PCC 99 T1

THÈSE de DOCTORAT de l'Université PARIS 11

présentée par

Jean-Christophe HAMILTON

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris 11

Spécialité : COSMOLOGIE OBSERVATIONNELLE

RECHERCHE AUTOMATISEE DE SUPERNOVÆ A DES DISTANCES INTERMEDIAIRES ET ANALYSE PHOTOMETRIQUE DE LEURS COURBES DE LUMIERE

Soutenue le 14 avril 1999, devant le jury composé de:

Pilar	RUIZ-LAPUENTE	Présidente du jury
Alain	BLANCHARD	Rapporteur
Alain	BOUQUET	Directeur de thèse
Marcel	FROISSART	Examinateur
Jacques	HAISSINSKI	Rapporteur
André	ROUGE	Examinateur

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Marcel Froissart pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire et de Cosmologie du Collège de France ainsi que Pierre Bareyre pour sa gentillesse et ses encouragements. Les membres du groupe de cosmologie observationnelle m'ont réservé dès mon arrivée un accueil chaleureux et je tiens à tous les remercier pour l'ambiance sympathique qui règne au sein de cette équipe. Je tiens en particulier à remercier Yannick Giraud-Héraud pour sa bonne humeur permanente, ses conseils avisés et sa disponibilité. Je suis reconnaissant à Alain Bouquet de m'avoir laissé une certaine autonomie durant cette thèse, je veux le remercier d'avoir toujours répondu avec une grande patience à mes questions, aussi stupides soient-elles. Je voudrais aussi remercier Jean Kaplan pour sa gentillesse et les nombreux conseils qu'il m'a donnés au cours de cette thèse. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Alex Kim pour ses critiques constructives, en particulier concernant la photométrie, sans lesquelles je n'aurais pu mener à bien ce travail.

Je suis reconnaissant à tous les membres de la collaboration EROS2 de travailler au fonctionnement de cette belle expérience, puisse-t-elle continuer longtemps et produire des résultats passionnants. Je remercie particulièrement Réza Ansari pour son assistance informatique sans laquelle je ne m'en serais jamais sorti.

Je suis très reconnaissant à Reynald Pain de m'avoir permis de participer à la campagne de recherche de supernovæ à l'INT ainsi qu'à Pierre Astier pour son assistance efficace. Merci aussi à Nic Walton, Mike Irwin et Richard McMahon pour leur accueil chaleureux à l'INT. Je remercie Michel Aurière et Gérard Coupinot de l'OMP pour m'avoir épaulé lors des nuits d'observation au Pic du Midi et pour avoir si efficacement réduit les spectres que nous y avons pris.

Je remercie Alain Blanchard et Jacques Haissinski d'avoir accepté d'être rapporteurs. Je suis très reconnaissant à André Rougé d'avoir bien voulu être dans mon jury ainsi qu'à Pilar Ruiz-Lapuente d'avoir eu la gentillesse de venir à Paris pour ma soutenance.

Merci à la fine équipe de thésards du Collège de France grâce à qui le repas de midi est chaque jour un moment de détente et de bonne humeur. Merci en particulier à Benoît Revenu pour les innombrables discussions que nous avons eues sur la cosmologie et qui nous ont permis chacun de progresser ensemble.

Je tiens à remercier mes parents pour m'avoir toujours laissé libre de mes choix quant à l'orientation de mes études. Je suis profondément reconnaissant à mon oncle avec qui j'ai eu mes premières discussions sur la physique fondamentale, elles sont sans aucun doute à l'origine de ma passion pour ce domaine.

Enfin, je ne pourrai jamais assez remercier Cécile pour sa patience infinie, son soutien de chaque instant et sa présence apaisante.

A mon père ...

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES FIGURES

INTRODUCTION

La cosmologie observationnelle est aujourd'hui un domaine en effervescence. D'une part la mise au point de caméras CCD à grand champ permettant de faire de grands relevés de plus en plus profonds sur d'importantes portions du ciel et d'autre part les observations du fond de rayonnement cosmologique qui nous offrent une image de plus en plus nette des fluctuations de densité qui ont pu donner naissance aux galaxies dans l'Univers primordial, permettent d'espérer élucider certaines des questions auxquelles tente de répondre la cosmologie : quelle est la géométrie de l'Univers ? Comment les structures se sont-elles formées ? Quel est le contenu matériel de l'Univers ? Dans le premier chapitre de cette thèse, je décrirai le modèle du *Big-Bang* dans le cadre duquel la cosmologie actuelle se place pour tenter de répondre à ces questions.

Le second chapitre de cette thèse sera consacré à la description des supernovæ de type Ia du point de vue astrophysique ainsi qu'à leur utilité pour la cosmologie, via leur luminosité qui en fait de bonnes chandelles standard d'une part, mais aussi via l'étude de leur taux d'explosion qui donne des informations essentielles sur l'histoire et l'évolution des galaxies. Les supernovae de type Ia, qui sont des étoiles qui terminent leur vie dans une explosion thermonucléaire, enrichissant le milieu interstellaire en élements lourds, sont en effet des outils de choix pour le cosmologiste. Leur très intense luminosité absolue au maximum ($\sim 10^{10} L_{\odot}$) semble remarquablement semblable d'une supernova à l'autre (avec une dispersion d'environ 30 pourcents). On peut dès lors espérer les utiliser comme chandelles standard jalonnant l'Univers et ainsi mesurer d'une part leur distance, inférée depuis leur luminosité, et d'autre part leur décalage vers le rouge mesuré sur leur spectre. La confrontation de ce décalage vers le rouge avec la distance de luminosité permet une mesure directe de la géométrie de l'Univers. Mieux encore, si l'on dispose de supernovæ à différents décalages vers le rouge, on peut mesurer séparément la densité de matière contenue dans l'Univers Ω_m et la valeur d'une éventuelle constante cosmologique Ω_Λ.

Deux équipes américaines ont entrepris une recherche systématique de supernovæ à grands décalages vers le rouge avec succès. Une cinquantaine de supernovæ de type Ia lointaines ont aujourd'hui été détectées, la plus lointaine ayant un décalage vers le rouge de 1.2, ce qui signifie qu'elle a explosé alors que l'Univers avait moins de la moitié de son âge actuel. L'analyse des données photométriques et spectroscopiques de ces supernovæ a permis à ces deux équipes de mesurer Ω_m et Ω_Λ, excluant avec 95 pourcents de niveau de confiance l'éventualité que la constante cosmologique soit nulle. Les conséquences de cette mesure, si elle se confirme sont extraordinaires. Nous serions dans un Univers dont l'expansion, au lieu de se ralentir sous l'effet de l'attraction gravitationnelle du contenu matériel de l'Univers, s'accélère sous l'effet d'une constante cosmologique qui finira par dominer totalement la dynamique et la géométrie de notre Univers dont les perspectives d'avenir se résument à une dilatation infinie et un refroidissement éternel.

Il convient cependant de demeurer prudent, ces mesures sont sujettes à de nombreux effets systématiques, en particulier les problèmes d'évolution, d'absorption de la lumière par des poussières et de *weak lensing*, qui ne sont pas tous compris avec certitude. Par ailleurs, ces mesures reposent sur une calibration de la luminosité absolue des supernovæ de type Ia obtenue avec des données sur des supernovæ proches (l'échantillon de supernovæ est sensiblement le même pour les deux équipes). Or, il est désormais établi qu'une partie au moins de la dispersion observée sur la luminosité absolue des différentes supernovæ de type Ia est due à des différences intrinsèques entre ces supernovæ, se traduisant dans la forme de leur courbe de lumière (les plus brillantes sont celles dont la luminosité décroît le plus lentement) et dans des particularités spectrales. Les mesures à grand décalage vers le rouge seront donc grandement améliorées et gagneront en signification si l'on parvient à préciser les corrélations qui existent entre luminosité absolue, forme de la courbe de lumière et spectre des supernovæ de type Ia. Ce travail ne peut être réalisé que sur un échantillon homogène de supernovæ proches.

C'est dans cette optique que la collaboration EROS2, dont je décrirai le dispositif expérimental dans le chapitre 3 et dont le thème de recherche principal est la recherche d'effet de microlentilles gravitationnelles dans la direction des Nuages de Magellan afin de mesurer la fraction de la matière noire galactique qui existe sous forme d'objets compacts (naines brunes) orbitant autour de la Galaxie, a entrepris une recherche systématique de supernovæ à des distances intermédiaires (à des décalages vers le rouge de l'ordre de $z \sim 0.1$). Les premières supernovæ ont été découvertes au début de l'année 1997 et nous en avons détecté environ 40 en deux ans. La détection de supernovæ repose sur la comparaison d'images du ciel prises à des dates différentes. Une supernova apparaît sur l'image la plus récente là où il n'y a rien sur l'image de référence.

Les rayons cosmiques, qui apparaissent sur les images semblables à des supernovæ, sont une des sources de bruit de fond les plus importantes. Je décrirai dans le chapitre 4 la méthode que j'ai élaborée pour rejeter ces faux événements.

Une fois les supernovæ découvertes, il est essentiel d'en réaliser les courbes de lumières. Il faut pour cela d'abord en mesurer le flux, ce qui impose de s'affranchir du flux de la galaxie hôte de la supernova. Cette soustraction du flux de la galaxie demande une succession d'opérations de traitement des images qu'il convient de réaliser avec grand soin et qui font l'objet du chapitre 5.

Une fois la courbe de lumière de la supernova construite, il faut l'exploiter, et en particulier déterminer sa luminosité au maximum. J'ai pour cela construit des patrons de courbes de lumière pour les bandes photométriques utilisées par EROS2, qui ne sont pas standard. La fabrication des patrons de courbes de lumière ainsi que l'exploitation des données photométriques d'EROS2 font l'objet du chapitre 6.

Le taux d'explosion des supernovæ est un paramètre très intéressant pour la cosmologie, en particulier pour les modèles d'évolution des galaxies qui dépendent fortement de l'histoire de la formation stellaire dans l'Univers. Avec les taux d'explosion des supernovæ de type II, on a ainsi accès à la Fonction de Masse Initiale qui décrit la répartition en masse des étoiles lors de leur formation. Le taux d'explosion des supernovæ de type Ia, lui, nous donne des informations directes sur l'histoire de la formation des étoiles. On s'attend à ce qu'il soit beaucoup plus grand à grand décalage vers le rouge s'il y a eu une période d'intense formation d'étoiles dans le passé de l'Univers, ou au contraire à ce qu'il reste à peu près uniforme avec le décalage vers le rouge si la formation des étoiles s'est déroulée à un taux constant au cours de l'histoire de l'Univers. Ces deux possibilités correspondent aux deux modèles de formation des galaxies actuellement en concurrence et l'on comprend donc bien l'importance que revêt la détermination du taux d'explosion des supernovæ. Une campagne de recherche systématique de supernovæ a été entreprise dans le cadre du *Wide Field Survey* à l'INT aux Canaries. Les supernovæ visées par cette expérience se situent à un décalage vers le rouge de l'ordre de $z \simeq 0.3$. J'ai réalisé un programme de détection de supernovæ pour cette expérience et les résultats d'une campagne de tests entreprise à l'automne 1998 m'ont permis, en calculant l'efficacité de détection de mon programme d'obtenir une limite supérieure au taux d'explosion des supernovæ de type Ia à une décalage vers le rouge de $z \simeq 0.3$: $\tau \leq 0.75\, h^2\,\mathrm{SNu}$. Cette mesure ainsi que la description du programme de détection et de son efficacité font l'objet du chapitre 7.

1. COSMOLOGIE

Si les questions cosmologiques se posent depuis la nuit des temps, ce n'est que depuis un siècle environ que la cosmologie est devenue à proprement parler une science expérimentale. Durant ce siècle, le modèle cosmologique du *Big Bang* s'est constitué d'une part à partir des observations rendues possibles par les progrès technologiques et d'autre part à partir de développements théoriques prenant racine dans la théorie de la relativité générale d'Einstein. Dans une première section, je décrirai d'un point de vue théorique le modèle du *Big Bang* et la vision de l'Univers qu'il nous donne. Puis, dans une seconde partie, je montrerai pourquoi nous sommes à une époque particulièrement excitante de l'histoire de la cosmologie puisque l'on a maintenant les moyens de réaliser avec précision des tests cosmologiques observationnels qui vont nous faire faire des progès décisifs dans notre compréhension de l'Univers dans les prochaines années.

1.1 Contexte cosmologique

1.1.1 Bref historique

Depuis l'aube de l'humanité, les rites funéraires préhistoriques en témoignent, les questions existentielles hantent nos semblables. Des questions comme «Comment fut créé l'Univers?», «A-t-il toujours existé? - Existera-t-il toujours?», «A-t-il eu un début? - Aura-t-il une fin?» n'ont toujours pas trouvé de réponse définitive.

Les premières visions cosmologiques sont présentées dans un cadre religieux : dans certaines civilisations, les mythes font surgir le Monde du chaos, la création du Monde est alors marquée par la transition du désordre vers l'organisation. Dans l'Ancien Testament, lors de la création du monde, la lumière est créée en premier et est ensuite séparée des ténèbres.

C'est à partir d'Aristote (IV^e siècle avant J.C.) qu'émerge une description du Monde relativement indépendante de la religion. Le début de la philosophie marque aussi le début de la réflexion critique sur l'Univers. Du point de vue technique, le Monde d'Aristote (figure 1.1) est une sphère immense mais de taille finie sur laquelle se trouvent les étoiles fixes. A l'intérieur de cette sphère s'emboîtent une succession de sphères concentriques en rotation (dont le centre est occupé par la Terre), chacune associée à une planète. Le Soleil est également associé à l'une de ces sphères. En observant sur la voûte céleste les mouvements des planètes, les astronomes remarquent que certaines d'entre elles semblent revenir sur leur pas de temps en temps. Ces mouvements complexes des planètes les forcent à ajouter des épicycles à leur modèle, c'est à dire que les planètes se déplacent sur des trajectoires circulaires autour d'un point qui suit lui même une trajectoire circulaire autour de nous. Pour Aristote, le monde sublunaire est périssable (en évolution) et le monde au-delà de la Lune est impérissable et éternel. D'un point de vue plus philosophique, l'Univers est alors considéré comme éternel, sans début ni fin. Les platoniciens modifient néanmoins cette conception en considérant l'Univers comme cyclique. La durée d'un cycle est appelée la Grande Année.

FIG. *1.1 – L'Univers selon Claude Ptolémée (90-168 après J.C.)[Borg, 1996].*

La première révolution cosmologique a lieu avec Copernic qui publie en 1543 *De revolutionibus orbium coelestis* [Copernic, 1543]. La Terre n'est plus au centre de l'Univers, celui-ci est occupé par le Soleil (figure 1.2). Peu après, en 1572, Tycho Brahe [Brahé, 1573] observe dans Cassiopée une étoile nouvelle (en fait une supernova) dont il montre qu'elle se situe au delà des planètes (ce n'est donc ni une comète, ni un astéroïde). Le ciel n'est donc pas immuable comme le disait Aristote. La communauté des astronomes est en ébullition. Giordano Bruno va même jusqu'à affirmer que l'Univers est infini et habité en de multiples endroits. Cela lui vaudra le bûcher. Enfin, Kepler parachève cette première révolution en rejetant (bien à regret) l'élegance formelle des orbites circulaires des planètes au profit d'orbites elliptiques [Kepler, 1609]. Une nouvelle ère débute : celle où l'on confronte observations astronomiques et réflexions théoriques. Galilée, utilisant les premières lunettes astronomiques, découvre les premiers détails du ciel : les cratères de la Lune, les taches du Soleil, les phases de Vénus et les satellites de Jupiter [Koestler, 1960].

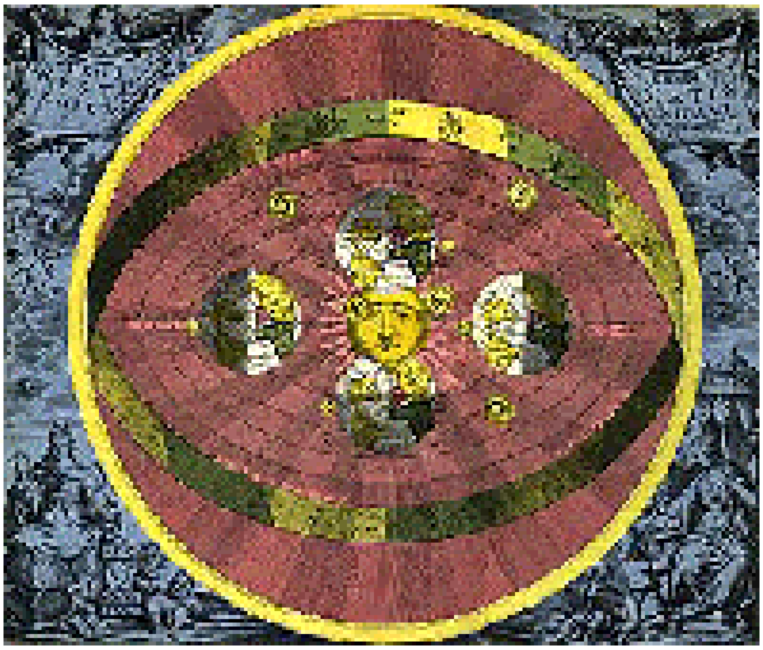


FIG. 1.2 – *Le système héliocentrique de Nicolas Copernic (1473-1543).*

Moins d'un siècle après, Newton, développe sa théorie de la gravitation qui explique la chute des corps sur terre. On dispose désormais d'une expression mathématique pour décrire la force gravitationnelle et on en déduit les mouvements des planètes. L'Univers de Newton est spatialement infini, contrairement à celui d'Aristote. Il a cependant été créé, même si certains, comme Leibniz, pensent qu'un Univers spatialement infini doit forcément être infini dans le temps. L'espace est absolu et la gravitation est caractérisée par une action à distance. Cependant, Newton lui-même considère que cette action à distance ne peut être au mieux qu'une astuce permettant de décrire simplement la gravitation [Wheeler, 1990].

La dernière révolution dans notre conception de l'Univers a lieu au début du XX^e siècle [Luminet, 1997]. L'humanité découvre progressivement, grâce aux observations de Kapteyn, Shapley puis Hubble, qu'elle vit dans un Univers extrêmement vaste, peut être même infini, contenant des milliards de galaxies semblables à la nôtre. Le plus surprenant est que cet Univers semble être en expansion. Le modèle standard de la cosmologie, celui du *Big Bang*, nous apprend qu'il a évolué, et évolue encore depuis une singularité de densité initiale. Ces découvertes étourdissantes s'appuient bien sûr sur des observations, comme le décalage vers le rouge des spectres des galaxies lointaines, mais elles trouvent leur principale source d'inspiration théorique dans la nouvelle théorie de la gravitation d'Albert Einstein (1915). Cette théorie offre une vision radicalement nouvelle de l'Univers : on parle maintenant d'espace-temps, celui-ci est doté d'une courbure globale (due à la distribution générale de matière et, éventuellement, à la constante cosmologique) qui peut varier au cours du temps, tandis que la présence de matière courbe localement l'espace-temps. Cette courbure influence les mouvements de la matière en se manifestant sous la forme d'une force de gravitation qui, en fait, est équivalente à une accélération. C'est le *principe d'équivalence.* La grandeur clé de la Relativité Générale n'est plus la force, comme dans la théorie de Newton, mais la métrique de l'espace-temps qui nous renseigne sur sa courbure locale et donc sur la manière dont doivent se mouvoir les particules. Leurs trajectoires sont des géodésiques de l'espace-temps.

Depuis, le modèle du *Big Bang* n'a cessé de se raffiner, on sait que notre Univers peut être infini (spatialement et temporellement) ou fini, selon la quantité de matière qu'il contient. Les observations de galaxies fortement décalées vers le rouge n'ont cessé de se multiplier depuis le début du siècle. On dispose en outre de deux autres arguments observationnels majeurs en faveur du modèle du *Big Bang* :

- l'observation et la mesure des abondances des éléments légers (hydrogène, hélium, lithium ...) sont en accord avec les prédictions très précises du modèle de nucléosynthèse primordiale du *Big Bang* dans lequel ces éléments sont produits dans l'Univers primordial.
- l'observation du fond de rayonnement diffus, image d'une époque où l'Univers cessait d'être opaque au rayonnement. Ce rayonnement montre que l'Univers était alors très chaud (3000 K) et très homogène, ce que prévoit le modèle du *Big Bang*.

Cependant, le modèle du *Big Bang* contient plusieurs zones d'ombre. De nombreux indices montrent que l'Univers comporte une grande quantité de matière noire qui résiste toujours à une observation directe. Cette matière noire a probablement joué un très grand rôle au moment de la formation des structures.

Il est aujourd'hui possible, grâce à de nouveaux instruments, de sonder l'Univers afin de contraindre les différents modèles. Nous pouvons enfin faire de la cosmologie observationnelle : on peut tester les différentes variantes qu'englobe le modèle du *Big Bang* et peut-être pourrons-nous enfin répondre à certaines des questions que se pose l'Homme depuis toujours.

1.1.2 Le décalage vers le rouge

L'astronome E. Hubble découvre en 1929 que le décalage des spectres des galaxies observé quasi-systématiquement vers les grandes longueurs d'onde (vers le rouge) par V. Slipher [Slipher, 1918] est proportionnel à la distance de la galaxie considérée [Hubble, 1929]. Si l'on interprète ce décalage comme le résultat d'un effet Doppler, on arrive à la conclusion de Hubble : «En majorité, les galaxies s'éloignent de nous avec une vitesse v proportionnelle à leur distance d par rapport à nous». C'est exactement ce que l'on observerait dans un Univers en expansion. C'est aussi ce que l'on observerait depuis n'importe quelle galaxie d'un tel Univers.

$$v = H_\circ d \tag{1.1}$$

La constante de proportionnalité $H_\circ$ est la constante de Hubble. Hubble l'estime alors à environ 500 km.s^{-1}.Mpc^{-1} en raison d'erreurs multiples sur l'estimation des distances. Les valeurs mesurées de nos jours sont de cinq à dix fois plus faibles, et ne font toujours pas l'unanimité. Comme la constante de Hubble est un paramètre essentiel en cosmologie et afin de ne pas constamment rappeler qu'une quantité mesurée est entachée de l'incertitude sur la valeur de la constante de Hubble, on a l'habitude d'exprimer les quantités qui dépendent de $H_\circ$ en fonction de h défini de la manière suivante :

$$h = \frac{H_\circ}{100\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}} \tag{1.2}$$

Les mesures actuelles de la constante de Hubble donnent $0.4 < h < 1$.

On définit le décalage vers le rouge (*redshift*), noté z, par :

$$\begin{aligned} 1 + z &= \frac{\lambda_o}{\lambda_e} && (1.3) \\ &= \simeq 1 + \frac{v}{c} \qquad \text{pour} v << c && (1.4) \end{aligned}$$

λ_o et λ_e étant respectivement les longueurs d'onde observée et émise. v est la vitesse de récession de la galaxie (équation 1.1). Le décalage vers le rouge peut être supérieur à 1, la vitesse de récession correspondante est supérieure à la vitesse de la lumière, mais cela ne viole pas les principes de la relativité puisqu'il ne s'agit pas d'une vitesse de transmission d'une information. Rien n'interdit à des objets de se déplacer plus vite que la lumière les uns par rapport aux autres s'ils sont très éloignés. On peut être tenté de remplacer l'expression du décalage vers le rouge en termes de vitesse de récession par son équivalent relativiste pour les grandes vitesses : $1 + z = [(1+v/c)/(1-v/c)]^{\frac{1}{2}}$ mais cette formulation est incorrecte puisque la relativité restreinte n'est valide que localement, là où l'espace temps peut être considéré comme étant plat.

L'interprétation du décalage vers le rouge comme un effet Doppler consécutif à la vitesse de récession des galaxies par rapport à la nôtre a aujourd'hui fait place à une explication différente, bien que l'on continue parfois à utiliser le terme de vitesse de récession. C'est l'expansion de l'Univers pendant la durée du trajet de la lumière entre la source et notre détecteur qui donne au rayonnement une longueur d'onde observée plus grande que la longueur d'onde émise. Le décalage vers le rouge est donc d'autant plus grand que l'Univers a subi une expansion importante depuis l'émission du rayonnement (c'est-à-dire si le trajet de la lumière a duré longtemps). Aujourd'hui, on définit plutôt le décalage vers le rouge comme le rapport entre le facteur d'échelle de l'Univers $a_\circ$ aujourd'hui et la valeur qu'il avait au moment de l'émission de la lumière $a(t)$:

$$1 + z = \frac{a_\circ}{a(t)} \tag{1.5}$$

Il n'y a donc plus d'ambiguïté à propos de vitesses de récession supérieures à celle de la lumière. Les vitesses de récession ne sont pas de vraies vitesses (au sens dynamique du terme), elles apparaissent seulement lorsque l'on interprète le décalage vers le rouge comme un effet Doppler.

Le décalage vers le rouge est donc une mesure de la distance de la source. Il faut malgré tout se méfier de cette manière de mesurer les distances. En effet, à de faibles distances par rapport à nous (de l'ordre de la taille des amas de galaxies), les mouvements des galaxies sont dominés par la gravitation locale et non par l' expansion. Les décalages des spectres que l'on observe sur les galaxies voisines (qui peuvent parfois être vers le bleu, comme c'est le cas pour notre voisine, la galaxie d'Andromède) ne sont donc nullement «cosmologiques» mais simplement dus à la dynamique locale. La mesure des distances par le biais du décalage vers le rouge est donc sujette à d'importantes distorsions consécutives aux vitesses particulières des galaxies observées. Celles-ci sont de l'ordre quelques centaines de km.s^{-1}, aussi deviennent-elles négligeables pour $z > 0.01$, royaume de la cosmologie.

1.1.3 Le modèle de Friedmann-Lemaître

L'un des principaux problèmes de la cosmologie est celui de déterminer quelle est la métrique de l'espace-temps à grande échelle. Puisque cette métrique dépend de la distribution de matière-énergie dans l'Univers, on peut la contraindre en faisant des hypothèses sur les symétries que présente la distribution de matière-énergie. Le principe cosmologique résume ces symétries par la phrase *"L'Univers est homogène et isotrope à grande échelle"*. Comme on va le voir, ceci va considérablement contraindre la métrique de l'Univers à grande échelle mais pas totalement, ce qui n'est guère surprenant puisqu'on ne fait pas d'hypothèse sur la **quantité** de matière contenue dans l'Univers mais seulement sur sa **distribution**.

La métrique obtenue en tenant compte du principe cosmologique est la métrique de Robertson-Walker[1] qui sera exposée plus loin. Il faut ensuite résoudre les équations

1. En fait cette métrique a d'abord été obtenue indépendamment par Friedmann et Lemaître dans les années 20. Robertson et Walker lui ont donné une forme mathématique plus élégante une dizaine d'années plus tard.

d'Einstein[2] (voir équation 1.8) pour obtenir l'évolution temporelle de cette métrique. C'est ainsi que l'on obtient, comme on va le voir, l'équation de Friedmann. On constate alors que l'évolution temporelle de la métrique, donc de l'Univers dépend de plusieurs paramètres ($H_\circ$, $\Omega_\circ$, Ω_Λ, Ω_b, ...). L'enjeu essentiel de la cosmologie observationnelle aujourd'hui est de déterminer ces paramètres cosmologiques afin de contraindre le modèle cosmologique.

1.1.4 Le principe cosmologique

On sait depuis Copernic que la Terre n'est pas au centre de l'Univers mais qu'elle tourne autour du Soleil. Dans la cosmologie moderne, le Soleil lui même n'est plus au centre de l'Univers puisque l'on considère que l'Univers n'a pas de centre. Toutes les régions de l'Univers se valent, aucune n'est particulière. Toutes les lignes de visée sont elles aussi équivalentes : on ne constate pas de différences significatives quelle que soit la direction dans laquelle on observe. C'est, entre autres, afin de tester cette hypothèse que l'on fait des comptages de galaxies lointaines dans des directions différentes. On cherche à vérifier que l'Univers est isotrope. Si nous ne sommes pas à un endroit privilégié de l'Univers et que celui-ci est isotrope vu d'ici, alors, ceci est vrai depuis n'importe quel point de l'Univers. Toutes les régions de l'Univers doivent donc être statistiquement identiques : l'Univers est homogène. C'est donc l'isotropie, associée à l'idée que l'Univers n'a pas de centre qui sont à la base du principe cosmologique d'homogénéité à grande échelle. Cette homogénéité n'est clairement pas manifeste à notre petite échelle, ni même à celle des amas ou des superamas de galaxies qui semblent s'organiser sur des structures en formes d'éponges laissant des immenses régions vides de matière. C'est à l'échelle supérieure (au delà du Gigaparsec) que l'on s'attend à ce que l'Univers soit homogène (des zones de si grandes taille n'ayant pas encore eu, du fait de l'âge fini de l'Univers, le temps de s'effondrer sous l'effet de la gravitation depuis le début de l'Univers).

1.1.5 La métrique de Robertson-Walker

La relativité générale décrit l'Univers au moyen d'un espace-temps à quatre dimensions. Si on associe celle-ci au principe cosmologique, l'Univers doit alors avoir une structure d'espace homogène pour chaque valeur d'un temps universel. Puisque c'est la distribution de matière qui est responsable de la courbure de l'espace-temps, celle-ci est forcément la même partout. La métrique de l'Univers va donc être celle d'un espace-temps à quatre dimensions de courbure spatiale constante à chaque instant.

2. Les équations de champ d'Einstein sont celles de la relativité générale. Il s'agit d'un système d'équations différentielles non linéaires qui relient la métrique de l'espace-temps à sa densité d'énergie-impulsion.

