées par la figure 7.7. Nous avons évalué la précision de la calibration en longueur d'onde en étudiant la distribution des résidus de l'ajustement de la fonction de dispersion. Cette distribution, regroupant les données de tous les télescopes, est indiquée sur la figure 7.9. Le RMS de ~ 2 Å de cette distribution correspond à un étalement spectral inférieur à un pixel sur le CCD. Une telle précision permet de mesurer la vitesse d'expansion de la photosphère des supernovæ de type Ia à 1% près.

7.4.2 Correction de l'extinction atmosphérique

Les spectres des supernovæ et des standards spectroscopiques ne sont pas pris nécessairement à des airmass proches. La calibration en flux (section 7.4.3) ne corrige donc pas complètement de l'extinction atmosphérique. On corrige systématiquement les spectres des supernovæ de type Ia et ceux des étoiles calibratrices pour obtenir des spectres hors atmosphère. Les valeurs des coefficients d'absorption en magnitude utilisés k_λ proviennent de [Tüg, 1977], elles sont représentées sur la figure 7.10 et sont des valeurs moyennes pour le site de l'ESO de La Silla[2]. On vérifie la pertinence de cette correction en comparant deux facteurs de calibration en flux pour un même instrument provenant de deux étoiles différentes avant et après correction de l'extinction (figure 7.11).

7.4.3 Calibration en flux

Ayant mesuré la relation de dispersion du dispositif, il est possible de mesurer la réponse de la chaîne de détection afin d'en corriger les spectres des supernovæ de type Ia. Pour celà on compare le spectre d'un objet enregistré avec cette instrumentation et un spectre du même objet calibré de façon absolue. Des spectres d'étoiles standards spectroscopiques sont pris chaque nuit d'observation. Les spectres de ces objets sont connus avec une précision de l'ordre de 0.01 magnitudes à l'aide d'une calibration à partir du spectre de l'étoile Véga (α Lyrae) [Hamuy *et al.*, 1992], calibré lui même en le comparant avec des spectres de corps noirs étudiés en laboratoire [Oke & Schild, 1970].

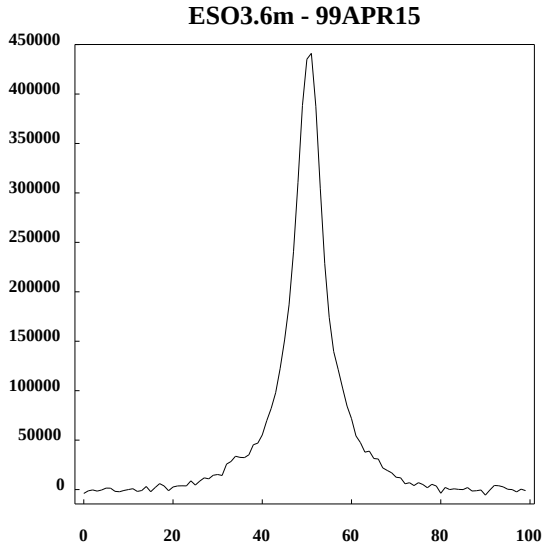
L'extraction des spectres des standards spectroscopiques suit la méthode adoptée pour les supernovæ de type Ia brillantes décrite au paragraphe 7.3.1. Le spectre extrait est ensuite calibré en λ et corrigé de l'extinction atmosphérique. Il suffit ensuite de calculer le rapport entre ce spectre et un spectre de référence pour déterminer la réponse de la chaîne de détection.

[2] Se référer à la section A.2.4 pour la signification de k_λ.

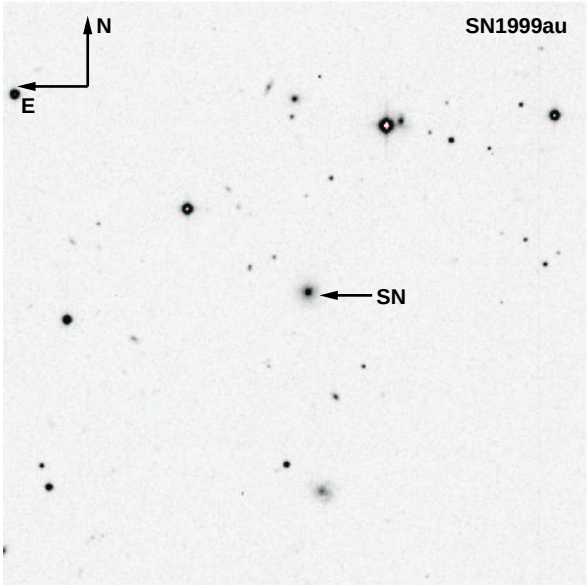
Les spectres extraits présentent un échantillonnage de l'ordre de 5 Å typiquement, différent de celui des spectre de référence (environ 50 Å). On commence donc par interpoler le spectre de référence pour avoir un échantillonnage de 1 Å. On intègre ensuite le spectre de référence sur la largeur des pixels du CCD, résultat de la calibration en longueur d'onde. Cette procédure ne permet cependant pas d'éviter l'apparition d'artefacts sur le rapport calculé là où le spectre est rapidement variable. Ces artefacts sont dus à la différence initiale entre les résolutions. On procède donc au lissage du facteur par une méthode de splines. Si on dispose de plusieurs facteurs de calibration la même nuit, on utilise leur moyenne arithmétique pour calibrer les spectres des supernovæ de type Ia. Un exemple de mesure du facteur de calibration en flux est illustré par la figure 7.12.

On estime la précision de notre calibration en flux en étudiant le rapport des spectres des standards extraits, calibrés avec le facteur de conversion final (lissé et éventuellement moyenné), et des spectres de référence des mêmes objets. Sur la figure 7.13, on peut voir que le RMS de ce rapport, tous télescopes et toutes longueurs d'onde confondus, est de l'ordre de 0.12 mag (la figure 7.14 montre la distribution de ce rapport télescope par télescope). Cependant, sur la figure 7.13, on peut remarquer que le RMS est minimal entre 5500 et 6500 Å et atteint 0.05 mag. C'est particulièrement cette région qui nous intéresse pour la mesure des caractéristiques spectrales. La précision de la calibration peut également être évaluée en comparant les spectres de supernovæ de type Ia réduits avec des spectres publiés (figures 7.16 à 7.32). Notre résultat final reproduit bien les caractéristiques essentielles attendues sur les spectres. Il n'introduit pas d'artefacts et il est suffisant pour l'analyse que nous nous sommes fixés.

La figure 7.15 illustre les diverses étapes de la calibration d'un spectre.

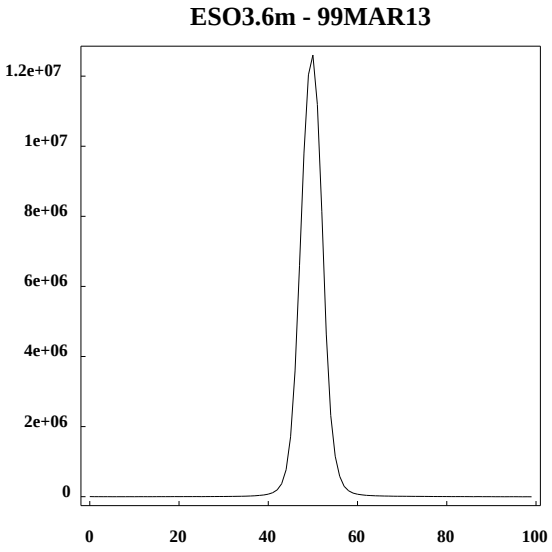


(a) Profil du spectre.

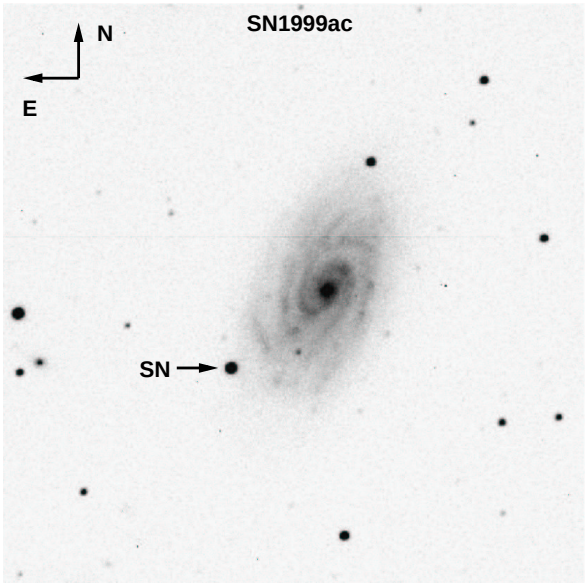


(b) Carte de champ.

FIG. 7.4 – *La supernova de type Ia 1999au et sa galaxie hôte sont concentriques. Il n'a de ce fait été possible de séparer les deux composantes sur aucun des spectres disponibles pour cet objet.*

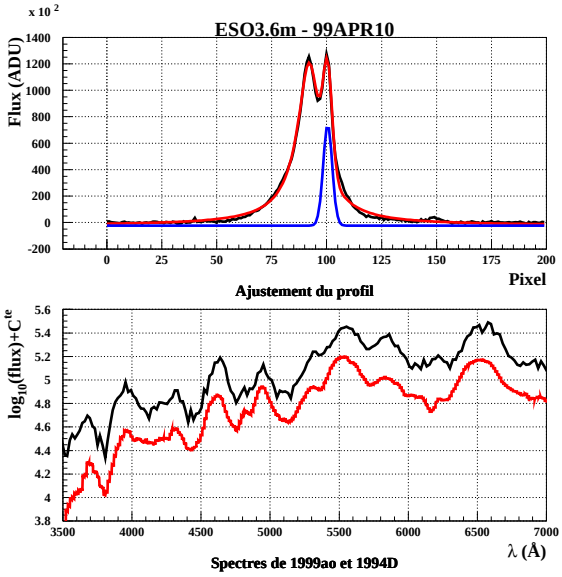


(a) Profil du spectre.

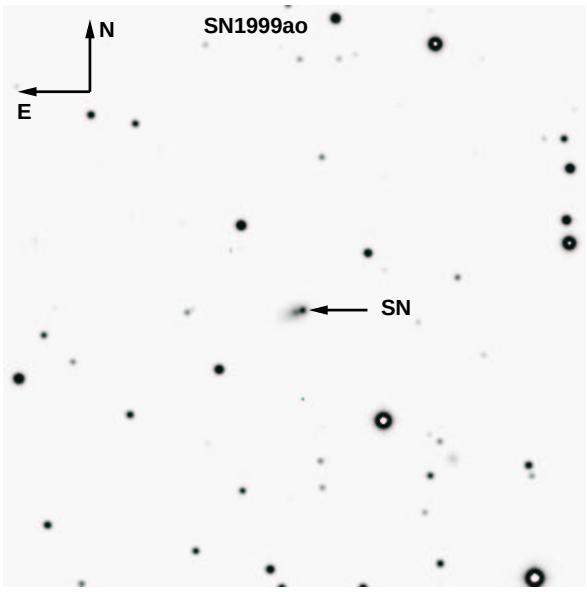


(b) Carte de champ.

FIG. 7.5 – *(a) Le profil du spectre de la supernova de type Ia 1999ac pris le 13 mars 1999 avec le télescope 3m60 de diamètre de l'ESO. Ce profil est réalisé en additionnant les lignes les moins bruitées du spectre. Afin d'extraire le spectre pour chaque λ, une gaussienne avec fond linéaire est ajustée sur chaque ligne du CCD. (b) Cette supernova peut être bien séparée de sa galaxie hôte.*



(a) Extraction du spectre.



(b) Carte de champ.

FIG. 7.6 – *(a) Extraction d'un spectre de l'objet SN1999ao pris le 10 avril 1999 avec le télescope de 3m60 de diamètre de l'ESO. Ce spectre est contaminé par une composante galactique non négligeable. On réalise un ajustement sur un profil regroupant les lignes du spectre les moins bruitées. Dans la partie supérieure, la courbe en bleu représente la composante de la supernova estimée par cet ajustement. La procédure est contrôlée en comparant le spectre extrait avec un spectre d'une supernova de type Ia d'âge voisin. Dans la partie inférieure, le spectre de SN1999ao ($z = 0.054$), en noir, est comparé à un spectre de la supernova de type Ia SN1994D ($z = 0.003$) 25 jours après son maximum de luminosité, en rouge. (b) Cette image illustre que le mélange entre le flux de la supernova et celui de sa galaxie hôte est significatif.*

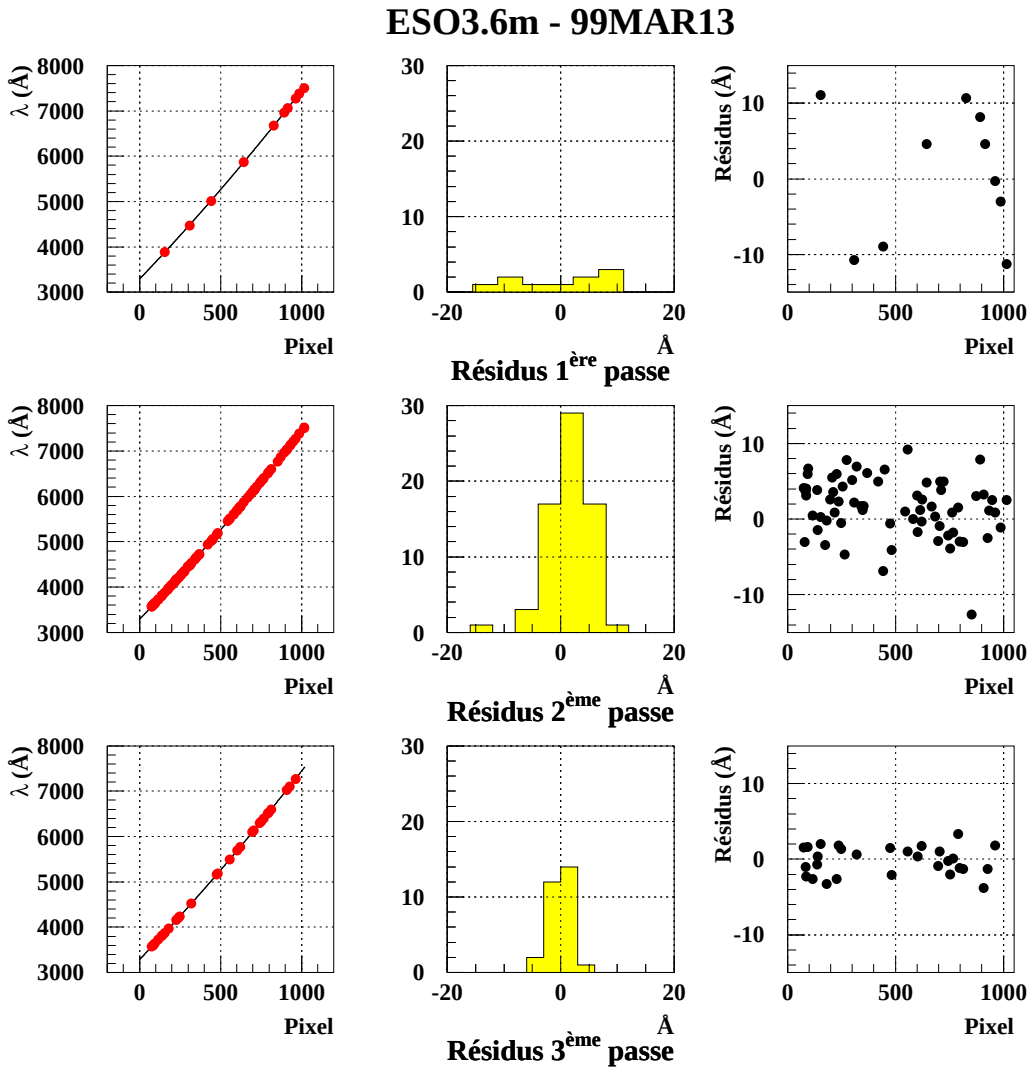
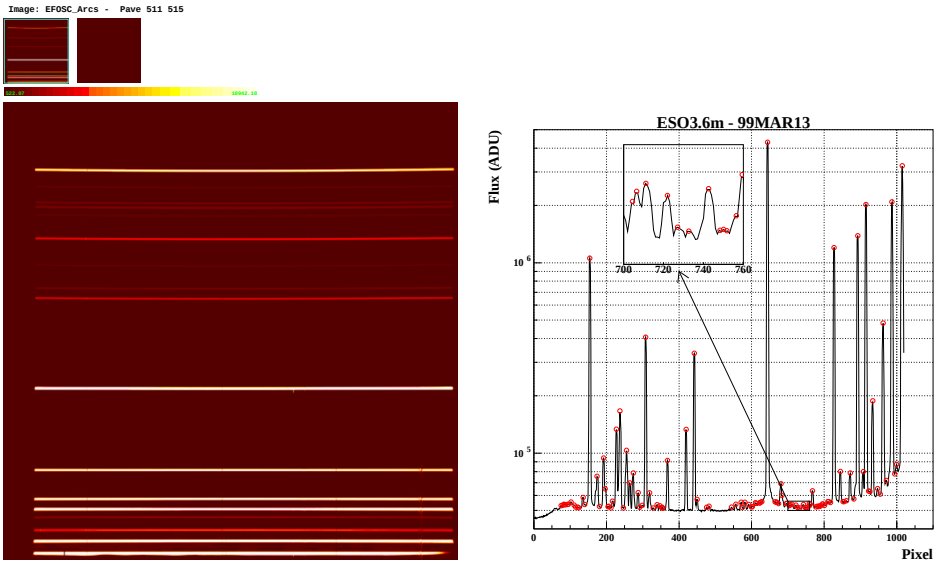
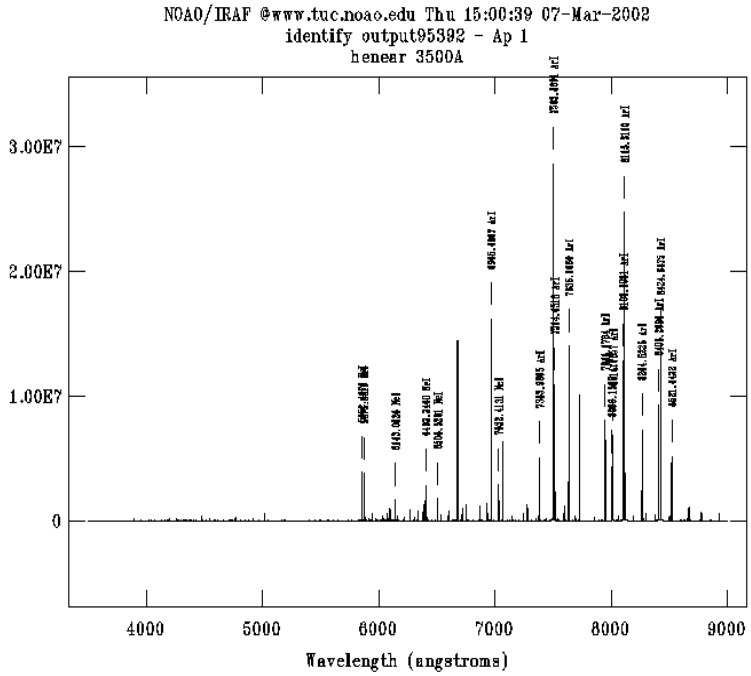


FIG. 7.7 – *Illustration des trois étapes de la calibration en longueur d'onde. A gauche on montre les trois ajustements successifs de la fonction de dispersion $\lambda = f(x)$. Les distributions des résidus en longueur d'onde à chaque étape sont représentés au milieu. A droite, on montre les résidus des trois ajustements en fonction du numéro de ligne (longueur d'onde). L'incertitude finale est de l'ordre de 2 Å, ce qui correspond à moins que la largeur d'un pixel (5 Å en moyenne).*



(a) Image CCD du spectre de lampe.

(b) Le spectre enregistré.



(c) Le spectre de référence.