Robertson et Walker [Robertson, 1935, Robertson, 1936, Walker, 1936] on montré qu'il ne peut y avoir que trois géométries possibles pour un tel espace[3] :

- hyperbolique si la courbure spatiale est négative, le volume spatial de l'Univers est alors infini, on dit qu'il est ouvert. Si la constante cosmologique est nulle, son expansion est éternelle ;
- plane si la courbure spatiale est nulle, le volume est aussi infini. Si la constante cosmologique est nulle, l'expansion se poursuit éternellement bien que la vitesse d'expansion s'annule à l'infini (des temps) ;
- sphérique si la courbure spatiale est positive, le volume spatial est alors fini bien que l'Univers n'ait pas de bords. On dit que l'Univers est fermé. Dans le cas ou la constante cosmologique est nulle, l'Univers finit par se recontracter après une prériode d'expansion. La singularité finale est appelée *Big Crunch*.

Ces trois géométries possibles pour l'Univers sont réunies dans la même métrique, la métrique de Robertson-Walker. Cette métrique correspond à un choix particulier de coordonnées qui reflète le principe cosmologique : les hypersurfaces à temps constant sont aussi des hypersurfaces d'homogénéité. Puisque c'est la partie spatiale de l'espace-temps qui est courbe et qu'il ne peut y avoir de mélange entre les termes temporels et spatiaux de la métrique [Peebles, 1993], la métrique va comporter deux termes séparés : le terme temporel d'une part, et d'autre part le terme spatial auquel est associé un paramètre d'échelle, *a priori* variable dans le temps pour rendre compte de l'expansion de l'Univers. On obtient ainsi la forme suivante (où l'on a posé $c = 1$, $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique):

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2 \right) \right] \end{aligned} \tag{1.6}$$

où (r, θ, φ) est le système de coordonnées sphériques comobiles[4], $a(t)$ est le paramètre d'échelle de l'Univers (il a la dimension d'une longueur), k rend compte de la géométrie de l'Univers et peut prendre les 3 valeurs discrètes suivantes (figure 1.3) :

- $k = -1$ si l'Univers est ouvert (courbure spatiale négative).

3. Notons que ces considérations sur le volume de l'Univers ne sont valables que si l'Univers est simplement connexe. En effet, ni la relativité générale ni le principe cosmologique ne contraignent la topologie de l'Univers. On peut imaginer des univers multiplement connexes ayant une géométrie plane et un volume fini (univers torique par exemple). Il n'y a cependant aucune information observationnelle concernant la topologie de l'Univers [Luminet and Roukema, 1999].

4. C'est-à-dire dans lequel un objet conserve les mêmes coordonnées indépendamment de l'expansion de l'Univers. Les trois variables spatiales de ce système de coordonnées sont sans dimension (ainsi r est assimilable à un angle).

- $k = 0$ si l'Univers est plat (courbure spatiale nulle).
- $k = +1$ si l'Univers est fermé (courbure spatiale positive).

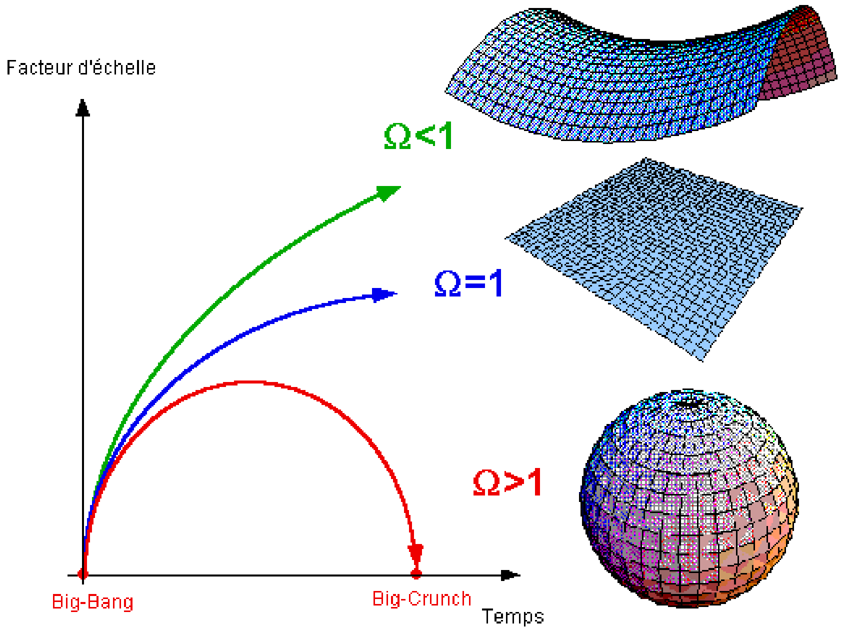


FIG. 1.3 – *Les trois géométries possibles pour un Univers obéissant au principe cosmologique. Ces trois géometries sont réunies dans la métrique de Robertson-Walker. On n'a représenté ici que deux des trois dimensions de la partie spatiale de l'espace-temps. La partie gauche indiquant l'évolution temporelle du facteur d'échelle n'est valable que si la constante cosmologique est nulle.*

On voit donc qu'à partir de considérations concernant les symétries de l'espace-temps et la distribution de la matière qu'il contient, on peut déterminer la forme générale de la métrique. On n'a, par contre, aucune information sur l'évolution temporelle du paramètre d'échelle $a(t)$ ni sur la géométrie (la valeur de k) qui est effectivement celle de notre Univers. Pour répondre à ces questions capitales, il faut résoudre les équations d'Einstein et déterminer quantitativement le contenu matériel de l'Univers.

1.1.6 L'équation de Friedmann

Pour pouvoir écrire les équations d'Einstein pour l'Univers, et étudier l'évolution temporelle de la métrique, il faut décrire plus précisément le contenu de l'Univers. On modélise celui-ci par un fluide homogène caractérisé par une pression $P(t)$ et une densité $\rho(t)$. Le principe cosmologique impose au tenseur énergie-impulsion d'être diagonal dans le système de coordonnées dans lequel est écrite la métrique de Robertson-Walker:

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho(t) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P(t) \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

Les équations d'Einstein (qui sont bien entendu vraies même en dehors du cadre du principe cosmologique) s'écrivent :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.8}$$

Cette équation tensorielle est en fait équivalente à un système de dix équations différentielles (car $g_{\mu\nu}$ est symétrique). G est la constante de gravitation universelle de Newton. $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci qui contient les dérivées du tenseur métrique. R en est la contraction avec le tenseur métrique. Λ est la constante cosmologique que l'on peut interpréter physiquement comme l'énergie du vide. Si la résolution mathématique de ces équations est fort complexe, leur signification physique est relativement simple et peut se résumer à Courbure = Matière + Vide. Les termes de gauche sont en effet tous liés à la courbure : ce sont des tenseurs formés avec le tenseur métrique et ses dérivées spatiales et temporelles. Les termes de droite, eux, sont liés au contenu de l'Univers. En plus de la matière-énergie habituelle qui se manifeste par son tenseur énergie-impulsion, on tient compte de la densité de constante cosmologique qui est donc considérée comme faisant partie du contenu de l'Univers [5] (et non pas comme une caractéristique de l'Espace-Temps qui apparaîtrait alors dans le membre de gauche).

En utilisant pour le tenseur métrique la forme de Robertson-Walker (1.6), les 10 équations d'Einstein se résument à deux équations (les composantes temps,temps et espace,espace) :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3}\pi G\,(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.9}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} + 2\frac{\dot{a}^2 + k}{a^2} = 4\pi G(\rho - P) + \Lambda \tag{1.10}$$

En combinant ces deux équations on obtient l'équation de Friedmann qui décrit

5. On peut rendre compte de cette constante cosmologique par l'existence d'un champ scalaire dont le potentiel a une valeur moyenne non nulle dans le vide. Contrairement à la matière ordinaire dont la présence a pour effet de ralentir l'expansion en raison de la gravitation, la constante cosmologique, elle, accélère l'expansion. Elle se caractérise aussi par une contribution négative à la pression.

la dynamique du paramètre d'échelle $a(t)$:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.11}$$

Ces deux équations (1.9 et 1.10) sont aussi reliées, via l'identité de Bianchi, à la conservation de l'énergie lors de l'expansion de l'Univers :

$$\dot{\rho} = -3(\rho + P)\frac{\dot{a}}{a} \tag{1.12}$$

On peut réécrire l'équation de Friedmann avec le paramètre de Hubble $H = \frac{\dot{a}}{a}$ qui mesure le taux d'expansion de l'Univers :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.13}$$

La valeur actuelle du paramètre de Hubble est appelée la constante de Hubble et est notée[6] $H_\circ$. On peut facilement montrer que ce paramètre est précisément le même que celui introduit par Hubble dans sa loi reliant décalage vers le rouge et distance (équation 1.1).

Afin de connaître l'évolution temporelle du facteur d'échelle, il faut résoudre l'équation de Friedmann (1.11). Mais il faut alors connaître la valeur de la densité de l'Univers ρ, c'est-à-dire avoir une idée précise du contenu de l'Univers. Cela fait l'objet d'une grande partie de l'activité en cosmologie observationnelle. Cependant, on peut faire des hypothèses simplificatrices sur le contenu de l'Univers afin de rendre possible la résolution de l'équation de Friedmann. Nous allons successivement considérer un Univers dominé par la matière, par le rayonnement et par la constante cosmologique. Comme le verra plus loin, l'Univers a été dominé par le rayonnement durant ses dix mille premières années. C'est ensuite la matière qui a pris le dessus. Si la constante cosmologique est non nulle, elle finira par prendre le pas sur la matière et l'Univers sera alors dominé par la constante cosmologique.

- **Univers dominé par la matière :** C'est-à-dire qu'il y a beaucoup plus de matière non relativiste que de matière relativiste (rayonnement). Dans ce cas, la pression, la courbure de l'Univers et la constante cosmologique sont négligeables devant la densité. L'équation de conservation de l'énergie lors de l'expansion (1.12) se simplifie en :

$$\dot{\rho} = -3\rho\frac{\dot{a}}{a} \tag{1.14}$$

6. D'une manière générale, l'indice « $_\circ$ » signifie la valeur actuelle du paramètre indicé.

Ce qui nous donne la forme de la densité :

$$\rho(t) \propto \frac{1}{a^3(t)} \tag{1.15}$$

Dans un Univers dominé par la matière, la densité varie donc comme l'inverse du volume (ce qui était prévisible). On réécrit alors l'équation de Friedmann :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G\rho \tag{1.16}$$

La solution pour $a(t)$ dans un Univers dominé par la matière est alors :

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3}} \tag{1.17}$$

Par conséquent, dans un Univers dominé par la matière, le paramètre d'échelle croît comme la puissance $\frac{2}{3}$ du temps.

- **Univers dominé par le rayonnement :** Cette fois, c'est la matière relativiste (le rayonnement) qui domine. Dans ce cas, la pression est reliée à la densité par $P = \frac{1}{3}\rho$. La conservation de l'énergie devient :

$$\dot{\rho} = -4\rho\frac{\dot{a}}{a} \tag{1.18}$$

et $\rho(t)$ prend alors la forme :

$$\rho(t) \propto \frac{1}{a^4(t)} \tag{1.19}$$

La solution pour $a(t)$ dans un Univers dominé par le rayonnement est alors :

$$a(t) \propto t^{\frac{1}{2}} \tag{1.20}$$

Le facteur d'échelle suit donc une évolution proportionnelle à la racine carré du temps.

- **Univers dominé par la constante cosmologique :** Dans un tel Univers, on néglige courbure et densité de matière (relativiste et non relativiste). L'équation de Friedmann se simplifie donc de la manière suivante :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\Lambda}{3} \tag{1.21}$$

Le facteur d'échelle suit alors une évolution exponentielle :

$$a(t) \propto e^{t\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}} \tag{1.22}$$

Le terme Λ est indépendant du temps par définition. Remarquons que la conservation de l'énergie impose que la contribution à la pression consécutive à la constante cosmologique est négative et vaut $-\rho_\Lambda$. Les autres formes d'énergie voient leur densité subir une dilution consécutive à l'expansion de l'Univers. Par conséquent, si la constante cosmologique est non nulle, sa densité sera un jour dominante. L'expansion subira alors cette loi exponentielle croissante. Il faut faire attention au terme de «constante cosmologique», on la considère ici comme une propriété de l'espace-temps qui apparaît comme un terme additif constant dans les équations d'Einstein. Mais dans les modèles d'inflation et de quintessence, on rencontre des champs, qui participent donc au tenseur énergie impulsion, dont la pression est négative et opposée à la densité. L'effet de ces champs dans les équations est identique à celui d'une constante cosmologique à ceci près qu'ils peuvent varier dans le temps.

La variation du paramètre d'échelle avec le temps est donc intimement liée au contenu de l'Univers et aux proportions relatives des différents ingrédients qui le composent. L'observation seule peut permettre de fixer ces proportions. On espère ainsi mesurer la quantité de matière et de rayonnement et la valeur de la constante cosmologique.

1.1.7 Les paramètres cosmologiques

On a vu que l'évolution temporelle du facteur d'échelle dépend de la proportion et de la quantité des différentes composantes d'énergie et de matière que contient l'Univers. On peut écrire l'équation de Friedmann en faisant apparaître explicitement les densités de ces différentes composantes. On introduit pour cela la densité critique de l'Univers que l'on note ρ_c :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \tag{1.23}$$

dont la valeur (à $t = t_\circ$, c'est à dire aujourd'hui) est :

$$\begin{aligned} \rho_{c\circ} &= 1.87882 \times 10^{-29}\, h^2 \text{g.cm}^{-3} \\ &= 11.2327\, h^2 \text{protons.m}^{-3} \end{aligned}$$

A partir de 1.11, on a :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2 \frac{\rho}{\rho_c} - H^2 \frac{k}{a^2 H^2} + H^2 \frac{\Lambda}{3H^2} \tag{1.24}$$

et avec les notations suivantes (qui font intervenir des paramètres sans dimension) :

$$\Omega_m = \frac{\rho}{\rho_c}$$

$$\Omega_k = \frac{k}{a^2H^2}$$
$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}$$

on obtient alors :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H^2\left[\Omega_m - \Omega_k + \Omega_\Lambda\right] \tag{1.25}$$

C'est-à-dire, puisque $H = \frac{\dot{a}}{a}$,

$$\Omega_k = (\Omega_m + \Omega_\Lambda) - 1 \tag{1.26}$$

Cette formulation est très intéressante puisqu'elle fait apparaître de manière simple la relation qu'il y a entre la courbure et le contenu de l'Univers. S'il y a beaucoup de matière et/ou une constante cosmologique très positive, $(\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1)$, Ω_k est positive, ce qui correspond à $k = +1$ dans la métrique de Robertson-Walker (équation 1.6), l'Univers est donc fermé. Si $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$, la courbure est nulle et l'Univers est spatialement plat. Enfin, si $\Omega_m + \Omega_\Lambda < 1$, la courbure est négative ($k = -1$) et l'Univers est ouvert (voir figure 1.3).

Notons que le paramètre de courbure k est une caractéristique intrinsèque de l'Univers, il est soit ouvert, soit fermé, soit plat et ne peut pas passer d'un état à un autre.

On sait par ailleurs que le *redshift* est relié au paramètre d'échelle par la relation suivante :

$$1 + z = \frac{a_\circ}{a} \tag{1.27}$$

On a vu dans la section précédente (équation 1.15) que la densité de matière non relativiste obéit à l'équation :

$$\begin{aligned}\rho^{NR}(t) &\propto \frac{1}{a^3(t)} \\ &= \rho_\circ^{NR}\left(\frac{a_\circ}{a(t)}\right)^3 \\ &= \rho_\circ^{NR}(1+z)^3\end{aligned} \tag{1.28}$$

Pour ce qui est de la densité de rayonnement (équation 1.19), on a :

$$\begin{aligned}\rho^{R}(t) &\propto \frac{1}{a^4(t)} \\ &= \rho_\circ^{R}\left(\frac{a_\circ}{a(t)}\right)^4 \\ &= \rho_\circ^{R}(1+z)^4\end{aligned} \tag{1.29}$$

On peut donc combiner ρ^{NR} et ρ^{R} avec :

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \rho^{NR}(t) + \rho^{R}(t) \\ &= \rho_{\circ}^{NR}(1+z)^3 + \rho_{\circ}^{R}(1+z)^4 \end{aligned} \tag{1.30}$$

soit :

$$\Omega_m = \Omega_{\circ}^{NR}(1+z)^3 + \Omega_{\circ}^{R}(1+z)^4 \tag{1.31}$$

Finalement, on écrit l'équation de Friedmann sous la forme suivante qui fait apparaître les contributions à la densité de chacune des composantes présentes dans l'Univers.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2\left[\Omega_{\circ}^{NR}(1+z)^3 + \Omega_{\circ}^{R}(1+z)^4 - \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda\right] \tag{1.32}$$

Paramètre de décélération

Il est utile d'introduire le paramètre de décélération qui mesure le ralentissement de l'expansion de l'Univers sous l'effet de son propre poids (ou d'une constante cosmologique négative). On note ce paramètre $q_{\circ}$, il est relié à la dérivée seconde du paramètre d'échelle par la relation :

$$\left.\frac{\ddot{a}}{a}\right|_{t_{\circ}} = -q_{\circ}H_{\circ}^2 \tag{1.33}$$

soit :

$$q_{\circ} = -\frac{\ddot{a}_{\circ}a_{\circ}}{\dot{a}_{\circ}^2} \tag{1.34}$$

Ce paramètre est aussi relié à la densité de matière et à la constante cosmologique : considérons l'équation 1.9 à notre époque, on peut négliger la pression puisque l'Univers n'est plus dominé par le rayonnement depuis longtemps. On obtient :

$$\frac{\ddot{a}_{\circ}}{a_{\circ}} = -\frac{4}{3}\pi G\rho + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.35}$$

soit en introduisant $H_{\circ}$ et $\Omega_{m\circ}$:

$$\frac{\ddot{a}_{\circ}}{a_{\circ}} = -\frac{1}{2}H_{\circ}^2\Omega_{m\circ} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.36}$$

$$\frac{\ddot{a}_{\circ}a_{\circ}}{\dot{a}_{\circ}^2} = -\frac{1}{2}\Omega_{m\circ} + \Omega_{\Lambda\circ} \tag{1.37}$$

c'est à dire, avec la définition de $q_{\circ}$ (équation 1.34) :

$$q_{\circ} = \frac{1}{2}\Omega_{m\circ} - \Omega_{\Lambda\circ} \tag{1.38}$$

La présence de matière dans l'Univers ralentit son expansion, alors que, comme on l'a dit précédemment, la présence d'une constante cosmologique accélère cette expansion (si elle est positive).

1.1.8 Le modèle standard du Big Bang

Si l'on admet le principe cosmologique, c'est-à-dire si l'on considère que l'Univers est spatialement homogène et isotrope, et que l'on utilise la métrique de Robertson-Walker, on est conduit au modèle du *Big Bang*. En remontant le temps depuis notre époque jusqu'à la singularité initiale, la température augmente comme l'inverse du facteur d'échelle de l'Univers (car l'expansion est adiabatique). Cette variation de la température permet de différencier les diverses époques qu'a connues l'Univers. En effet, en raison des conditions de température différentes, des événements très différents se sont déroulés. Les différentes époques se caractérisent donc par le type de physique mis en jeu dans chacune d'entre elles. Plus on remonte dans le passé plus il s'agit de physique des hautes énergies.

– Aux tout premiers instants de l'Univers, jusqu'à 10^{-43} s (temps de Planck), les conditions de température ($T = 10^{-19}\,\mathrm{GeV}$ sont telles que la gravitation est quantique. La géométrie de l'espace-temps est soumise à des fluctuations quantiques. On ne dispose malheureusement pas encore d'une théorie satisfaisante pour décrire la gravitation quantique, cette époque est donc pour le moment cachée aux yeux des théoriciens en plus d'être (probablement pour longtemps) inaccessible aux observations.

– Ce qui se passe juste après le temps de Planck n'est pas très bien connu non plus. Les modèles théoriques des supercordes, de grande unification tentent de décrire la physique à très haute énergie de cette période. C'est au début de cette époque qu'aurait eu lieu la phase d'inflation qui semble résoudre bien des difficultés, comme nous le verrons plus loin. L'univers aurait enflé d'un facteur gigantesque pendant cette inflation (de l'ordre de 10^{40}). Les baryons auraient été formés à la fin de l'inflation au cours de la baryogénèse. On sait qu'aujourd'hui, l'Univers proche contient très peu d'antimatière [Steigman, 1976]. Il semble donc que la baryogénèse ait été plus favorable aux baryons qu'aux anti-baryons. Pour expliquer cette absence d'antimatière, il suffit d'une très légère asymétrie entre baryons et anti-baryons au moment de la baryogénèse (un excès d'un quark pour 30 millions de paires quark-antiquark) [Kolb and Turner, 1990]. Le mécanisme responsable de cette asymétrie est encore très mal connu ; il suppose en effet la violation de la conservation des nombres baryonique et leptonique. Ces violations devraient se traduire par une durée de vie finie du proton. Les limites actuelles sont de l'ordre de 10^{32} ans [Perkins, 1984], ce qui est supérieur aux prédictions des modèles les plus simples de violation de la conservation du nombre baryonique.

– A la température de $T \simeq 10^3\,\mathrm{GeV}$ (10^{-11} s après le *Big Bang*) survient la transition de phase électrofaible, les bosons intermédiaires W et Z acquierent une masse et les forces d'interaction faible et électromagnétique ont des intensités qui deviennent différentes. Les hadrons (neutrons et protons) se forment peu après, lorsque la température chute en dessous du GeV (10^{-6} s), permettant aux quarks de se lier.

– L'événement marquant suivant survient environ une seconde après le *Big Bang*, la soupe de particules en interaction dont nous avons parlé plus haut se refroidit progressivement. Au dessous d'une certaine température (environ 1 MeV), elle devient transparente aux neutrinos, qui se découplent alors du reste de la matière (constituée alors essentiellement de photons, de protons, de neutrons et d'électrons). Leur libre parcours moyen devient quasiment infini, ils ne font plus que se refroidir progressivement avec l'expansion de l'Univers. Ces neutrinos reliques devraient avoir aujourd'hui une température de 1.95 K [Peebles, 1993]. Malheureusement, la détection de neutrinos de si faible énergie est encore largement au-delà de nos possibilités technologiques. En effet, la section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière est proportionnelle à leur énergie. Ces neutrinos sont très nombreux (de l'ordre d'une centaine par centimètre cube [Peebles, 1993]) et, s'ils avaient une masse non nulle, leur contribution à la densité de l'Univers pourrait être importante. Les récents résultats expérimentaux de SuperKamiokande[7][Fukuda et al., 1998] indiquent que des oscillations de neutrinos ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$) ont peut-être enfin été détectées, impliquant une masse non nulle pour les neutrinos. La différence de masse entre les ν_μ et les ν_τ satisferait :
$$\Delta m^2 \simeq 2 \times 10^{-3}\ eV^2 \tag{1.39}$$
Si l'on suppose qu'il existe une forte hiérarchie dans les masses des neutrinos (comme pour les quarks et les leptons chargés), on peut alors négliger la masse du ν_μ, la masse du ν_τ (le plus massif des neutrinos) est alors au maximum de :
$$m_{\nu_\tau} \simeq 50 \times 10^{-3} eV \tag{1.40}$$
La contribution des neutrinos à la densité de l'Univers est $\Omega_\nu \simeq \frac{m_\nu}{100\,eV}$. Les masses déduites des résultats de SuperKamiokande sont donc trop faibles pour leur faire jouer un véritable rôle cosmologique du point de vue de la densité de matière. Il faut cependant considérer ces résultats avec une grande prudence.

– Quelques secondes après le *Big Bang*, la température est descendue en dessous du MeV et les noyaux légers peuvent se former de manière stable à partir des protons et des neutrons. C'est la *nucléosynthèse primordiale*. En plus de protons solitaires (hydrogène), se forme de l'hélium (la proportion d'hélium est de 0.08 par rapport à l'hydrogène, soit $\simeq$ 25% en masse), un peu de deutérium (une

7. SuperKamiokande est un détecteur de neutrinos installé au Japon. Il est constitué d'un immense réservoir d'eau (50000 tonnes) dont les parois sont tapissées de 11146 photo-multiplicateurs. On détecte les particules issues d'une interaction avec un neutrino par leur effet Cerenkov dans l'eau.

proportion de 10^{-5} par rapport à l'hydrogène) et des traces de lithium (10^{-10} par rapport à l'hydrogène) [Barnett et al., 1996]. Comme les neutrons libres ont une durée de vie courte (887 secondes), plus le temps passe, moins il y a de neutrons pour former les noyaux, le temps de vie des neutrons fixe donc le rapport entre hélium et hydrogène. Très vite, la température chute en dessous du seuil de réaction de l'intéraction faible, de sorte que la nucléosynthèse s'arrête. L'Univers est alors âgé de trois minutes. Les abondances de ces éléments légers sont fortement contraintes par la théorie et le seul paramètre libre est le rapport $\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 10^{-10}$ entre le nombre de photons et le nombre de baryons dans l'Univers. L'un des grands succès du modèle du *Big Bang* est le bon accord entre prédictions et mesures d'abondances (figure 1.4).

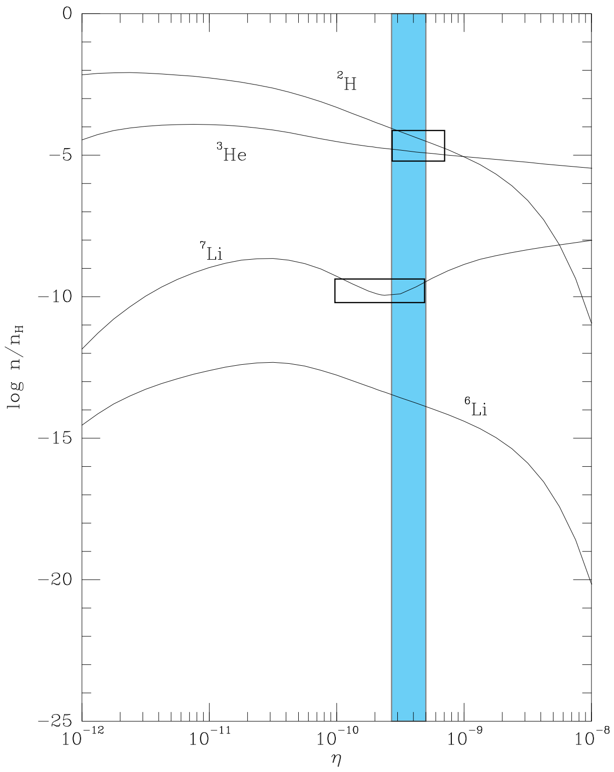


FIG. *1.4* – **Les abondances des élements légers prédites par la nucléosynthèse primordiale :** *On a représenté ici le rapport entre le nombre de chacun des éléments et le nombre de protons en fonction de η, le rapport entre le nombre de baryons et de photons. Les observations sont indiquées par les boîtes autour des courbes d'abondance du* ^{7}Li *d'une part et de* ^{2}H *et* ^{3}He *d'autre part. Elles sont compatibles avec le modèle pour la zone en bleu c'est à dire* $\eta \simeq 3.5 \times 10^{-10}$ *[Olive, 1999].*

– L'Univers contient alors un mélange de baryons (protons et neutrons), d'électrons et de photons. Les électrons et les baryons ne sont plus relativistes car la température a considérablement baissé (quelques centaines de keV). Il y a donc dans l'Univers de la matière et du rayonnement. Comme on l'a vu dans la section précédente, la densité de matière et de rayonnement varient suivant des lois différentes (équations 1.28 et 1.29). Puisque la densité d'énergie liée au rayonnement décroît plus vite que celle liée à la matière, il arrive un moment où la densité de matière devient plus importante que celle du rayonnement. La température de l'Univers est alors [Barnett et al., 1996] :

$$T_{eq} = 64000\ (\Omega_{m\circ} + \Omega_{\Lambda\circ}) h_\circ^2 \text{ eV} \tag{1.41}$$

Lorsque la température de l'Univers atteint 13.6 eV (l'Univers est âgé de quelques dizaines de milliers d'années), les électrons pourraient commencer à se lier aux protons, cependant, le rapport entre le nombre de photons et de baryons étant très favorable aux photons ($\simeq 10^{10}$), la queue à haute énergie de la distribution des photons suffit à maintenir toute la matière ionisée jusqu'à une température de $T \simeq 0.26$ eV, c'est à dire $T \simeq 3000$ K (environ 300000 ans après le *Big Bang*). C'est le moment du découplage entre matière et rayonnement. Les électrons se lient définitivement aux protons pour former des atomes d'hydrogène, ce qui a pour effet de faire brusquement tendre le libre parcours moyen des photons vers l'infini. Comme les neutrinos l'ont fait un peu plus tôt, les photons n'interagissent plus avec la matière. Ils traversent l'espace-temps en ne subissant que le décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers. Puisqu'ils étaient à l'équilibre thermodynamique avec la matière avant de se découpler, ils doivent présenter un parfait spectre de corps noir perturbé uniquement par les fluctuations locales de densité (donc de température) de la zone d'où ils ont été émis. Ce rayonnement porte donc en lui la photographie de l'Univers au moment du découplage entre matière et rayonnement. Ce rayonnement, uniforme sur tout le ciel, a été détecté en 1965 par les radioastronomes Penzias et Wilson (cela leur a valu le prix Nobel de Physique). Sa température est de 2.728 ± 0.002 K. C'est ce que l'on appelle le fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background*). Des mesures de précision ont été réalisées en 1991 avec le satellite COBE. On a pu constater grâce à l'instrument FIRAS embarqué sur COBE que ce rayonnement est celui d'un corps noir parfait [Mather et al., 1993] comme on peut le voir sur la figure 1.5 (si parfait en fait que les données de COBE constituent aujourd'hui l'étalon expérimental du spectre de corps noir). En fait, la température n'est pas parfaitement uniforme sur tout le ciel, on a pu mesurer avec l'instrument DMR de COBE [Smoot, 1992] des inhomogénéités de température de 10^{-5} en valeur relative (figure 1.6). Ces inhomogénéités de température sont les traces des inhomogénéités de densité de l'Univers au moment du découplage entre matière et rayonnement. C'est à partir de ces «graines» que se sont formées les structures de l'Univers (galaxies et amas). L'étude des ces fluctuations de densité est très prometteuse pour la cosmologie observationnelle (nous y reviendrons).

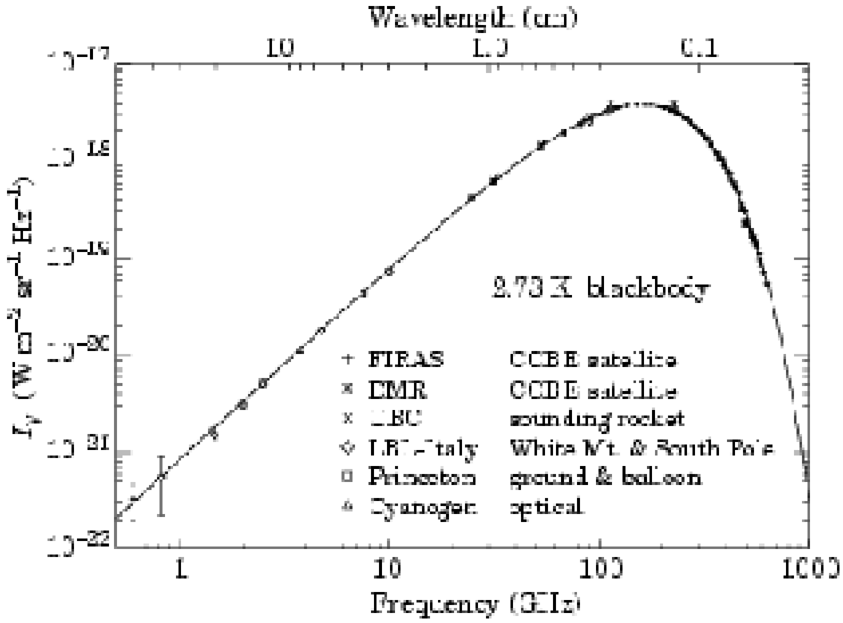


FIG. *1.5 – Superposition des mesures spectrales du fond diffus cosmologique et d'une courbe de corps noir de Planck à* 2.73 *K. L'accord est excellent [Barnett et al., 1996]. Les points de FIRAS [Mather et al., 1993] sont si précis qu'ils ont l'épaisseur du trait !*

– Après le découplage des photons commence la croissance des structures : la matière se condense par gravité autour des zones de surdensité. En effet, avant le découplage entre matière et rayonnement, les interactions avec les photons empêchaient tout début de condensation. Une fois que ceux-ci ont disparu (du point de vue de la matière), la matière peut se condenser. Se forment alors les étoiles, les galaxies et les amas de galaxies selon des mécanismes et dans un ordre qui ne sont pas encore pleinement élucidés. Avec les galaxies naissent les étoiles de première génération dont les plus massives, en explosant en supernovæ ensemencent le milieu interstellaire en éléments lourds. C'est à partir de ces éléments que vont pouvoir se former des planètes telluriques autour des étoiles des générations suivantes.

1.1.9 Au delà du modèle standard

S'il semble nous donner une vision précise de l'Univers et de son évolution, le modèle du *Big Bang* n'en comporte pas moins des zones d'ombre. A la base de ce modèle se trouve le principe cosmologique selon lequel l'Univers est parfaitement lisse. Or, tous les scénarios de formation des structures nécessitent l'existence de germes, de petites fluctuations de densité capables de s'effondrer afin d'initier la condensation de la matière. Il est clair que l'Univers parfait du principe cosmologique ne comporte pas

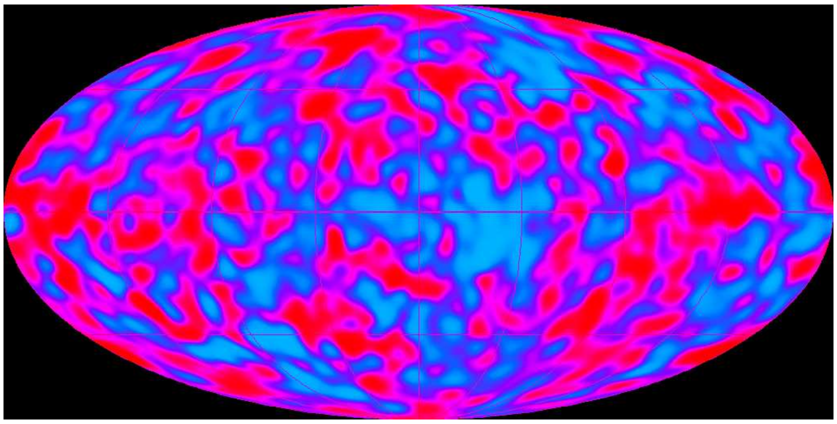


FIG. *1.6 – Carte du ciel en température du fond diffus cosmologique, les fluctuations de densité que l'on observe ont une amplitude relative de* 10^{-5} *par rapport à la température moyenne de* 2.73 *K [Smoot, 1992].*

ces germes par construction et est de fait incapable de rendre compte de la formation des structures. L'observation des inhomogénéités du rayonnement cosmologique nous a montré l'existence de telles fluctuations de densité à l'époque du découplage entre matière et rayonnement. L'amplitude relative des fluctuations mesurées par COBE est d'environ 10^{-5}; or on peut montrer que pour avoir aujourd'hui les structures que l'on observe, l'Univers a dû avoir au moment du découplage entre matière et rayonnement des fluctuations de l'ordre de 10^{-3}.

Par conséquent, même en ajoutant «à la main» des fluctuations de densité en accord avec les observations, il manque deux ordres de grandeur au modèle pour fonctionner. Par ailleurs, des observations de natures diverses ont conduit les astronomes et les cosmologistes à la conclusion qu'une grande partie de la matière contenue dans l'Univers n'est pas visible (voir section 3.1.1). On dit qu'il y a de la matière noire, c'est à dire de la matière (baryonique ou non) qui n'interagit avec le reste que par la gravitation, elle n'émet donc pas de rayonnement. Du point de vue de la formation des structures, la présence de matière noire (non baryonique) aiderait le modèle du *Big Bang* à former les galaxies. En effet, cette matière, découplée des photons avant les autres espèces, aurait commencé à s'effondrer bien plus tôt que la matière ordinaire. On peut alors concevoir qu'il y ait eu, au moment du découplage entre matière baryonique et rayonnement, des fluctuations de densité de matière non-baryonique assez grandes pour permettre la formation des structures que l'on observe aujourd'hui (10^{-3}) sans pour autant induire de grandes fluctuations de température dans le rayonnement cosmologique. Selon la "température" de cette matière noire qui est alors chaude (*HDM* pour *Hot Dark Matter*) ou froide (*CDM* pour *Cold Dark Matter*) selon qu'elle est relativiste ou pas au moment de son découplage, les fluctuations de densité vont s'étendre sur des distances plus ou moins grandes et donc induire en premier la formation de structures plus ou moins vastes. La matière noire froide forme d'abord les petites structures (modèle *Bottom Up*) alors que la matière noire chaude (diffusant sur de plus grandes distances) favorise la formation en premier lieu de grandes structures comme les superamas (modèle *Top Down*).

Cependant, si l'introduction de matière noire dans les scénarios cosmologiques semble rendre possible la formation des structures, elle ne répond pas à la question initiale : «Comment des inhomogénéités ont-elles pu se former à partir d'un Univers parfaitement lisse ?» Cette question est intimement liée au problème de l'horizon : On peut calculer la valeur de l'horizon à une époque quelconque de l'Univers. C'est la distance parcourue par un photon depuis le *Big Bang*. Elle est donc à première vue égale à l'âge de l'Univers multiplié par la vitesse de la lumière. «Toutes les régions situées au delà de mon horizon n'ont pas encore pu entrer en contact causal avec moi». Si l'on observe la température du fond diffus cosmologique, on constate, comme on l'a dit plus haut, que celle ci est homogène sur des distances bien plus grandes que la taille de l'horizon au moment du découplage entre matière et rayonnement (qui correspond sur la voûte céleste à un angle de l'ordre de 1 degré). Or, pour expliquer cette homogénéité de température, il faut bien invoquer des processus thermodynamiques et ceux-ci ne peuvent opérer au delà de l'horizon.

Le mécanisme de l'inflation résout ce problème de l'horizon tout en fournissant un moyen esthétique d'engendrer les fluctuations initiales de densité à partir d'un Univers parfaitement homogène. La densité de l'Univers de l'inflation est dominée, dans ses premiers instants par un champ scalaire dont le potentiel a une valeur non nulle dans le vide, l'inflaton. L'Univers aurait alors subi une dilatation gigantesque jusqu'à ce que l'inflation cesse lorsque le potentiel de l'inflaton arrive à une valeur moyenne nulle dans le vide. Si l'Univers a réellement subi cette brève période d'expansion accélérée (au cours de laquelle le facteur d'échelle aurait crû d'un facteur 10^{40}), on comprend que des régions initialement proches se soient trouvées si éloignées à la sortie de l'inflation qu'on les croit déconnectées causalement si l'on ne fait pas appel à l'inflation. Le modèle inflationnaire résout donc le problème de l'horizon (en fait, le problème est plutôt déplacé vers la physique des particules). Comme on l'a dit, il fournit aussi un mécanisme capable d'engendrer des fluctuations de densité. En effet, il existait forcément des fluctuations quantiques de densité avant l'inflation (fluctuations d'amplitude et de taille microscopiques). En étirant démesurément les distances, la phase d'inflation les transforme en fluctuations de taille macroscopique mais d'amplitude microscopique. Survient alors le mécanisme du *réchauffement* qui a lieu à la fin de l'inflation, lorsque l'inflaton, retrouvant un potentiel de valeur nulle se désintègre en particules qui viennent remplir les fluctuations de densité, augmentant leur amplitude de sorte que celle-ci devient macroscopique. Dans le cadre de l'inflation, ce sont donc les fluctuations quantiques de densité qui sont à l'origine de la formation des galaxies. L'amplitude des fluctuations de densité produite par l'inflation semble compatible avec celle qui est nécessaire à la formation des galaxies.

Il existe par ailleurs une toute autre classe de modèles capables d'engendrer des fluctuations de densité à partir d'un Univers homogène. Ce sont les modèles dans lesquels la matière s'accumule autour de défauts topologiques formés lors d'une transition de phase qu'aurait connue l'Univers (les défauts topologiques se forment lors d'une brisure spontanée de symétrie, phénomène bien connu en physique des particules). Il existe plusieurs types de défauts selon les caractéristiques du champ qui subit une brisure spontanée de symétrie (spin, caractère complexe ou réel), on peut ainsi rencontrer des murs de domaines, des cordes cosmiques, textures et monopôles magnétiques. Si ces modèles sont très séduisants, il semble que la forme des fluctuations qu'ils engendrent (leur spectre angulaire) ne soit pas en accord avec les observations du rayonnement cosmologique [Battye, 1998, Pen, 1998]. Le statut des défauts topologiques comme graines pour la formation des structures est encore en cours de débat.

1.2 Les mesures de distances en cosmologie

Lorsque l'on observe la voûte céleste, on n'a qu'une vision à deux dimensions de l'Univers. On ne peut directement mesurer que l'écart angulaire entre deux sources et leur flux (intégré sur une bande spectrale si l'on fait de la photométrie ou bien en fonction de la longueur d'onde si l'on fait de la spectroscopie). Une difficulté majeure de l'astronomie est de transformer cette image à deux dimensions en une image tridimensionnelle. C'est-à-dire mesurer la distance des sources. La détermination des distances occupe donc une place essentielle en astronomie. En cosmologie, la mesure des distances est rendue ambiguë du fait de la courbure de l'Univers. En effet, s'il est trivial de définir la notion de distance entre deux points dans un Univers euclidien, il n'est est pas de même dans un Univers doté d'une courbure *a priori* inconnue. Si l'on connaît la métrique, on peut déduire de celle-ci la distance propre séparant deux points, mais ce n'est pas une distance mesurable. On définit alors les distances mesurables selon la manière dont sont faites les observations (distances de luminosité ou distance angulaire). Aucune de ces définitions n'est *meilleure* que les autres, chacune d'entre elles donne des informations complémentaires.

1.2.1 Distance propre

A partir de la durée du parcours des photons, on peut calculer la distance parcourue par un photon en suivant la géodésique entre les instants t et t_0. On sait que, pour un photon, le déplacement se fait suivant les lignes d'Univers de genre lumière, c'est à dire avec $ds^2 = 0$. Il en résulte, en utilisant la métrique de Robertson-Walker (équation 1.6), que $dt = a(t)\frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}$. La distance s'exprime donc en intégrant le terme spatial de la métrique entre l'émission et la réception du photon :

$$\chi = \int_0^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = \int_t^{t_0} \frac{dt}{a} \tag{1.42}$$

C'est-à-dire :

$$\chi = \frac{1}{a_0}\int_t^{t_0}(1+z)dt \tag{1.43}$$

$$= \frac{1}{a_0 H_0}\left[z - \frac{1}{2}(1+q_0)z^2 + \cdots\right] \tag{1.44}$$

χ est ce que l'on appelle la distance propre, c'est à dire la distance comobile que parcourent les photons pour aller d'un point à un autre de l'espace-temps. Notons que χ est sans dimension puisque c'est juste la différence entre deux coordonnées comobiles, qui sont sans dimension. La véritable distance propre (avec la dimension d'une longueur) est donc $a_0\chi$ aujourd'hui.

Au lieu de faire un développement limité de cette distance, on peut la calculer par la formule exacte (qui nécessite une intégration numérique) :

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{|\kappa|}} S\left(\sqrt{|\kappa|}\int_0^z \left[(1+z')^2(1+\Omega_m z') - z'(2+z')\Omega_\Lambda\right]^{-\frac{1}{2}} dz'\right) \tag{1.45}$$

La fonction $S(x)$ dépend de la géométrie spatiale de l'Univers[8]:

- Pour $\Omega_m + \Omega_\Lambda < 1$ (Univers ouvert), $S(x) = \sinh(x)$ et $\kappa = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda$
- Pour $\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1$ (Univers fermé), $S(x) = \sin(x)$ et $\kappa = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda$
- Pour $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ (Univers plat), $S(x) = x$ et $\kappa = 1$

1.2.2 Distance de luminosité

Supposons que, depuis la Terre, on observe une source lumineuse, émettant de manière isotrope, de luminosité intrinsèque L. La quantité mesurée est le nombre de photons qui atteignent notre détecteur par unité de temps. On peut transformer ce nombre de photons en flux lumineux (flux d'énergie si l'on connaît les filtres qui ont été utilisés et donc l'énergie des photons que l'on a comptés). Dans un espace-temps euclidien, si d est la distance (euclidienne donc sans ambigüité quant à sa définition) qui nous sépare de la source, le flux s'exprime de la manière suivante :

$$\phi = \frac{L}{4\pi d^2} \tag{1.46}$$

8. Cette fonction apparaît naturellement si l'on réécrit la métrique de Robertson-Walker (équation 1.6) en faisant le changement de variables $r \to S(r)$.

Par analogie, dans un espace-temps courbe, on peut définir la *distance de luminosité* d_L :

$$d_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi\phi}} \tag{1.47}$$

Le rayonnement issu de la source qui nous atteint aujourd'hui se répartit uniformément sur une sphère de rayon propre $a_0 r$ (c'est une sphère de rayon comobile r observée ici et maintenant). Les photons émis par la source avec une énergie E_e sont décalés vers le rouge du fait de l'expansion de l'Univers entre les instants d'émission et de réception. Leur énergie observée est donc $E_o = \frac{E_e}{1+z}$. Par ailleurs, du fait de la dilatation des temps consécutive elle aussi à l'expansion de l'Univers, les photons émis par la source pendant l'intervalle de temps δt_e arrivent sur notre détecteur pendant un intervalle de temps $\delta t_o = (1+z)\delta t_e$. Le flux observé est donc :

$$\phi = \frac{L}{4\pi a_0^2 \chi^2} \times \frac{1}{(1+z)^2} \tag{1.48}$$

La distance de luminosité est de ce fait :

$$d_L = a_0 \chi (1+z) \tag{1.49}$$

On peut obtenir son expression exacte avec l'équation 1.45 mais on peut aussi en faire un développement limité avec l'expression 1.44, qui donne :

$$d_L = \frac{1}{H_0}\left[z + \frac{1}{2}(1-q_0)z^2 + \cdots\right] \tag{1.50}$$

1.2.3 Distance angulaire

Ici aussi, on cherche à préserver une propriété que l'on trouve dans l'espace-temps euclidien : la variation de la taille angulaire δ d'un objet de taille D en fonction de sa distance à l'observateur d. Ces grandeurs sont reliées dans l'espace-temps euclidien par la relation (valable pour $D \ll d$):

$$\tan\delta = \frac{D}{d} \simeq \delta \tag{1.51}$$

Par analogie, dans un espace courbe, on définit la *distance angulaire* par :

$$d_A = \frac{D}{\delta} \tag{1.52}$$

D est alors le diamètre propre d'un objet se situant à la coordonnée comobile r à l'instant t. L'angle sous-tendu par l'objet est δ. La métrique de Robertson-Walker (équation 1.6) nous indique que $D = a(t)\chi\delta$. La distance propre est donc :

$$d_A = a(t)\chi = \frac{a_0\chi}{1+z} \tag{1.53}$$

Ici encore, l'expression 1.45 donne la forme exacte de la distance angulaire, mais on peut en faire un développement limité :

$$d_A = \frac{1}{H_0}\left[z - \frac{1}{2}(3+q_0)z^2 + \cdots\right] \tag{1.54}$$

1.3 La cosmologie observationnelle

Nous allons voir dans cette section quels sont les principaux tests cosmologiques qui ont été élaborés pour mesurer les paramètres de l'Univers. Les différentes définitions de la distance sont toutes sensibles à la valeur des paramètres cosmologiques (notamment à la courbure de l'Univers). Cette caractéristique, déconcertante au premier abord, va en fait se révéler d'une grande utilité pour la cosmologie observationnelle.

On peut d'une part faire des mesures de distances sur des échantillons statistiques de sources en comptant le nombre de sources dans un volume (méthode des comptages de sources). Il est aussi intéressant de mesurer la distance d'une source individuelle. En effet, si l'on peut déterminer de manière indépendante le décalage vers le rouge d'un objet (en étudiant son spectre) et l'une ou l'autre des distances de l'objet que nous avons définies plus haut, on peut réaliser un test cosmologique permettant d'estimer la valeur de tel ou tel paramètre cosmologique. C'est le principe des méthodes utilisant les diamètres angulaires des objets et surtout de la méthode *magnitude-redshift* qui est très prometteuse. L'observation précise des fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique permet elle aussi de mesurer les paramètres cosmologiques car le spectre de leur distribution angulaire, vu d'ici et d'aujourd'hui, est très sensible à leur valeur.

1.3.1 *Relation* magnitude-redshift

Nous avons vu que la définition de la distance de luminosité se base sur une analogie avec l'espace euclidien (section 1.2.2). On conserve la relation entre flux apparent ϕ, luminosité L et distance (de luminosité) d'une source d_L :

$$\phi = \frac{L}{4\pi d_L^2} \tag{1.55}$$

En termes de magnitudes apparente et absolue[9], cette relation s'écrit:

$$m - M = 5\log\left[\frac{d_L}{10\,\mathrm{pc}}\right]$$

9. La magnitude absolue d'un objet est définie comme la magnitude qu'il aurait s'il était situé à une distance de 10 pc.

$$= 5 \log \left[\frac{d_L}{1\,\mathrm{Mpc}} \right] + 25 \qquad (1.56)$$

La grandeur $m - M$ est appelée le module de distance. Rappelons que la distance de luminosité obéit à la relation 1.49 qui la relie à la distance propre pour laquelle nous disposons d'une expression exacte (équation 1.45). On peut donc exprimer la magnitude d'un objet sous la forme suivante que l'on appelle relation *magnitude-redshift*:

$$\begin{aligned} m &= M + 25 + \\ 5 & \log \left[\frac{1+z}{\sqrt{|\kappa|}} S \left(\sqrt{|\kappa|} \int_0^z \left[(1+z')^2 (1 + \Omega_m z') - z'(2+z') \Omega_\Lambda \right]^{-\frac{1}{2}} dz' \right) \right] \qquad (1.57) \\ &= f(M, H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) \end{aligned}$$

En utilisant l'expression 1.50 pour la distance de luminosité, on obtient une forme approchée de la relation *magnitude-redshift*:

$$\begin{aligned} m &= M + 25 - 5 \log \left[\frac{H_0}{1\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}} \right] + 5 \log \left[\frac{cz}{1\,\mathrm{km.s^{-1}}} \right] \\ &+ \frac{5}{2 \ln 10} (1 - q_0) z + \cdots \qquad (1.58) \\ &= f(M, H_0, q_0) \end{aligned}$$

La valeur de H_0 se déduit de la relation $m(z)$ et peut être déterminée avec des objets proches (des céphéides [10] par exemple). Si l'on dispose d'un objet de magnitude absolue connue (une *chandelle standard*) et si l'on parvient à mesurer séparément sa magnitude apparente et son décalage vers le rouge, on peut utiliser la relation 1.58 pour déterminer q_0. Pour des objets suffisamment lointains, on peut utiliser la relation exacte 1.57 avec laquelle, au lieu de déterminer simplement q_0, on peut distinguer les contributions de Ω_m et Ω_Λ (mais il faut alors plusieurs objets à des *redshifts* différents) [11].

Afin de rendre cette méthode possible, il faut, comme on l'a dit, disposer de chandelles standard. De plus, ces chandelles standard doivent être suffisamment lumineuses

10. Les céphéides sont des étoiles variables dont la luminosité est proportionnelle à leur période (voir section 3.1.3). Ce sont de très bons indicateurs de distances. Mais leur luminosité est trop faible pour que l'on puisse les détecter à des distances cosmologiques.

11. Remarquons qu'il est tout de même possible de réaliser ce test cosmologique si l'objet n'est pas à proprement parler une chandelle standard (si tous les objets n'ont pas la même luminosité), il suffit de connaître leur luminosité. C'est ce que l'on fait avec les céphéides dont on connaît la luminosité sans pour autant qu'elles aient toutes la même : on dispose d'une relation entre leur période de variabilité, leur couleur et leur luminosité.

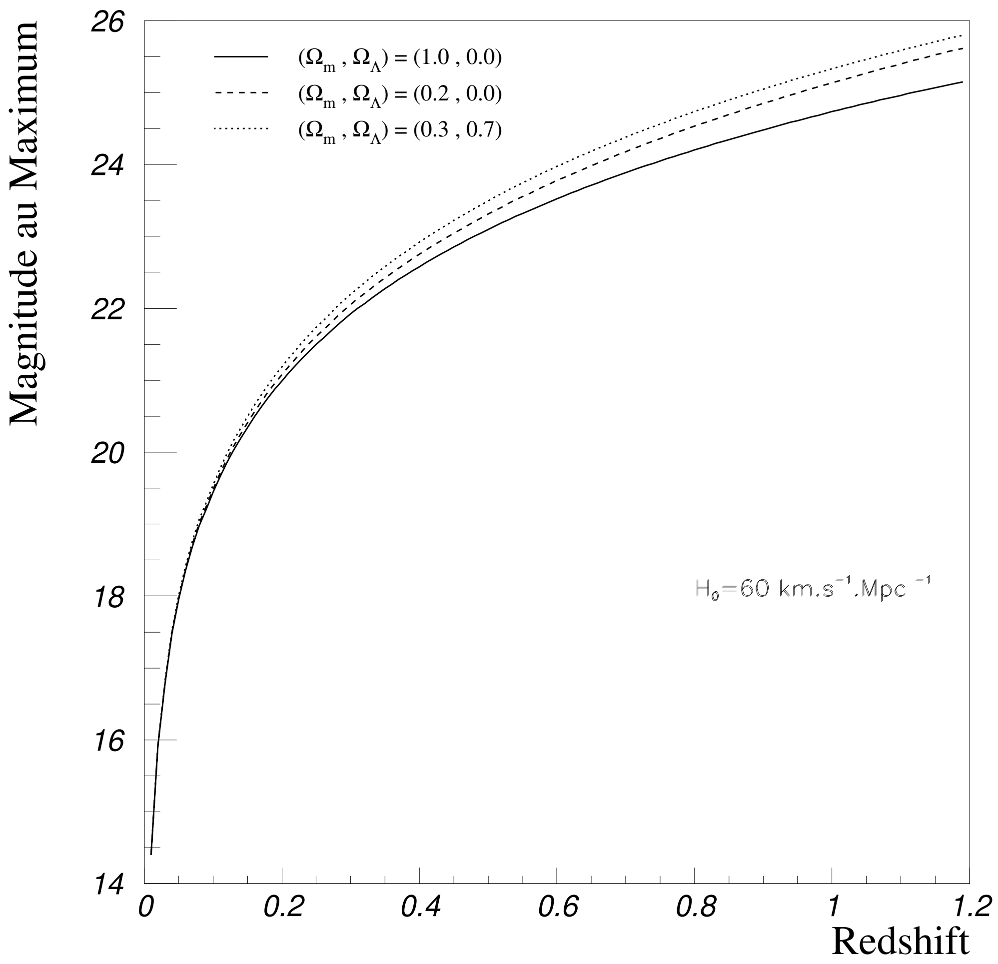


FIG. *1.7 – Diagramme de Hubble pour des supernovae de type Ia. On voit qu'à grand* redshift*, l'écart entre les courbes correspondant à différents modèles cosmologiques devient plus grand que la dispersion de la magnitude au maximum des supernovae (moins de 0.3 magnitudes).*

pour pouvoir être détectées à grand *redshift*. Les premières chandelles standard utilisées étaient les galaxies les plus brillantes des amas [Sandage, 1970]. En effet, toutes les galaxies n'ont pas la même luminosité mais si l'on considère (par exemple) la dixième galaxie la plus brillante d'une série d'amas, on remarque que la dispersion de sa luminosité est bien inférieure à celle d'une galaxie prise au hasard. Cette dispersion demeure cependant trop grande pour permettre une détermination précise de q_0 (et *a fortiori* de Ω_m et Ω_Λ). Il existe cependant dans l'Univers des objets qui semblent tout à fait approrpriés pour la mise en œuvre de cette méthode : les supernovae de type Ia [12]. Elles ont en effet une luminosité absolue au maximum très grande (de l'ordre de celle d'une galaxie moyenne) et cette luminosité semble très peu varier d'une supernova de type Ia à une autre (la dispersion de la magnitude au maximum, de l'ordre de 0.3 semble pouvoir être réduite en faisant des corrélations avec la forme de la courbe de lumière ou les caractéristiques spectrales de la supernova). En accumulant des supernovæ à différents *redshifts*, on peut les placer sur un graphe donnant la magnitude apparente en fonction du *redshift* (Diagramme de Hubble, figure 1.7). Il reste ensuite à ajuster la valeur de q_0 ou même du couple $(\Omega_m,\Omega_\Lambda)$ sur les données.

Les deux équipes américaines de recherche de supernovæ lointaines [Kim, 1998a, Schmidt et al., 1998] s'accordent sur le fait que la mesure du couple $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ en utilisant les supernovæ de type Ia donne une valeur de la constante cosmologique non nulle (figure 1.8). En effet, dans l'hypothèse de $\Omega_\Lambda = 0$, la valeur de Ω_m déduite des données est négative, ce qui est absurde. Le meilleur ajustement (dans l'hypothèse d'un Univers de densité critique avec $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$) donne :

$$\left\{ \begin{array}{rcrcl} \Omega_m & = & 0.24 & \pm & 0.1 \\ \Omega_\Lambda & = & 0.76 & \pm & 0.1 \\ \Leftrightarrow q_0 & = & -0.64 & \pm & 0.15 \end{array} \right. \tag{1.59}$$

L'éventualité que la constante cosmologique soit nulle est exclu à 3σ (99% de niveau de confiance) par ces deux expériences. Ces résultats, s'ils sont corrects, impliquent donc que nous nous trouvons dans un Univers dominé par la constante cosmologique dont l'expansion est en train de s'accélérer et durera éternellement (si la constante cosmologique est vraiment constante). On peut se demander depuis quand cette constante cosmologique domine l'Univers. On sait que l'évolution du rapport entre la densité de matière et la densité de constante cosmologique est :

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_\Lambda} = \frac{\Omega_{m\circ}}{\Omega_{\Lambda_\circ}}(1+z)^3 \tag{1.60}$$

Si le rapport entre ces deux densités est aujourd'hui proche de 3, l'égalité entre matière et constante cosmologique a eu lieu à $z = 0.45$, ce qui est très récent. Par conséquent, la présence d'une constante cosmologique de cet ordre de grandeur est totalement

12. Les supernovæ de type Ia sont des naines blanches qui terminent leur vie par une explosion thermonucléaire. Ces objets sont décrits en détail dans la section 2.2.2.