FIG. 7.8 – *Le spectre d'une lampe hélium-néon-argon enregistré le 13 mars 1999 avec le spectrographe du télescope de 3m60 de diamètre de l'ESO. On extrait le spectre depuis l'image CCD (a). Il faut ensuite déduire visuellement les longueurs d'onde des raies les plus brillantes sur ce spectre (b), données par ailleurs par un spectre de référence (c). L'identification n'est pas toujours aisée car la réponse instrumentale déforme souvent les spectres et change l'ordre en flux des raies.*

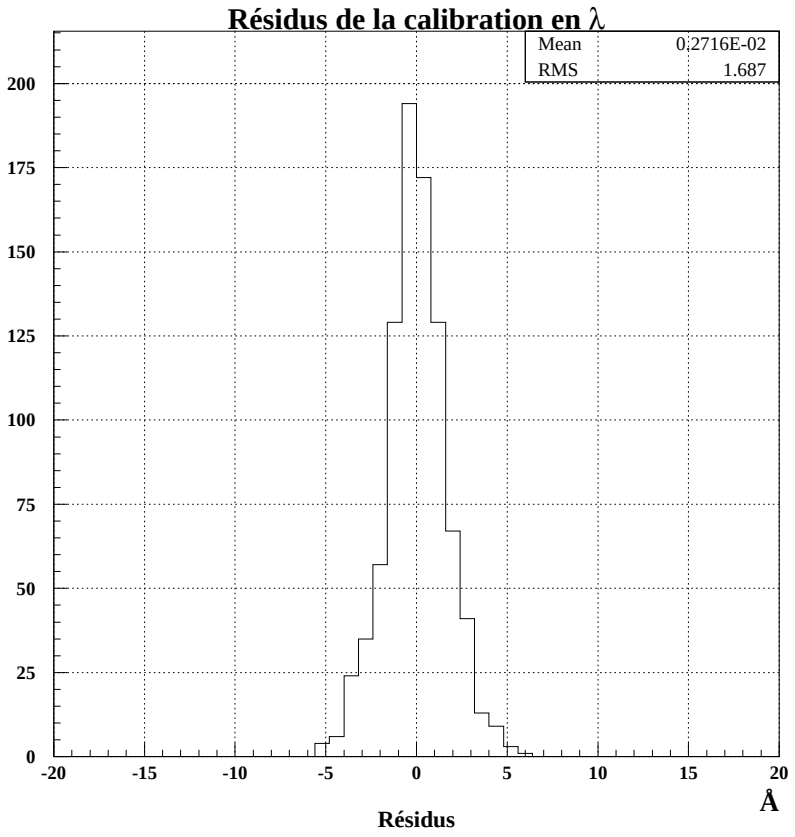


FIG. 7.9 – *Les résidus de l'ajustement de la fonction de dispersion de tous les grismes de tous les télescopes. La largeur de la distribution est d'environ 2 Å. Elle est inférieure à la taille d'un pixel (∼ 5 Å).*

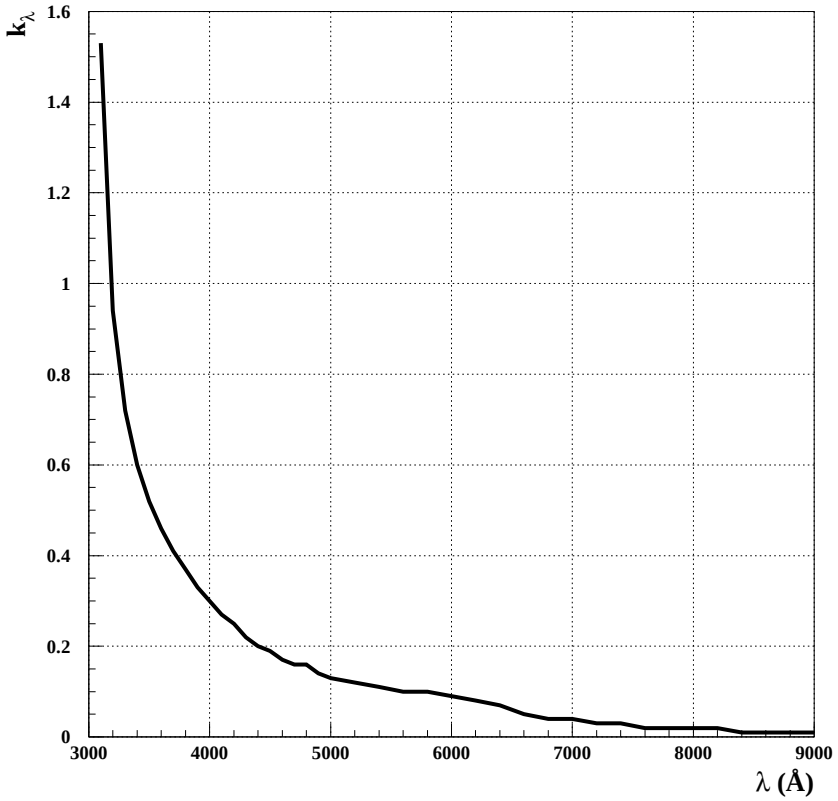


FIG. 7.10 – *Le coefficient d'extinction atmosphérique k_λ. On ne dispose pas des valeurs de k_λ au delà de 9000 Å, nous avons donc procédé à une extrapolation. L'absorption atmosphérique est toutefois limitée dans cette zone du spectre. [Tüg, 1977].*

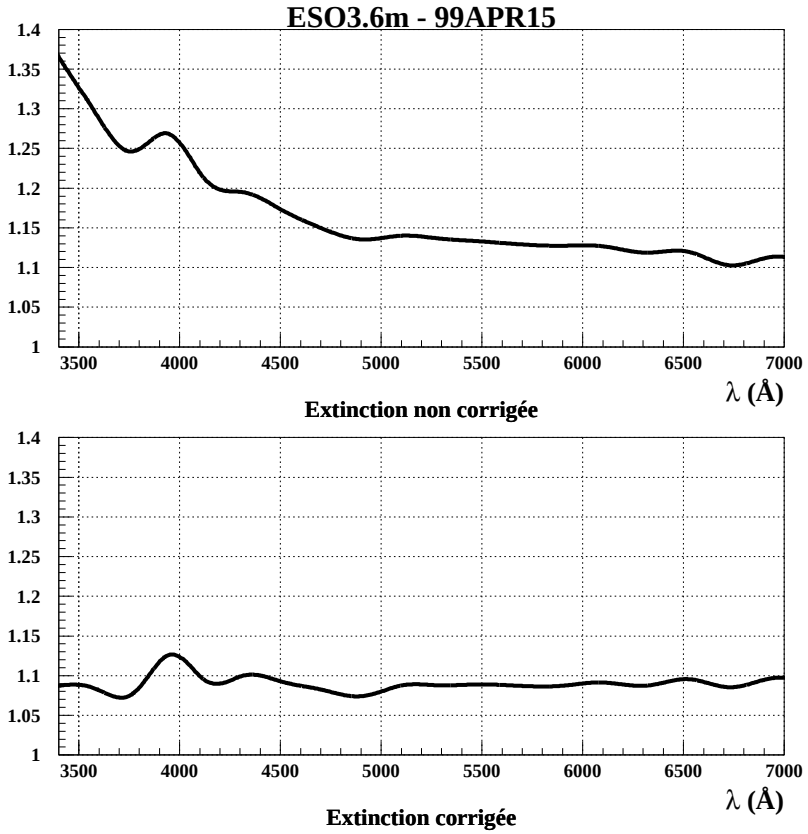


FIG. 7.11 – *Calcul du rapport entre le facteur de calibration mesuré à partir du spectre du standard* `ltt6248` *pris a un airmass de 1.24 et et le facteur du standard* `cd32d9927` *pris a un airmass 1.65 (le 15 avril 1999 avec le télescope de 3m60 de l'ESO). Les deux facteurs sont égaux à un facteur près. Le fait que ce facteur ne soit pas égal à l'unité peut provenir d'une perte de luminosité d'une des étoiles (ou des deux) due à un centrage imparfait dans la fente.*

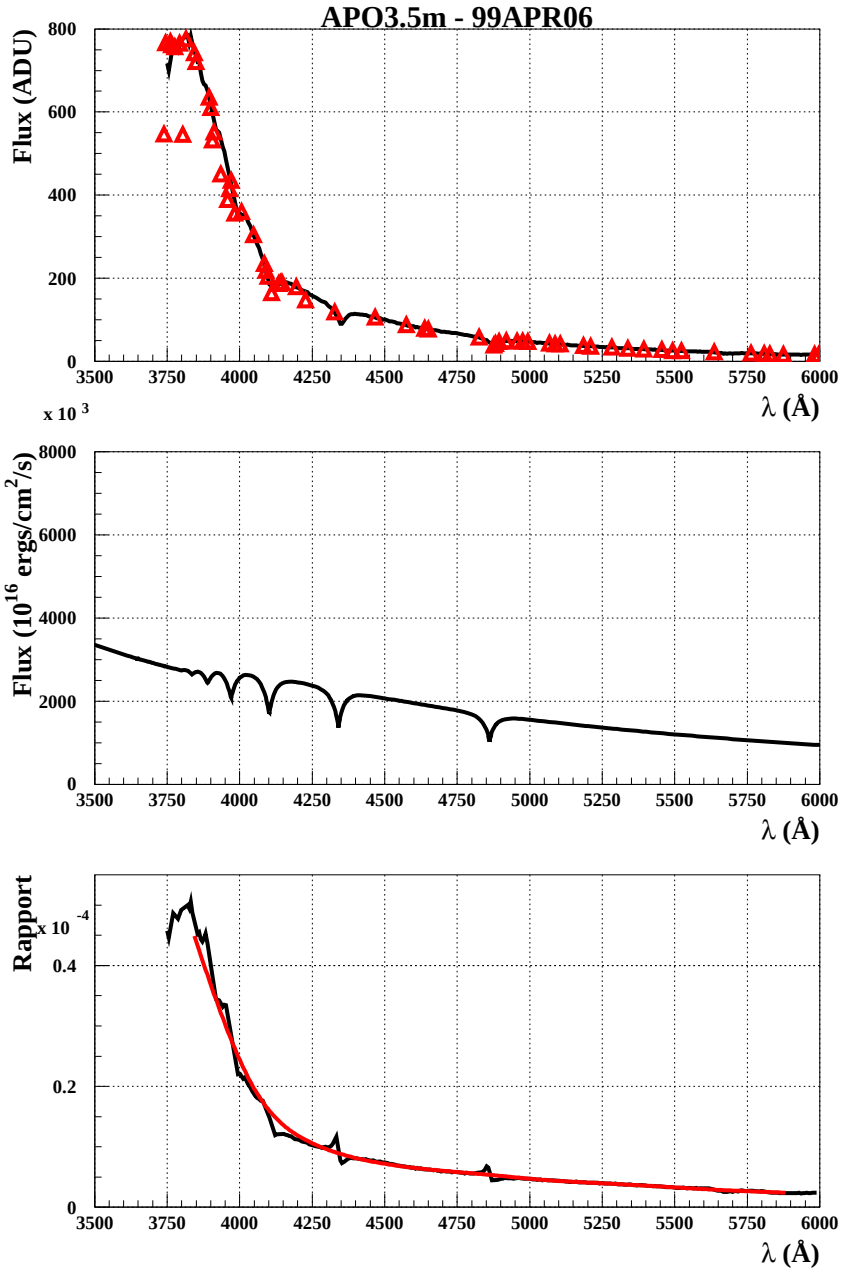


FIG. 7.12 – *Le spectre extrait du standard spectroscopique* `gd71` *pris le 6 avril 1999 avec le télescope de 3m50 de diamètre de l'APO (haut). Au centre on montre un spectre de référence pour le même objet. En bas, on montre le rapport de calibration en flux brut et le rapport lissé permettant d'éliminer les artefacts dans les zones où le spectre du standard varie rapidement. Les triangles rouges sur le spectre extrait montrent les lignes pour lesquelles le flux n'est pas fiable (saturation, mauvais ajustement...). Le lissage n'est pas réalisé jusqu'aux limites du spectre, où un bruit non négligeable affecte la mesure.*

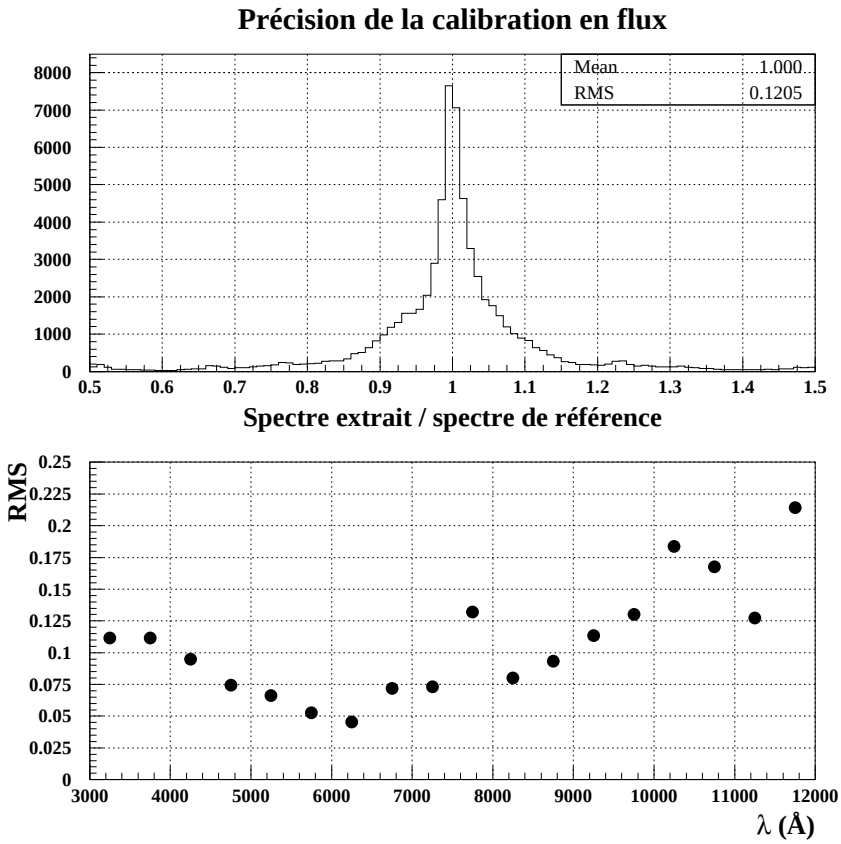


FIG. 7.13 – *On montre en haut la distribution du rapport des spectres extraits et des spectres de référence pour tous les télescopes sur toutes les longueurs d'onde. Le RMS est d'environ 0.12 mag. En bas, on montre que sur la région qui nous intéresse, entre 5500 et 6500 Å, le RMS atteint 0.05 mag.*

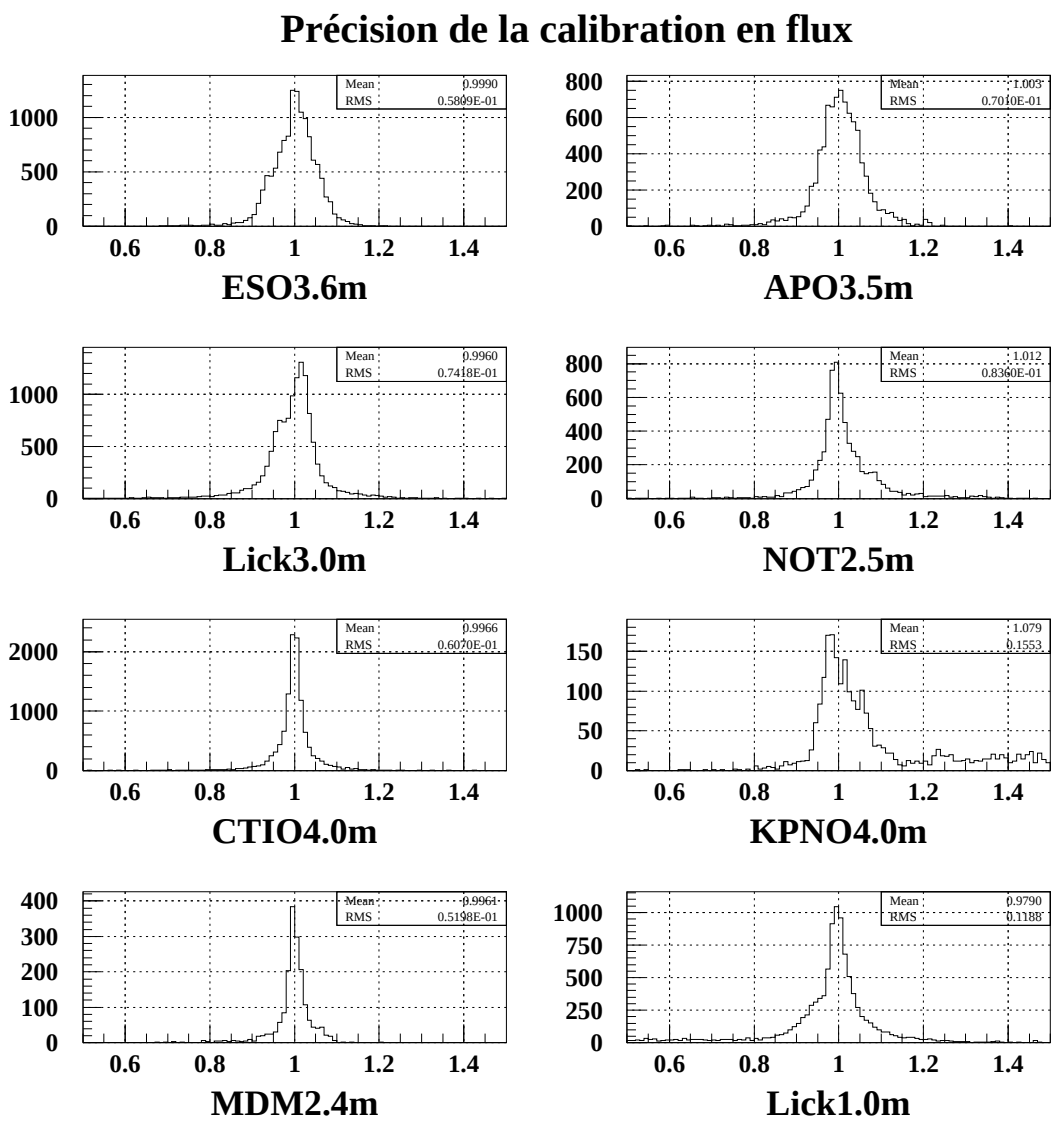


FIG. 7.14 – *Les distributions du rapport des spectres extraits et des spectres de référence télescope par télescope. Les contributions des zones où les spectres sont bruités sont distinguables par des rapports anormalement différents de l'unité (voir la figure du KPNO 4.0 m par exemple). Notre étude ultérieure ne concerne pas ces zones. Voir également la figure 7.13.*