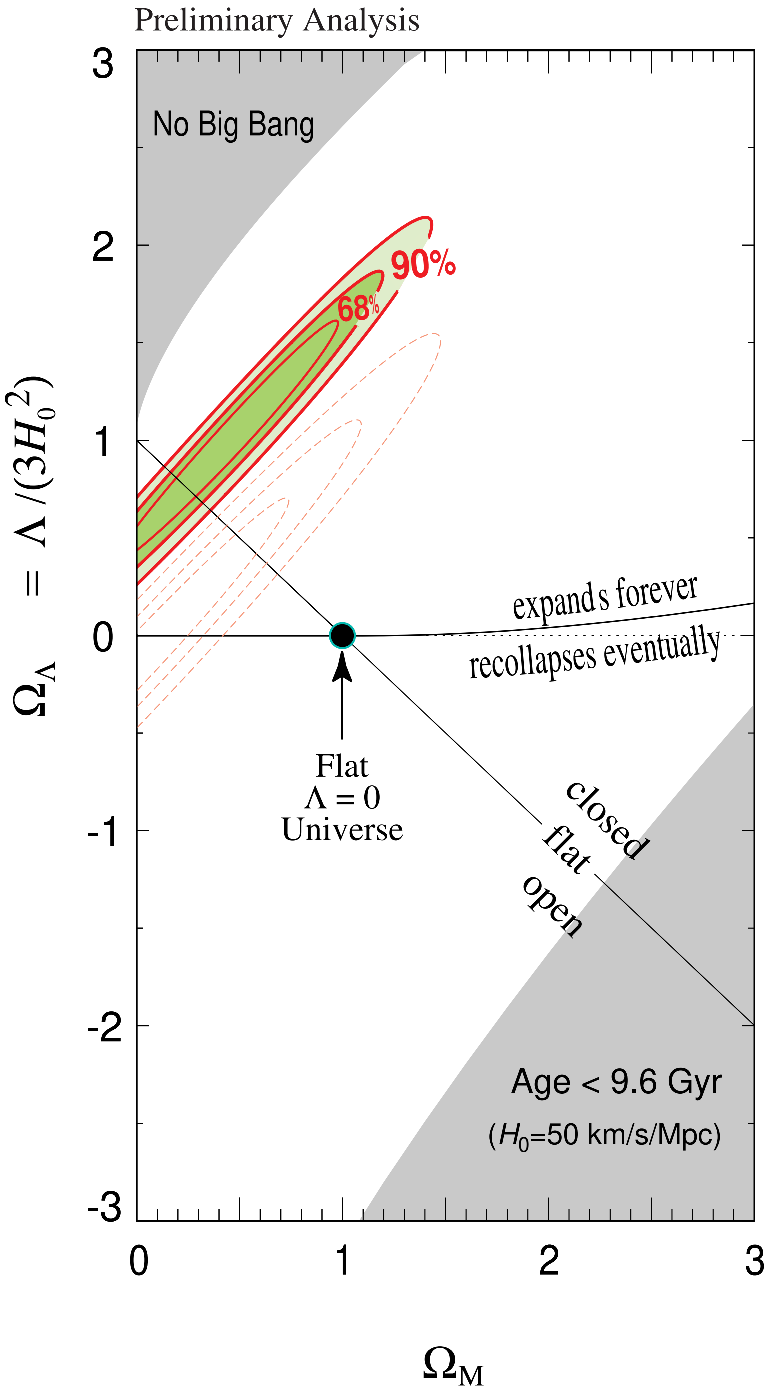


FIG. *1.8 – Contraintes sur* $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ *avec environ 40 supernovæ de type Ia découvertes par le Supernova Cosmology Project [Kim, 1998a]. Les contours ne tiennent compte que des erreurs statistiques. Les contours inférieurs (en pointillés) montrent les mêmes résultats s'il y a une différence systématique de* 0.2 *magnitude entre les supernovæ proches et lointaines (effet d'évolution par exemple).*

négligeable dans les modèles d'Univers primordial. Elle doit en revanche être prise en compte si l'on considère des objets situés à des *redshifts* inférieurs à $z = 0.45$.

1.3.2 Diamètres angulaires

Ce test cosmologique s'apparente au précédent. La différence est que l'on compare ici l'évolution en fonction du *redshift* du diamètre angulaire de galaxies ou de radio-sources. On a donc besoin ici non pas de chandelles standard mais d'objets de taille standard. Un point intéressant est que la théorie prévoit que le diamètre angulaire d'un objet décroisse dans un premier temps avec le *redshift* mais finisse par augmenter lorsque l'objet devient très éloigné (pour $z > 1.25$ si $q_0 = \frac{1}{2}$). Cette caractéristique singulière s'explique si l'on considère que les objets lointains dont on reçoit de la lumière ont dû émettre celle-ci beaucoup plus tôt que des objets proches. en raison de la durée du trajet des photons. La lumière émise par un objet lointain doit donc avoir été émise lorsque celui-ci était assez proche de nous, il y a très longtemps. Les observations semblent confirmer l'existence de cet effet. Les meilleures sources de taille standard sont à ce jour des radio-sources compactes. Les observations sont compatibles avec $q_0 = \frac{1}{2}$ (univers plat sans constante cosmologique ou bien fermé avec une constante cosmologique) [Kellerman, 1993] comme on peut le constater sur la figure 1.9.

Les premiers tests cosmologiques de cette relation ont été faits en considérant les diamètres angulaires de galaxies dans le visible. Cependant, à grand *redshift*, la petite taille angulaire du disque des galaxies rendait la méthode très sensible aux effets du *seeing*[13]. Les observations se sont alors axées sur la séparation angulaire des lobes des radio-sources étendues sur laquelle la précision de la mesure est bien meilleure (d'une part leur extension est plus grande et d'autre part la résolution des télescopes est actuellement meilleure dans le domaine radio que dans le visible). Cependant, même avec les lobes radio, il est très difficile de tenir compte de l'évolution qu'ont certainement subi les galaxies entre $z = 5$ (lobes radios les plus lointains) et aujourd'hui. Cette méthode est donc rendue peu robuste à cause de ces effets d'évolution. Sans doute est-ce la raison pour laquelle ses résultats sont contradictoires avec ceux issus des supernovæ lointaines.

1.3.3 Comptage de sources

Le volume contenu entre deux sphères définies par des *redshifts* différents dépend, comme la distance, du jeu de paramètres cosmologiques considéré. Dans un Univers euclidien, on peut exprimer le nombre de galaxies ayant un flux plus grand qu'une

13. Le *seeing* est une grandeur qui caractérise la qualité d'une image astronomique. C'est la largeur totale à mi-hauteur de l'image d'une étoile donnée par le détecteur.

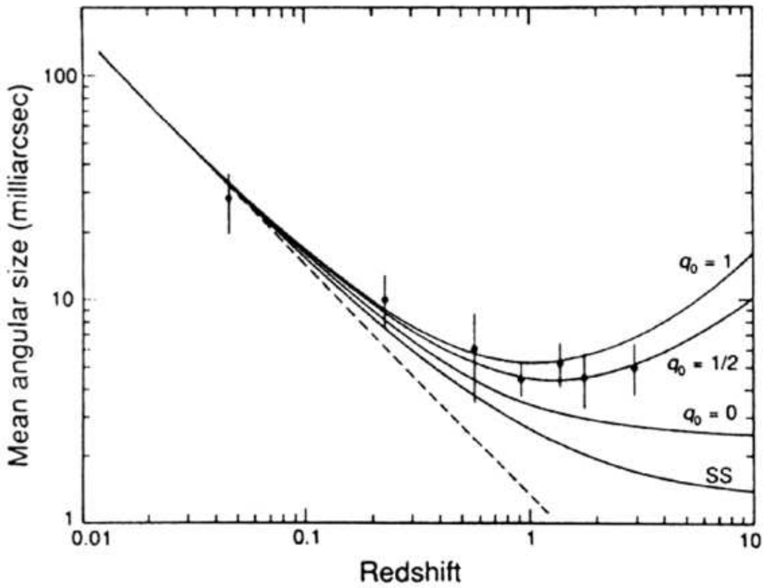


FIG. *1.9 – Contraintes sur q_0 avec les diamètres angulaires de 82 radio-sources compactes [Kellerman, 1993]. La valeur de q_0 est compatible avec $q_0 = \frac{1}{2}$. La ligne avec la mention SS correspond aux prédictions du modèle, aujourd'hui abandonné, de l'univers stationnaire.*

certaine limite (une magnitude plus petite qu'une certaine limite) si l'on suppose que ces galaxies sont réparties uniformément avec une densité n_0 et ont toutes la même luminosité absolue L :

$$N(\phi) = \frac{4}{3}\pi n_0 D^3 \tag{1.61}$$

où D est la distance (de luminosité) d'une galaxie de flux ϕ et de luminosité absolue L :

$$D = \sqrt{\frac{L}{4\pi\phi}} \tag{1.62}$$

Afin de déterminer la géométrie de l'Univers, on peut compter le nombre de galaxies par unité d'angle solide ayant un flux supérieur à ϕ pour différentes valeurs de ϕ. Dans un Univers euclidien, on devrait trouver que $N(\phi) \propto \phi^{-\frac{3}{2}}$, ce qui correspond à une pente de -1.5 si l'on trace $\log N$ en fonction $\log \phi$. Dans un univers doté d'une courbure, la distance de luminosité est multipliée par un facteur $(1+z)^2$, on s'attend donc à ce que le nombre de galaxies décroisse plus vite avec le *redshift* (c'est à dire plus le flux diminue) que dans un univers euclidien. La pente de la courbe devrait donc être moins raide (pente plus grande que -1.5). Les observations contredisent cette prédiction : on trouve une pente d'environ -1.8. On a alors recours à des effets d'évolution pour expliquer cela : on suppose que, dans le passé, l'intensité des sources était plus grande qu'aujourd'hui (ce qui se comprend assez bien puisque dans le passé, les galaxies étaient plus jeunes qu'aujourd'hui, elles étaient dans une phase de formation massive d'étoiles). On peut aussi penser qu'elles avaient une densité spatiale plus grande. Cet effet d'évolution prédominant rend cette méthode peu efficace pour mesurer les paramètres cosmologiques. On l'utilise plutôt dans l'autre sens pour obtenir des informations sur la formation et l'évolution des galaxies, en particulier sur l'histoire de la formation des étoiles [Coles and Lucchin, 1995].

1.3.4 Spectre angulaire des fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique

On a vu que les fluctuations de la température du rayonnement de fond cosmologique fournissent des indices très précieux concernant la formation des structures. On utilise en fait le spectre angulaire de ces fluctuations pour déterminer les paramètres cosmologiques ($H_\circ$, $\Omega_\circ$, Ω_Λ, Ω_b, ...). Les expériences à venir (ballons comme ARCHEOPS ou satellites comme MAP ou PLANCK) prévoient de mesurer ces paramètres avec des précisions de quelques pourcents.

Lorsque l'on étudie les fluctuations du fond de rayonnement cosmologique, on les analyse généralement sur une base d'harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T(\theta,\phi)}{T} = \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_l^m(\theta,\phi) \tag{1.63}$$

T est la température moyenne du rayonnement cosmologique et $\Delta T(\theta,\phi)$ est l'écart à cette température dans la direction (θ,ϕ). Les valeurs moyennes sur l'indice m du module au carré des coefficients a_{lm} sont appelées les coefficients C_l, ce sont eux qui contiennent toute l'information physique qui nous intéresse.

$$C_l =< |a_{lm}|^2 >= \frac{1}{2l+1}\sum_{m=-l}^{l} |a_{lm}|^2 \tag{1.64}$$

L'indice l est en gros l'inverse d'un angle (1° correspond environ à $l = 200$). Par conséquent, avoir de la puissance à un l donné dans la courbe de C_l (figure 1.10) signifie que de nombreuses inhomogénéités de température sont corrélées lorsqu'elles sont séparées par une distance $\frac{1}{l}$ dans le rayonnement cosmologique. Les petites valeurs de l correspondent donc à des fluctuations de densité à des échelles bien supérieures à l'horizon au moment de l'émission du rayonnement cosmologique (découplage matière rayonnement) qui correspond à un angle de quelques degrés sur le ciel. La théorie prédit que ces fluctuations (qui ne peuvent être dues à des processus causaux) doivent présenter un spectre de l'amplitude des fluctuations en fonction de l'échelle des ces fluctuations indépendant de l'échelle considérée[14]. Ceci entraîne que la courbe de C_l en fonction de l doit se comporter comme $C_l \propto \frac{1}{l(l+1)}$. C'est pour

14. En fait ce que l'on entend par spectre invariant d'échelle, c'est que l'amplitude des fluctuations ne dépend pas de leur taille, la taille et l'amplitude étant exprimées au moment où la taille est égale

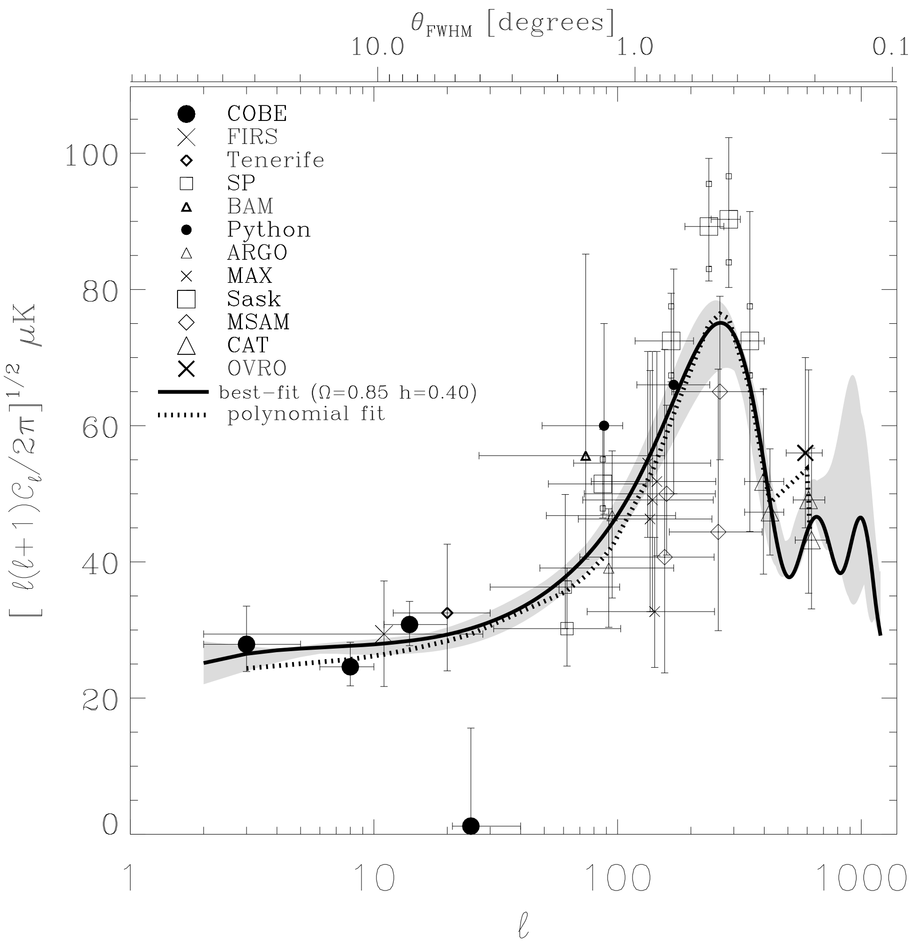


FIG. *1.10 – Résultats récents d'observations des fluctuations du rayonnement cosmologique. La ligne pointillée correspond à un ajustement par un polynôme de degré 6. Il semble que le premier pic Doppler soit présent à* $l \simeq 260$. *La courbe en trait gras est le meilleur ajustement des prédictions théoriques. Il conduit à une valeur de la densité* $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 0.85$ *et* $h = 0.40$, *la zone grisée symbolise les barres d'erreur [Lineweaver and Barbosa, 1998] sur l'ajustement.*

cette raison que l'on trace en général une fonction de $l(l+1)C_l$ en fonction de l. On devrait donc avoir une courbe plate pour les petites valeurs de l. L'horizon à l'époque du découplage matière-rayonnement correspond à une taille angulaire de l'ordre 1 degré c'est à dire $l \simeq 200$. A partir de ces valeurs de l, les zones que l'on considère sont en relation causale puisqu'elles sont plus petites que l'horizon. Dans ces zones, le fluide photons-baryons dont est composé l'Univers (avant le découplage) a commencé à s'effondrer depuis l'égalité matière-rayonnement. Le fluide se comporte alors comme un oscillateur harmonique, exhibant des zones de sous-densité et de sur-densité. On peut alors montrer que cela se traduit par une succession de pics sur la courbe des C_l qui sont généralement appelés les *pics Doppler*. Le premier pic est le plus important, l'amplitude des suivants étant de plus en plus petite en raison d'un phénomène d'amortissement et d'interférences entre les oscillations en raison de l'épaisseur non nulle de la couche de dernière diffusion[15].

Puisque la position du premier pic Doppler coïncide avec la taille de l'horizon au moment du découplage matière rayonnement, celle-ci va être sous-tendue par un angle différent selon la valeur de la courbure de l'Univers (il y a donc une dépendance vis à vis de la valeur de la courbure k) ou de la distance nous séparant de la surface de dernière diffusion (qui dépend de la valeur de la constante de Hubble). Ces considérations sont illustrées par la figure 1.11. La taille de l'horizon au moment du découplage entre matière et rayonnement est représentée par la courbe en trait gras sur la droite de la figure. Si la courbure de l'Univers est positive ($\theta_{fermé}$) l'angle est grand et le pic se trouve à petit l.

Si l'Univers est plat (θ_{plat}), l'angle est plus petit et le pic se trouve à plus grand l. Enfin, si l'Univers a une courbure négative (θ_{ouvert}), l'angle est encore plus petit et le pic Doppler se trouve à une plus grande valeur de l. Par ailleurs, l'angle sous-tendu par l'horizon dépend aussi de la constante de Hubble : si elle est petite, la distance de la surface de dernière diffusion est grande et l'angle plus petit. Les pics Doppler sont donc décalés vers les grandes valeurs de l.

1.3.5 La complémentarité cosmologique

Tous les tests cosmologiques décrits ci-dessus se basent sur la mesure de distances. Les supernovæ permettent de mesurer des distances de luminosité alors que l'observation du rayonnement de fond cosmologique donne accès (via la position du premier

au rayon de Hubble, c'est à dire lorsque la fluctuation entre dans l'horizon. Ces grandeurs ne sont donc pas mesurées au même instant par rapport au *Big Bang*, mais à un moment caractéristique de la taille de la fluctuation.

15. On appelle couche de dernière diffusion la surface où les photons ont interagi avec le milieu pour la dernière fois. Le fait que cette couche ait une épaisseur non nulle traduit simplement le fait que les photons ne se sont pas tous découplés simultanément.

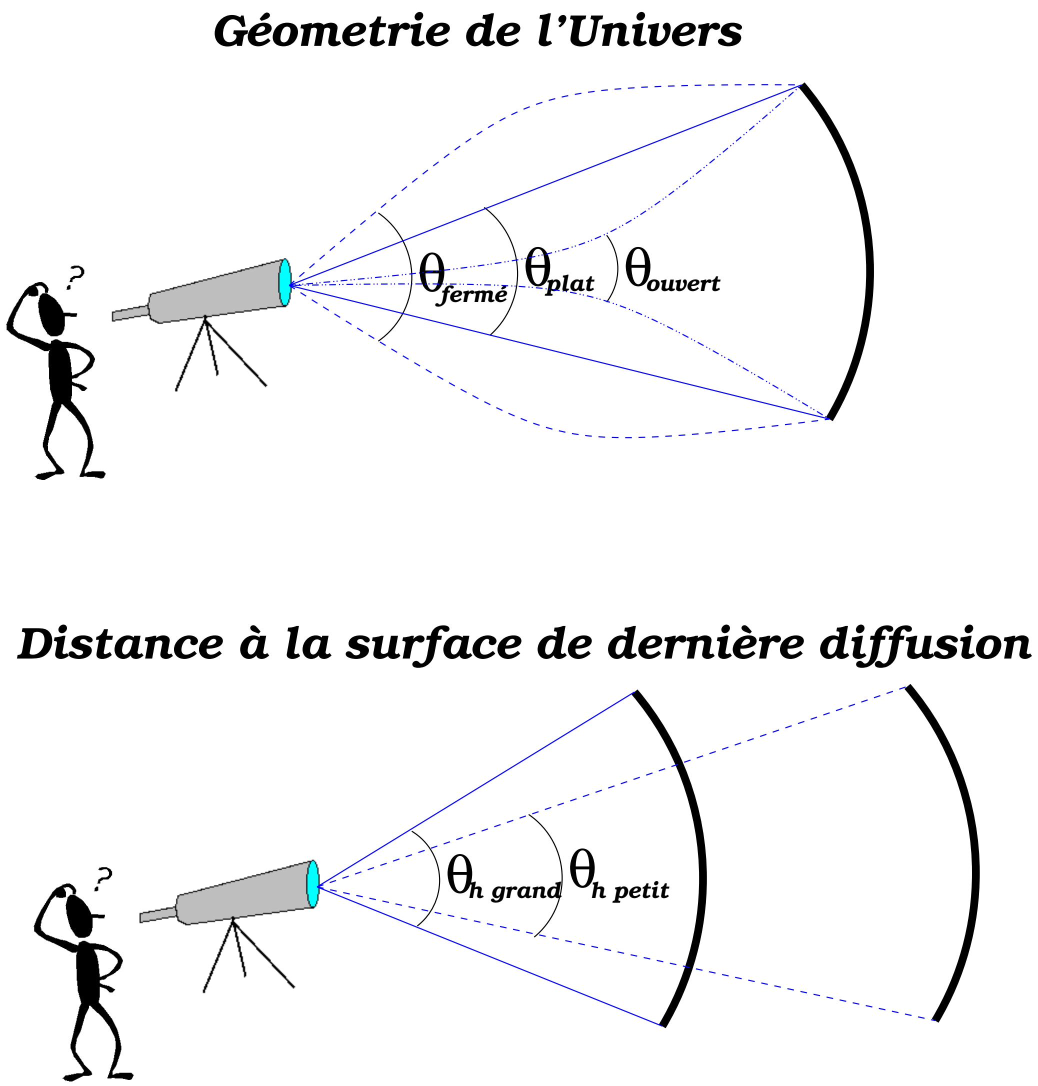


Fig. *1.11* – **Dépendance de la position des pics Doppler vis à vis des paramètres cosmologiques :**
Si θ, l'angle sous lequel on voit un domaine de la couche de dernière diffusion connecté causalement est grand, l_{pic} est petit et inversement. Par conséquent, dans un Univers ouvert, le pic Doppler est à plus grand l que dans un Univers fermé. D'autre part, si la constante de Hubble est petite, le pic sera décalé vers les plus grandes valeurs de l (d'après [Lineweaver, 1996]).

pic Doppler) à une mesure de distance angulaire. Ces deux distances sont reliées par un facteur $(1+z)^2$. En fait, dans tous les cas, on mesure la fonction $S(x)$ dont nous avons parlé dans la section précédente (équation 1.45). Il est donc clair que l'on mesure en fait sensiblement la même chose avec les supernovæ et avec le rayonnement cosmologique. Cependant ces deux mesures sont extrêmement complémentaires dans la mesure où elles ne sont pas faites au même *redshift*. En effet, les distances de luminosité déduites de l'observation des supernovæ sont mesurées à $z \simeq 0.5$ alors que celles provenant du rayonnement de fond cosmologique sont mesurées à $z \simeq 1000$. La fonction $S(x)$ dépend des paramètres cosmologiques, c'est-à-dire de la densité de matière Ω_m et de la densité de constante cosmologique Ω_Λ, on s'attend donc à observer une dégénérescence entre ces deux paramètres lorsque l'on mesure une distance de luminosité. C'est-à-dire que toute une famille de couples $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ correspondront à une même distance de luminosité à un *redshift* donné. L'orientation des contours de même distance de luminosité à un *redshift* donné dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ indique par conséquent la direction de la dégénérescence sur leur mesure, c'est-à-dire la direction principale de l'erreur (l'orientation de l'ellipse d'erreur). On a représenté ces isocontours de distance de luminosité sur la figure 1.12 pour différents *redshifts*. On constate que leur orientation dépend fortement du *redshift*. En particulier, à bas *redshift*, les lignes de même distance de luminosité sont grossièrement orientées suivant la première bissectrice, c'est-à-dire que l'on est sensible à une combinaison linéaire antisymétrique de Ω_m et Ω_Λ. On peut facilement le vérifier dans le développement à petit *redshift* de la relation magnitude-*redshift* (équation 1.58). On constate qu'à petit *redshift* on est sensible au paramètre de décélération qui n'est autre que $q_\circ = \frac{1}{2}\Omega_m - \Omega_\Lambda$. A l'inverse, à haut *redshift* c'est à une combinaison linéaire symétrique des deux paramètres que l'on est sensible puisque les lignes de même distance de luminosité sont plutôt orientées selon la seconde bissectrice dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$. On a vu en effet que ce que l'on mesure essentiellement avec la position des pics Doppler, c'est la courbure de l'Univers, c'est-à-dire la valeur de $\Omega_k = 1 - (\Omega_m + \Omega_\Lambda)$, combinaison symétrique des deux paramètres cosmologiques. Il est donc clair que les ellipses d'erreur sur la valeur de Ω_m et Ω_Λ déduites des observations des supernovæ ($z \simeq 0.5$) et du rayonnement de fond cosmologique ($z \simeq 1000$) auront des grands axes perpendiculaires. La confrontation de leurs résultats amènera par conséquent à une bien plus grande précision sur la valeur des paramètres cosmologiques qu'en les utilisant séparément. Il faut donc considérer ces tests cosmologiques non pas comme concurrents mais comme complémentaires dans la mesure où ils donnent sur le couple $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ des informations différentes puisque obtenues à des *redshifts* différents.

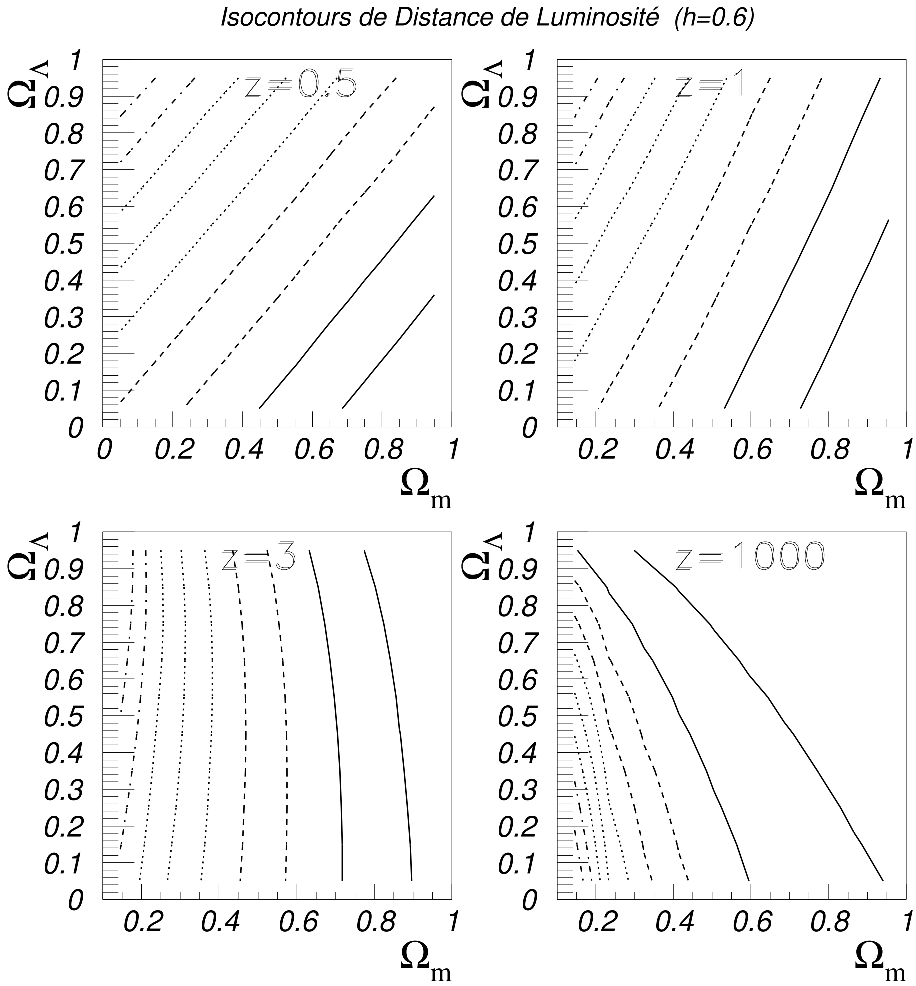

Isocontours de Distance de Luminosité (h=0.6)
z=0.5
z=1
z=3
z=1000
Ω_Λ
Ω_m
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1

Fig. *1.12* –

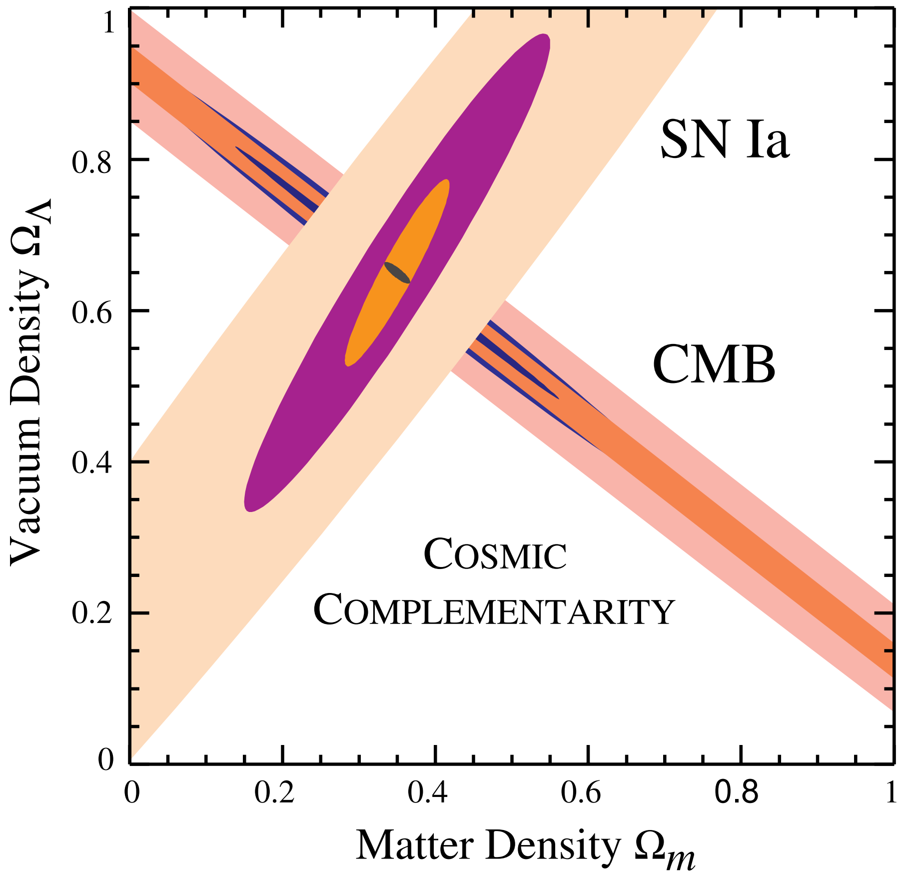


FIG. *1.13 – Complémentarité entre les mesures des paramètres cosmologiques déduites de l'observation des supernovæ lointaines et avec celle déduites de l'observation du rayonnement de fond cosmologique. Les supernovae donnent accès à une combinaison linéaire antisymétrique de Ω_m et Ω_Λ, conduisant à une ellipse d'erreur allongée selon une pente positive. A l'inverse, les observations du rayonnement cosmologique donnent accès à une combinaison linéaire symétrique correspondant à une ellipse d'erreur de grand axe orthogonal à la précedente. L'ellipse d'erreur obtenue en combinant les deux méthodes est la petite ellipse noire au centre. La complémentarité des deux méthodes est donc remarquable [Tegmark, 1998].*

2. LES SUPERNOVAE

La découverte d'une nouvelle étoile par Tycho Brahé en 1572 [Brahé, 1573] suivie d'une autre nouvelle étoile observée cette fois par Kepler en 1604 fit quelque peu vaciller la conception aristotélicienne d'une sphère céleste immuable. Ces étoiles nouvelles, dont on sait aujourd'hui qu'elles étaient des supernovæ, sont donc en partie responsables de l'acceptation par une grande partie de la communauté scientifique de l'époque de la nouvelle conception copernicienne du Monde. Aujourd'hui encore, les supernovæ sont des actrices majeures de la cosmologie. La luminosité au maximum des supernovæ de type Ia semble en effet suffisamment stable pour que l'on puisse, moyennant quelques corrections, les considérer comme des chandelles standard et ainsi les utiliser pour déterminer les paramètres cosmologiques. C'est de ce point de vue que je me suis intéressé aux supernovæ, aussi je ne rentrerai pas dans les détails des divers mécanismes d'explosion des supernovæ qui sont fort complexes.