Standard	Utilisé avec le(s) télescope(s)	α	δ	M_V	Type spectral
GD71$^{\nabla}$	APO3.5m,CTIO4.0m,KPNO4.0m,Lick3.0m,MDM2.4m,NOT2.5m	05 : 52 : 27.51	+15 : 53 : 16.6	13.03	DA1
G191-B2B$^{\triangle,\nabla}$	APO3.5m,KPNO4.0m,Lick3.0m,MDM2.4m,NOT2.5m	05 : 05 : 30.62	+52 : 49 : 54.0	11.78	DA1
LTT2415$^{\square}$	CTIO4.0m	05 : 56 : 24.30	−27 : 51 : 28.8	12.21	sdG
HILT600$^{\square}$	APO3.5m,CTIO4.0m,KPNO4.0m,Lick3.0m,MDM2.4m	06 : 45 : 13.33	+02 : 08 : 14.1	0144	B1
LTT3218$^{\square}$	ESO3.6m	08 : 41 : 34.10	−32 : 57 : 00.1	11.86	DA
hd84937$^{\blacktriangledown}$	Lick1.0m	09 : 48 : 56.10	+13 : 44 : 39.3	8.28	sdF5
GD108$^{\triangle,\diamond}$	Lick3.0m	10 : 00 : 47.33	−07 : 33 : 31.2	13.56	sdB
Feige34$^{\triangle,\diamond}$	APO3.5m,NOT2.5m	10 : 39 : 36.71	+43 : 06 : 10.1	11.18	DO
HR4468$^{\square}$	NOT2.5m	11 : 36 : 40.91	−09 : 48 : 08.2	4.70	B9.5V
LTT4816$^{\square}$	ESO3.6m	12 : 38 : 50.94	−49 : 47 : 58.8	13.79	DA
GD153$^{\nabla}$	MDM2.4m	12 : 57 : 02.37	+22 : 01 : 56.0	13.35	DA1
HZ43$^{\nabla}$	APO3.5m	13 : 16 : 21.99	+29 : 05 : 57.0	12.91	DA1
HZ44$^{\triangle,\diamond}$	NOT2.5m	13 : 23 : 35.37	+36 : 08 : 00.0	11.66	sdO
GRW+70d5824$^{\triangle,\diamond}$	Lick3.0m	13 : 38 : 51.77	+70 : 17 : 08.5	12.77	DA3
CD-32d9927$^{\square}$	CTIO4.0m,ESO3.6m	14 : 11 : 46.37	−33 : 03 : 14.3	0142	A0
BD+262606$^{\blacktriangledown}$	Lick1.0m	14 : 49 : 02.36	+25 : 42 : 09.2	9.72	A5
LTT6248$^{\square}$	CTIO4.0m,ESO3.6m	15 : 39 : 00.02	−28 : 35 : 33.1	11.80	A
BD+33d2642$^{\triangle,\diamond}$	APO3.5m,CTIO4.0m,KPNO4.0m,Lick3.0m,MDM2.4m	15 : 51 : 59.86	+32 : 56 : 54.8	0181	B2IV
EG274$^{\square}$	CTIO4.0m,ESO3.6m	16 : 23 : 33.75	−39 : 13 : 47.5	11.03	DA
G138-31$^{\triangle}$	CTIO4.0m,ESO3.6m,KPNO4.0m,Lick3.0m	16 : 27 : 53.59	+09 : 12 : 24.5	16.14	DC
LTT7379$^{\square}$	CTIO4.0m,ESO3.6m	18 : 36 : 26.29	−44 : 18 : 33.0	0123	G0
LDS749B$^{\diamond}$	ESO3.6m	21 : 32 : 15.75	+00 : 15 : 13.6	14.67	DB4
BD+28d4211$^{\triangle,\diamond}$	KPNO4.0m,Lick3.0m	21 : 51 : 11.07	+28 : 51 : 51.8	0151	Op
BD+25d4655$^{\triangle,\diamond}$	KPNO4.0m	21 : 59 : 42.02	+26 : 25 : 58.1	9.76	O
NGC 7293$^{\triangle,\diamond}$	ESO3.6m	22 : 29 : 38.46	−20 : 50 : 13.3	13.51	V.Hot

TAB. 7.3 *Liste des standards spectrophotométriques utilisées pour la calibration en flux. Les spectres des objets marqués* $^{\nabla}$ *proviennent de la référence [Bohlin* et al.*, 1995],* $^{\triangle}$ *correspond à la référence [Oke, 1990],* $^{\square}$ *aux références [Hamuy* et al.*, 1992] et [Hamuy* et al.*, 1994],* $^{\diamond}$ *aux références [Bohlin* et al.*, 1995] et [Bohlin & Linder, 1992] et* $^{\blacktriangledown}$ *à la référence [Oke & Gunn, 1983].*

7.5 Bilan de la réduction des données

Une méthode de réduction originale a été développée au cours de cette thèse. Elle permet de séparer les flux de deux objets que la résolution de télescope n'a pas permis de résoudre. On peut ainsi avoir accès aux spectres de supernovæ de type Ia lointaines, immergées dans le flux de leurs galaxies hôtes, longtemps après leur maximum de luminosité. La précision des calibrations est satisfaisante. Elle est de 2 Å en longueur d'onde et atteint 0.05 mag en flux. Elle est suffisante pour entreprendre l'étude de standardisation que nous nous sommes fixés, et qui sera détaillée au chapitre suivant.

Nous avons utilisé la chaîne de réduction pour le traitement d'environ 3000 images reparties entres spectres de lampes, d'étoiles standards, de bias, de flat-fields et spectres de supernovæ. On a réussi à extraire tous les spectres dont on disposait mis à part les 6 spectres de l'objet SN1999au, car le flux de cette supernova et celui de sa galaxie hôte ne sont pas dissociables. Il faudrait procéder d'une manière différente de celle présentée ici. Par exemple, on enregistrant un spectre de référence de la galaxie hôte après disparition totale de la supernova.

Sur le total des 116 spectres des supernovæ de type Ia réduits, 12 sont écartés de l'analyse à cause d'un mauvais pointage (essentiellement aux premiers jours de la campagne). L'analyse que nous présentons au chapitre 8 a donc porté sur 104 spectres de supernovæ de type Ia. Notons que les spectres de 10 objets ont été traités au moins une fois à l'aide d'un ajustement à deux pics. Les figures 7.16 à 7.32 représentent pour chaque supernova les spectres retenus pour l'analyse. Sur ces figures, les cartes de champs proviennent de [Regnault, 2000]. Les redshifts cités sont issus des circulaires IAUC du tableau 7.2. Les spectres que nous avons extrait (en noir) y sont représentés ainsi que certains spectres de supernovæ de type Ia publiées (en rouge) d'âge comparable, ce qui permet de vérifier le bon accord entre les spectres.

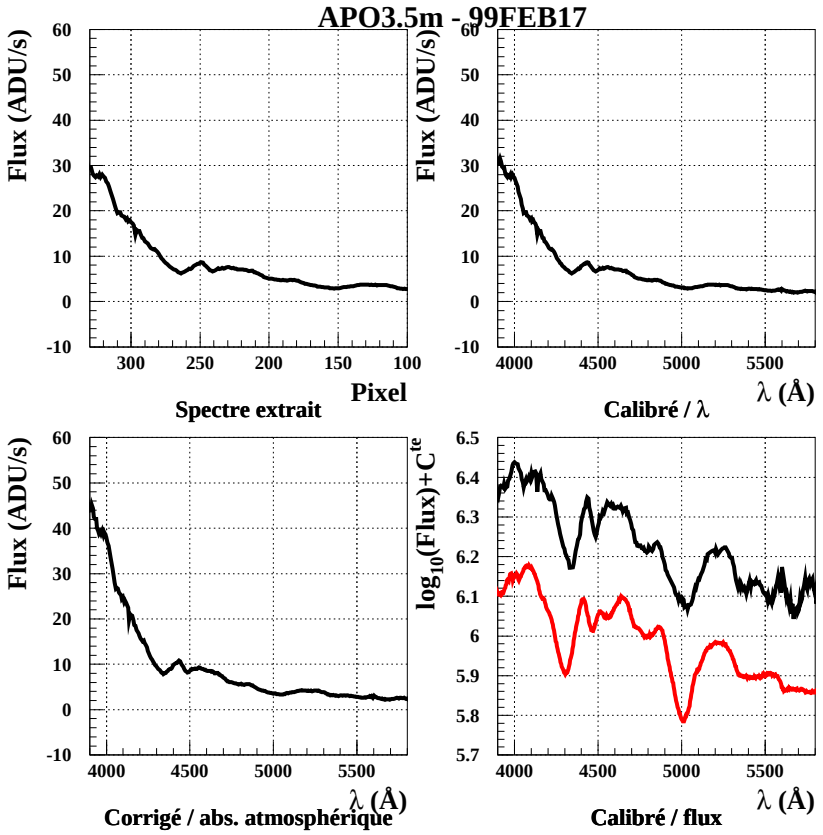
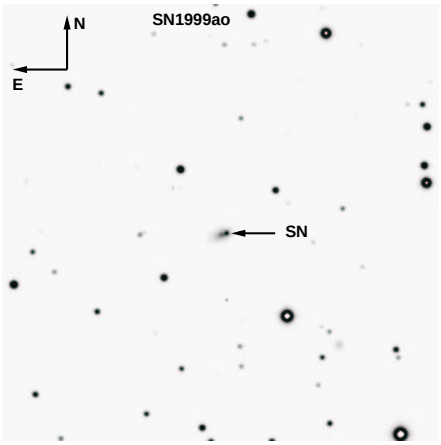
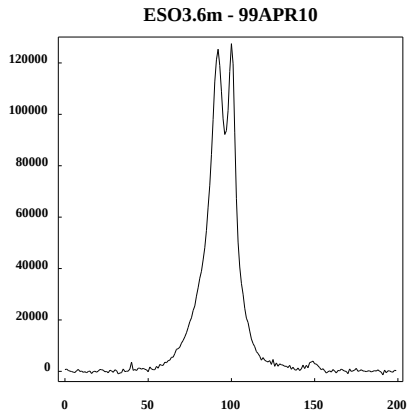


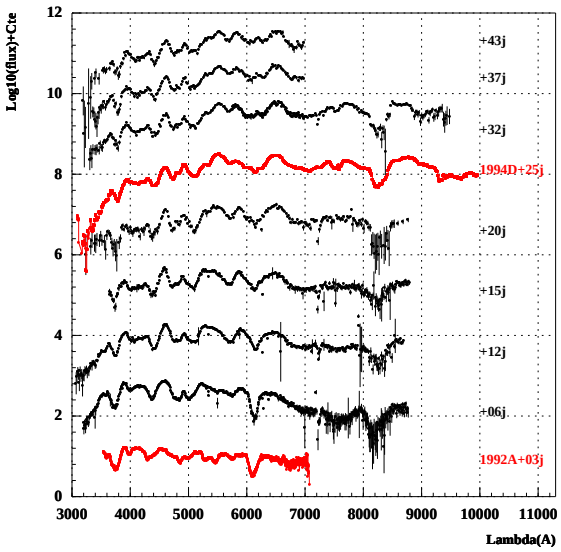
FIG. 7.15 – *Résumé des différentes étapes de la calibration du spectre de la supernova Ia SN1999aa ($z = 0.015$) pris le 17 février 1999 avec le télescope de 3m50 de diamètre de l'APO. La courbe de lumière indique un âge de -6 jours (par rapport au maximum de luminosité). On montre en haut à gauche le flux mesuré en ADU/s pour chaque pixel extrait par la méthode décrite dans 7.3.1. On utilise ensuite la fonction de dispersion $\lambda = f(x)$ pour calibrer le spectre en longueur d'onde (haut droite) puis on le corrige de l'absorption atmosphérique (bas gauche). En bas à droite, le spectre est enfin calibré en flux et comparé avec un spectre de l'objet SN1991T ($z = 0.008$) âgé de -7 jours (rouge).*



(a) Carte de champ.

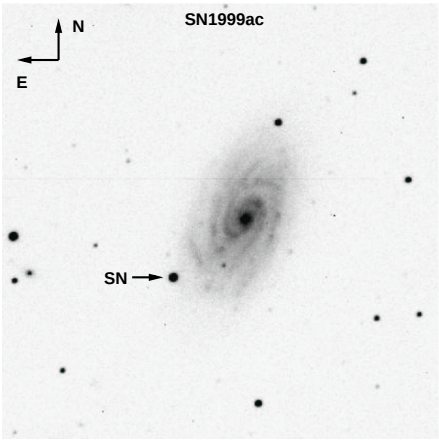


(b) Profil du spectre.

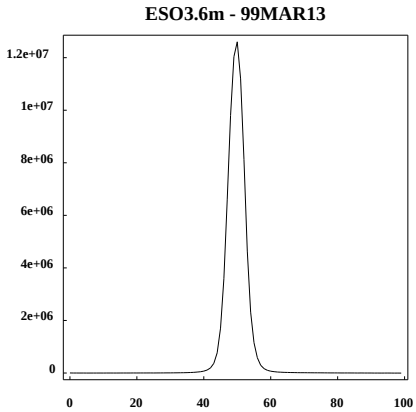


(c) Spectres.

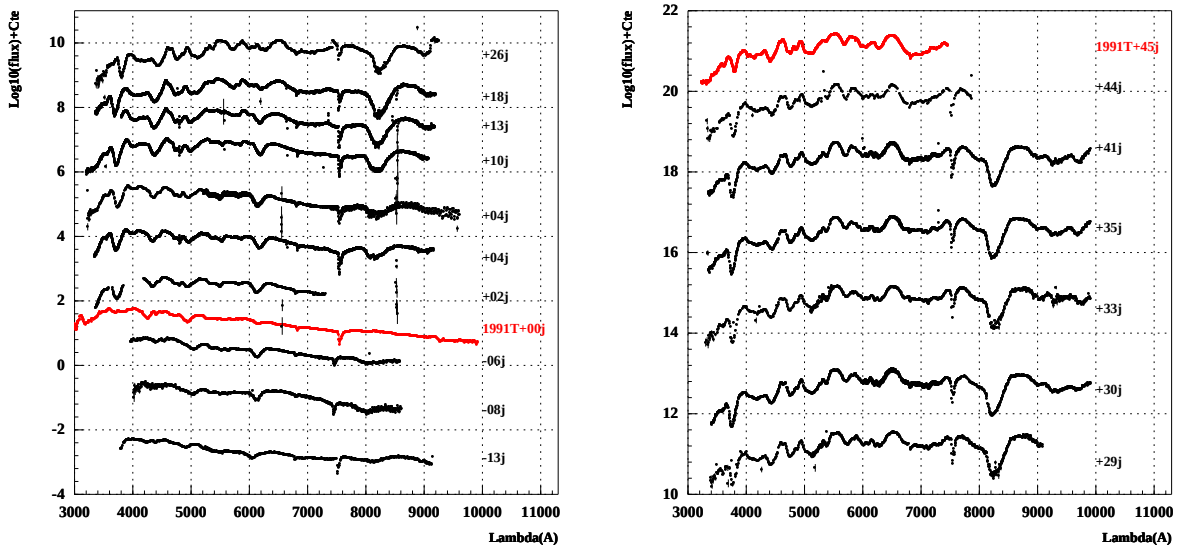
FIG. 7.16 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999ao. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.054$, cet objet a bénéficié d'un bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*



(a) Carte de champ.

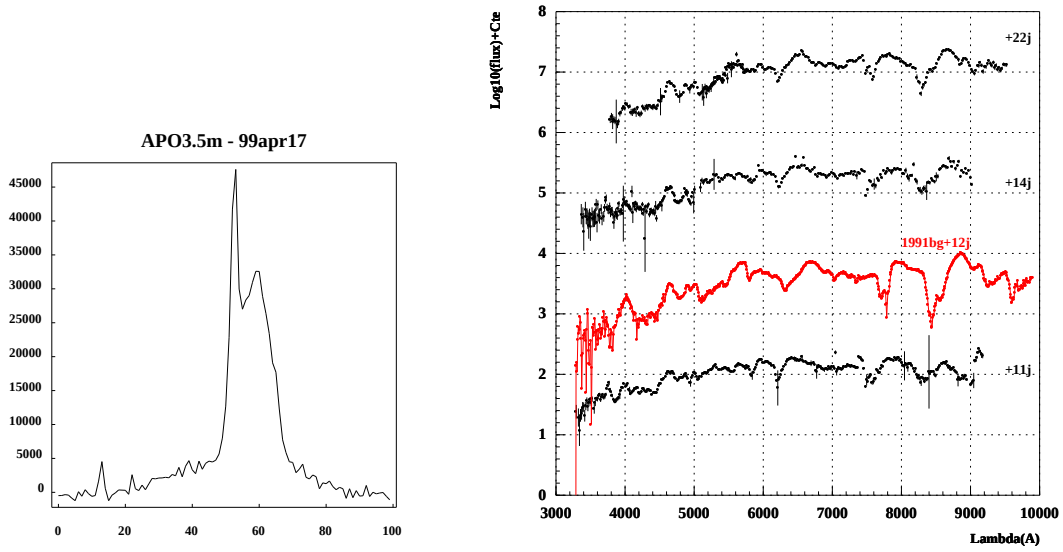


(b) Profil du spectre.



(c) Spectres.

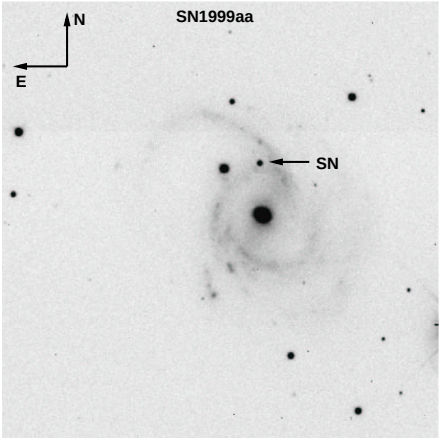
FIG. 7.17 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999ac. Sur-lumineux de type 1991T et situé à $z = 0.009$, cet objet a bénéficié d'un très bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de très bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1. Cette supernova ne sera malheureusement pas retenue pour l'analyse car nous ne détenons pas de module de distance fiable.*



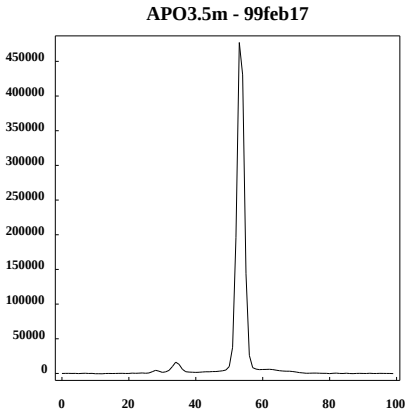
(a) Profil du spectre.

(b) Spectres.

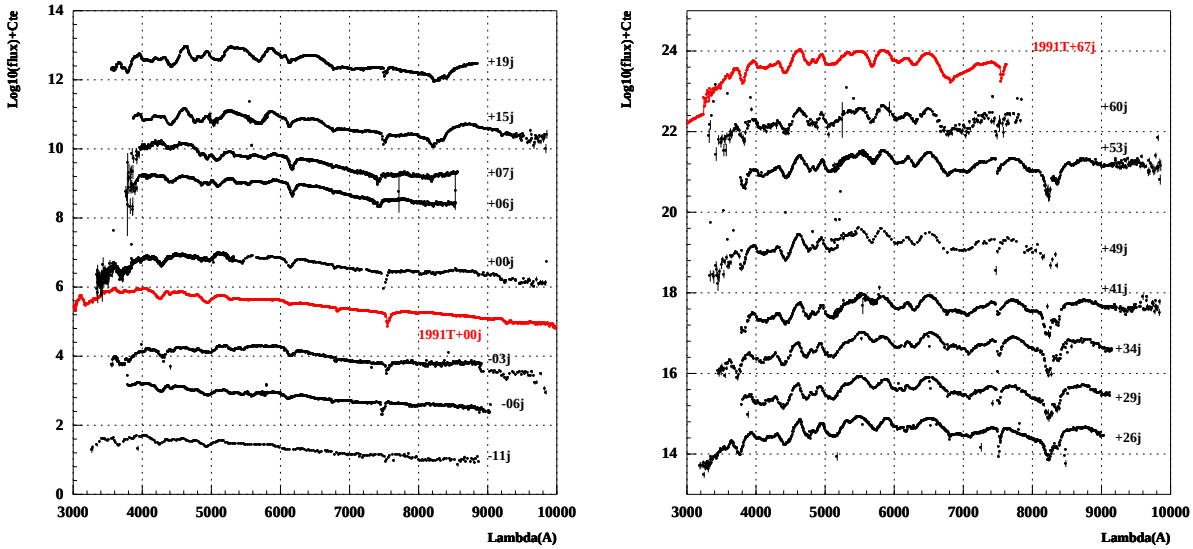
FIG. 7.18 – *Le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bh. Sous-lumineux de type 1991bg et situé à $z = 0.017$, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*



(a) Carte de champ.

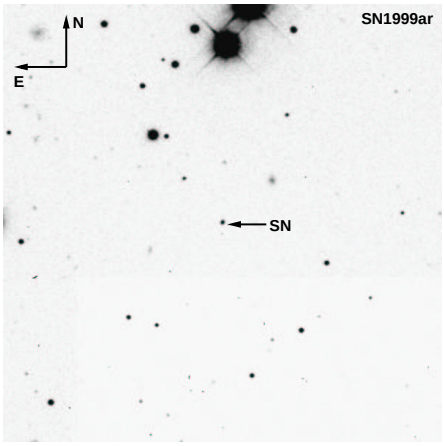


(b) Profil du spectre.

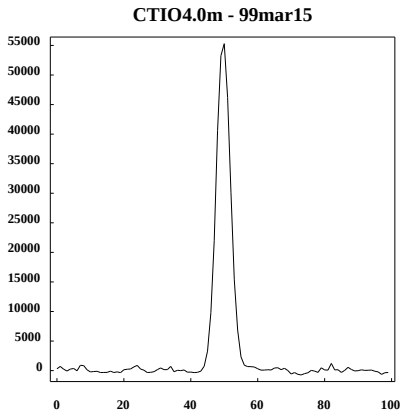


(c) Spectres.

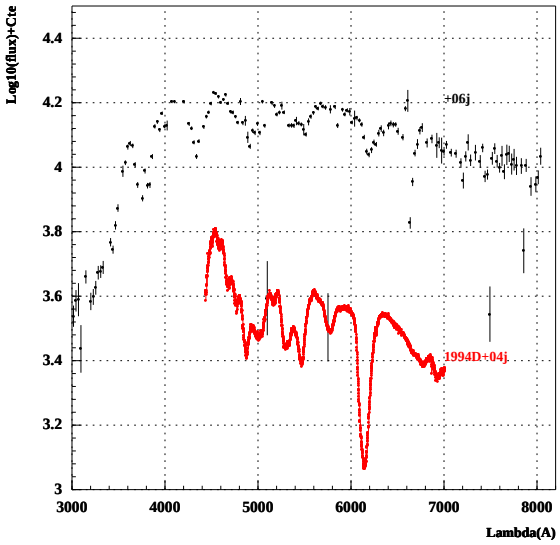
FIG. 7.19 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999aa. Sur-lumineux de type 1991T et situé à $z = 0.015$, cet objet a bénéficié d'un très bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de très bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.

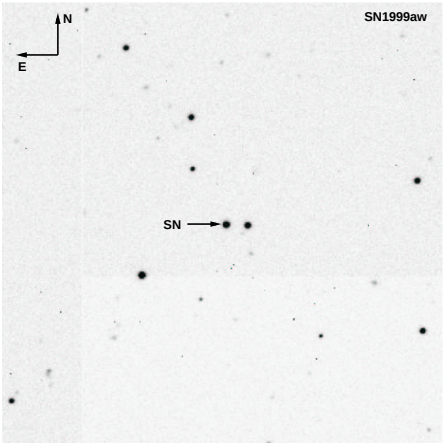


(b) Profil du spectre.

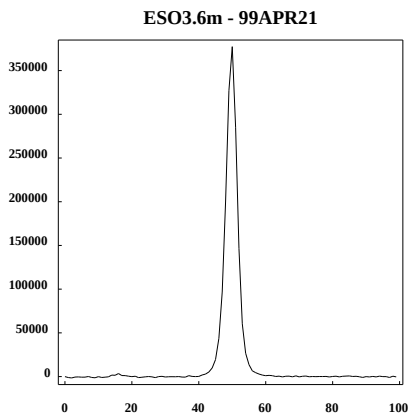


(c) Spectres.

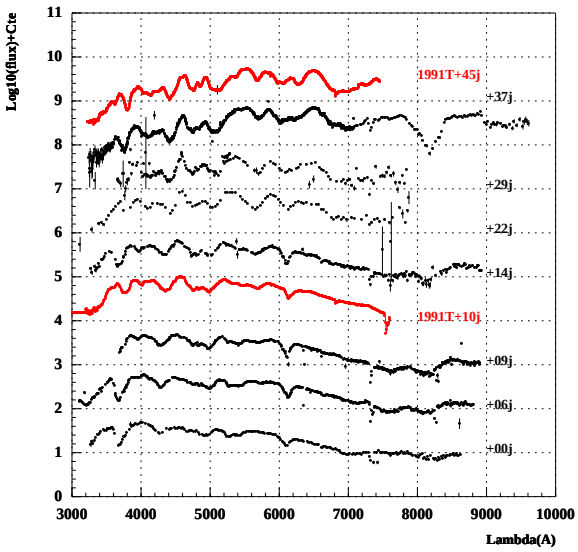
FIG. 7.20 – *La carte de champ, le profil et le spectre de la supernova de type Ia 1999ar. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.149$, cet objet n'a bénéficié que d'un seul spectre enregistré. Ce spectre, de qualité moyenne, a été extrait avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.

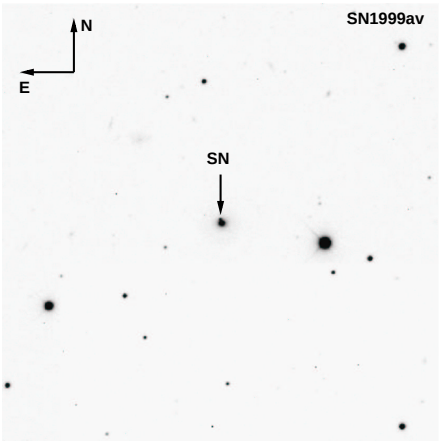


(b) Profil du spectre.

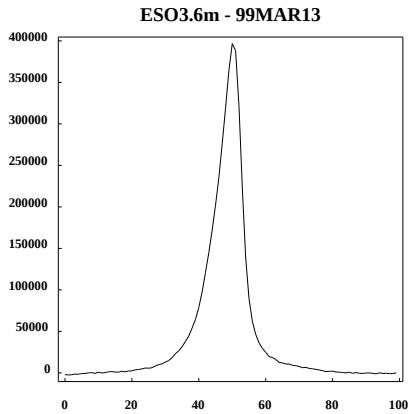


(c) Spectres.

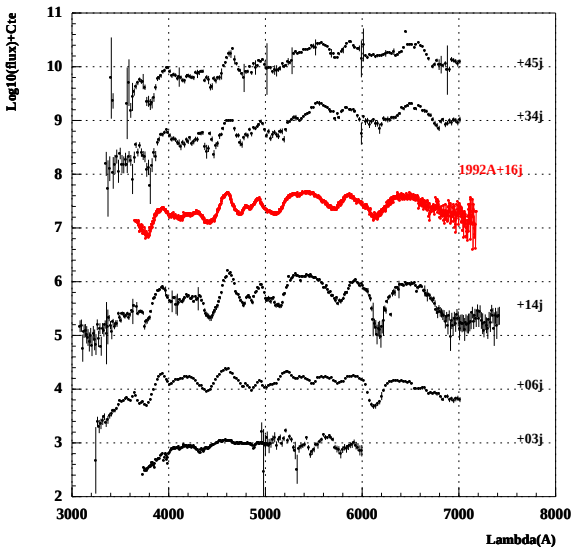
FIG. 7.21 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999aw. Sur-lumineux de type 1991T et situé à $z = 0.039$, cet objet a bénéficié d'un bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.

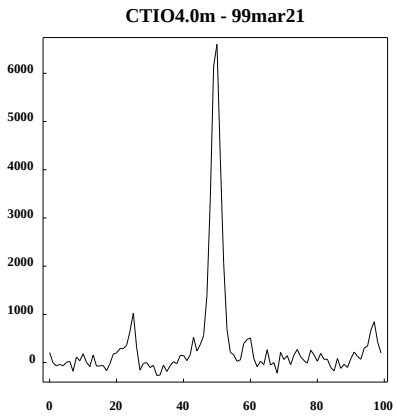


(b) Profil du spectre.

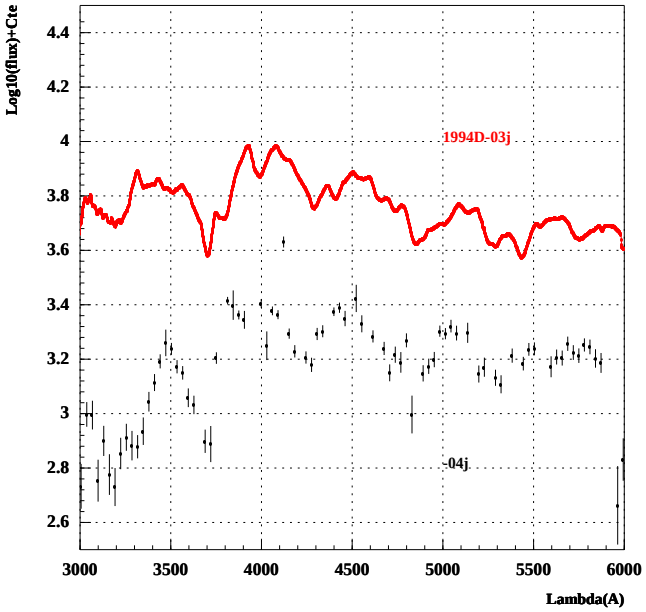


(c) Spectres.

FIG. 7.22 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999av. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.05$, cet objet a bénéficié d'un bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*

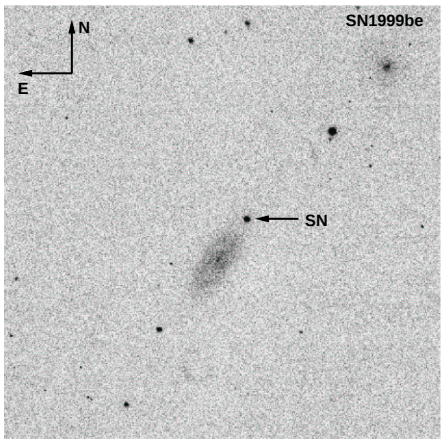


(a) Profil du spectre.

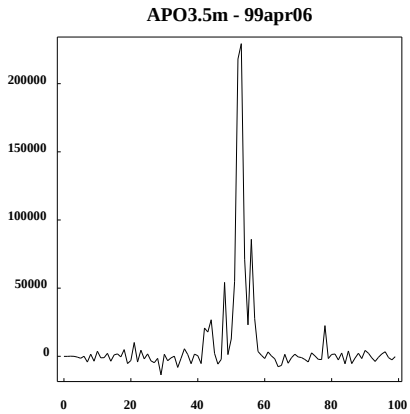


(b) Spectres.

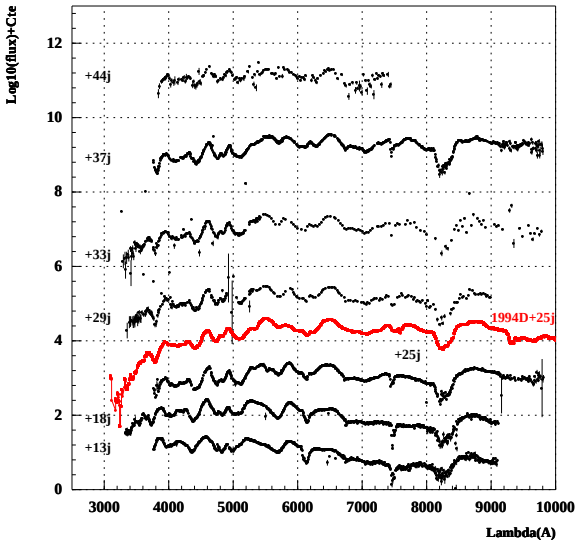
FIG. 7.23 – *Le profil et le spectre de la supernova de type Ia 1999bf. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.24$, cet objet n'a bénéficié que d'un seul spectre enregistré. Ce spectre, de qualité moyenne, a été extrait avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.

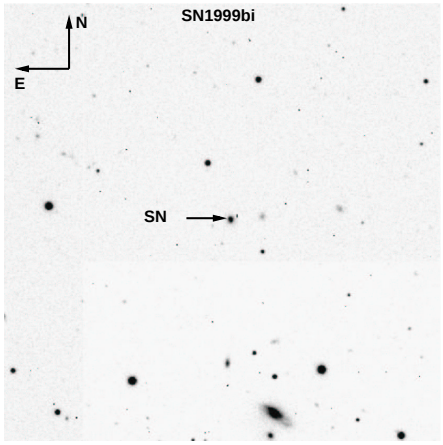


(b) Profil du spectre.

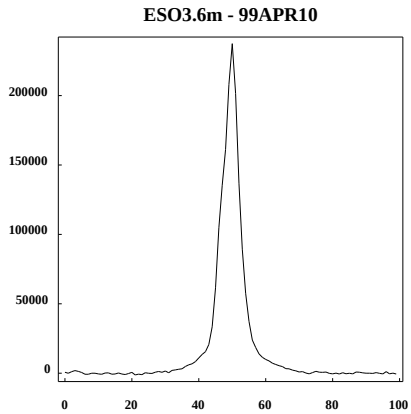


(c) Spectres.

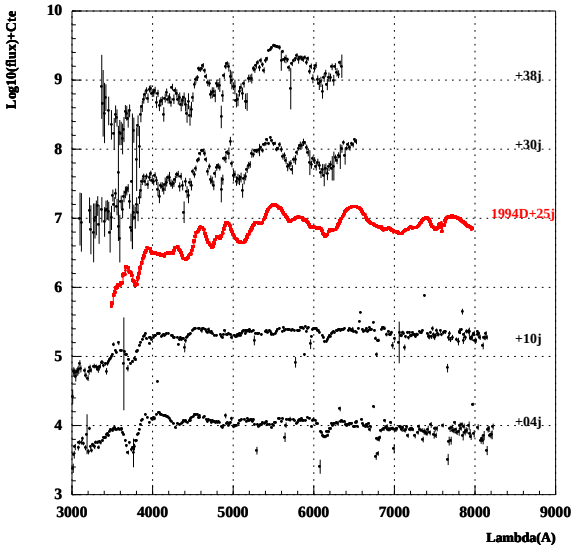
FIG. 7.24 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999be. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.019$, cet objet a bénéficié d'un bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.

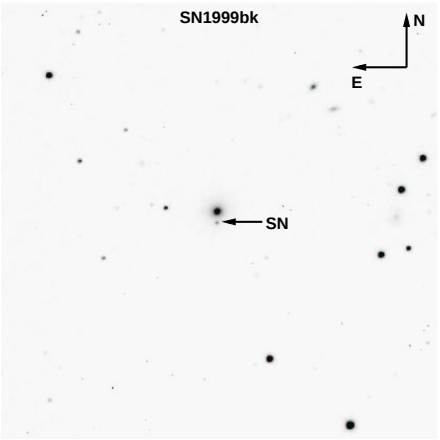


(b) Profil du spectre.

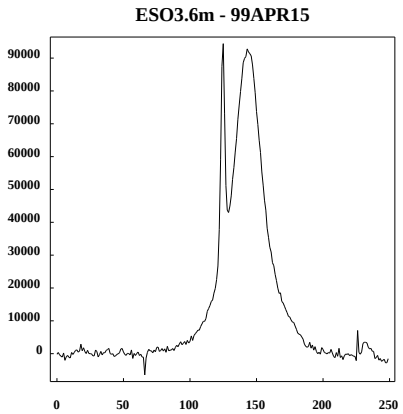


(c) Spectres.

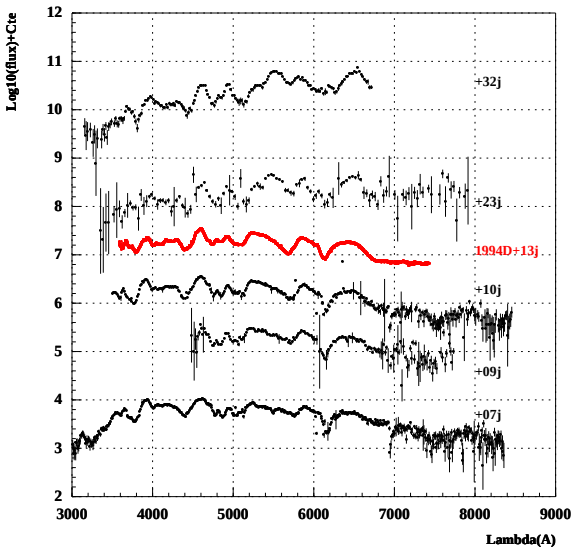
FIG. 7.25 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bi. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.124$, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres, d'assez bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*



(a) Carte de champ.

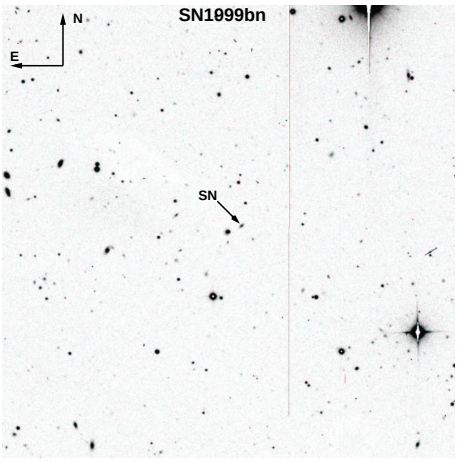


(b) Profil du spectre.

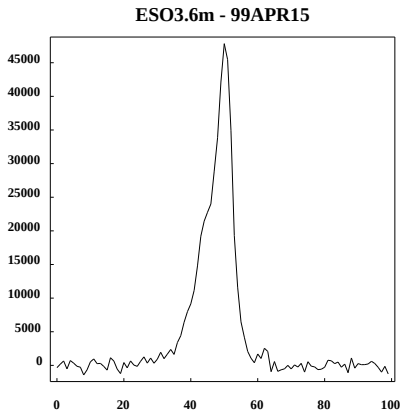


(c) Spectres.

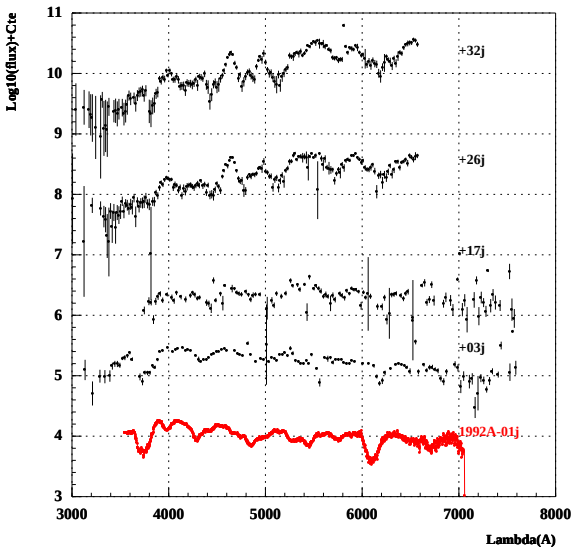
FIG. 7.26 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bk. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.096$, cet objet a bénéficié d'un bon suivi spectroscopique. Ses spectres, d'assez bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*



(a) Carte de champ.

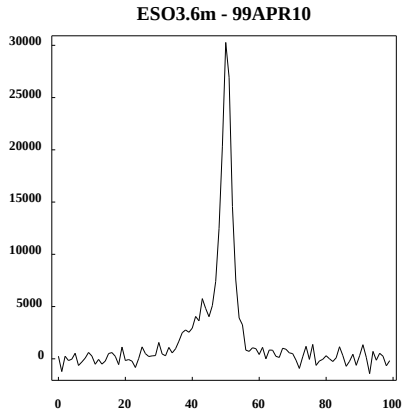


(b) Profil du spectre.