L'intérêt que porte la communauté des astrophysiciens pour les supernovæ aujourd'hui dépasse leur simple utilisation comme indicateurs de distances en cosmologie.

- Une supernova est une étoile qui meurt dans une gigantesque explosion. On peut donc apprendre énormément sur les dernières étapes de la vie des étoiles en étudiant les supernovæ.
- Par ailleurs, en explosant, une supernova ensemence le milieu interstellaire en éléments lourds, d'une part en libérant les éléments qu'elle a synthétisés au cours de sa vie, d'autre part, lors de la nucléosynthèse explosive, en produisant des éléments plus lourds que le fer. C'est actuellement le seul processus de nucléosynthèse connu dans l'Univers capable de produire ces éléments. En effet, comme on l'a vu dans le précédent chapitre, la nucléosynthèse primordiale qu'a connu l'Univers jeune n'a pas duré suffisamment longtemps pour que des éléments plus lourds que le lithium soient formés. Il est donc clair que la matière dont nous sommes constitués, la planète sur laquelle nous vivons, ont été créés par l'explosion d'une (ou plusieurs) supernova antérieure à l'existence du Soleil.
- D'autre part, l'onde de choc provoquée par l'explosion d'une supernova est d'une telle ampleur que, trouvant sur son passage des nuages de gaz, elle les comprime, pouvant ainsi faire naître de nouvelles étoiles. Les supernovæ jouent donc un

rôle très important dans l'évolution chimique et dynamique des galaxies. En particulier leur taux d'explosion est un élément crucial de notre compréhension de l'histoire de la formation stellaire dans les galaxies.

- Enfin, du point de vue de la physique des particules, les supernovæ présentent un grand intérêt puisque elles produisent des neutrinos en très grand nombre (elles produisent en fait beaucoup plus de neutrinos que de photons). Avec les supernovæ, on dispose donc de sources de neutrinos ayant parcouru des distances bien plus grandes que tout ce que l'on peut réaliser sur Terre (ou même en utilisant le Soleil). On peut ainsi les utiliser pour établir des limites sur la masse de ces particules.

2.1 Evolution stellaire

Avant d'entreprendre une description des différents types de supernovæ et de leurs caractéristiques spectrales et photométriques, nous allons décrire brièvement comment se déroule la vie d'une étoile et comment d'un astre paisible comme notre Soleil, certaines étoiles peuvent se transformer en astres cataclysmiques.

2.1.1 Formation des étoiles

La vie d'une étoile commence par la contraction d'un nuage de gaz. Ce que l'on appelle nuage de gaz en astronomie est une région où la densité de gaz est largement supérieure à la densité moyenne de l'Univers. Dans un nuage interstellaire typique, la densité de matière est d'environ une dizaine d'atomes par centimètre cube[1] (la densité moyenne de l'Univers est de quelques atomes par mètre cube). Un tel nuage est constitué à 90% (en nombre d'atomes) d'hydrogène, le reste étant composé essentiellement d'hélium, auquel s'ajoutent des différents éléments qu'ont déposés dans le milieu les étoiles des générations précédentes.

Si le nuage est chaud au départ (au delà de 10000 K), il va se refroidir en rayonnant des photons. En effet à cette température, le nuage est partiellement ionisé, les électrons libres entrent en collision avec les atomes, excitant leurs électrons. Ceux-ci se désexcitent en émettant des photons. Le gaz perd donc de l'énergie. Ce refroidissement cesse lorsqu'il y a trop peu d'électrons libres pour que ce processus soit efficace. La température se stabilise alors autour de 10000 K (de l'ordre de 1 eV). Le nuage va alors se contracter ou se fragmenter selon sa masse, il y a compétition entre l'agitation thermique et l'attraction gravitationnelle. Lorsqu'il se fragmente, chaque fragment est

1. Les nuages de gaz sont bien des zones de surdensité, même si leur densité est plus petite que le meilleur vide que nous sommes capables de créer artificiellement sur Terre ...

un peu plus dense que le nuage initial, de sorte que la densité augmente progressivement alors que la température demeure constante. Après plusieurs fragmentations, la densité est suffisante pour que le nuage soit opaque au rayonnement et le processus de refroidissement évoqué plus haut ne fonctionne plus, la température augmente donc. La proto-étoile commence à se contracter lentement. Pour les nuages qui sont froids dès le départ, l'agitation thermique est insuffisante pour contrer l'effondrement qui a lieu tout de suite.

En marge de ce processus standard de formation d'étoiles, des mécanismes externes peuvent forcer le nuage à se contracter :

– dans les galaxies spirales, les bras spiraux ont pour origine des ondes de compression qui ne se déplacent pas à la même vitesse que les étoiles et le gaz interstellaire. Le passage d'une telle onde dans un nuage de gaz provoque donc une compression qui initie souvent la formation des étoiles. C'est pour cette raison que les bras spiraux sont des régions si brillantes et bleues : elles sont le siège de flambées d'étoiles, c'est là que l'on trouve les étoiles les plus jeunes, massives et brillantes;

– l'explosion d'une supernova provoque une onde de choc. Si elle a lieu près d'un nuage de gaz, elle peut en initier la contraction. La mort d'une étoile va donc parfois provoquer la naissance de nouvelles étoiles.

Lorsque l'effondrement du nuage est initié, le cœur du nuage voit sa température augmenter au fur et à mesure de la contraction. Le gaz chauffé commence à rayonner (dans l'infrarouge puisque la température est basse). Lorsque la masse initiale du nuage est petite, l'effondrement peut s'arrêter à cette étape, on a alors une naine brune, c'est-à-dire une étoile dont la masse est trop faible pour que sa température centrale ait pu atteindre la limite au delà de laquelle les réactions nucléaires s'allument. Cette situation par le rayonnement le rayonnement des planètes gazeuses comme Jupiter ou Saturne qui émettent un rayonnement qui leur est propre (noyé, de notre point de vue par la réflexion du rayonnement solaire) qui est d'origine purement thermique, il n'y a pas de réaction nucléaire. Si la masse du nuage est importante (au delà de $0.1M_\odot$), au contraire, l'effondrement va se poursuivre et la température va continuer à augmenter. Lorsque la température dépasse 7×10^6 K, les réactions de fusion thermonucléaire s'allument au centre de l'étoile. La pression de radiation due à ces réactions stoppe l'effondrement. Une étoile est née.

Lorsque l'on représente la magnitude absolue des étoiles en fonction de leur température (déduite de la couleur), comme on peut le voir sur la figure 2.1 (diagramme de Hertzprung-Russel), on remarque que la grande majorité d'entre elles s'alignent le long d'une droite que l'on appelle la Séquence Principale. Les étoiles de masses différentes occupent des régions différentes de ce diagramme. A la fin de leur vie, les étoiles sortent brutalement de la séquence principale pour aller peupler la zone des géantes si leur masse est faible. Elles iront ensuite peupler la zone des naines blanches. Si leur masse est importante, elles montent dans le diagramme vers la branche horizontale des supergéantes.

2.1.2 La séquence principale

L'étoile est stabilisée et convertit lentement son hydrogène en hélium au moyen de plusieurs cycles de réactions assez complexes. Les cycles les plus importants sont le cycle CNO et le cycle pp. Leur bilan final est :

$$4H \longrightarrow {}^4_2 He + 2e^+ + 2\nu_e + \text{énergie} \tag{2.1}$$

Les photons qu'émet l'étoile proviennent du fait que ces réactions de fusion sont très exoénergétiques. L'étoile va passer la plus grande partie de sa vie dans la Séquence Principale à brûler son hydrogène. Pendant ce temps, son état d'équilibre est très stable et elle ne bouge pratiquement pas dans le diagramme de Hertzprung-Russel (figure 2.1). Le temps que passe une étoile dans la Séquence Principale (donc en gros sa durée de vie) est essentiellement déterminé par sa masse. En effet, la luminosité d'une étoile est proportionnelle à sa masse à la puissance quatre [Shu, 1982]. Il s'ensuit que l'étoile consomme par unité de temps une énergie proportionnelle à sa masse à la puissance quatre. Or elle dispose d'une énergie $E \propto M$. La durée de vie de l'étoile est donc $\tau = \frac{E}{L}$, soit[2] :

$$\tau \propto M^{-3} \tag{2.2}$$

Par conséquent, plus une étoile est massive, plus elle brûle son hydrogène rapidement et plus son existence est brève. Ainsi, si une étoile comme le Soleil a une durée de vie d'environ 10 milliards d'années, une étoile de $10M_\odot$ n'existe que pendant 10 millions d'années.

Les photons ne se déplacent pas librement à l'intérieur de l'étoile, leur libre parcours moyen est très petit (les photons émis au centre de notre Soleil mettent plusieurs millions d'années à en sortir) car l'hydrogène est ionisé. Pour cette raison, ils sont parfaitement thermalisés lorsqu'enfin il arrivent dans la photosphère où leur libre parcours moyen devient très grand; ils présentent alors un spectre de corps noir sur lequel se superposent les raies d'absorption et d'émission dues aux divers éléments présents.

2. Cette relation n'est pas exacte pour les étoiles de masse très faible ou très importante car dans ce cas la relation $L \propto M^4$ n'est plus valable.

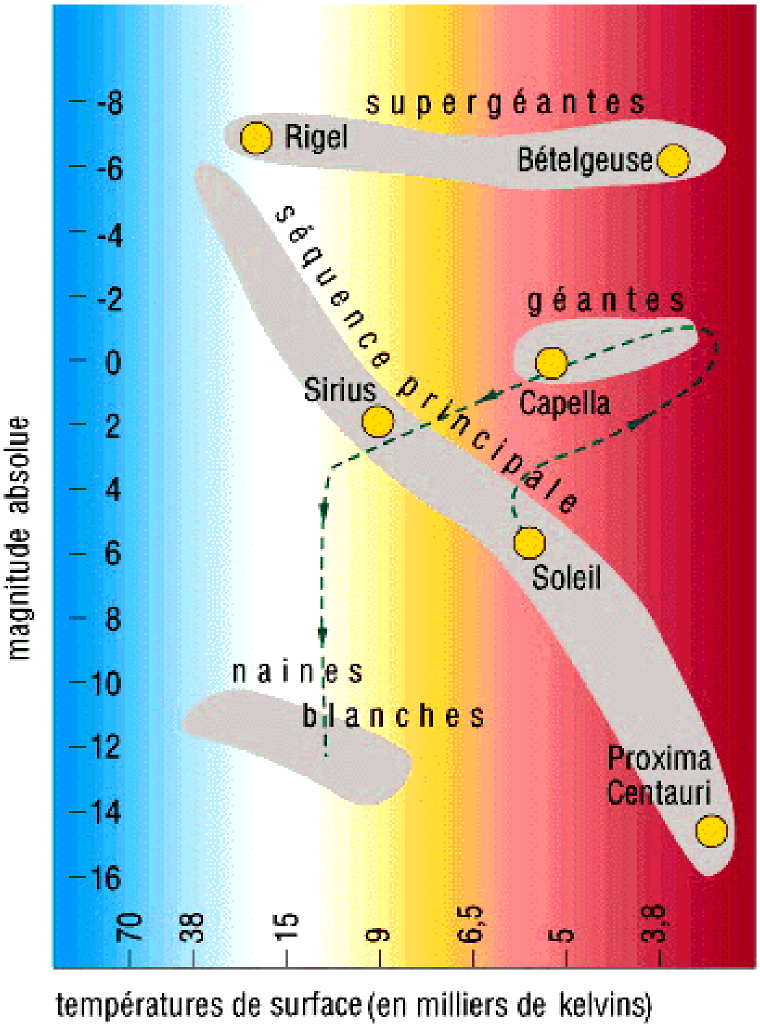


FIG. 2.1 – **Diagramme de Hertzprung-Russel :** *On repésente la magnitude absolue des étoiles en fonction de leur température (donnée par la couleur). La bande diagonale est appelée la Séquence Principale, c'est dans cette bande que les étoiles passent la plus grande partie de leur vie. Les autres zones sont occupées par des étoiles en fin de vie.*

2.1.3 Les géantes rouges

Je décris ici l'évolution des étoiles de faible masse (moins de $8\,M_\odot$) après la séquence principale. L'évolution des étoiles plus massives sera discutée plus loin (section 2.2.1). Lorsque 90% de l'hydrogène est épuisé au centre, le débit des réactions de fusion chute, l'équilibre entre pression de radiation et effondrement gravitationnel est donc rompu. L'étoile s'affaisse, ce qui a pour effet d'augmenter la température au centre. L'hydrogène qui restait en périphérie de l'étoile commence à brûler, provoquant une dilatation de l'enveloppe alors qu'au centre, la température devient assez élevée (10^8 K) pour que l'hélium entre en fusion, fabriquant du carbone et de l'oxygène. A mesure que l'enveloppe se dilate, l'étoile gonfle démesurément (son rayon augment d'un facteur 300, de sorte que lorsque le Soleil passera par cette étape, son rayon englobera l'orbite de la Terre et s'étendra presque jusqu'à l'orbite de Mars), ses couches externes se refoidissent et l'étoile rayonne principalement dans le rouge. C'est une **géante rouge**.

La fusion de l'hélium vers le carbone et l'oxygène se propage progressivement du cœur de l'étoile vers l'extérieur. Cela se fait par à-coups, l'étoile se met donc à pulser en éjectant à chaque fois une partie de son enveloppe. C'est de cette manière que se forment autour des étoiles ces splendides nébuleuses planétaires qui ne sont autres que les couches périphériques que l'étoile a éjectées (figure 2.2).

2.1.4 Les naines blanches

Au bout de quelques centaines de milliers d'années, il ne reste plus que le cœur de carbone et d'oxygène qui forme une **naine blanche**. La matière dans une naine blanche est si dense que tous les états quantiques sont occupés par les électrons. Le principe d'exclusion de Pauli interdit donc toute nouvelle contraction. Une "pression quantique" s'oppose maintenant à l'effondrement gravitationnel. Par conséquent, dans une naine blanche, ce sont les électrons qui soutiennent l'étoile. Il n'y a plus de réaction nucléaire au centre. Les noyaux vont se refroidir progressivement et finir par cristalliser selon un réseau imposé par les électrons. La naine blanche va finir en naine noire. Cependant, ce refroidissement est tellement lent qu'il est fort probable qu'aucune naine noire n'existe encore dans l'Univers : la durée de refroidissement est d'environ 10 milliards d'années pour une naine blanche d'$1\,M_\odot$.

Ajoutons que toutes les étoiles ne se transforment pas en naines blanches : pour les plus massives d'entre elles, le stade de naine blanche est instable, elles se transforment alors en supergéantes rouges pour finir en supernovæ de type II comme on le verra plus loin (section 2.2.1).

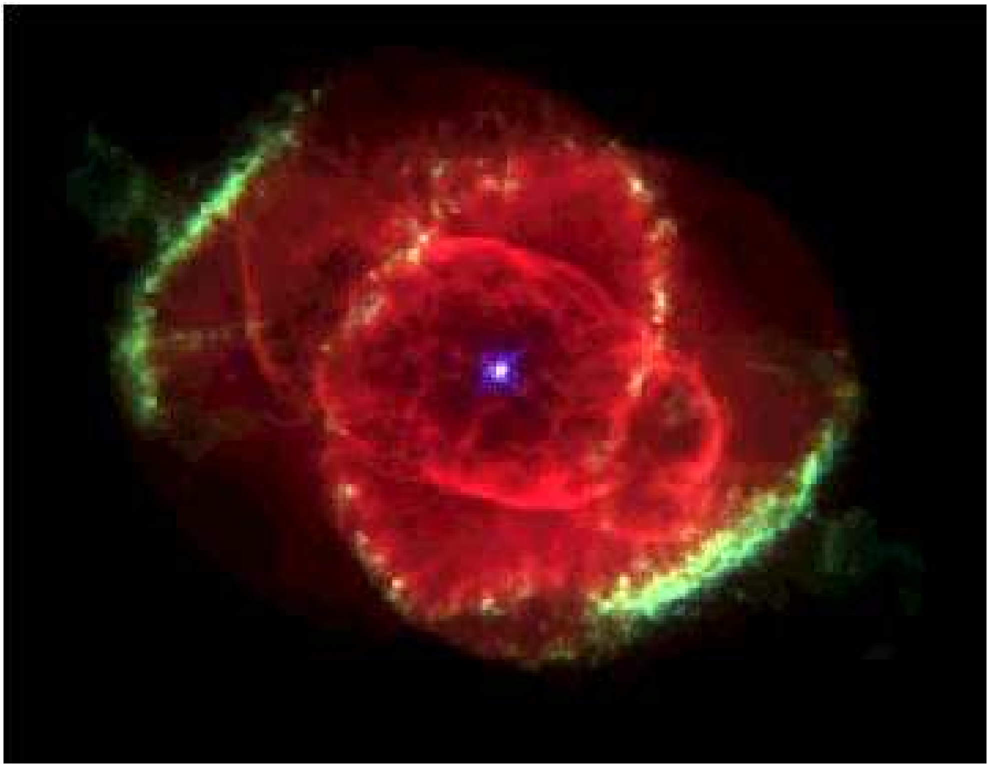


FIG. *2.2* – **La nébuleuse planétaire NGC 6543 :** *aussi appelée nébuleuse de l'oeil de chat (constellation du Dragon) obtenue avec la caméra à grand champ du télescope spatial Hubble (*WFPC2*). Cette image est composée de trois images prises dans des bandes spectrales différentes. L'image révèle les enveloppes de gaz concentriques qui ont été éjectées par l'étoile mourante visible au centre.*

2.2 Bestiaire des supernovæ

Une supernova se manifeste comme une étoile nouvelle apparaîssant dans le ciel. La première supernova dont on ait une trace a été observée par les Chinois au 14^e siècle avant J.C.: des annales gravées sur des os et des coquillages font état de l'apparition d'une nouvelle étoile très brillante [Wang, 1993]. D'autres supernovæ ont depuis été observées à l'oeil nu. Les supernovæ de 1572 et 1604 on été abondamment observées et commentées par Tycho Brahé [Brahé, 1573] et Kepler [Kepler, 1609]. Signalons un fait fort curieux, une supernova très brillante a été observée par les astronomes chinois en 1054 (elle aurait aussi été vue par les Anasazis, un peuple amérindien), on a aujourd'hui identifié la position de cette supernova avec celle de la nébuleuse du Crabe (M1). Cette supernova devait à l'époque être visible à l'oeil nu en plein jour, or, aucune chronique européenne n'y fait allusion. On a invoqué la pression de la censure religieuse, mais une supernova qui a explosé en 1006 a été abondamment décrite par des moines à travers toute l'Europe, on peut alors invoquer des conditions météorologiques particulièrement mauvaises cette année là ...

Toutes ces supernovæ historiques ont explosé dans notre galaxie et leur petit nombre suggère un taux d'explosion très bas. En fait, on pense que l'on n'a pu observer qu'une partie des supernovæ qui ont explosé dans notre galaxie (les plus proches) en raison de son opacité dans certaines directions. Ce n'est que depuis l'existence de télescopes et autres lunettes astronomiques que l'on peut scruter un nombre suffisant de galaxies pour détecter des supernovæ plus régulièrement. A partir de la fin du siècle dernier, plusieurs supernovæ sont observées dans des nébuleuses. Ce n'est que dans les années 20 que l'on confirme que ces nébuleuses sont d'autres galaxies semblables à la nôtre, extraordinairement éloignées[3]. Les astronomes Baade et Zwicky réalisent alors que, si ces nébuleuses sont si lointaines, il faut que ces nouvelles étoiles que l'on y a observé soient incroyablement brillantes pour que leur lumière ait pu parvenir jusqu'à nous. Ils inventent en 1933 le concept de supernova, phénomène beaucoup plus violent que les *novae* qui sont de simples étoiles variables cataclysmiques. On a aujourd'hui détecté plus de 1000 supernovæ dans des galaxies plus ou moins éloignées. La contribution de Zwicky est très importante puisqu'il en a lui même détecté près de 120 (et une très grande proportion de celles qui ont été détectées avant 1970).

Les supernovæ observées on a pu être classées en plusieurs types. La classification se base essentiellement sur le spectre. On distingue les supernovæ de type I par l'absence totale de raies de l'hydrogène qui sont présentes chez les supernovæ de type

3. En 1920, au cours d'un débat organisé entre les astronomes Shapley et Curtis, la nature extragalactique des nébuleuses fut fortement défendue par Curtis. Shapley s'y opposait en arguant précisément du fait que les novæ de ces nébuleuses seraient alors des milliers de fois plus brillantes que celles observées en dehors des nébuleuses. Les observations de céphéides dans la galaxie d'Andromède par Hubble montrèrent que sa distance était immense, confirmant la nature extragalactique des nébuleuses spirales et ainsi la brillance extraordinaire des supernovæ.

II. Le type II se divise en deux sous-types (II-plateau et II-linéaire) en fonction de la forme de la courbe de lumière. Il y a trois sous-types pour les supernovæ de type I : le plus intéressant du point de vue de la cosmologie est le type Ia qui présente des raies du silicium. Le type Ic ne présente de raies ni de l'hélium ni du silicium ; le type Ib présente des raies de l'hélium et pas du silicium. On a représenté sur la figure 2.3 les courbes de lumière typiques des différents types de supernovæ. On peut remarquer que les supernovæ de type Ia sont les plus brillantes.

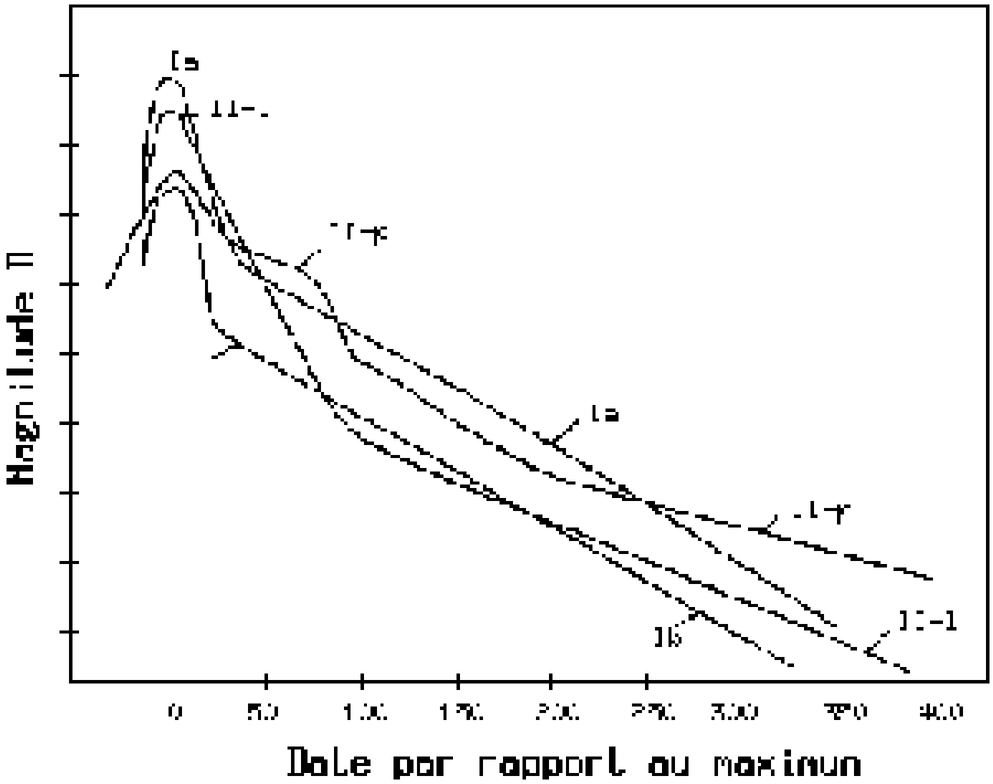


FIG. *2.3* – **Courbes de lumière typiques des différents types de supernovæ [Filippenko, 1997]** *Les magnitudes sont mesurées dans la bande B (centrée sur 450 nm).*

Les supernovæ de type II, Ib et Ic sont toujours observées dans les disques des galaxies spirales, là où il y a beaucoup de formation d'étoiles. En revanche, on observe des supernovæ de type Ia aussi bien dans les galaxies elliptiques (où la formation d'étoiles a cessé depuis longtemps) que dans les galaxies spirales. Cette différence fondamentale dans leur répartition suggère fortement une différence dans les progéniteurs de ces supernovæ et donc dans le mécanisme même de l'explosion. On trouve un grand nombre d'étoiles jeunes et massives (équation 2.2) dans les régions de formation d'étoiles, on s'attend donc à ce que les supernovæ de type II aient une étoile massive pour progéniteur. Dans les autres régions et dans les galaxies elliptiques, on ne trouve que de vieilles étoiles peu massives. Or, on observe des supernovæ de type Ia dans ces régions ; il faut alors faire appel à un mécanisme d'explosion différent mettant en jeu des étoiles peu massives. L'absence d'hydrogène constatée dans les spectres des supernovæ de type Ia nous conforte dans cette hypothèse puisque les vieilles étoiles (en particulier les naines blanches) ont déja consommé une grande partie du leur...

2.2.1 Les supernovæ de type II

Pour une étoile extrêmement massive (au delà de $8\,M_\odot$, la température au centre est très élevée (de l'ordre de 5×10^8 K), la combustion des éléments à l'intérieur de l'étoile se poursuit au delà du carbone et de l'oxygène. Il se forme donc des éléments d'autant plus lourds que l'on va vers le centre de l'étoile où la température est la plus élevée. Il y a cependant une limite à la formation des élément lourds; en effet, l'énergie de liaison par nucléon dans les noyaux est maximale pour le fer (figure 2.4). Une étoile très massive en fin de vie présente donc une structure en pelure d'oignon

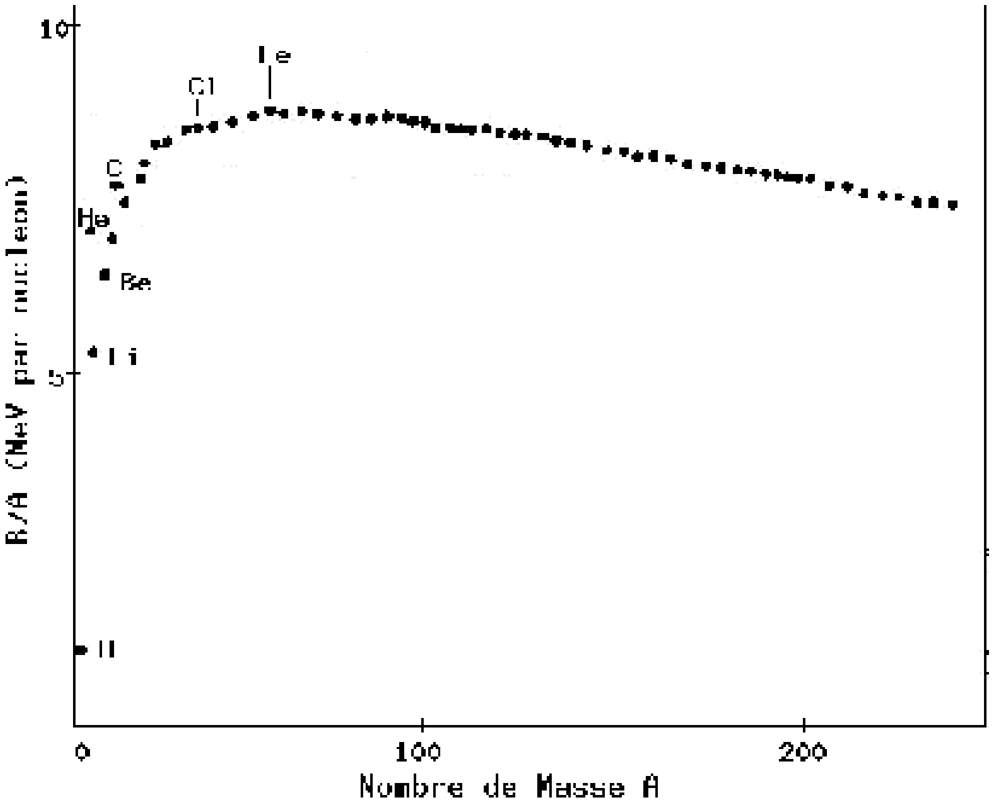


FIG. *2.4* – **Energie de liaison par nucléon :** *Elle est maximale pour le fer, on gagne donc de l'énergie en faisant fusionner des noyaux plus légers que le fer ou en faisant fissionner des noyaux plus lourds.*

avec au centre du fer inerte (du point de vue des réactions nucléaires) soutenu par le gaz d'électrons dégénérés (le coeur est donc similaire à une naine blanche) et des éléments de plus en plus légers en combustion lorsque l'on s'éloigne du centre. On appelle de telles étoiles **supergéantes rouges** (figure 2.5).

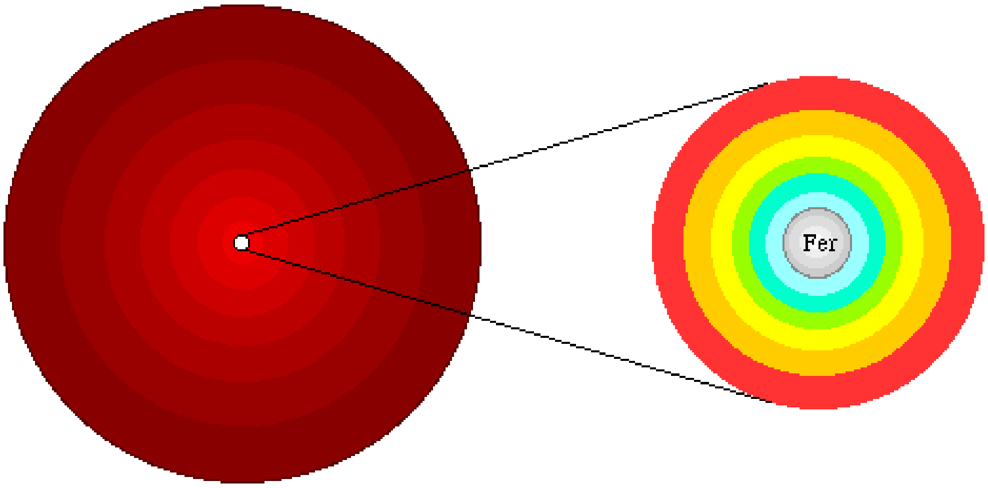


FIG. 2.5 – *Structure en pelure d'oignon d'une supergéante rouge.*

La pression quantique exercée par le gaz d'électrons dégénéré n'est pas infinie : en effet, plus l'étoile est chaude (plus elle est massive) plus les électrons sont relativistes. Or la pression quantique d'un gaz d'électrons relativistes est moindre que celle d'un gaz non relativiste. Il existe donc une masse limite (pour le coeur de l'étoiles) au delà de laquelle la pression quantique ne peut plus soutenir l'effondrement gravitationnel. C'est la masse de Chandrasekhar qui vaut [4] :

$$M_{ch} = 1.4\, M_{\odot} \tag{2.3}$$

L'étoile va s'effondrer de nouveau. Cependant, le principe d'exclusion de Pauli est toujours valable, les électrons n'ont donc pas d'autre choix que de "rentrer" dans les protons pour faire des neutrons par la réaction de capture électronique :

$$p + e^- \longrightarrow n + \nu_e \tag{2.4}$$

Les couches externes s'effondrent sur le coeur désormais constitué de neutrons, elles rebondissent dessus puisque celui-ci est un fluide incompressible de matière nucléaire (il est dégénéré lui aussi puisque les neutrons sont des fermions). Une bouffée de neutrinos créés par la réaction 2.4 est émise au moment de l'effondrement (voir section 2.2.4). Lorsque les couches externes rebondissent sur le coeur de neutrons, une immense onde de choc est produite qui désintègre tous les noyaux. Les nucléons sont alors éjectés dans l'espace et s'associent comme ils peuvent créant tous les éléments possibles (c'est la nucléosynthèse explosive). Une **supernova de type II** a explosé.

4. En fait cette valeur s'applique à une naine blanche *nue*. Pour une étoile massive, la valeur numérique est fonction de la composition chimique, mais l'ordre de grandeur reste correct.

Au centre de la sphère de matière en expansion éjectée par la supernova, il reste une étoile à neutrons. Les étoiles à neutrons sont aussi constituées de matière dégénérée et par conséquent, si la masse est trop importante, l'étoile va s'effondrer. On pense que c'est de cette manière que se forment les trous noirs (dont l'existence n'est pas absolument démontrée, on a cependant plusieurs preuves indirectes de leur présence), peut-être en passant par le stade d'étoile à quarks.

Notons que les supernovæ de type Ib et Ic qui se caractérisent par une absence de raies d'hydrogène ont tout d'abord été classées comme similaires aux supernovæ de type Ia du fait de cette absence d'hydrogène. Cependant, elles diffèrent fortement des supernovæ de type Ia par l'absence de silicium, de plus leurs courbes de lumière suggèrent une similarité avec les supernovæ de type II. On pense aujourd'hui que les supernovæ de type Ib et Ic sont en fait des supernovæ de type II dont le progéniteur (une étoile massive donc) a perdu son enveloppe externe d'hydrogène avant l'effondrement [Wheeler and Harkness, 1990].

2.2.2 Les supernovæ de type Ia

Le modèle de progéniteur

Les supernovæ de type Ia ont pour progéniteur non pas une seule étoile mais deux étoiles, dont une naine blanche. Puisqu'il faut faire exploser une étoile de faible masse (donc *a priori* stable), il faut bien aller chercher de la masse ailleurs. On suppose que la naine blanche, très dense phagocyte son compagnon en transférant de la matière par le lobe de Roche[5]. Il faut pour cela que le compagnon soit dans une phase peu liée pendant laquelle il est prêt à se laisser prendre de la matière. Ce compagnon peut être une géante rouge par exemple (certains modèles font intervenir des systèmes binaires de naines blanches). Lorsque la matière transférée (essentiellement de l'hydrogène puisque ce sont les couches externes qui sont phagocytées) parvient sur la naine blanche, celle-ci est brûlée et convertie en carbone et oxygène qui vont venir s'ajouter à la masse de la naine blanche. La masse de la naine blanche augmente donc progressivement au fur et à mesure qu'elle dévore son compagnon pour finir par atteindre la masse de Chandrasekhar, ce qui provoque l'effondrement de l'étoile.

Dans la plupart des modèles (dont le plus typique est le modèle W7 qui rend assez bien compte des courbes de lumière et des spectres observés [Nomoto et al., 1984]),

5. Les lobes de Roche sont les surfaces équipotentielles de potentiel gravitationnel nul pour un système serré de deux étoiles. Ces surfaces ont la forme de deux lobes (un autour de chaque étoile) qui se rejoignent au point de Lagrange L1 (celui qui est entre les deux étoiles). Les lobes de Roche définissent donc les volumes à l'intérieur desquels la matière est liée à une des étoiles plutôt qu'à l'autre. Si l'une des étoiles est suffisamment diffuse pour qu'elle ait de la matière jusqu'à son lobe de Roche, celle ci va transiter vers l'autre étoile en passant par le point L1.

l'explosion est initiée au centre de l'étoile par la combustion explosive du carbone dégénéré [Woosley, 1990]. Le front de combustion nucléaire se propage alors vers l'extérieur de l'étoile de manière subsonique (c'est donc une déflagration, par opposition à une détonation). Signalons que la physique de la combustion thermonucléaire de la matière dégénérée demeure assez mal comprise et qu'elle est rendue fort complexe par la convection turbulente qui règne dans la zone où démarre l'explosion [Reinecke et al., 1998].

Après son démarrage, le front de combustion, souvent appelé *flamme*, se propage donc sous la forme d'une déflagration, bien qu'à mesure que la flamme atteint des zones de faible densité, elle se rapproche de la vitesse du son dans le milieu. On a tenté de déterminer avec des simulations numériques si la flamme se transforme ou non en détonation supersonique dans les régions externes de l'étoile. Les résultats sont assez peu concluants et la question demeure ouverte. Ces simulations sont rendues très difficiles par la déformation imposée à la flamme par la convection turbulente mais aussi par la grande variété d'échelles de longueur mises en jeu : on pense que l'épaisseur de la flamme n'est que d'une fraction de millimètre au départ alors que le fluide est extrêmement turbulent sur des échelles de l'ordre de 100 km (avec un nombre de Reynolds typique absolument gigantesque de 10^{14}) [Reinecke et al., 1998].

Dans la partie centrale de l'étoile, la matière est totalement incinérée et se trouve rapidement dans un état d'équilibre nucléaire statistique. Un peu plus loin du centre, la matière brûle en produisant des éléments lourds allant de l'oxygène au calcium. A la périphérie de l'étoile, il reste un peu de carbone et d'oxygène non brûlés. L'énergie libérée par la combustion nucléaire détruit intégralement l'étoile, ne laissant pas de reste comme dans le cas d'une supernova de type II (dans lequel il y a, comme on l'a vu, un effondrement vers le centre qui laisse un astre compact).

Les courbes de lumière et les spectres

Le phénomène physique à l'origine de l'explosion des supernovæ de type Ia est donc très simple : il a lieu sur une naine blanche constituée de carbone et d'oxygène à une masse bien précise. On s'attend par conséquent à ce que ce soit un phénomène relativement identique d'une supernova à une autre. On constate en effet une grande homogénéité dans les courbes de lumière des supernovæ de type Ia (figure 2.8) et dans leurs spectres (figure 2.9). Les courbes de lumières des autres types de supernovæ varient de façon beaucoup plus importante d'une supernova à l'autre.

Les photons que l'on observe lors de l'explosion des supernovæ proviennent des rayons γ consécutifs à la décroissance radioactive des éléments créés lors de la nucléosynthèse explosive. Le ^{56}Ni est l'élément formé le plus abondamment, c'est donc sa désintégration qui gouverne la forme de la courbe de lumière juste après l'explosion. Rapidement (sa demi-vie est de 6 jours), celui-ci se désintègre en ^{56}Co qui à son tour (avec une période de 77 jours) se transforme en ^{56}Fe. Quelques semaines après l'explosion, ce sont donc ces décroissances radioactives qui sont responsables de la forme de la courbe de lumière. On observe en effet une courbe de lumière linéaire en magnitude (c'est-à-dire exponentiellement décroissantes en nombre de photons, ce qui est caractéristique de la désintégration radioactive). Les facteurs de décroissance observés ne sont pas exactement égaux aux durées de vie des éléments concernés en raison de la complexité du mécanisme de transfert des rayons γ à travers les couches externes en expansion de la supernova. En effet, les rayons γ issus des désintégrations ne quittent pas la boule de de gaz en raison de l'opacité des couches externes. Leur énergie est dégradée par diffusion Compton sur les électrons libres du gaz chaud pour finalement sortir de l'étoile avec une longueur d'onde dans le visible (principalement dans le bleu). Le transfert d'énergie des γ vers les photons visibles dépend fortement des conditions qui règnent dans la supernova, c'est pourquoi la relation entre période radioactive et pente de décroissance de la courbe de lumière est assez indirecte.

Le spectre de la supernova évolue considérablement au cours du temps (voir figure 2.7). Au début, la matière éjectée est optiquement épaisse et le spectre est essentiellement produit par les couches externes.

- On voit de fortes raies d'absorption superposées à un continuum thermique. Les raies ont un profil P-Cygni[6], caractéristique des photosphères en expansion (voir figure 2.6). Les couches plus internes, situées de part et d'autre du centre de l'étoile ont une vitesse radiale nulle par rapport à nous. Ces raies émettent à une longueur λ qui est la longueur d'onde nominale de la raie. Les couches qui sont situées entre nous et la zone d'émission sont animées d'une vitesse dans notre direction. Elles absorbent donc le rayonnement (issu des couches internes) à une longueur d'onde décalée vers le bleu par rapport à la longueur d'onde nominale. On observe donc sur les spectres une raie d'absorption suivie, à une longueur d'onde légèrement supérieure par une raie en émission. L'analyse de telles raies permet de mesurer la vitesse d'expansion de la photosphère.
- Une supernova est un objet en évolution chimique très rapide et son spectre traduit cette évolution. Il évolue donc fortement sur des échelles de temps très courtes. Lorsque la supernova vieillit, des raies en émission commencent à apparaître car la photosphère est plus ténue (elle s'est diluée), on voit donc l'émission des couches profondes de la supernova. Certaines raies, en absorption au début se retrouvent en émission quelques semaines après l'explosion (c'est le cas de SiII, la raie du silicium une fois ionisé que l'on voit à la longueur d'onde de 6200 Angströms sur la figure 2.7.).

6. La première étoile sur le spectre de laquelle on a observé ce type de profil est l'étoile P de la constellation du Cygne.

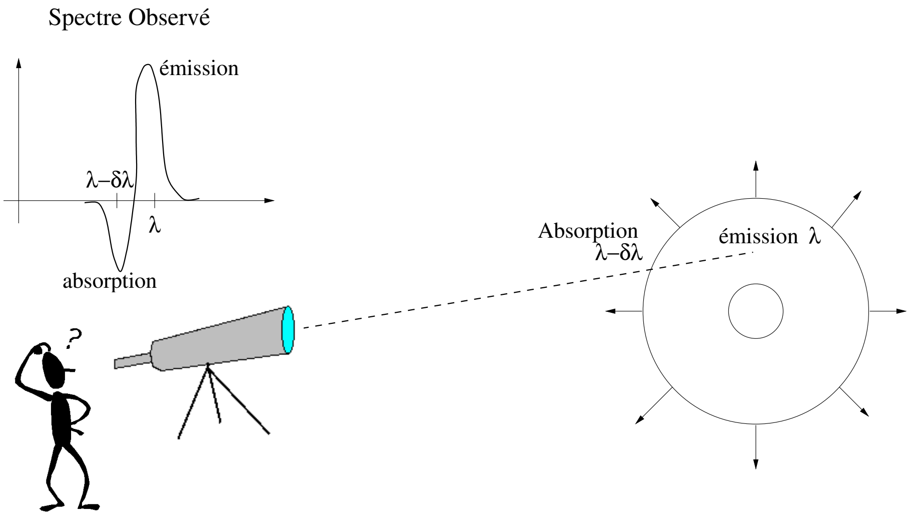


Fig. *2.6* – **Profil de raies P-Cygni :** *En raison de la vitesse radiale (par rapport à l'observateur) différente des zones dans lesquelles se fait l'émission et l'absorption du rayonnement, on observe une raie d'absorption suivi à une longueur d'onde légèrement supérieure par une raie en émission.*

2.2.3 Caractère standard des supernovæ de type Ia

Comme nous l'avons expliqué dans la section précédente, on observe une grande homogénéité dans les courbes lumières et les spectres des supernovæ de type Ia. On peut le constater sur les figures 2.8 et 2.9. Cette homogénéité s'explique par ailleurs assez bien dans le cadre du modèle d'explosion de ces objets qui fait intervenir une naine blanche qui atteint la masse de Chandrasekhar par accrétion de matière à partir d'un compagnon. C'est pour ces raisons que les supernovæ de type Ia sont actuellement considérées comme de bonnes chandelles standard. Leur magnitude au maximum de luminosité ne semble pourtant pas être parfaitement reproductible et l'on espère pouvoir améliorer cette situation dans les prochaines années en étudiant un lot homogène de supernovæ proches.

La dispersion observée de la magnitude au maximum des supernovæ était au début considérée comme purement statistique. Cependant, en 1977 [Pskovskii, 1977] mit en évidence une relation entre la magnitude au maximum et la pente de décroissance de la courbe de lumière. Il a tout d'abord été objecté qu'une telle dépendance pouvait fort bien provenir de biais observationnels comme une mauvaise soustraction de la galaxie hôte [Boisseau and Wheeler, 1991]. Mais les recherches systématiques de supernovæ de type Ia qui ont eu lieu dans les années suivantes [Hamuy et al., 1996b] ont permis de confirmer et de quantifier cet effet [Phillips, 1993, Hamuy et al., 1996b]. Remarquons que [Phillips, 1993] trouve une corrélation avec une pente beaucoup plus forte que [Hamuy et al., 1996b]. Cependant, [Phillips, 1993] se base sur un échantillon de

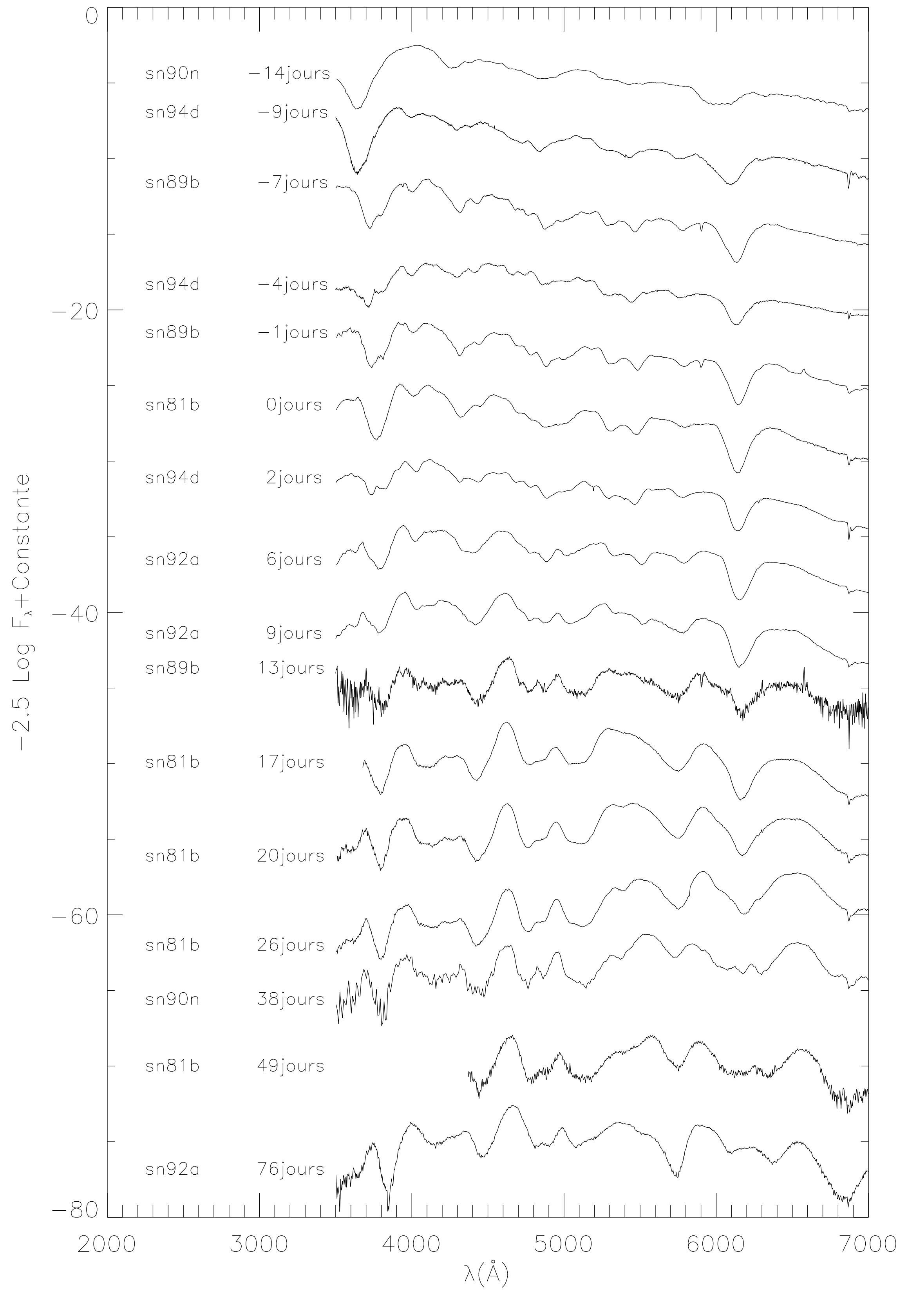


FIG. *2.7* – **Spectres de supernovæ de type Ia à différentes dates par rapport au maximum :** *On remarque l'évolution temporelle du spectre, des raies en absorption se creusent d'abord pour finir par disparaître et des raies en émission apparaîssent quelque temps après le maximum.*

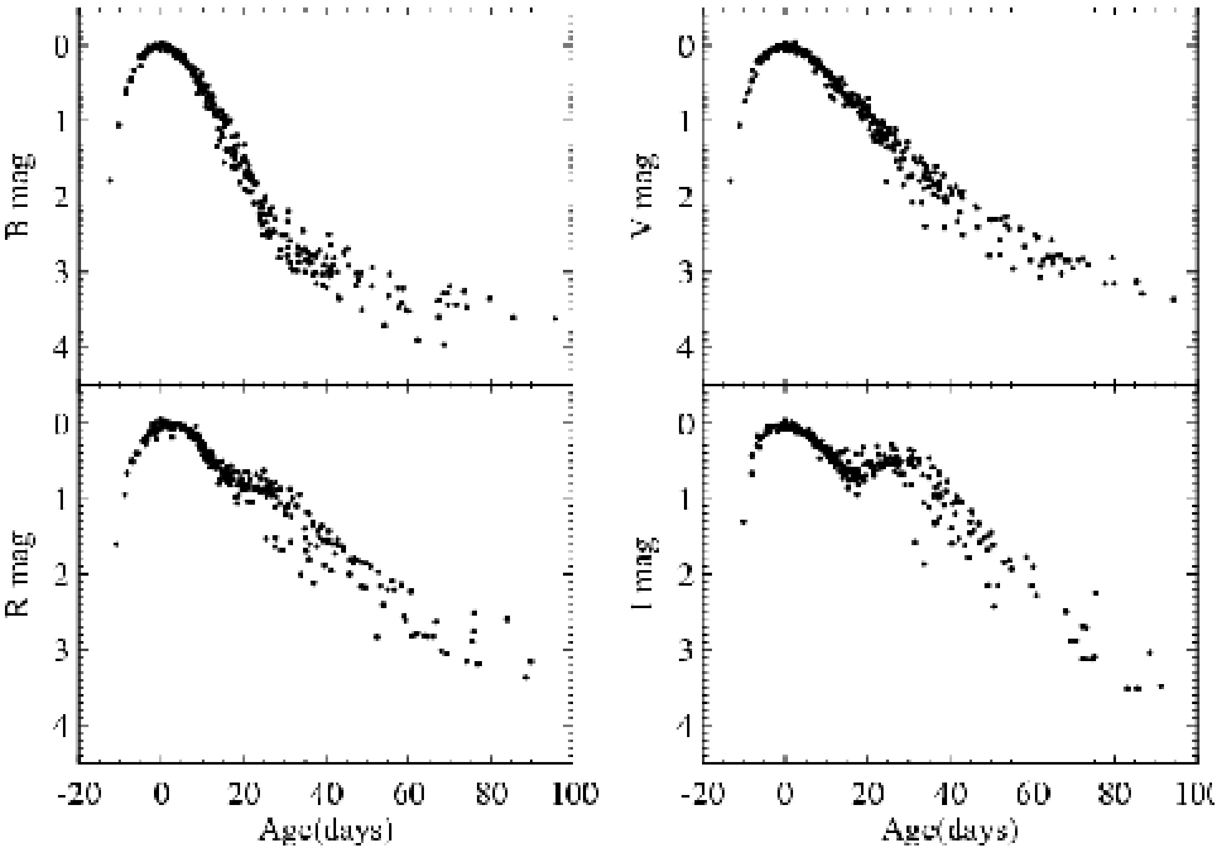


FIG. *2.8* – **Superposition des courbes de lumière de 22 supernovæ de type Ia en 4 couleurs :**
En dépit de la dispersion assez grande longtemps après le maximum de luminosité, on constate une grande homogénéité en ce qui concerne la magnitude au maximum de luminosité dans les quatre couleurs [Riess et al., 1998].

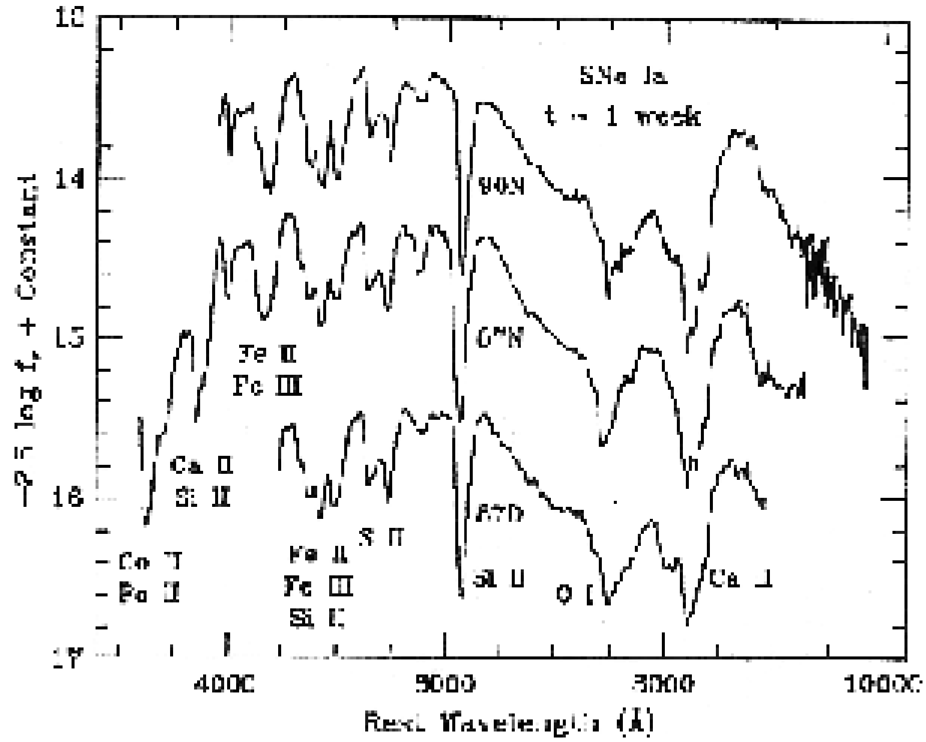


FIG. *2.9* – **Spectres de supernovæ de type Ia une semaine après leur maximum :** *les longueurs d'onde sont exprimées dans le référentiel dans lequel les supernovæ sont au repos [Filippenko, 1997]. Les supernovæ sont sn1987D, sn1987N et sn1990N. Les principales raies en absorption sont indiquées sous chaque spectre.*

supernovæ plus réduit et dans lequel il est forcé de retirer certaines supernovæ trop atypiques. Pour caractériser cet effet, on utilise en général le paramètre Δm_{15} qui est le nombre de magnitudes dont a augmenté la supernova en 15 jours à partir de son maximum de luminosité. On exprime alors la magnitude absolue atteinte par les supernovæ sous la forme (figure 2.10) [Ruiz-Lapuente, 1998] :

$$M_B = -19.25 + 5\log\left(\frac{H_\circ}{65}\right) + 0.78\left[\Delta m_{15}(B) - 1.1\right] \quad (2.5)$$

Avec une telle paramétrisation, la dispersion sur la magnitude au maximum n'est

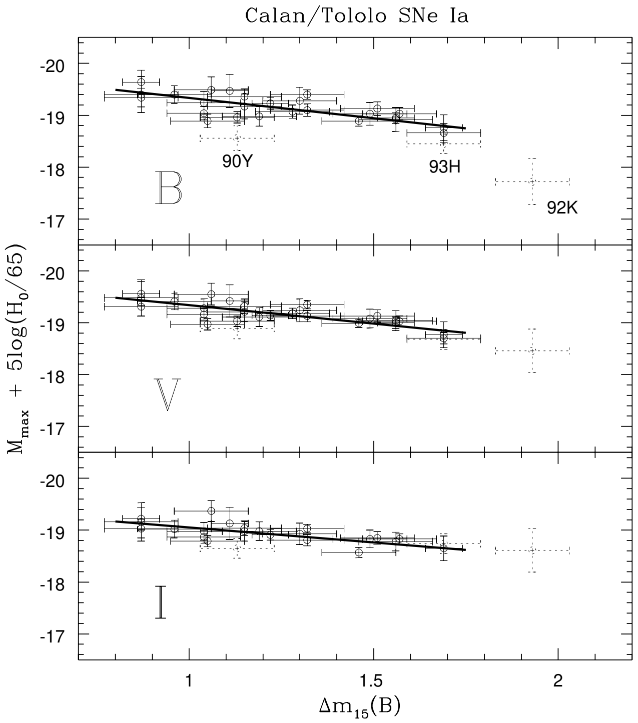


FIG. *2.10* – **Magnitude au maximum de supernovæ de type Ia en fonction de $\Delta m_{15}(B)$:** *Les points dont les barres d'erreurs sont pointillées sont suspectés d'être sujets à un fort rougissement intrinsèque ou bien consécutifs à l'absorption par des poussières. Ces points n'entrent pas dans l'ajustement des droites qui sont représentées. Les relations sont ici déterminées avec 26 supernovæ de type Ia [Hamuy et al., 1996b].*

plus que de $\sigma \simeq 0.17$ alors que l'on a $\sigma \simeq 0.3$ sans cette correction. Cependant, le paramètre Δm_{15} n'a pas, en soi, de signification physique (c'est un paramètre empirique), et l'on peut exprimer le fait que la magnitude au maximum dépend de la pente de la décroissance d'une autre manière. La formulation adoptée par les groupes qui recherchent des supernovæ lointaines introduit un facteur d'étirement temporel s

de la courbe de lumière (*stretch factor*). On remplace ainsi t par st dans les courbes de lumière[7]. Dans tous les cas, on constate que les supernovæ de type Ia qui sont les plus lumineuses sont aussi celles qui décroissent le plus lentement (figure 2.11). L'effet d'une telle correction sur la dispersion des supernovæ est montré sur la figure 2.12. La dispersion autour de la droite (loi de Hubble) est considérablement réduite sur le lot de supernovæ dont on corrige la magnitude grâce à une relation similaire à 2.5.