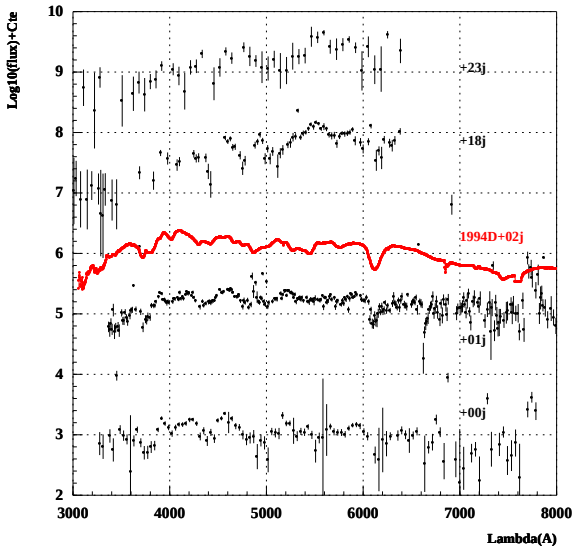


(c) Spectres.

FIG. 7.27 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bn. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.119$, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*

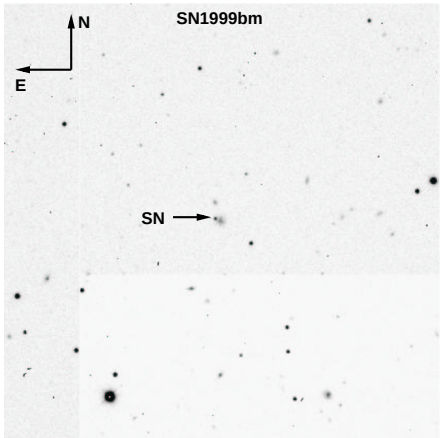


(a) Profil du spectre.

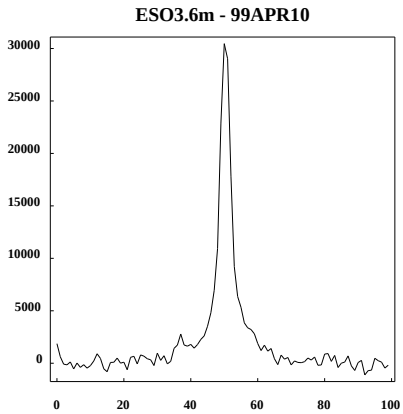


(b) Spectres.

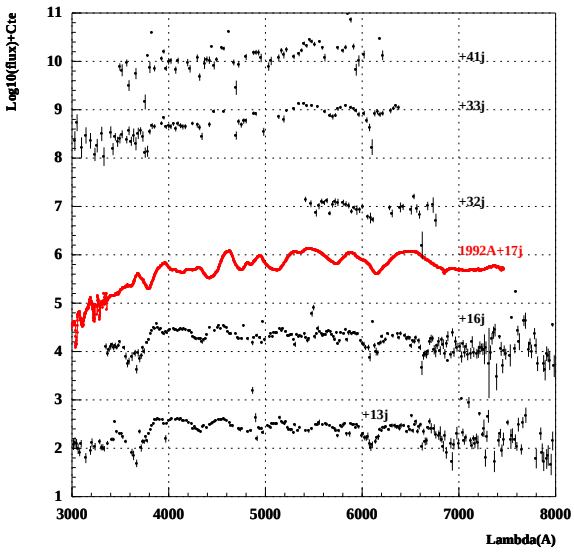
FIG. 7.28 – *Le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bq. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.149$, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres, de qualité moyenne, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*



(a) Carte de champ.

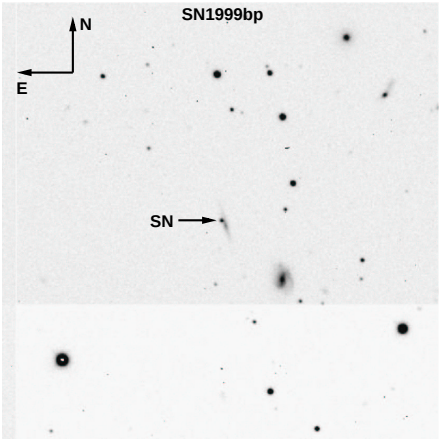


(b) Profil du spectre.

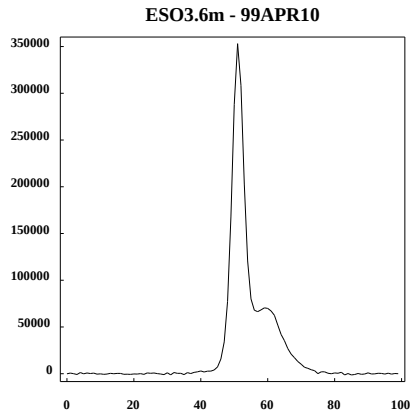


(c) Spectres.

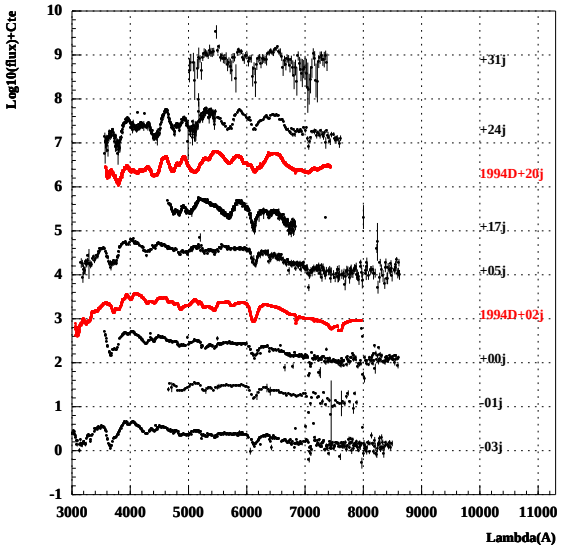
FIG. 7.29 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bm. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.149$, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres, de qualité moyenne, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.

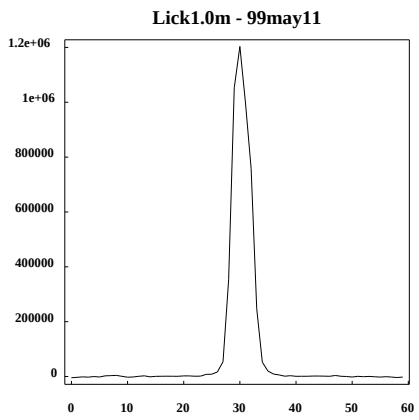


(b) Profil du spectre.

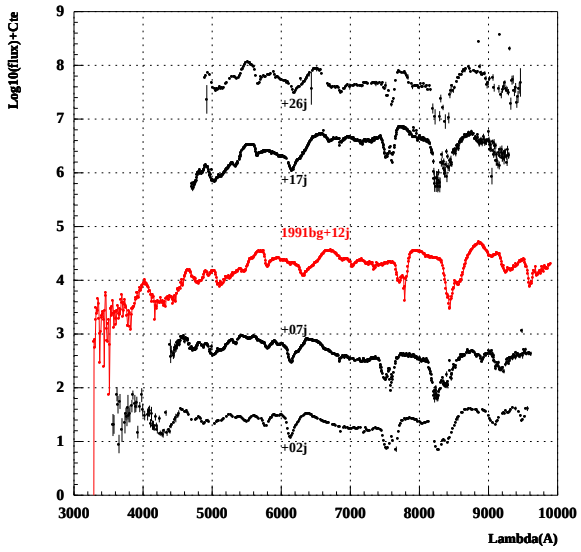


(c) Spectres.

FIG. 7.30 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999bp. Ne présentant pas de particularité et situé à $z = 0.077$, cet objet a bénéficié d'un bon suivi spectroscopique. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simultané décrite dans 7.3.2.*

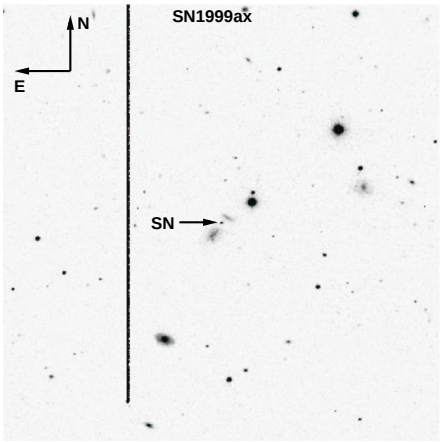


(a) Profil du spectre.

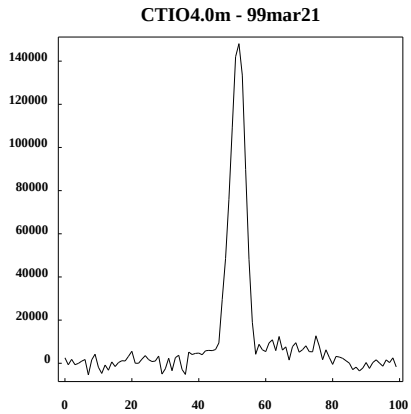


(b) Spectres.

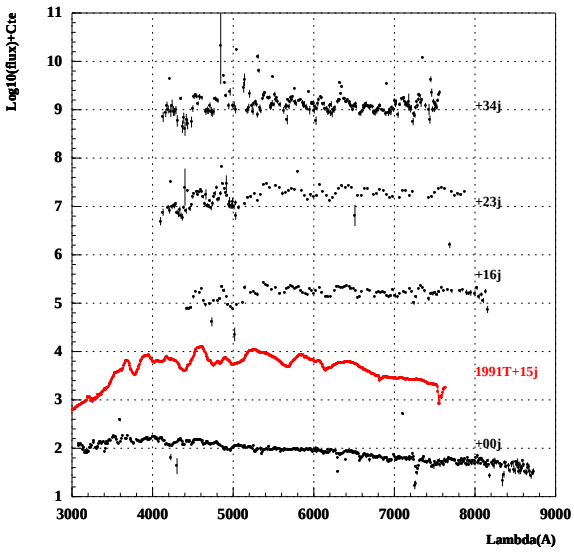
FIG. 7.31 – *Le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999by. Sous-lumineux de type 1991bg et situé à* $z = 0.003$*, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres, de bonne qualité, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*



(a) Carte de champ.



(b) Profil du spectre.



(c) Spectres.

FIG. 7.32 – *La carte de champ, le profil et les spectres de la supernova de type Ia 1999ax. Sur-lumineux de type 1991T et situé à $z = 0.05$, cet objet a bénéficié d'un suivi spectroscopique moyen. Ses spectres, de qualité moyenne, ont été extraits avec la méthode du fit simple décrite dans 7.3.1.*

Chapitre 8

Analyse des spectres

Dans ce chapitre, nous présentons une comparaison entre une méthode de standardisation de type photométrique et une méthode de standardisation de type spectroscopique. La standardisation photométrique est réalisée en étudiant la corrélation entre la magnitude absolue des supernovæ de type Ia au maximum, mesurée dans la bande B, M_B, et les deux observables que sont le taux de décroissance de la courbe de lumière 15 jours après le maximum dans la bande B, $\Delta m_{15}(B)$, et la couleur, $B-V$. La standardisation spectroscopique est réalisée en étudiant la corrélation entre M_B, $B-V$ et une mesure moyenne de $\mathcal{R}$(Si II) réalisée sur une période où ce rapport est fiable. L'échantillon des supernovæ de type Ia suivies pendant la campagne Nearby99 est statistiquement peu fourni. De plus, nous avons exclu de l'analyse un tiers des objets. La comparaison est donc réalisée sur le lot Nearby99 augmenté d'un échantillon de supernovæ publiées par ailleurs.

8.1 Les données utilisées

Lors de la campagne Nearby99, 21 objets ont été suivis (tableau 7.2). Les deux objets SN1999at et SN1999as n'étaient pas des supernovæ de type Ia. Le premier était apparemment une fausse alerte, et le second une supernova de type Ic. Parmi les 19 objets restants, la supernova SN1999af présente une luminosité au maximum inférieure de 2 magnitudes environ à celle d'une supernova de type Ia [Regnault, 2000]. De plus, son redshift est incertain car il est mesuré à partir de son spectre au lieu de celui de sa galaxie hôte (IAUC 7117). L'analyse de ses spectres, à cause du mauvais rapport signal/bruit, ne permet pas de trancher définitivement entre une supernova de type Ia et une supernova de type Ic (figure 8.1). Cet objet a donc été exclu de l'analyse. Quatre autres objets ont également été exclus : SN1999bf, SN1999bh et SN1999bq (dont les données photométriques n'ont pas encore été analysées) et SN1999au (dont les spectres n'ont pu être réduits de manière satisfaisante). 14 objets sont finalement exploitables pour l'analyse. On a donc ajouté au lot à analyser une douzaine de supernovæ de type Ia dont les spectres avaient déjà été publiés. Les modules de distances sont calculés cinématiquement en utilisant le redshift z si la supernova est dans le flot de Hubble ($z > 0.01$). Sinon, un calibrateur secondaire (céphéides ou SBF) est utilisé. Les mesures réalisées en étudiant les céphéides dans les galaxies hôtes sont issues de [Gibson *et al.*, 2000], celles réalisées en étudiant les fluctuations des brillances de surface des galaxies hôtes (SBF) sont issues de [Tonry *et al.*, 2001] et [Ajhar *et al.*, 2001]. Le lot total est présenté dans le tableau 8.1.

Vu les disparités dans la quantité de données disponibles pour ces supernovæ, les coupures de qualité suivantes ont été appliquées sur cet échantillon :

1. Supernova découverte au plus tard au maximum de luminosité.
2. Au moins 5 points de mesure dans la bande B.
3. Au moins 5 points de mesure dans la bande V.
4. $z > 0.01$ ou bien un module de distance μ mesuré à l'aide de céphéides ou par la méthode SBF.

17 supernovæ de type Ia satisfont ces critères, dont 5 ont un module de distance cinématique.

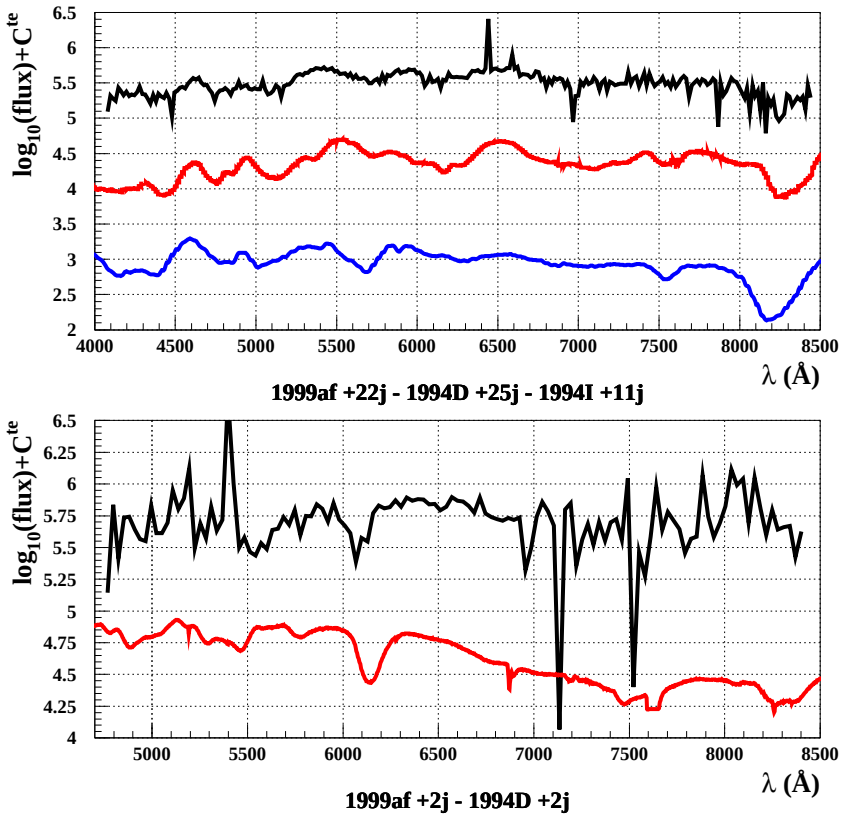


FIG. 8.1 – *En haut, le spectre de l'objet SN1999af pris le 15 mars 1999 avec le télescope de 4m de diamètre du CTIO à 22 jours après le maximum (noir) comparé avec un spectre de la supernova de type Ia SN1994D pris 25 jours après le maximum (rouge) et un spectre de la supernova de type Ic SN1994I à 11 jours après le maximum (bleu). Les trois spectres présentent des caractéristiques similaires. En bas, le spectre de SN1999af pris le 23 février 1999 avec le télescope de 3m00 de diamètre du Lick à 2 jours après le maximum (noir) comparé avec un spectre de la supernova de type Ia SN1994D pris 2 jours après le maximum (rouge). Le spectre de SN1999af ayant un faible rapport signal sur bruit, il ne permet pas d'identifier la "raie" à 6100 Å comme la raie du silicium avec certitude. L'estimation de l'âge de SN1999af provient de sa courbe de lumière dans [Regnault, 2000], elle-même de qualité incertaine. L'examen de ces spectres montre qu'il est difficile d'attribuer le type Ia plutôt que Ic à cette supernova.*

Supernova	M_B	Δm_{15}	$\Delta(\Delta m_{15})$	$B-V$	$\Delta(B-V)$	m_B	$\Delta(m_B)$	μ	$\Delta(\mu)$	z	$\Delta(z)$	N_B	N_V	t_{dec}
1999aa	-19.52	0.98	0.07	-0.10	0.01	14.74	0.08	34.26	0.17	0.015	0.001	35	30	-10.78
1999ac	-19.03	0.95	0.06	0.15	0.01	14.27	0.08	33.30	0.26	0.009	0.001	31	37	-9.04
1999ao	-19.34	1.13	0.10	0.04	0.01	17.73	0.08	37.07	0.05	0.054	0.001	18	17	0.92
1999ar	-19.54	0.65	0.21	0.11	0.02	19.91	0.08	39.45	0.08	0.149	0.005	13	16	-2.50
1999av	-18.85	1.52	0.20	0.02	0.12	18.05	0.16	36.90	0.23	0.050	0.005	5	13	3.61
1999aw	-19.75	0.76	0.07	-0.18	0.01	16.64	0.08	36.40	0.20	0.039	0.004	30	29	-4.40
1999ax	-18.57	1.20	0.85	0.02	0.07	18.32	0.18	36.90	0.23	0.050	0.005	10	15	7.63
1999be	-19.36	0.89	0.22	-0.07	0.03	15.35	0.10	34.71	0.14	0.019	0.005	16	15	13.60
1999bi	-19.06	0.60	0.30	0.29	0.04	19.93	0.10	38.99	0.07	0.124	0.004	6	9	-3.93
1999bk	-19.32	1.25	0.46	-0.04	0.13	19.07	0.16	38.39	0.05	0.096	0.002	8	10	-1.22
1999bm	-19.24	0.23	1.38	-0.01	0.21	20.22	0.26	39.45	0.06	0.149	0.004	5	9	7.06
1999bn	-19.17	0.88	0.27	0.19	0.01	19.74	0.08	38.92	0.07	0.119	0.004	8	9	-6.82
1999bp	-19.55	0.64	0.12	-0.07	0.01	18.33	0.08	37.88	0.11	0.077	0.004	11	14	-6.78
1999by[a]	-17.15	1.95	0.06	0.49	0.01	13.59	0.06	30.74	0.25	0.003	0.001	22	22	-4.50
1981B$^{\nabla}$	-18.92	1.12	0.11	0.01	0.01	11.95	0.06	30.87	0.11	0.007	0.001	136	87	-6.59
1986G$^{\nabla}$	-18.29	1.67	0.08	0.34	0.01	9.43	0.06	27.72	0.25	0.003	0.001	34	39	-4.48
1989B$^{\nabla}$	-19.19	1.29	0.11	0.13	0.01	10.82	0.06	30.01	0.13	0.004	0.001	62	62	-3.33
1990N$^{\nabla}$	-19.04	1.08	0.06	0.03	0.01	12.67	0.06	31.71	0.13	0.004	0.001	34	37	-14.83
1991T$^{\nabla,\blacktriangleleft,\blacktriangleright}$	-19.07	0.89	0.06	0.05	0.01	11.39	0.06	30.46	0.12	0.007	0.001	51	64	-8.92
1991bg$^{\nabla,\blacktriangleleft}$	-16.61	1.88	0.06	0.74	0.01	14.62	0.06	31.23	0.25	0.004	0.001	87	92	-3.71
1992A$^{\nabla}$	-18.75	1.43	0.09	0.07	0.01	12.55	0.06	31.30	0.25	0.006	0.001	43	45	-7.05
1994D$^{\nabla,\bigstar}$	-19.54	1.45	0.06	-0.07	0.01	11.65	0.06	31.19	0.22	0.003	0.001	85	101	-15.01
1995D$^{\triangle}$	-19.37	0.99	0.06	0.01	0.01	13.23	0.06	32.60	0.15	0.008	0.001	34	69	-8.26
1996X$^{\square}$	-19.28	1.28	0.06	-0.06	0.01	12.98	0.06	32.26	0.19	0.008	0.001	48	50	-3.43
1998bu$^{\Diamond}$	-19.31	1.04	0.06	0.05	0.01	10.80	0.06	30.11	0.12	0.004	0.001	139	141	-8.26
2000cx$^{\blacktriangledown}$	-18.44	1.19	0.06	0.19	0.01	13.40	0.06	31.84	0.20	0.008	0.001	70	74	-13.09

[a] Pour cet objet, des spectres publiés par [Garnavich *et al.*, 2001] ont été ajoutés à l'analyse. Les données photométriques proviennent de la même référence.