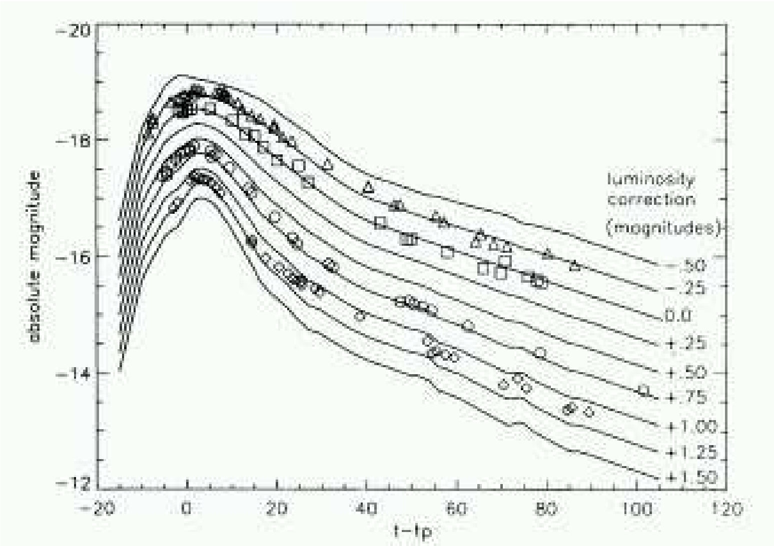


FIG. *2.11* – **Dispersion dans les courbes de lumière des supernovæ de type Ia:**
On constate que les supernovæ les plus lumineuses décroissent le plus lentement [Riess et al., 1995].

La relation 2.5 met en évidence de manière empirique qu'il existe un continuum de sous-classes de supernovæ de type Ia selon leur vitesse de décroissance. Il reste à donner des arguments théoriques permettant d'expliquer l'existence de ces sous-classes. En effet, le modèle d'explosion des supernovæ de type Ia (une naine blanche atteignant la masse de Chandrasekhar par accrétion de matière à partir d'un compagnon) ne semble pas pouvoir mener à l'existence de telles sous-classes. Malgré tout, en modifiant dans les simulations numériques d'explosion de supernovæ de type Ia le mode d'explosion et l'énergie de la naine blanche au moment de l'explosion, il semble possible de reproduire la corrélation entre luminosité au maximum et pente de décroissance [Höflich and Khokhlov, 1997]. D'autres auteurs [Eastman and Pinto, 1993] suggèrent qu'une masse différente (ce qui implique un mécanisme d'explosion plus subtil) pour les naines blanches avant l'explosion pourrait expliquer ces corrélations.

7. Une question intéressante qui demeure encore ouverte est de savoir si le facteur d'étirement temporel s'observe aussi sur la succession des spectres des supernovæ.

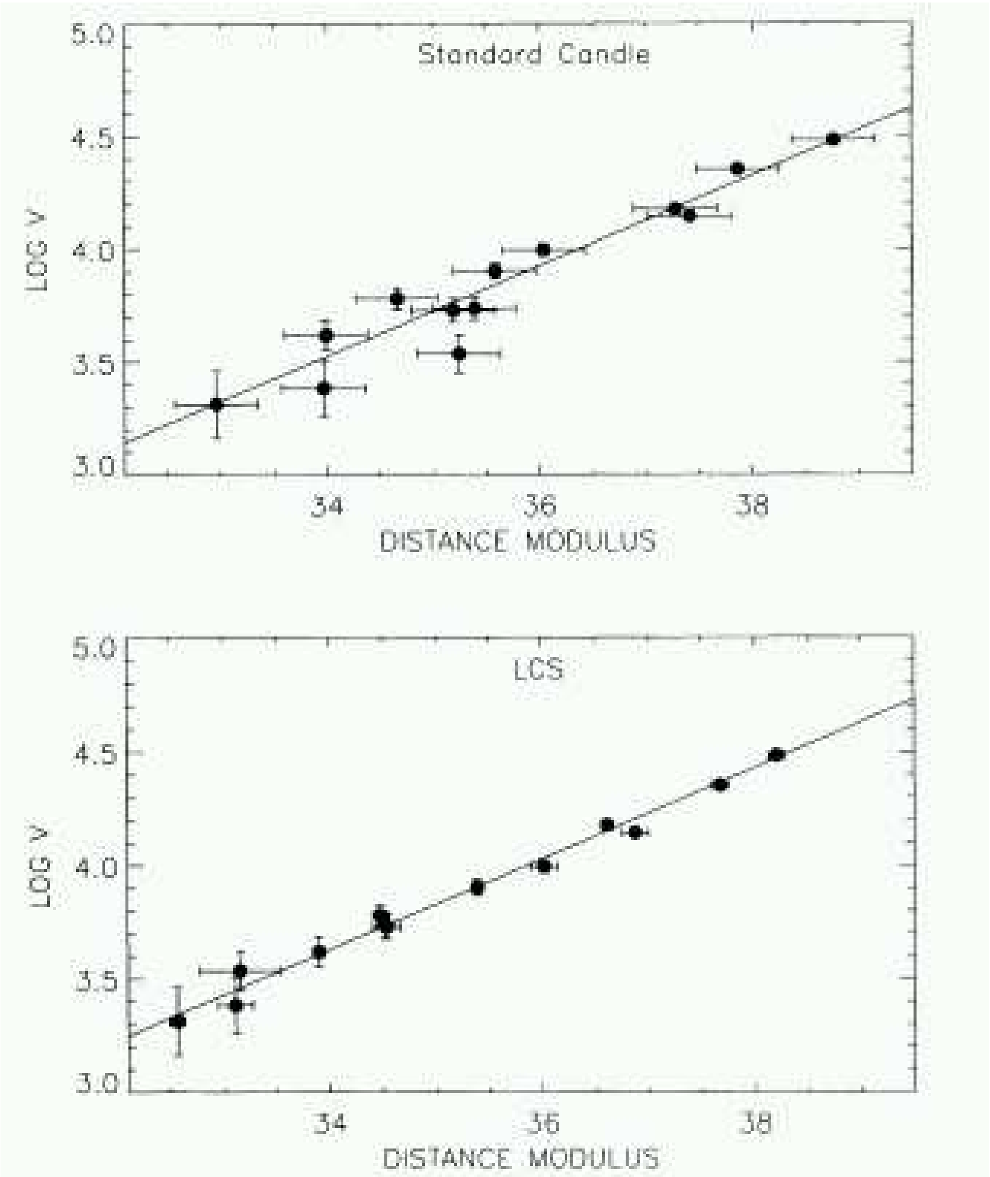


FIG. *2.12* – **Diagramme de Hubble avant et après correction du facteur d'étirement :**
On a tracé la magnitude au maximum des supernovæ en fonction de leur module de distance ($m-M$) qui n'est autre que la distance de luminosité. La dispersion est considérablement réduite par la correction du facteur d'étirement [Riess et al., 1995].

Remarquons que la relation 2.5 dépend de la constante de Hubble $H_\circ$ alors qu'il semble absurde que la magnitude absolue au maximum des supernovæ en dépende. En fait c'est le nombre -19.25 dans l'équation 2.5 qui dépend de $H_\circ$. La somme $-19.25 + 5\log(\frac{H_\circ}{65})$ est bien indépendante de $H_\circ$ (c'est la magnitude d'une supernova pour laquelle la correction Δm_{15} est nulle) de sorte que la relation 2.5 dépend de la constante de Hubble alors que la magnitude absolue M_B n'en dépend pas. On établit cette relation sur un lot de supernovæ pour lesquelles on dispose d'un bon échantillonnage pour la courbe de lumière. Par conséquent, si l'on parvient à mesurer la luminosité au maximum et le paramètre Δm_{15} (ou une grandeur équivalente) sur des supernovæ proches de manière indépendante de $H_\circ$, on peut alors mesurer la constante de Hubble en utilisant la relation 2.5. Pour pouvoir réaliser cette mesure, il faut détecter des supernovæ de type Ia dans des galaxies suffisamment proches pour que leur distance puisse être mesurée avec un autre indicateur de distances que le *redshift*, comme les céphéides par exemple. La plupart des valeurs de $H_\circ$ obtenues avec cette méthode se situent autour de $60\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$. Par exemple, [Hamuy et al., 1996b] trouvent une valeur de $H_\circ = 63 \pm 6\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$. La figure 2.13 illustre cette méthode de mesure de $H_\circ$.

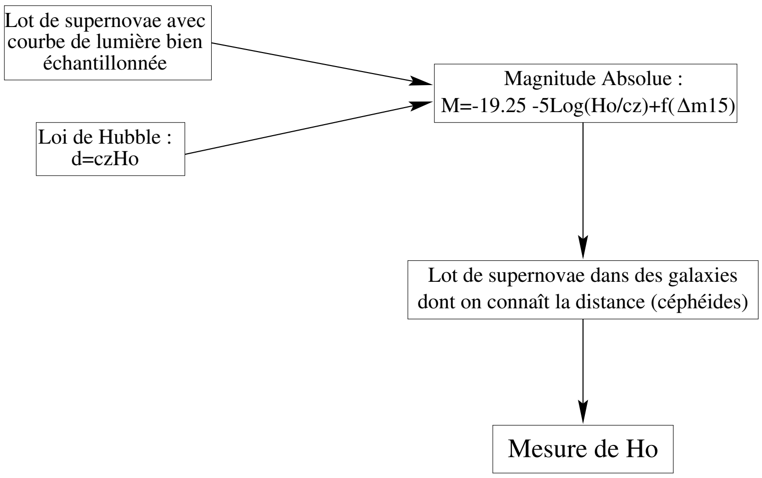


FIG. *2.13* – **Illustration de la méthode de mesure de $H_\circ$ avec les supernovæ :** *on détermine dans un premier temps la relation reliant la magnitude absolue des supernovæ à leur vitesse de décroissance en utilisant la loi de Hubble. Cela introduit une dépendance en $H_\circ$ de la relation. On calibre ensuite cette relation sur des supernovæ proches pour lesquelles on connaît la distance (grâce à des céphéides détectées dans la même galaxie par exemple). On mesure ainsi $H_\circ$.*

Evolution

Pour pouvoir utiliser les supernovæ de type Ia comme chandelles standard, il faut, en plus de connaître avec précision leur luminosité au maximum, être certain que les supernovæ proches et lointaines sont des objets identiques. En effet les supernovæ utiles pour la cosmologie (à des redshifts supérieurs à 0.3) ont explosé alors que l'Univers était beaucoup plus jeune ($1+z$) fois plus jeune) que les supernovæ avec lesquelles on calibre ces mesures. On peut imaginer que la métallicité (proportions plus ou moins importante d'éléments lourds, c'est à dire au-delà de l'hélium), fort différente à l'époque de ce qu'elle est aujourd'hui, ait des effets sur la luminosité des supernovæ Il faut donc avoir de bons arguments pour dire que ces supernovæ *cosmologiques* sont identiques aux supernovæ qui explosent dans notre voisinage. On ne peut pas utiliser les mesures photométriques pour mesurer cette hypothétique évolution puisque leur luminosité apparente dépend du modèle cosmologique considéré. La seule source d'information dont nous disposions provient des spectres des supernovæ lointaines qu'il faut comparer à ceux des supernovæ proches. Sur la figure 2.14 on a représenté le spectre d'une supernova lointaine (sn1997ap) au maximum avec les spectres de supernovæ proches autour du maximum. Tous les spectres sont représentés dans le référentiel dans lequel la supernova est au repos. Le spectre de la supernova lointaine est en tous points semblable (mis à part son bruit plus élevé) à ceux des supernovæ proches. Il n'y a donc pas d'évolution manifeste.

2.2.4 Supernovæ et neutrinos

Lorsque les électrons «rentrent» dans les protons au moment de l'effondrement d'une supernova de type II (réaction 2.4), un grand nombre de neutrinos sont produits et la plus grande partie de l'énergie de la supernova est convertie en neutrinos. En fait, seul environ 1% de l'énergie est transféré vers les *ejecta* et encore 0.01% est converti en photons pour alimenter la courbe de lumière. On peut donc considérer dans une bonne approximation que la totalité de l'énergie relâchée par la supernova est convertie en neutrinos. Cette énergie est grossièrement égale à l'énergie de liaison gravitationnelle de l'étoile à neutrons résiduelle[8] :

$$E \simeq \frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} = 2 \times 10^{46}\,\mathrm{J} \tag{2.6}$$

pour une masse de $1.4\,\mathrm{M}_\odot$ (masse de Chandrasekhar) et un rayon de 15 km (typique des étoiles à neutrons).

8. En fait, c'est la différence entre les énergies de liaison gravitationnelle du coeur de la supergéante rouge parente et de l'étoile à neutrons, mais le rayon de cette dernière est de l'ordre de 100 fois plus petit que le rayon du coeur, on peut donc négliger l'énergie gravitationnelle du coeur.

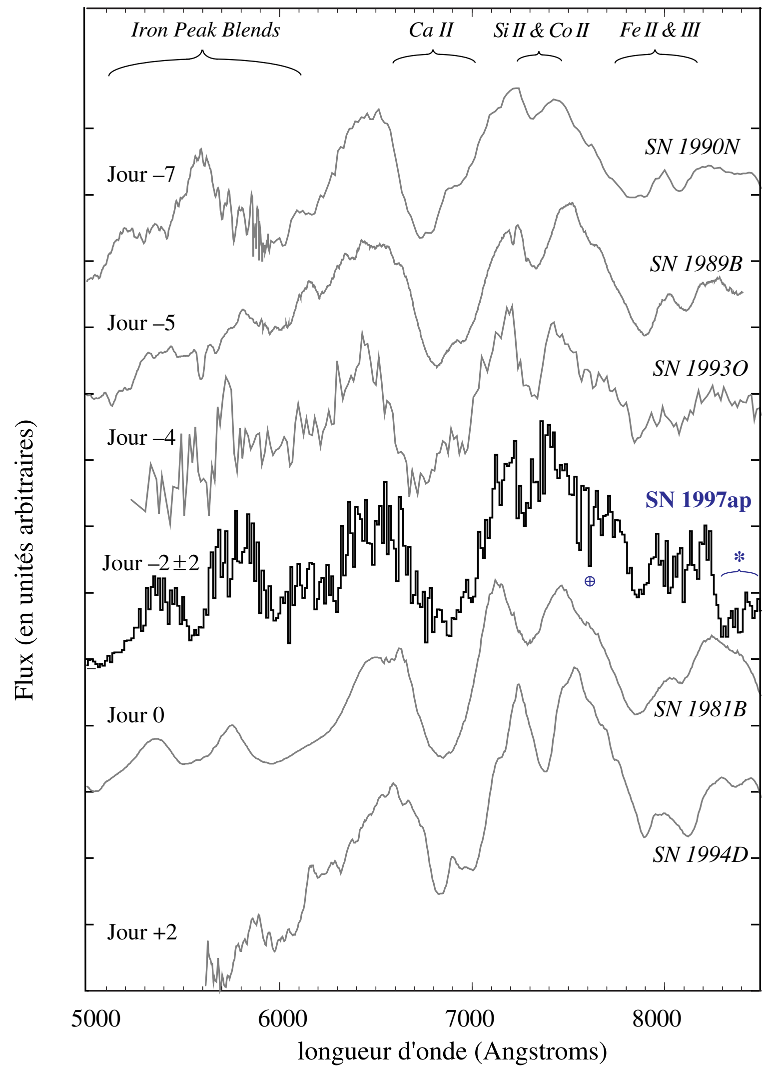


FIG. *2.14* – **Comparaison des spectres de supernovæ proches et lointaines :**
le spectre de la supernova lointaine (sn1997ap à $z = 0.83$*) est représenté en gras. On ne voit pas de différence significative avec les supernovæ proches (tous les spectres ont été ramenés à* $z = 0$*) [Perlmutter et al., 1998].*

L'énergie moyenne des nucléons à la surface d'une étoile à neutrons est d'environ 25 MeV [Bergström and Goobar, 1999], on peut donc calculer que le nombre de neutrinos produits lors d'une explosion de supernova de type II est de l'ordre de 10^{58}, ce qui est considérable. La supernova sn1987A qui a explosé dans le Grand Nuage de Magellan (distant 50 kpc) a donc émis un flux de neutrinos (integré dans le temps) de :

$$F_\nu = \frac{N_n u}{4\pi d^2} = 2 \times 10^{14}\,\mathrm{m}^{-2} \tag{2.7}$$

Les neutrinos s'échappent tous de la supernova en un temps très court (de l'ordre d'une seconde) car même si leur libre parcours moyen est assez petit (quelques mètres), l'étoile à neutrons est de petite taille.

Les neutrinos émis par la supernova sn1987A ont été observés sur Terre par les expériences Kamiokande [Hirata et al., 1988] et Irvine Michigan Brookhaven (IMB) [Bratton et al., 1988] qui détectent les positrons produits par l'absorption des anti-neutrinos par les neutrons d'un grand volume d'eau. On a représenté sur la figure 2.15 l'énergie des neutrinos détectés en fonction de leur instant d'arrivée pour les deux expériences. Kamiokande a détecté 11 neutrinos et IMB en a vu 8. On peut calculer une limite sur la masse des neutrinos à partir de ces données. En effet, si l'on considère que tous ces neutrinos sont partis au même instant de la supernova, la dispersion de leur temps d'arrivée doit être imputée à leur différence de vitesse. Puisqu'on mesure leur énergie qui n'a pas varié depuis l'émission, on peut calculer leur vitesse et ainsi déduire une limite supérieure à leur masse.

Si t est la durée du voyage, δt l'écart temporel des neutrinos à l'arrivée, v leur vitesse et D la distance entre nous et la supernova, on a $t = \frac{D}{v}$ et $\delta t = \frac{D\delta v}{v^2}$, par conséquent :

$$\frac{\delta t}{t} = \frac{\delta v}{v} \simeq \frac{\delta v}{c} \tag{2.8}$$

puisque les neutrinos sont ultrarelativistes. La vitesse des neutrinos est reliée à leur énergie et à leur masse par :

$$v = c\sqrt{1 - \frac{m^2c^4}{E^2}} \tag{2.9}$$

On a alors :

$$\frac{\delta v}{\delta E} = \frac{m^2c^5}{E^3} \times \frac{1}{1 - \frac{m^2c^4}{E^2}} \simeq \frac{m^2c^5}{E^3} \tag{2.10}$$

On peut alors écrire :

$$\frac{\delta t}{t} = \frac{m^2c^4}{E^2} \times \frac{\delta E}{E} \tag{2.11}$$

On obtient ainsi la masse des neutrinos :

$$mc^2 = E\sqrt{\frac{\delta t/t}{\delta E/E}} \tag{2.12}$$

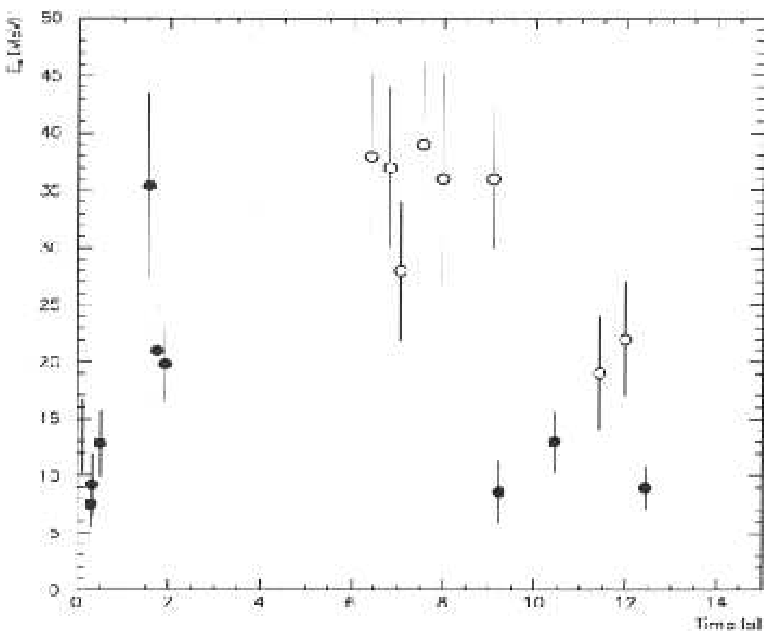


FIG. *2.15* – **Neutrinos détectés par Kamiokande et IMB provenant de SN1987A :** *on a représenté l'énergie des neutrinos en fonction de leur instant d'arrivée. La figure est tirée de [Bergström and Goobar, 1999]. Les points noirs indiquent les mesures de Kamiokande [Hirata et al., 1988] et les points blancs ceux de IMB [Bratton et al., 1988].*

Pour une différence de temps de 12 secondes, une énergie moyenne de 25 MeV et une dispersion en énergie de l'ordre 10 MeV, on obtient une masse de :

$$m_\nu = 60\,\mathrm{eV} \tag{2.13}$$

Ce résultat n'est qu'une limite supérieure car on a supposé que tous les neutrinos ont été émis au même instant.

Les futurs détecteurs de neutrinos auront une bien plus grande statistique et l'on pourra faire ce genre de raisonnement sur des supernovæ plus lointaines, les distances parcourues seront immenses et l'on pourra peut être donner des limites sur les oscillations de neutrinos sur de très grandes distances. Les supernovæ seront les principaux objets observés par les futurs télescopes à neutrinos.

2.3 Le taux d'explosion des supernovæ

La connaissance de la fréquence avec laquelle explosent les supernovæ est d'un grand intérêt pour l'astrophysique. Ces taux d'explosion de supernovæ déterminent en effet en grande partie la structure, la cinématique et la composition du milieu interstellaire. On a déjà dit que l'onde de choc provoquée par l'explosion d'une supernova, se propageant dans le milieu interstellaire, peut induire la contraction de nuages de gaz et ainsi "allumer" de nouvelles étoiles. De plus, certains aspects de l'évolution des galaxies sont intimement liés à ces taux d'explosion : on comprend bien que le rythme avec lequel naissent et disparaissent les étoiles dans une galaxie influe directement sur son évolution. Ces taux d'explosion sont aussi reliés aux taux de production d'astres compacts comme les pulsars, les étoiles à neutrons et autres trous noirs... Parmi les innombrables *scenarii* tentant d'expliquer les sursauts γ que l'on observe depuis les satellites orbitant autour de la Terre, l'explosion de supernovæ est un scénario assez bien placé, même s'il faut demeurer extrêmement prudent dans ce domaine. Enfin, on espère que les futurs détecteurs d'ondes gravitationnelles pourront détecter les explosions de supernovæ, on imagine donc l'intérêt que peut avoir la détermination des taux de tels événements pour cette nouvelle physique[9].

Malheureusement, ces taux sont extrêmement mal connus. La raison est, bien entendu, qu'ils sont très bas. Seule une dizaine de supernovæ ont été observées à l'oeil nu depuis l'an mil. Ce qui signifie que, même sur une aussi longue période qu'un millénaire, la statistique est beaucoup trop faible pour que l'on puisse déterminer rigoureusement le taux d'explosion de supernovæ au voisinage du Soleil. Même si on pouvait observer la Galaxie en entier, on n'en détecterait pas plus d'une demi-douzaine par siècle (ceci est rendu impossible par l'absorption à l'intérieur de notre Galaxie qui ne nous permet de détecter que les supernovæ les plus proches de nous).

La notion de nombre moyen de supernovæ par galaxie est en fait très floue, dans la mesure ou l'on s'est aperçu dès les années 40 que les supernovæ sont plus fréquentes dans les galaxies de type Sc que dans les Sb[10]. Plus généralement, on a pu montrer que les taux d'explosion de supernovæ dépendent fortement du type de galaxie que l'on considère. De plus, dans les années 60, des taux d'explosion de supernovæ plus élevés qu'auparavant ont été mesurés dans un échantillon de galaxies particulièrement brillantes. On s'est ainsi rendu compte que le taux de supernovæ est proportionnel à la luminosité de la galaxie considérée (au sein d'un même type). C'est naturel puisque la luminosité d'une galaxie est liée au nombre d'étoiles qui la constituent. Il semble dès lors logique qu'une galaxie contenant plus d'étoiles qu'une autre produise plus de supernovæ. On ne doit donc pas considérer le nombre moyen de supernovæ unique-

9. En fait on ne pourra probablement pas détecter de supernovæ de type II par leurs ondes gravitationnelles. En effet, elles sont le résultat de l'effondrement gravitationnel d'une étoile qui est probablement à symétrie sphérique et ne produit donc pas d'ondes gravitationnelles. En revanche, les supernovæ de type Ia, qui sont des systèmes binaires en coalescence en émettent probablement.

10. Ces types de galaxies se réfèrent à la classification morphologique de Hubble. Ainsi les galaxies elliptiques sont notées E_i (i est un chiffre entre 0 et 7 mesurant leur ellipticité, les E_0 étant rondes). Les galaxies spirales sont notées SB ou S (selon qu'elles ont une barre lumineuse traversant leur centre ou non) avec un indice allant de a à d indiquant la taille relative des bras spiraux par rapport au bulbe (les Sa n'ont pas ou peu de bras spiraux visibles).

ment par type de galaxie, mais aussi par unité de luminosité. Les taux d'explosion des supernovæ sont donc exprimés en SNu (*Supernovae unit*) : une SNu correspond à une supernova par siècle et par $10^{10}\mathrm{L}_\odot$

2.3.1 Temps de contrôle

Lorsque l'on utilise un télescope pour détecter des objets de faible luminosité, un des paramètres fondamentaux de la détection est la magnitude limite du détecteur. Celui-ci n'est en effet sensible à un objet que s'il est plus lumineux qu'un certain seuil de détection (qui dépend du temps de pose). On ne peut donc détecter une supernova que pendant le temps où celle-ci est plus lumineuse que la magnitude limite de détection. Cette durée, appelée temps de contrôle, dépend de la distance à laquelle se trouve la supernova et du type de la supernova, ou plus précisément de la forme de sa courbe de lumière. Le temps de contrôle va être différent pour chaque galaxie observée puisque la courbe de lumière d'une supernova dans une galaxie lointaine sera moins longtemps au dessus du seuil de détection que celle d'une galaxie proche[11].

Lorsque l'on calcule le taux d'explosion des supernovæ pour une campagne d'observation, on va diviser le nombre de supernovæ effectivement observées par la somme des temps de contrôle pour chacune des galaxies surveillées (on divise aussi par la somme des luminosité des galaxies pour obtenir le résultat en SNu).

$$\tau_{\mathrm{SN}} = \frac{N_{\mathrm{SN}}}{\sum_{i=1}^{N_{\mathrm{gal}}} L(i) t_c(i)} \tag{2.14}$$

N_{SN} est le nombre de supernovæ découvertes, $L(i)$ la luminosité (en unités de $10^{10}\,\mathrm{L}_\odot$) de la galaxie numéro i et $t_c(i)$ son temps de contrôle (en siècles).

En pratique, on ne connaît pas individuellement chacune des galaxies de l'échantillon surveillé. Dans une recherche de supernovæ à distances intermédiaires comme EROS2 ou le *Wide Field Survey* de l'INT, la grande majorité des galaxies surveillées sont anonymes (c'est-à-dire qu'elles ne font partie d'aucun catalogue), on ne connaît donc ni leur distance ni leur type. Il faut alors calculer les temps de contrôle à partir des distributions spatiales de galaxies connues (*cf.* chapitre 7).

11. Pour une campagne de détection de supernovæ très proches, ceci est moins utile. En effet, si les galaxies sont très proches, on peut considérer que pour chacune des galaxies, le temps de contrôle est égal à la durée de la campagne de recherche puisque l'on détecterait une supernova dans ces galaxies à n'importe quelle période de son évolution. Par conséquent, dans le cadre des recherches de supernovæ très proches, tous les temps de contrôle sont égaux.