TAB. 8.1 – *Liste des objets retenus pour l'analyse. Les supernovæ de type Ia du lot Nearby99 sont dans la partie supérieure du tableau. Les supernovæ publiées par d'autres sont dans la partie inférieure. N_B et N_V sont le nombre de points de mesures dans la bande B et dans la bande V respectivement. t_{dec}, donné par la courbe de lumière, représente l'âge auquel la supernova a été découverte. Les données photométriques sont issues de [Regnault, 2000]. Les spectres des supernovæ de type Ia marquées $^{\nabla}$ ont été communiqués par Peter Nugent, $^{\triangle}$ correspond à la référence [Sadakane* et al.*, 1996], $^{\square}$ à la référence [Salvo* et al.*, 2001], $^{\bigstar}$ à la référence [Patat* et al.*, 1996], $^{\blacktriangleleft}$ à la référence [Gomez* et al.*, 1996], $^{\blacktriangleright}$ à la référence [Filippenko* et al.*, 1992], $^{\Diamond}$ aux références [Hernandez* et al.*, 2000] et [Jha* et al.*, 1999] et $^{\blacktriangledown}$ à la référence [Li* et al.*, 2001]. Dans la partie inférieure du tableau, les objets en gras ont un module de distance μ mesuré à l'aide de céphéides. Les modules de distances des autres objets ont été mesurés avec la méthode SBF.*

8.2 Analyse des spectres

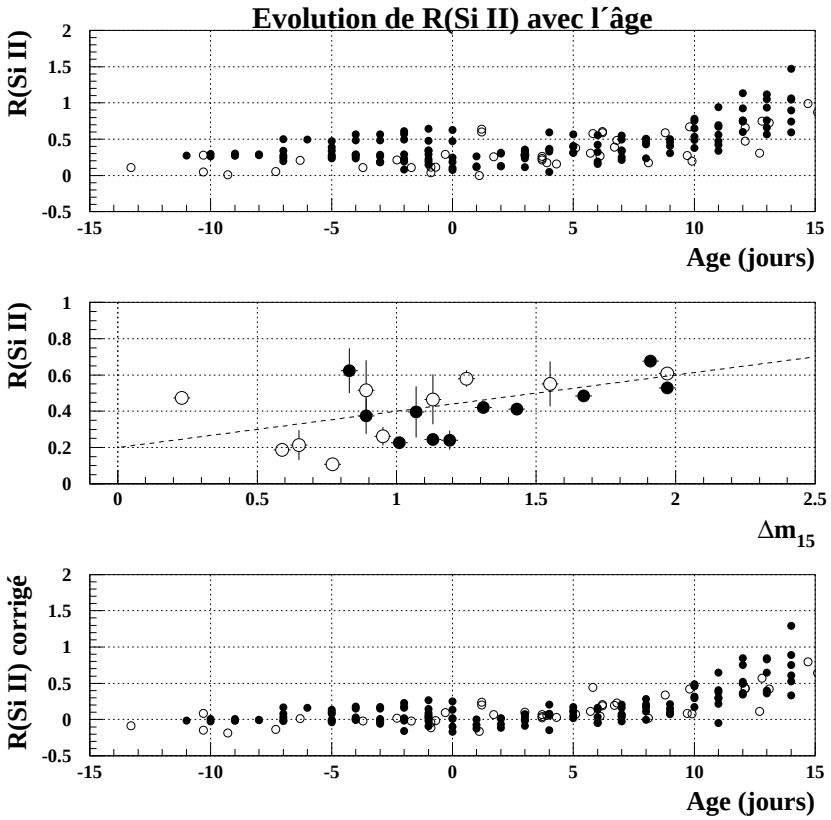


FIG. 8.2 – *Toutes les mesures de $\mathcal{R}$(Si II) (une mesure par spectre disponible) en fonction de l'âge pour toutes les supernovæ de type Ia du tableau 8.1 (haut). On détermine le domaine d'âge où la mesure de $\mathcal{R}$(Si II) est fiable, en étudiant sa corrélation avec Δm_{15} (centre) puis son évolution avec l'âge après correction de cette corrélation (bas). Les points noirs représentent les supernovæ publiées, les points blancs les supernovæ Nearby99. Au centre, on a également représenté l'ajustement linéaire dont la pente est utilisée pour corriger $\mathcal{R}$(Si II).*

L'analyse des spectres peut porter entre autres sur la mesure des vitesses d'expansion des photosphères et/ou la mesure des rapports de profondeurs de raies $\mathcal{R}$(Si II) et $\mathcal{R}$(Ca II). Les vitesses d'expansion n'ont pas été étudiées ici. Elles ont surtout un intérêt pour l'étude d'un objet particulier. La raie de Ca II se trouvant à $\sim$ 4000 Å, zone plus bruitée et aussi moins bien calibrée en longueur d'onde et en flux, sa mesure n'est pas fiable. Nous nous sommes donc concentrés sur une étude de standardisation basée sur $\mathcal{R}$(Si II).

On procède d'abord à la mesure de $\mathcal{R}$(Si II) sur chaque spectre. Cette quantité est un rapport entre deux profondeurs de raies. On mesure chaque profondeur en réalisant trois ajustements polynômiaux : un ajustement pour déterminer la position et la valeur du minimum de la raie, et deux ajustements sur les flancs droit et gauche de la raie. La mesure de $\mathcal{R}$(Si II) peut être entreprise jusqu'à une quinzaine de jours après le maximum. Ensuite, comme mentionné dans le paragraphe 6.2.4, les spectres commencent à être dominés par les raies des éléments du groupe du fer et la raie du silicium commence à disparaître. Cependant, la mesure de $\mathcal{R}$(Si II) n'est plus fiable dès le début de la deuxième semaine après le maximum. Pour déterminer un domaine de confiance, on corrige $\mathcal{R}$(Si II) de sa corrélation avec Δm_{15} (voir figure

8.2), afin d'avoir des mesures homogènes, indépendantes de la magnitude de la supernova. On observe alors la variation de $\mathcal{R}$(Si II) corrigé avec l'âge. Pour chaque supernova une mesure unique de ce rapport est ensuite attribuée. C'est la moyenne de $\mathcal{R}$(Si II) sur la période entre -5 jours et +5 jours par rapport au maximum.

8.3 Principe de la standardisation

La standardisation des supernovæ de type Ia a pour but de réduire la dispersion de la mesure de distance à l'aide de ces objets. Comme on l'a vu au chapitre 6, pour les supernovæ de type Ia il est possible de définir une magnitude absolue corrigée, en tenant compte des corrélations entre les magnitudes absolues et des caractéristiques photométriques ou spectroscopiques.

Dans toute la suite, on ne traitera que la magnitude dans la bande B, M_B. On veut prendre en considération deux corrélations simultanément. Pour cela, on ajuste la relation suivante :

$$M_B = M_B^0 + a_1(x_1 - b_1) + a_2(x_2 - b_2) \tag{8.1}$$

Cet ajustement est réalisé sur un lot donné de supernovæ de type Ia entre les magnitudes absolues M_B de ces supernovæ et deux observables spectroscopiques ou photométriques x_1 et x_2. L'ajustement détermine les paramètres M_B^0, a_1, b_1, a_2 et b_2. M_B^{cor} est alors donnée par :

$$M_B^{cor} = M_B - a_1(x_1 - b_1) - a_2(x_2 - b_2) \tag{8.2}$$

Dans la suite, il s'agit de comparer la réduction de la dispersion sur M_B^{cor} obtenue en réalisant l'ajustement à l'aide de deux observables photométriques avec celle obtenue quand l'une des deux observables est $\mathcal{R}$(Si II).

8.4 Comparaison des méthodes de standardisation

Le premier ajustement est réalisé en utilisant le taux de décroissance quinze jours après le maximum de luminosité Δm_{15} et la couleur $B - V$ (voir [Regnault, 2000] pour une analyse similaire sur un lot de supernovæ de type Ia plus étendu). On compare cet ajustement avec celui obtenu en utilisant l'une de ces deux quantités et $\mathcal{R}$(Si II). L'observable photométrique la moins corrélée avec $\mathcal{R}$(Si II) est $B - V$ (figure 8.3). On le vérifie en calculant les coefficients de corrélation $\rho(\mathcal{R}(\text{Si II}), B - V)$ et $\rho(\mathcal{R}(\text{Si II}), \Delta m_{15})$, qui valent 0.73 et 0.89 respectivement. Notons que le calcul des facteurs de corrélation n'est fait que sur le lot des 17 supernovæ de type Ia présentées au tableau 8.1 et qui satisfont les critères de qualité décrits plus haut. Il peut donc être rendu imprécis par la faiblesse de la statistique. En effet, sur un lot de 70 supernovæ de type Ia extraites de [Regnault, 2000] le calcul de $\rho(\Delta m_{15}, B - V)$ donne 0.21 au lieu de 0.64, valeur calculée à partir de notre lot réduit. Il n'est pas possible de calculer $\rho(\mathcal{R}(\text{Si II}), B - V)$ et $\rho(\mathcal{R}(\text{Si II}), \Delta m_{15})$ sur le lot étendu, car les spectres correspondants sont indisponibles. Ce seront donc les deux paramètres, $\mathcal{R}$(Si II) et $B - V$, qui seront utilisés dans le second ajustement.

Les valeurs de H_0 et M_B^0 sont déterminées au préalable en faisant un ajustement simultané de M_B en fonction de (Δm_{15}, $B - V$) sur le lot englobant les 70 supernovæ de type Ia de [Regnault, 2000]. On fixe H_0 et M_B^0 aux valeurs obtenues, 71.8 $km/s/Mpc$ et -19.19 mag respectivement. On réalise ensuite les deux ajustements pour (Δm_{15}, $B - V$) et ($\mathcal{R}$(Si II), $B - V$), et on compare les dispersions de M_B^{cor}. Les paramètres b_1 et b_2 sont fixés respectivement à 1.1 et 0 pour le cas (Δm_{15}, $B - V$) et à 0.25 et 0 pour le cas ($\mathcal{R}$(Si II), $B - V$). Le résultat des deux ajustements permet alors d'écrire :

$$M_B^{cor} = M_B - 0.54(0.16) \times (\Delta m_{15} - 1.1) - 2.51(0.25) \times (B - V) \tag{8.3}$$

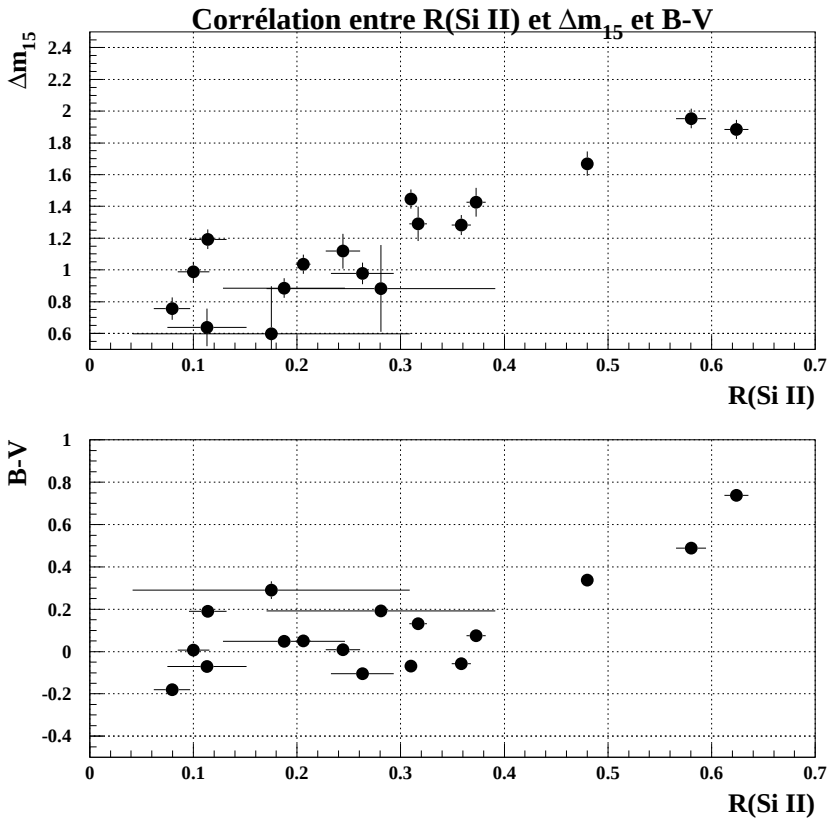


FIG. 8.3 – Δm_{15} *et* $B-V$ *en fonction de* $\mathcal{R}$*(Si II) pour l'échantillon des 17 supernovæ de type Ia retenues pour l'analyse.* $\mathcal{R}$*(Si II) est moins corrélé avec* $B-V$ *qu'avec* Δm_{15}*. On réalisera donc la standardisation spectroscopique avec* $\mathcal{R}$*(Si II) et* $B-V$*.*

$$M_B^{cor} = M_B - 1.28(0.35) \times (\mathcal{R}(\text{Si II}) - 0.25) - 2.45(0.25) \times (B-V) \tag{8.4}$$

Les magnitudes absolues du lot des 17 supernovæ de type Ia (dont 6 de la campagne Nearby99) calculées en tenant compte des équations 8.3 et 8.4 sont reportées sur la figure 8.4, et la figure 8.5 montre que M_B^{cor} ne varie plus avec $\mathcal{R}$(Si II). La figure 8.6 montre le diagramme de Hubble réalisé avec ce lot. Remarquons que les objets les plus atypiques sont bien standardisés dans les deux cas. Les deux ajustements semblent produire la même réduction de dispersion sur les magnitudes absolues, de 0.8 à environ 0.35. Les deux méthodes permettent d'atteindre une précision comparable sur le module de distance, ce qui est encourageant pour la méthode spectroscopique. La figure 8.7 montre l'efficacité de chaque correction séparément. On peut voir que la correction en couleur semble la plus efficace des trois, mais les apports des corrections en $\mathcal{R}$(Si II) et en Δm_{15} restent essentiels, ce qui confirme que deux observables au moins sont nécessaires pour une standardisation efficace. On peut aussi remarquer que les corrections en $\mathcal{R}$(Si II) et en Δm_{15} sont quasi équivalentes (résultat prévisible d'après le calcul des coefficients de corrélation), ce qui explique l'équivalence observée sur le figure 8.4.

Une standardisation spectroscopique présente un avantage "économique" par rapport à une étude basée sur les courbes de lumière, pour une efficacité équivalente. En effet, les standardisations photométriques reposant sur le taux de décroissance requièrent des courbes de lumière bien échantillonnées

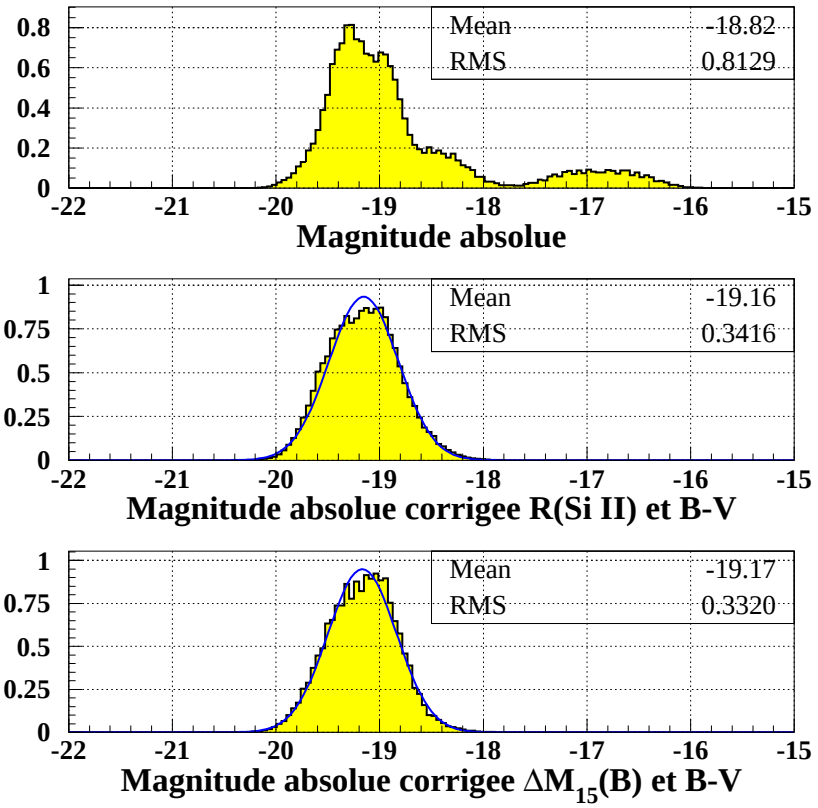


FIG. 8.4 – *Les magnitudes absolues du lot des 17 supernovæ de type Ia (haut). Chaque supernova est comptabilisée par une gaussienne centrée sur sa magnitude absolue, et dont la largeur correspond à l'erreur sur la mesure de cette magnitude. Au centre est représentée la distribution des magnitudes absolues* M_B^{cor} *calculées en corrigeant des corrélations avec* $\mathcal{R}(Si\ II)$ *et* $B-V$ *suivant l'équation 8.4. En bas, la distribution obtenue en corrigeant des corrélations avec* Δm_{15} *et* $B-V$ *suivant l'équation 8.3. Les deux standardisations donnent un résultat comparable.*

dans au moins une bande. De plus, il est nécessaire de disposer d'au moins un spectre pour l'identification du type de la supernova et la détermination de son redshift. Pour réaliser une standardisation spectroscopique, un spectre et seulement quelques mesures photométriques sont suffisants pour fournir une mesure de $\mathcal{R}$(Si II) plus fiable que celle de Δm_{15}. Ayant identifié le type de la supernova et déterminé son redshift, on peut déterminer son âge en comparant ce spectre avec une bibliothèque de spectres de supernovæ de type Ia et ainsi estimer la fiabilité de la mesure de $\mathcal{R}$(Si II). Il suffit ensuite de mesurer $\mathcal{R}$(Si II) et $B-V$ pour améliorer la précision sur la mesure de sa distance ([Riess *et al.*, 1998]).

Le résultat de notre analyse confirme que la standardisation des supernovæ de type Ia est nécessaire à leur utilisation comme indicateurs de distance. Il serait intéressant d'étudier un plus grand nombre de supernovæ de type Ia pour approfondir ce résultat. En particulier, l'extension du lot de supernovæ distantes, dont le module de distance cinématique est peu entaché d'erreur relative, apporterait un gain quantitatif substantiel à cette étude.

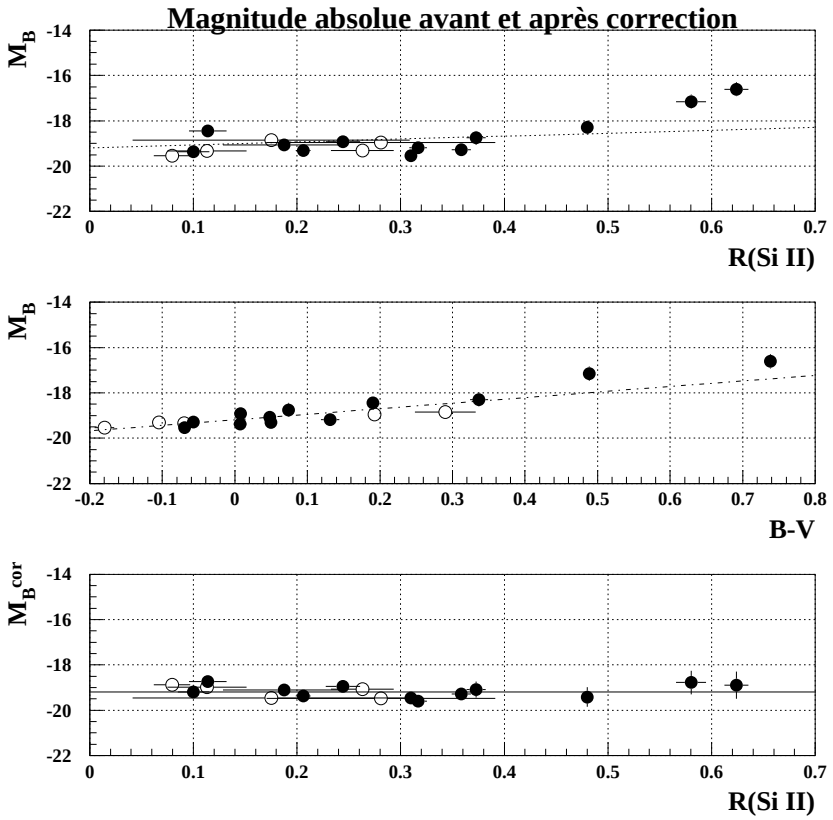


FIG. 8.5 – *En haut et au centre, on montre la corrélation entre M_B et $\mathcal{R}(Si\ II)$ et entre M_B et $B-V$ respectivement, pour le lot des 17 supernovæ de l'analyse. En bas, on montre que M_B^{cor} ne dépend plus de $\mathcal{R}(Si\ II)$. Les droites représentent le résultat de l'ajustement 8.4. Les points blancs représentent les supernovæ dont le module de distance est calculé à l'aide de la loi de Hubble, les points noirs représentent les supernovæ dont le module de distance est mesuré à l'aide d'un calibrateur secondaire.*

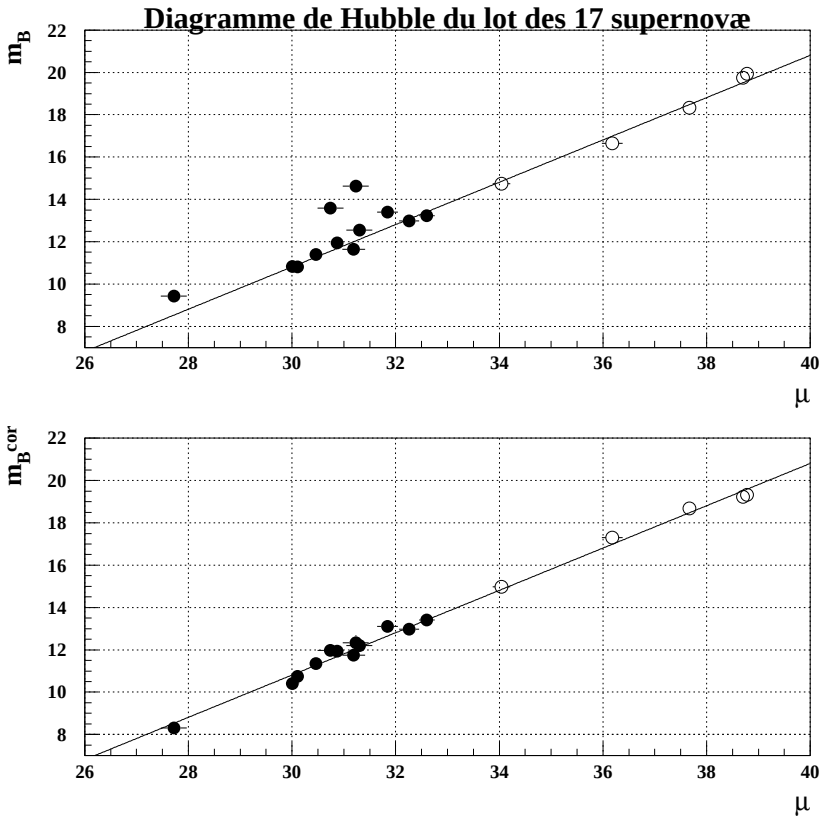


FIG. 8.6 – *Diagramme de Hubble de l'échantillon des 17 supernovæ de type Ia qui satisfont les critères décrits dans 8.1. On représente les magnitudes apparentes mesurées en fonction des modules de distance, puis les magnitudes corrigées des corrélations de l'équation 8.4. Les points blancs représentent les supernovæ dont le module de distance est calculé à l'aide de la loi de Hubble, les points noirs représentent les supernovæ dont le module de distance est mesuré à l'aide d'un calibrateur secondaire.*

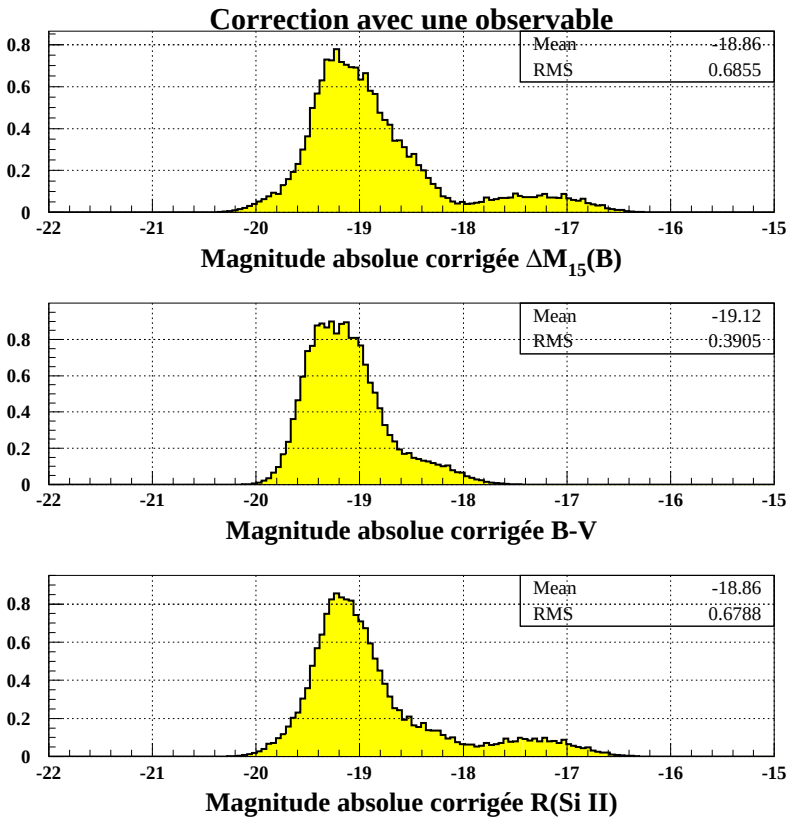


FIG. 8.7 – *La distribution des magnitudes absolues corrigées séparément des corrélations avec* Δm_{15}, $B-V$ *et* $\mathcal{R}(Si\ II)$. *On remarque que les effets des corrections en* Δm_{15} *ou* $\mathcal{R}(Si\ II)$ *sont équivalentes et moins importantes que la correction avec* $B-V$.

Chapitre 9

Résumé et conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté la méthodologie suivie afin de réduire et d'analyser les données dont nous disposions. L'analyse avait pour but d'estimer les performances d'une méthode de standardisation spectroscopique et de les comparer à celles d'une méthode photométrique.

Les données que nous avons analysées ont été récoltées de février à juin 1999 par un consortium international regroupant 9 groupes de recherche auquel EROS II a participé. Durant cette campagne une vingtaine de supernovæ de type Ia ont été suivies : plusieurs milliers d'images et de spectres ont été enregistrés durant plusieurs phases d'évolution de ces supernovæ. Pour les besoins du traitement des données spectroscopiques (environ 3000 images), nous avons développé une chaîne de réduction spécifique. L'originalité de cette chaîne de réduction se manifeste dans les cas où le flux de la supernova est mélangé avec celui de sa galaxie hôte. On traite alors ces deux objets simultanément en ajustant sur le profil spectral la somme de deux fonctions. On arrive ainsi à évaluer les deux flux même dans les cas extrêmes de supernovæ de type Ia âgées de quelques semaines (donc faibles en luminosité devant leurs galaxies hôtes) et situées à des redshifts de l'ordre de 0.15. La calibration des spectres que nous réalisons est satisfaisante : 2 Å en longueur d'onde et 0.05 magnitudes en flux.

Nous avons analysé la centaine de spectres réduits, auxquels nous avons ajouté des spectres publiés d'une douzaine de supernovæ de type Ia afin d'augmenter la statistique de l'étude. Nous avons mesuré sur ces spectres la quantité $\mathcal{R}$(Si II) qui a été moyennée pour chaque supernova sur la période où cette mesure était fiable. En utilisant la corrélation entre $\mathcal{R}$(Si II) et la magnitude au maximum des supernovæ de type Ia, nous avons pu réduire la dispersion des magnitudes de nos supernovæ en tenant compte de cette corrélation (et de la corrélation de $M_B(max)$ avec $B-V$). Nous avons également comparé les performances de cette méthode spectroscopique avec celles d'une méthode plus standard, dite photométrique, impliquant la couleur $B-V$ et le Δm_{15} des supernovæ de type Ia. Il sort de cette comparaison que les deux méthodes semblent d'une efficacité comparable. En effet, sur 17 supernovæ de type Ia, la dispersion des magnitudes absolues maximales est réduite de 0.8 à 0.3 environ par les deux approches.

Ce résultat est particulièrement intéressant pour deux raisons. La première est qu'il renforce le principe de standardisation des supernovæ de type Ia en montrant que deux approches assez différentes parviennent au même résultat. Deuxièmement, puisqu'il permet de considérer $\mathcal{R}$(Si II) comme une variable de même efficacité que Δm_{15}, il met en relief l'aspect économique de la méthode spectroscopique. En effet, une bonne mesure de Δm_{15} requiert une courbe de lumière bien échantillonnée et donc un temps d'observation assez important. Une bonne mesure de $\mathcal{R}$(Si II) requiert seulement quelques spectres et donc consomme moins de temps. Ce gain de temps est particulièrement intéressant pour les futures campagnes de recherche impliquant des centaines à des milliers d'objets servant aux mesures de distances à l'échelle cosmologique (CFHLS, ESSENCE, satellite SNAP).

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Quelques notions fondamentales

. Dans cette annexe, nous allons définir quelques notions de base d'astronomie et d'astrophysique utilisées tout au long de cette thèse. Ces notions concernent les systèmes de coordonnées, le système des magnitudes, les filtres astronomiques, l'utilisation des CCD en astronomie etc.

A.1 Les systèmes de coordonnées astronomiques

Plusieurs systèmes de repérage utilisant des angles (deux angles par étoile) sont utilisés en astronomie. Chacun a son utilité dans un contexte bien particulier. Nous en présentons trois.

A.1.1 Les coordonnées horizontales (ou azimutales)

C'est un système dont les conventions sont semblables à celles du système (θ,ϕ) des coordonnées sphériques. Une étoile est repérée par sa *hauteur* ou *altitude* h, qui est l'angle que forme l'étoile avec l'horizon. h varie entre -90 et +90 degrés. L'étoile est également repérée par son *azimut* a, qui est l'angle que forme la projection de l'étoile sur l'horizon avec le sud. a varie entre 0 et 360 degrés et est mesuré dans le sens indirect. On définit également *l'angle zénithal* z par l'angle que fait l'étoile avec le zénith du lieu, complémentaire de la hauteur. Ce système est très utile pour l'observation, on donnant les positions des étoiles sur le ciel pour un instant et un lieu donnés. Cependant, d'autres systèmes sont nécessaires si l'on veut donner des positions stellaires indépendantes de la rotation diurne de la terre.

A.1.2 Les coordonnées équatoriales

C'est un système dont les conventions sont semblables à celles du système longitude-latitude terrestre. Dans ce système les étoiles sont repérées par leur *ascension droite* ou *angle horaire* α et par leur *déclinaison* δ. α est l'angle que fait la projection de l'étoile sur l'équateur céleste avec un point de réference, appelé *point vernal* γ. α est comptée dans le sens direct et varie entre 0 et 24 heures (1 heure = 15 degrés d'angle). δ est l'angle que fait l'étoile avec l'équateur céleste et varie entre -90 et +90 degrés. Le point vernal est la position du soleil à l'équinoxe de printemps. Il est défini comme le point d'intersection *ascendant* entre l'équateur céleste et l'ecliptique (plan de rotation de la terre autour du soleil ou chemin apparent du soleil dans le ciel au cours d'une année). Du fait de la précession de l'axe de rotation terrestre de période d'environ 26000 ans, le point vernal subit une rotation sur l'équateur céleste de même période. Il est donc nécessaire de donner les coordonnées (α,δ) par rapport à un équinoxe (époque) bien précis. Les époques 1 janvier 1950 ou 1 janvier 2000 sont couramment utilisées. Il faut également tenir compte du fait que les étoiles ont un mouvement propre et un mouvement de rotation global dans la Galaxie. Leurs coordonnées dans ce système changent lentement avec le temps. Un peu moins de 1 arcsec/an généralement, mais quelques étoiles proches peuvent présenter des déplacements de 10 arcsec/an. Pour passer en coordonnées horizontales à un instant donné, il est utile de définir le *temps sidéral*, qui est l'angle horaire du méridien du lieu au même instant.

Le parsec

Il est possible d'observer pour les plus proches étoiles un mouvement apparent sur le ciel au cours d'une année. Ce mouvement apparent résulte du mouvement de rotation annuel de la terre autour du soleil. Les étoiles décrivent ainsi au cours d'une année des ellipses[1]. Le demi grand axe de cette ellipse, appelé aussi *parallaxe*, est toujours inférieur à 1 arcsec : l'étoile la plus proche, *Proxima Centauri*, a une parallaxe de 0.77 arcsec. L'observation de l'effet de parallaxe des étoiles sur six mois (positions opposées sur l'orbite terrestre) permet de mesurer les distances à partir des parallaxes mesurées et de la distance moyenne terre-soleil. Une unité de distance, appelé *parsec*, a été définie en se basant sur cet effet. Une étoile situé à un parsec subirait un effet de parallaxe de 1 arcsec. 1 pc = 3.26 années lumière[2]. L'étoile *Proxima Centauri* est donc située à $1/0.77 = 1.3$ pc.

A.1.3 Les coordonnées Galactiques

L'étude de la structure et de la dynamique Galactiques nécessitent l'introduction d'un système de coordonnées particulier. C'est également un système dont les conventions sont semblables à celles du système longitude-latitude terrestre. Une étoile est repérée par sa *latitude Galactique* l, qui est l'angle que fait l'étoile avec le plan de la Galaxie et varie entre -90 et +90 degrés. L'étoile est également repérée par sa *longitude Galactique* b, qui est l'angle que fait le plan passant par l'étoile et les pôles Galactiques avec un point de référence. b varie entre 0 et 360 degrées dans le sens direct. Anciennement, le point de réference était choisi comme l'intersection de l'équateur celeste et du plan de la Galaxie. Actuellement, le point de reférence se situe vers le centre Galactique. Les coordonnées sont indexées dans l'ancien système par le chiffre romain I, et dans le nouveau par II (ou par l'absence d'indice).

A.2 Le système des magnitudes

Historiquemenent, les astres étaient classés selon leur éclat par le système défini par l'astronome grec Hipparque. Dans ce système, les astres ont une *grandeur* variant entre 1 et 6, les plus brillants ayant une grandeur de 1. Ce système est intimement lié au fait que la sensation de l'oeil croît logarithmiquement avec le flux reçu. Actuellement, les astrophysiciens définissent la *magnitude apparente* m d'un astre à partir de son flux f mesuré sur terre par la relation de Pogson :

$$m = -2.5 \times \log_{10}(f) + c \tag{A.1}$$

où c est une constante fixée par convention. Le système des magnitudes est différent de celui des grandeurs, mais il en garde le principe : plus un objet est brillant, plus sa magnitude est petite. Une différence d'un facteur 10 en flux, se traduit par une différence de 2.5 magnitudes. La magnitude apparente n'est pas liée à la luminosité réelle de l'astre, dite absolue, mais simplement à sa luminosité telle qu'elle est reçue sur terre. Si l'on veut classer les étoiles selon leurs luminosités intrinsèques, il faut tenir compte des distances auxquelles elles se trouvent. On définit alors la *magnitude absolue* M de l'astre par la valeur de sa magnitude apparente mesurée sur terre s'il se trouvait à une distance de 10 pc. Si L est la luminosité intrinsèque de l'astre, alors son flux reçu à une distance d est donné par la relation :

$$f = \frac{L}{4\pi d^2} \tag{A.2}$$

On déduit des équations A.1 et A.2 que la magnitude absolue M et la magniude apparente m sont reliées par :

[1] Les coordonnées équatoriales varient donc au cours de l'année. Un système de coordonnées héliocentrique permet de s'affranchir des déplacements annuels.

[2] Le parsec est également défini par la distance à laquelle 1 unité astronomique (UA, distance moyenne terre-soleil, $\sim 1.5 \times 10^8$ km) est vue selon un angle de 1 arcsec.

$$M = m_{10\ pc} = -2.5 \times \log_{10}\left(\frac{L}{4\pi\,(10\ pc)^2}\right) + c \tag{A.3}$$

$$M = m - 5 \times \log_{10}\left(\frac{d}{10\ pc}\right) \tag{A.4}$$

La mesure des distances

La quantité $m - M$ est appelée *module de distance* μ. La magnitude absolue n'est déductible que pour les objets dont on connaît la distance. Les distances aux étoiles du voisinage solaire (quelques dizaines de parsecs) sont déduites de la mesure de leurs parallaxes. Il est ensuite possible de mesurer les distances d'autres étoiles si l'on suppose qu'elles sont physiquement identiques aux étoiles dont on a mesuré la distance et ont, par conséqent, la même magnitude absolue. On peut ainsi s'éloigner, de proche en proche, jusqu'à des distances cosmologiques (1 *Gpc*). On appelle "chandelles standards" une famille d'objets dont la luminosité intrinsèque est homogène et qui, par conséquent, peuvent être utilisés pour les mesures de distances. Les supernovæ de type Ia sont actuellement les chandelles standards qui permettent d'atteindre les distances cosmologiques.

A.2.1 Les filtres astronomiques

La magnitude définie par l'équation A.1 est dite magnitude bolométrique. Elle représente la luminosité totale de l'astre sur tous les domaines de longueur d'onde. Cependant, en pratique, il n'est possible de mesurer le flux d'un objet que dans certaines fenêtres d'observation. On utilise alors des filtres optiques. Chaque filtre laisse passer la lumière dans un domaine de longueur d'onde $\Delta\lambda$, centré sur λ_0. Les filtres les plus couramment utilisés en astronomie sont ceux du système UBVRI (système Johnson-Cousins). Le filtre U est situé dans l'ultraviolet proche ($\lambda_0 = 3600$ Å) et I dans le proche infrarouge ($\lambda_0 = 9000$ Å). Des filtres complémentaires couvrent un domaine plus étendu dans l'infrarouge (JKLMN). L'utilisation d'un système standardisé permet la comparaison des observations.

Avec ce système, il est possible de quantifier la couleur d'un objet. *L'indice de couleur* est la différence entre les magnitudes apparentes mesurées avec deux filtres différents, par exemple $m_B - m_V$. Pour les étoiles, assimilables à des corps noirs, la couleur est directement liée à la température. Et donc plus une étoile est rouge, plus elle froide.

A.2.2 Le diagramme de Hertzprung-Russel (HR)

Ce diagramme, aussi appelé diagramme *magnitude-couleur*, représente les magnitudes des étoiles en fonction de leurs couleurs. Sur le diagramme, il est possible d'observer des tendances. Les étoiles se placent dans des zones différentes de ce diagramme suivant leur type : naines, géantes, étoiles de la séquence principale... Une étoile change de type tout au long de sa vie, qui consiste essentiellemnt à brûler son combustible (hydrogène, ensuite hélium...) par des réactions thermonucléaires. L'étoile se déplace donc dans le diagramme HR en fonction de son âge. Par exemple, le soleil, étoile de la séquence principale pendant 10 milliards d'années, deviendra géante rouge pour finir en naine blanche. Ce diagramme est utile pour caractériser une population d'étoiles. Il permet par exemple de déduire l'âge de la population. Par ailleurs, connaissant le type d'une étoile (par une mesure spectroscopique par exemple), la mesure de sa couleur ou température permet d'estimer sa magnitude absolue et donc sa distance.

A.2.3 L'absorption interstellaire

De la poussière interstellaire peut être présente sur le trajet que parcourent les photons γ issus d'un objet observé. En absorbant une partie de ces photons, la poussière fait que l'objet est généralement plus brillant que sa magnitude apparente mesurée. La poussière interstellaire n'absorbe cependant pas les photons de différentes longueur d'onde λ de la même manière. Les γ bleus de petites λ sont plus absorbés que les γ rouges de grandes λ. Les magnitudes apparentes mesurées dans le filtre B par exemple sont

donc faussement plus grandes (flux plus petit) que celles mesurées dans le filtre V. L'objet semble alors *rougi*. Il faut tenir compte d'un terme supplémentaire pour corriger de cet effet la magnitude apparente mesurée de l'équation A.1. Le terme de correction dépend du filtre, de la direction (dans la Galaxie) et de la profondeur (distance) d'observation. La correction permet de se ramener à une couleur absolue égale à la couleur apparente, soit $m_B - m_V = M_B - M_V$ par exemple.

A.2.4 L'airmass

L'atmosphère absorbe différemment les photons suivant leurs longueurs d'onde λ. L'absorption est d'autant plus grande que λ est petite, ce qui induit une effet de rougissement sur les magnitudes mesurées. Pour chaque longueur d'onde, la magnitude $m_z(\lambda)$, mesurée à un angle zénithal z donné, est exprimée en fonction de celle hors atmosphère $m_0(\lambda)$, suivant la loi de Bouguer :

$$m_z(\lambda) = m_0(\lambda) + \frac{k_\lambda}{\cos\ z} \tag{A.5}$$

k_λ est le coefficient d'absorption en magnitude et $1/\cos z$, appelé masse d'air ou *airmass*, mesure la longueur d'atmosphère traversée. k_λ est mesuré en ajustant linéairement des points représentant plusieurs mesures $(m_z(\lambda), z)$. $m_0(\lambda)$ est l'extrapolation de l'ajustement pour un airmass nul (cette situation est purement mathématique du point de vue d'une observation terrestre). Les coefficients k_λ dépendent de la fenêtre d'observation, de la nuit et du lieu d'observation. Ces coefficients changent avec les conditions mététorologiques et avec l'altitude du lieu. En pratique, pour un lieu donné, on peut se contenter de moyennes réalisées sur plusieurs nuits.

A.3 Utilisation des caméras CCD en astrophysique

L'utilisation des caméras CCD en astronomie est devenue courante durant la dernière décennie. Nous éxpliquons dans la suite l'utilisation des caméras CCD et les étapes nécessaires pour prétraîter les images enregistrées avec ces caméras. Ce prétraîtement est dit *déflatage*.

Les photons reçus par le CCD sont convertis en paires électron-trou. La charge totale ainsi accumulée dans chaque pixel du CCD est amplifiée et numérisée par un ADC. Le flux intégré reçu se mesure en unités d'ADC, ou ADU, et est donné par $f_{\mathrm{ADU}} = \frac{\epsilon}{g} f_\gamma$, où ϵ est l'efficacité de conversion des photons en paires électron-trou et g représente le gain de l'électronique de lecture. Deux effets doivent ensuite être corrigés. En premier, un biais constant b s'ajoute à la charge numérisée par l'ADC. Ce biais permet d'utiliser le CCD dans sa zone de linéarité. D'autre part, le *vignettage* créé par l'optique (dû à la non uniformité de l'éclairement entre le centre et le bord de champ) et dans une moindre mesure une efficacité de conversion ϵ propre à chaque pixel du CCD sont responsables d'une altération du flux mesuré. Le flux mesuré par l'ADC pour chaque pixel i du CCD est alors : $f^i_{\mathrm{ADU}} = \frac{\epsilon^i}{g} f^i_\gamma + b^i$ (l'effet de l'optique est contenu dans f^i_γ).

Pour corriger le biais, les observateurs enregistrent chaque nuit plusieurs *bias*, c'est-à-dire des images à temps de pose nul, ce qui permet de déterminer pour chaque pixel la valeur de b^i. Les défauts de l'optique et la non-uniformité de la conversion sont corrigés à l'aide de *flat-fields*, c'est-à-dire d'images obtenues en observant un écran éclairé uniformément par une lampe à incandescence. Des médianes sont effectuées sur les bias et sur les flat-fields. En effet, des rayons cosmiques peuvent contaminer les images. Une médiane permet de s'en affranchir. Le flux corrigé $fcor^i_{\mathrm{ADU}}$ pour chaque pixel i est donné par $fcor^i_{\mathrm{ADU}} = \frac{f^i_{\mathrm{ADU}} - b^i}{ff^i - b^i} \times < ff^i - b^i >$, où ff^i est la valeur du pixel i du flat-field et b^i celle du bias.

A.3.1 Le seeing

Les photons issus d'une source ponctuelle forment sur le CCD une *tache* appelée PSF (pour *Point Spread Function*). 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 dimensions[3] :

$$PSF(x,y) = \frac{f}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left(\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2\rho\frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y}\right)\right] \quad \text{(A.6)}$$

f est le flux intégré de l'objet produisant la PSF. Pour une "bonne" image, σ_x et σ_y sont petits, comparables et non corréllés. Notons que σ_x et σ_y ne sont plus égaux aux bords du champ d'observation où la PSF est déformée par un effet d'optique, indépendemment du fait que l'image soit bonne ou mauvaise.

Le *seeing* est défini commme la largeur à mi-hauteur de la PSF, soit 2.35σ 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 théoriquement ponctuelle. Il est plutôt relié au chemin aléatoire que prennent les photons à travers les couches de l'atmosphère et du 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 à une mauvaise focalisation du télescope par exemple. Un mauvais guidage peut également déteriorer 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), et si le seeing reste stable.

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

Bibliographie

[Ansari *et al.*, 1996] Ansari, R., *et al.* 1996. Observational limits on the contribution of sub-stellar and stellar objects to the galactic halo. *A&A*, **314**, 94.

[Afonso, 2001] Régoa Matos Afonso, I. C. 2001. Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle vers le centre de notre galaxie avec EROS II. Ph.D. thesis. Université Paris 7. *DAPNIA/SPP-01-04T*.

[Ajhar *et al.*, 2001] Ajhar, E. A., *et al.* 2001. Reconciliation of the surface brightness fluctuation and type Ia supernova distance scales. *ApJ*, **559**, 584.

[Bauer, 1997] Bauer, F. 1997. Développement et mise au point du détecteur EROS2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Étude comparative des Céphéides dans les nuages de Magellan. Ph.D. thesis. Université Paris 7.

[Benoît *et al.*, 2003] Benoît, A., *et al.* 2003. Cosmological constraints from Archeops. *A&A*, **399**, 25.

[Binney, Gerhard & Spergel, 1997] Binney, J., Gerhard, O., & Spergel, D. 1997. The photometric structure of the inner Galaxy. *MNRAS*, **288**, 365.

[Blanc, 2002] Blanc, G. 2002. Recherche et étude de supernovæ. Mesure du taux d'explosion. Ph.D. thesis. Université Paris 11.

[Bohlin & Lindler, 1992] Bohlin, R. C., & Lindler, D. 1992. *STScI Newsletter*, **9**, 19.

[Bohlin *et al.*, 1995] Bohlin, R. C., *et al.* 1995. White dwarf standard stars : G191-B2B, GD 71, GD 153, HZ 43. *AJ*, **110**, 1316.

[Branch, 1987] Branch, D. 1988. High velocity matter in a classical type Ia supernova : The demise of type Ia homogeneity. *ApJ*, **316**, 181.

[Branch, Drucker & Jeffery, 1988] Branch, D., Drucker, W., & Jeffery, D. J. 1988. Differences among expansion velocities of type Ia supernovæ. *ApJ*, **330**, 117.

[Branch *et al.*, 1993] Branch, D., *et al.* 1993. On the relative frequencies of spectroscopically normal and peculiar type Ia supernovæ. *AJ*, **106**, 2383.

[Burles, Nollett & Turner, 2001] Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. 2001. Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology. *ApJ*, **552**, 1.

[Cappellaro *et al.*, 1999] Cappellaro, E., *et al.* 1999. A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation. *A&A*, **351**, 459.

[Derue, 1999] Derue, F. 1999. Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II. Ph.D. thesis. Université Paris 11. *LAL 99-14*.

[Dwek *et al.*, 1995] Dwek, E., *et al.* 1995. Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations. *ApJ*, **445**, 716.

[EROS Collaboration, 2003] EROS Collaboration 2003. Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. *A&A*, **400**, 951.

[Evans & Belokurov, 2002] Evans, N. W., & Belokurov, V. 2002. Microlensing Maps for the Milky Way Galaxy. *astro-ph/0202042*.

[Feldman & Cousins, 1998] Feldman, G. J., & Cousins, R. D. 1998. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, **57**, 3873.

[Filippenko *et al.*, 1992] Filippenko, A. V., *et al.* 1992. The peculiar type Ia SN 1991T - Detonation of a white dwarf?. *ApJ*, **384**, 15.

[Filippenko, 1997] Filippenko, A. V. 1997. Optical spectra of supernovæ. *ANRAA*, **35**, 309.

[Freedman *et al.*, 2001] Freedman, W. L., *et al.* 2001. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, **553**, 47.

[Freudenreich, 1998] Freudenreich, H. T. 1998. A COBE Model of the Galactic Bar and Disk. *ApJ*, **492**, 495.

[Garnavich *et al.*, 2001] Garnavich, P. M., *et al.* 2001. The luminosity of SN 1999by in NGC 2841 and the nature of 'peculiar' type Ia supernovae. *astro-ph/0105490.*

[Gibson *et al.*, 2000] Gibson, B. K., *et al.* 2000. The Hubble Space Telescope Key Project on the extragalactic distance scale. XXV. A recalibration of cepheid distances to type Ia supernovae and the value of the Hubble constant. *ApJ*, **529**, 723.

[Goldman *et al.*, 2002] Goldman, B., *et al.* 2002. EROS 2 proper motion survey : Constraints on the halo white dwarfs. *A&A*, **389**, 69.

[Gomez *et al.*, 1996] Gomez, G., *et al.* 1996. The Canaris type Ia supernovae archive (I). *AJ*, **112**, 2094.

[Goodrich & Veilleux, 1988] Goodrich, R. W., & Veilleux, S. 1988. Reduction of Hamilton echelle data at Lick observatory. *PASP*, **100**, 1572.

[Grenacher *et al.*, 1999] Grenacher, L., *et al.* 1999. Microlensing towards different Galactic targets. *A&A*, **351**, 775.

[Hamadache, 2004] Hamadache, C. 2004. Ph.D. thesis.

[Hamilton, 1997] Hamilton, J-C. 1998. Ph.D. thesis.

[Hamuy *et al.*, 1992] Hamuy, M., *et al.* 1992. Southern spectrophotometric standards, I. *PASP*, **104**, 533.

[Hamuy *et al.*, 1994] Hamuy, M., *et al.* 1994. Southern spectrophotometric standards, II. *PASP*, **106**, 566.

[Hamuy *et al.*, 1996] Hamuy, M., *et al.* 1996. The morphology of type Ia supernovæ light curves. *AJ*, **112**, 2438.

[Hardin, 1998] Hardin, D. 1998. Ph.D. thesis.

[Hardin *et al.*, 2000] Hardin, D., *et al.* 2000. Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$. *AA*, **362**, 419.

[Hatano *et al.*, 2000] Hatano, K., *et al.* 2000. On the spectroscopic diversity of type Ia supernovæ. *ApJ*, **543**, 49.

[Hernandez *et al.*, 2000] Hernandez, M., *et al.* 2000. An early-time infrared and optical study of the type Ia Supernova 1998bu in M96. *MNRAS*, **319**, 223.

[Höflich *et al.*, 1996] Höflich, P., *et al.* 1996. Maximum brightness and postmaximum decline of light curves of supernovæ Ia : A comparison of theory and observations. *ApJ*, **472**, 81.

[Howell, 2001] Howell, D. A. 2001. The progenitors of subluminous type Ia supernovæ. *ApJ*, **554**, 193.

[Hubble & Humason, 1931] Hubble, E., & Humason, M. L. 1931. The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae. *ApJ*, **74**, 43.

[Jha *et al.*, 1999] Jha, S., *et al.* 1999. The type Ia supernova 1998bu in M96 and the Hubble constant. *astro-ph/9906220.*

[Knop *et al.*, 2003] Knop, R. A., *et al.* 2003. New Constraints on Ω_M, Ω_Λ, and w from an Independent Set of Eleven High-Redshift Supernovae Observed with HST. *astro-ph/0309368.*

[Krauss & Chaboyer, 2003] Krauss, L. M., & Chaboyer, B. 2003. Age Estimates of Globular Clusters in the Milky Way : Constraints on Cosmology. *Sci*, **299**, 65.

[Lasserre, 2000] Lasserre, T. 2000. Mesure de l'abondance des astres sombres de masse stéllaire dans le halo Galactique par la recherche de phénomènes de microlentilles vers les nuages de Magellan. Ph.D. thesis. Université Paris 6. *DAPNIA/SPP-00-04-T.*

[Le Guillou, 2003] Le Guillou, L. 2003. Ph.D. thesis.

[Li *et al.*, 2001] Li, W., *et al.*2001. The unique type Ia Supernova 2000cx in NGC 524. *astro-ph/0107318.*

[Lin, Mohr & Stanford, 2003] Lin, Y-T., Mohr, J. J., & Stanford, S. A. 2003. Near-Infrared Properties of Galaxy Clusters : Luminosity as a Binding Mass Predictor and the State of Cluster Baryons. *ApJ*, **591**, 749.

[Livio, 2000] Livio, M. 2000. Type Ia supernovæ and their implications for cosmology. *astro-ph/0005344*.

[McGregor, 2000] McGregor, P. J. 2000. Fringing effects in the NIFS science detector. *NIFS System Design Note 8.10*.

[Nugent *et al.*, 1995] Nugent, P., *et al.* 1995. Evidence for a spectroscopic sequence among type Ia supernovæ. *ApJ*, **455**, 147.

[Penzias & Wilson, 1965] Penzias, A. A., & Wilson, R. W. 1965. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, **142**, 419.

[Oke & Schild, 1970] Oke, J. B., & Schild, R. E. 1970. The absolute spectral energy distribution of Alpha Lyrae. *ApJ*, **161**, 1015.

[Oke & Gunn, 1983] Oke, J. B., & Gunn, J. E. 1983. Secondary standard stars for absolute spectrophotometry. *ApJ*, **266**, 713.

[Oke, 1990] Oke, J. B. 1990. Faint spectrophotometric standard stars. *AJ*, **99**, 1621.

[Paczyński, 1986] Paczyński, B. 1986. Gravitational microlensing by the galactic halo. *ApJ*, **304**, 1.

[Pain *et al.*, 2002] Pain, R., *et al.* 2002. The Distant Type Ia Supernova Rate. *ApJ*, **557**, 120.

[Palanque-Delabrouille, 1997] Palanque-Delabrouille, N. 1997. Research on Galactic dark matter implied by gravitational microlensing. Ph.D. thesis. Université Paris 7, The University of Chicago. *DAPNIA/SPP 97-1007*.

[Palanque-Delabrouille *et al.*, 1998] Palanque-Delabrouille, N., *et al.* 1998. Microlensing towards the Small Magellanic Cloud EROS 2 first year survey. *A&A*, **332**, 1.

[Patat *et al.*, 1996] Patat, F., *et al.* 1996. The type Ia supernova 1994D in NGC 4526 : the early phases. *MNRAS*, **278**, 111.

[PEIDA] `http ://www.lal.in2p3.fr/recherche/eros/PeidaDoc/peida/peida.html`.

[Phillips, 1993] Phillips, M. M. 1993. The absolute magnitudes of type Ia supernovæ. *ApJ*, **413**, 105.

[Regnault, 2000] Regnault, N. 2000. Recherche de supernovæ avec EROS2. Etude photométrique des SNIa proches et mesure de H_0. Ph.D. thesis. Université Paris 7. *LAL 00-65*.

[Richmond *et al.*, 1995] Richmond, M. W., *et al.* 1995. *UBVRI* photometry of type Ia SN 1994D in NGC 4526. *AJ*, **109**, 2121.

[Riess *et al.*, 1998] Riess, A. G., *et al.* 1998. Snapshot distances to type Ia supernovæ : all in "one" night's work. *ApJ*, **504**, 935.

[Riess *et al.*, 1999] Riess, A. G., *et al.* 1999. The rise time of nearby type Ia supernovæ. *AJ*, **118**, 2675.

[Russeil, 1998] Russeil, D. 1998. Etude multispectrale des régions d'hydrogène ionisé dans notre Galaxie. Ph.D. thesis. Université de Provence (Aix-Marseille I).

[Sadakane *et al.*, 1996] Sadakane, K., *et al.*1996. Type-Ia supernova SN 1995D in NGC 2962 : optical v, R, and I band photometry and spectra. *PASJ*, **48**, 51.

[Salvo *et al.*, 2001] Salvo, M. E., *et al.*2001. The template type Ia supernova 1996X. *MNRAS*, **321**, 254.

[Schatzman & Praderie, 1990] Schatzman, E., & Praderie, F. 1990. Les étoiles. Editions du CNRS.

[Schmidt *et al.*, 1994] Schmidt, B. P., *et al.* 1994. The distances to five type II supernovæ de type using the expanding photosphere method, and the value of H_0. *ApJ*, **432**, 42.

[Spergel *et al.*, 2003] Spergel, D. N., *et al.* 2003. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ApJ*, **148**, 175.

[SuperMACHO] `http ://www.ctio.noao.edu/ supermacho/`.

[Tisserand, 2004] Tisserand, P. 2004. Ph.D. thesis.

[Tripp & Branch, 1999] Tripp, R. & Branch, D. 1999. Determination of the Hubble constant using a two-parameter luminosity correction for type Ia supernovæ. *ApJ*, **525**, 209.

[Tonry *et al.*, 2001] Tonry, J. L., *et al.* 2001. The SBF survey of galaxy distances. IV. SBF magnitudes, colors, and distances. *ApJ*, **546**, 681.

[Tonry *et al.*, 2003] Tonry, J. L., *et al.* 2003. Cosmological Results from High-z Supernovae. *ApJ*, **594**, 1.

[Tüg, 1977] Tüg, H. 1977. Vertical extinction on La Silla. *Messenger*, **11**, 7.

[Vaughan *et al.*, 1995] Vaughan, T. E., *et al.* 1995. The blue and visual absolute magnitude distributions of type Ia supernovæ. *ApJ*, **439**, 558.

[Zhao *et al.*, 1996] Zhao, H., *et al.* 1996. A consistent microlensing model for the Galactic bar. *MNRAS*, **282**, 175.

[Zwicky, 1938] Zwicky, F. 1938. On the search for supernovae. *PASP*, **50**, 215.