2.3.2 Intérêt des taux d'explosion des supernovæ

Comme on l'a dit plus haut, le taux d'explosion des supernovæ est intimement lié à l'histoire de la formation stellaire dans l'Univers. En effet, si l'on parvient à mesurer l'évolution de ce taux d'explosion avec le *redshift*, on dispose d'une information inestimable sur le passé de l'activité des galaxies, sur leur formation et leur évolution chimique. En particulier sur l'efficacité des mécanismes qui ont transformé le gaz initialement présent dans les galaxies en étoiles à différentes époques. On peut aussi, connaissant le taux d'explosion des supernovæ obtenir des informations sur la Fonction de Masse Initiale (*Initial Mass Function - IMF*) [Madau et al., 1998] qui donne la répartition en masse des étoiles lors de leur formation. Cette fonction est l'ingrédient essentiel de tous les modèles d'évolution des galaxies. Les deux types de supernovæ donnent des renseignements complémentaires sur la physique des galaxies. Etant donné le modèle d'explosion des supernovæ de type II,Ib et Ic (effondrement gravitationnel d'une étoile massive à la fin de sa brève vie), leur taux d'explosion des supernovæ donnent une information directe sur le taux de naissance instantané des étoiles massives. Les supernovæ de type Ia, elles, sont des objets beaucoup plus anciens et dont la masse initiale est moins contrainte, leur taux d'explosion donne donc des renseignements sur sur l'histoire de la formation des étoiles dans les galaxies [Madau et al., 1998, Sadat et al., 1998]. On comprend bien l'importance que revêt la connaissance du taux de formation d'étoiles dans le passé dans la mesure où les deux scenarii de formation des galaxies qui sont actuellement en compétition prédisent des taux de formation d'étoiles extrêmement différents. Dans le premier cas, les galaxies elliptiques se forment en premier par effondrement de gaz, il y a donc une phase d'intense formation d'étoiles à grand *redshift*. Dans le second cas, la formation des galaxies est dite *hiérarchique*, les galaxies elliptiques se forment continuement par fusion entre des galaxies spirales. Le taux de formation des étoiles dans l'Univers est alors sensiblement constant au cours du temps.

2.3.3 Résultats

On commence à disposer de mesures de taux d'explosion de supernovæ à différents *redshifts* (table 2.1), mais il est malheureusement encore trop tôt pour pouvoir distinguer entre les modèles de formation des galaxies. On voit sur la figure 2.16 que ce n'est qu'à des *redshifts* de l'ordre de 1 que les prédictions théoriques diffèrent entre les modèles dans lesquels les galaxies elliptiques se forment en premier et les modèles de formation hiérarchique. L'accumulation de données concernant les supernovæ à grand redshift dans les prochaines années permettra sans doute de trancher.

On remarque dans la table 2.1 une grande dispersion dans les mesures de taux d'explosion de supernovæ à bas redshift. En fait ces mesures ont été faites sur des échantillons assez faibles [Cappellaro et al., 1997, Tammann et al., 1994, Evans et al., 1989] pour lesquels les temps de contrôle ne sont pas directement disponibles, ils sont la plupart du temps recalculés après coup en faisant des hypothèses assez fortes sur la fréquence avec lequelle les galaxies ont été observées. Ajoutons que les résultats à bas redshift sont probablement fortement biaisés car l'efficacité de détection de ces recherches chute considérablement vers le centre des galaxies (là ou il y a *a priori* le plus de supernovæ. En effet, ces recherches sont faites «à l'oeil» dans des galaxies proches. Il est donc difficile de voir une supernova au centre de ces galaxies. Les recherches plus lointaines [Hardin, 1998, Pain et al., 1997] sont moins sensibles à ce biais puisqu'elles se basent sur la soustraction de deux images, la contribution de la galaxie est donc retirée ce qui a pour effet de donner une bonne efficacité de détection même au centre des galaxies (voir chapitre 7 figure 7.5).

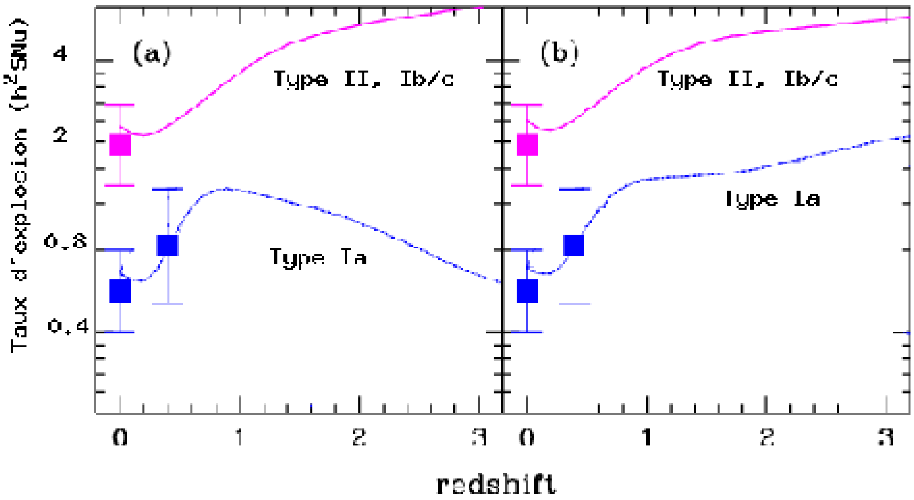


FIG. *2.16* – **Taux d'explosion de supernovæ prédits et observés en fonction du redshift :** *les points à bas redshifts sont tirés de [Tammann et al., 1994] et les points à* $z = 0.4$ *de [Pain et al., 1997]. A gauche les prédiction du modèle de formation hiérarchique (d'après [Madau et al., 1998]). A droite, les prédiction du modèle de formation des galaxies dans lequel les galaxies elliptiques se sont formées en premier. Dans ce cas, le taux de formation d'étoiles intense à grand redshift induit un taux d'explosion de supernovæ très important au delà de* $z = 1$. *On voit nettement que des mesures à grand redshifts permettront de distinguer les modèles.*

type SN	Redshift	Type Galaxie	Taux (h^2 SNu)	Référence
Ia	$z \simeq 0$	E-S0	0.28	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	1.00	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	0.32	[Evans et al., 1989]
-	-	S0a-Sa	0.44	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.48	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	0.60	[Evans et al., 1989]
-	-	Sab-Sb	0.32	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.48	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	0.32	[Evans et al., 1989]
-	-	Sbc-Sd	0.44	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.48	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	0.20	[Evans et al., 1989]
Ia	$z \simeq 0$	tous	0.44	Moyenne des précédents
Ia	$z \simeq 0.1$	tous	0.46	[Hardin, 1998]
Ia	$z \simeq 0.4$	tous	0.82	[Pain et al., 1997]
Ib/c	$z \simeq 0$	S0a-Sa	0.28	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.04	[Tammann et al., 1994]
-	-	Sab-Sb	0.16	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.28	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	0.60	[Evans et al., 1989]
-	-	Sbc-Sd	0.28	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.76	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	0.72	[Evans et al., 1989]
Ib/c	$z \simeq 0$	tous	0.39	Moyenne des précédents
II	$z \simeq 0$	S0a-Sa	0.28	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	0.16	[Tammann et al., 1994]
-	-	Sab-Sb	0.96	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	1.36	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	1.80	[Evans et al., 1989]
-	-	Sbc-Sd	1.56	[Cappellaro et al., 1997]
-	-	-	3.92	[Tammann et al., 1994]
-	-	-	2.32	[Evans et al., 1989]
II	$z \simeq 0$	tous	1.54	Moyenne des précédents
II	$z \simeq 0.1$	tous	1.29	[Hardin, 1998]

TAB. *2.1* – **Taux d'explosion des supernovæ publiés.** *Les barres d'erreur ne sont pas indiquées, elles sont de l'ordre de 40% pour $z \simeq 0$, de 90% pour $z \simeq 0.1$ et de 70% à $z \simeq 0.4$.*

3. LES EXPÉRIENCES DE RECHERCHE DE SUPERNOVAE D'EROS2 ET DE L'INT

Dans ce chapitre, je présenterai les deux expériences de recherche de supernovæ auxquelles j'ai participé. Je décrirai dans un premier temps l'expérience EROS2, dont l'objectif principal est la détection de matière baryonique sous la forme de naines brunes dans le halo de notre galaxie par effet de microlentille gravitionnelle. Cette expérience a pris ses premières données durant l'été 1996 et se poursuivra jusqu'en 2001 ou 2002. Dans le cadre d'EROS2, j'ai d'abord réalisé le programme de rejet des rayons cosmiques qui constituent une source de bruit de fond très gênante. J'ai ensuite développé une technique de photométrie de supernovæ qui permet de construire leur courbe de lumière à partie d'une série temporelle d'images.

Dans une seconde partie, je décrirai le télescope Isaac Newton et le programme scientifique du *Wide Field Survey* qui y a été entrepris. J'ai réalisé dans le cadre de cette collaboration un programme de détection de supernovæ.

3.1 L'expérience EROS2

Avant de décrire le télescope et les différents objectifs scientifiques d'EROS2, je présente la problématique de la matière noire dans l'Univers. Le principal objectif de l'expérience EROS2 est en effet d'identifier et de mettre en évidence cette matière noire sous la forme d'objets compacts dans le halo de la Galaxie en utilisant l' effet de microlentille gravitationnelle que je décrirai brièvement.

3.1.1 La matière noire et l'effet de microlentille gravitationnelle

Comme on l'a signalé précédemment (section 1.1.9), l'une des grandes questions qui demeurent ouvertes en cosmologie est l'identification de la matière noire. En effet, de nombreux indices observationnels signalent la présence en très grande quantité de matière sombre dans l'Univers. Il n'est même pas nécessaire d'aller observer des amas de galaxies lointains pour se rendre compte que la quantité de matière lumineuse (que l'on observe de manière directe) est largement inférieure à la quantité de matière déduite des effets dynamiques. On le constate à l'échelle des galaxies en observant les vitesses de rotation des étoiles et du gaz autour du centre des galaxies spirales en fonction de la distance au centre. Si la distribution de matière dans les galaxies spirales était identique à la distribution de matière lumineuse, on s'attendrait à observer des courbes de rotation ayant une forme bien particulière. La force subie par une étoile (de masse m) loin du centre la galaxie est approximativement égale à :

$$F = G\frac{Mm}{r^2} = m\frac{v^2}{r} \tag{3.1}$$

M est la masse lumineuse de la galaxie puisque presque toute la matière lumineuse est concentrée au centre, v est la vitesse de rotation de l'étoile. On s'attend donc à ce que la vitesse de la matière soit en $\frac{1}{\sqrt{r}}$ (variation dite *Késplerienne*). En fait, ce que l'on observe est très différent (voir figures 3.1 et 3.2) : au lieu de décroître avec la distance, les mesures montrent plutôt une courbe de rotation plate, même très loin de la partie lumineuse de la galaxie. Si l'on ajoute à la contribution lumineuse un halo sphérique de matière (sombre, puisqu'on ne la voit pas), on arrive à reproduire des courbes similaires à celles que l'on observe. Il faut pour cela que le halo de matière sombre s'étende bien au delà de la partie lumineuse de la galaxie et que sa densité diminue en $\frac{1}{r^2}$ (modèle de la sphère isotherme).

Il semble donc bien qu'il y ait une très grande quantité de matière noire dans les galaxies, c'est à dire tout près de nous. Il reste à identifier cette matière noire. Elle peut être de deux types :

- Matière noire non baryonique : ce sont les particules que font intervenir les modèles cosmologiques pour expliquer que, même si l'on observe dans le rayonnement cosmologique des fluctuations de densité de 10^{-5}, les structures ont pu se former à partir de fluctuations de densité bien plus grandes (10^{-3}) de la matière noire, celle-ci s'étant découplée des photons bien avant le découplage entre matière baryonique et rayonnement.

  On a parlé du modèle *HDM* qui fait intervenir des particules relativistes comme des neutrinos de faible masse. Comme on l'a vu précédemment, les limites actuelles sur la masse des neutrinos semblent trop basses pour qu'ils puissent contribuer de manière majeure à la matière noire.

  Les particules du modèle *CDM* peuvent être d'une part de axions (dons la masse est $\simeq 10^{-5}$ eV) et d'autre part des particules massives (au delà du GeV) qui n'interagissent que très peu avec la matière ordinaire (*WIMPs* pour *Weakly Interacting Massive Particles*). De telles particules exotiques sont prédites par les théories qui vont au delà du modèle standard de physique des particules. On trouve ainsi des neutrinos massifs (de Majorana s'il est sa propre antiparticule ou de Dirac dans le cas contraire) ou bien les partenaires supersymétriques des particules ordinaires : les neutralinos, sneutrinos, gluinos et autres squarks.

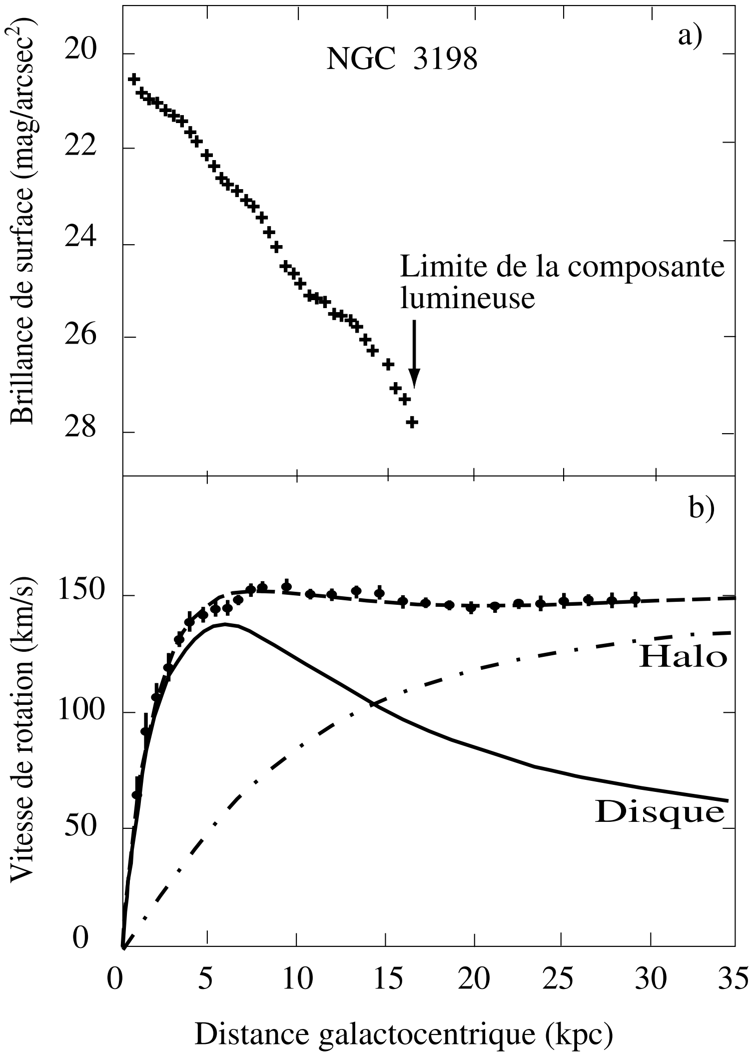


FIG. *3.1 – En haut : profil de luminosité de la galaxie NGC3198, on voit bien que la quantité de matière lumineuse décroît avec la distance au centre.*

En bas : courbe de rotation pour la même galaxie. La courbe labellée **DISQUE** *correspond à ce que l'on attend de la distribution de matière déduite du profil de luminosité. La courbe indiquée* **HALO** *correspond à ce l'on attend d'un halo de matière sphérique. La courbe pointillée tient compte de ces deux contributions et s'ajuste bien avec les points expérimentaux. Il y a donc manifestement une autre contribution que celle de la simple matière lumineuse.*

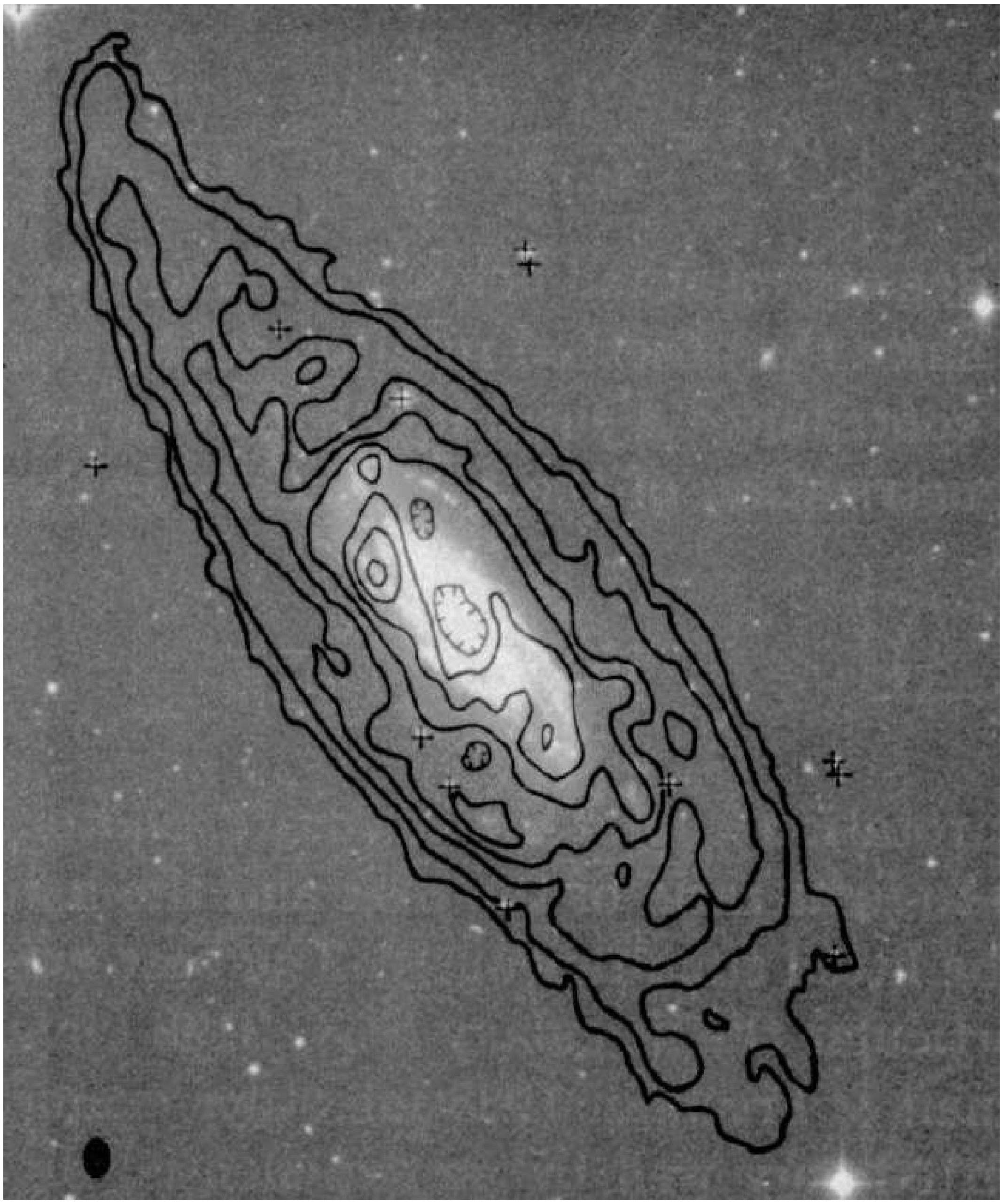


FIG. *3.2* – **Image dans le visible et en radio de NGC3198 :** *les contours d'isodensité d'hydrogène neutre (détecté dans le domaine radio avec la raie à 21 cm) ont été superposés à une image dans le visible de la galaxie NGC3198. On voit que l'hydrogène s'étend bien au delà de la composante visible [Binney and Tremaine, 1987].*

Plusieurs expériences de détection directe de *WIMPs* ont été entreprises depuis quelques années. On cherche à mesurer l'énergie de recul des noyaux d'une cible suite à leur collision élastique avec un *WIMP*. Les rayonnements cosmiques sont une des principales sources de bruit de fond dans de telles expériences aussi les réalise-t-on dans des souterrains (comme à Modane ou au Gran Sasso) qui les protègent des rayons cosmiques. Ces expériences doivent être réalisées avec des matériaux de très basse radioactivité pour réduire encore le bruit. Pour le moment, ces expériences n'ont pas mis en évidence l'existence de telles particules. On espère aussi contraindre les modèles supersymétriques et ainsi l'existence de ces particules dans les grands accélérateurs comme le LEP (bien que son arrêt soit proche) et le futur LHC au CERN.

– Matière noire baryonique : c'est à dire constituée de matière ordinaire. La nucléosynthèse primordiale prédit que la densité de baryons doit être de l'ordre de $\Omega_b \simeq 0.019\,h^{-2}$ avec une incertitude de 10% alors que la matière visible (dynamique) implique une densité $\Omega_{\text{visible}} \simeq 0.01$. Il faut donc qu'au moins une partie de la matière noire soit de nature baryonique.

  Il y a une grande quantité de gaz dans les galaxies et les amas. On détecte en effet dans l'infrarouge et les X du rayonnement qui pourrait provenir de ce gaz. Cependant, la quantité de matière correspondante, si elle peut s'avérer suffisante pour s'accorder avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale, ne permet pas d'expliquer les courbes de rotation galactiques. Ce gaz est en effet situé entre les galaxies des amas mais pas concentré dans leur halo.

  On a récemment pensé que des nuages d'hydrogène moléculaire froid pourraient contribuer de manière importante à la masse des galaxies [Pfenninger et al., 1994]. Ces nuages n'émettraient que dans les très grandes longueurs d'onde radio (plusieurs kilomètres), ce qui expliquerait que l'on ne les observe pas. C'est une hypothèse très séduisante car on ne s'attend pas à ce que tout l'hydrogène de l'Univers soit effondré sous forme d'étoiles dans les galaxies, il doit donc y avoir des réservoirs d'hydrogène autour des galaxies.

  Les restes d'étoiles sont aussi des candidats pour la matière noire baryonique. Ces résidus peuvent être des trous noirs, des étoiles à neutrons et surtout des naines blanches. Cependant, pour que de grandes quantités de naines blanches soient présentes dans le halo des galaxies sans qu'on les détecte, il faudrait que celles ci soit très froides, c'est à dire très vieilles. Cela impliquerait que notre galaxie est bien plus vieille qu'on ne le croit. Par ailleurs, un grand nombre de naines blanches anciennes dans le halo de la Galaxie devrait avoir pour conséquence une composition chimique du gaz bien plus riche en éléments lourds que ce que l'on observe.

  Enfin, la matière noire baryonique pourrait se trouver sous forme d'étoiles de faible masse et donc de température peu élevée. Les naines rouges sont des astres dont la masse vaut quelques dixièmes de masse solaire et qui rayonnent essentiellement dans le rouge. On espère détecter les naines rouges du halo grâce à leur mouvement propre puisque appartenant au halo, elles ont une vitesse transverse par rapport aux objets du disque de la Galaxie dont fait partie le Soleil. Elles ont donc un mouvement propre par rapport à nous (leurs vitesses vont de 20 à 300 km.s^{-1}). Les campagnes de détection de tels objets n'ont pas donné les résultats escomptés puisqu'elles ne semblent contribuer qu'à quelques dixièmes de pourcent de la masse totale du halo [Graff and Freese, 1996]. Les naines brunes sont des étoiles dont la masse est trop faible pour que des réactions nucléaires y aient lieu. Ces objets sont quasiment impossibles à repérer de manière directe car ils rayonnent très peu (il y a malgré tout quelques candidats). On espère par contre les détecter individuellement via l'effet de microlentille gravitationnelle qui sera décrit plus loin. C'est l'objectif scientifique principal de l'expérience EROS2.

L'expérience EROS2 cherche à détecter la matière noire du halo galactique en utilisant l'effet de microlentille gravitationnelle [Paczyński, 1986]. On sait, grâce à la théorie de la relativité générale, que la présence d'une masse courbe l'espace-temps et de ce fait modifie la trajectoire des rayons lumineux. Cet effet, première vérification historique de la relativité générale fut observé pour la première fois en 1919 lors d'une éclipse de Soleil. Les étoiles proches de la ligne de visée du Soleil avaient au moment de l'éclipse des positions décalées par rapport à leur position lorsque le Soleil n'était pas là (voir figure 3.3). On a aujourd'hui détecté un grand nombre de mirages gra-

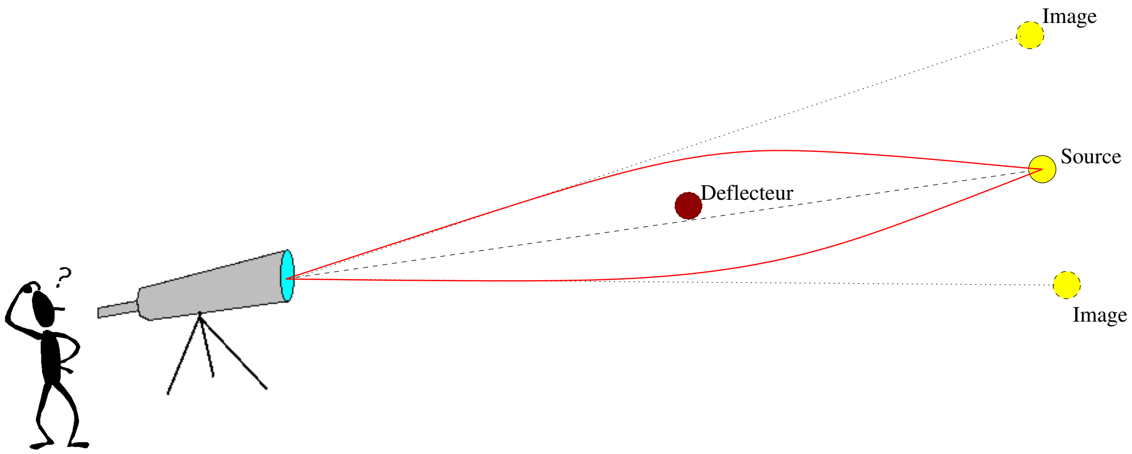


FIG. *3.3* – **Schéma de principe de l'effet de lentille gravitationnelle :** *lorsque le déflecteur passe dans la ligne de visée de la source, les rayons lumineux sont courbés, on voit des images multiples de la source (une amplification de sa luminosité dans le cas de l'effet de microlentille).*

vitationnels, comme des images multiples de quasars dues à la présence d'un amas de galaxies entre le quasar et nous. L'idée de la détection d'objets sombres par effet de microlentille gravitationnelle est d'observer des étoiles lointaines (à l'intérieur où en dehors du halo de notre galaxie) avec une grande régularité. Si un objet sombre et compact (la lentille) passe dans la direction précise de l'une des étoiles surveillées, on devrait observer des images multiples de la source. Cependant, en raison de la faible masse du déflecteur, la séparation angulaire des images de la source est bien inférieure à la résolution du télescope (la déviation est de 10^{-4} secondes d'arc pour un déflecteur de $0.1\,\mathrm{M}_\odot$ situé à égale distance entre nous et une étoile source à 60 kpc). On s'attend à n'observer en pratique une amplification de la luminosité de l'étoile source, avec une évolution temporelle très caractéristique (figure 3.4). La durée de l'amplification est proportionnelle à la racine carrée de la masse du déflecteur et inversement proportionnelle à sa vitesse transversale (elle peut varier de quelques heures à quelques mois pour une lentille de $0.1\,\mathrm{M}_\odot$ dans le halo. La probabilité instantanée d'observer un tel effet (appelée *profondeur optique*) est extrêmement faible (de 10^{-6} à 10^{-7} pour une lentille de $0.1\,\mathrm{M}_\odot$ comme précédemment), il faut donc surveiller un très grand nombre de sources (de 10^6 à 10^7) pour espérer détecter quelques effets de microlentilles gravitationnelles.

Afin de détecter un objet sombre du halo par effet de microlentille gravitationnelle, il faut observer sur une longue période une cible contenant un grand nombre de sources susceptibles d'être amplifiées. Cette cible doit être à l'extérieur de notre galaxie (où dans le halo) pour que les éventuels déflecteurs soient dans le halo. Les expériences EROS1 [Aubourg et al., 1993] (maintenant EROS2) et MACHO [Alcock et al., 1993] se sont lancées dans la détection de naines brunes par cette méthode en prenant pour cible les Nuages de Magellan [1] visibles depuis l'hémisphère sud. L'expérience AGAPE [Ansari et al., 1997] a choisi pour cible la grande galaxie d'Andromède (M31). Dans le cas d'AGAPE, les étoiles de M31 étant non résolues, on recherche une amplification non pas d'une étoile isolée mais d'un pixel de l'image, contenant des dizaines d'étoiles. EROS2 et MACHO réalisent et suivent les courbes de lumière de plusieurs millions d'étoiles des Nuages de Magellan en y cherchant des bosses caractéristiques de l'effet de microlentille gravitationnelle.

A ce jour, les résultats des expériences de recherche de naines brunes par effet de microlentille gravitationnelle sont satisfaisants du point de vue astrophysique mais pas du point de vue cosmologique. En effet, si l'on détecte régulièrement des événements de microlentille gravitationnelle, leur nombre est insuffisant. Ces résultats permettent ainsi d'exclure de grands domaines de masse des objets sombres. On sait ainsi grâce à EROS1 [Renault et al., 1997] que des objets de masse plus faible que $10^{-3}\,\mathrm{M}_\odot$ ne peuvent pas constituer plus de 10% du halo de notre galaxie (voir figure 3.5). C'est donc vers le domaine des plus grandes masses qu'il faut se diriger. Les expériences MACHO et EROS2 sont justement sensibles à des lentilles de plus grandes masses. Il

1. Les Nuages de Magellan sont des galaxies satellites de la nôtre. Il y a le Petit Nuage de Magellan (SMC) et le Grand Nuage de Magellan (LMC).

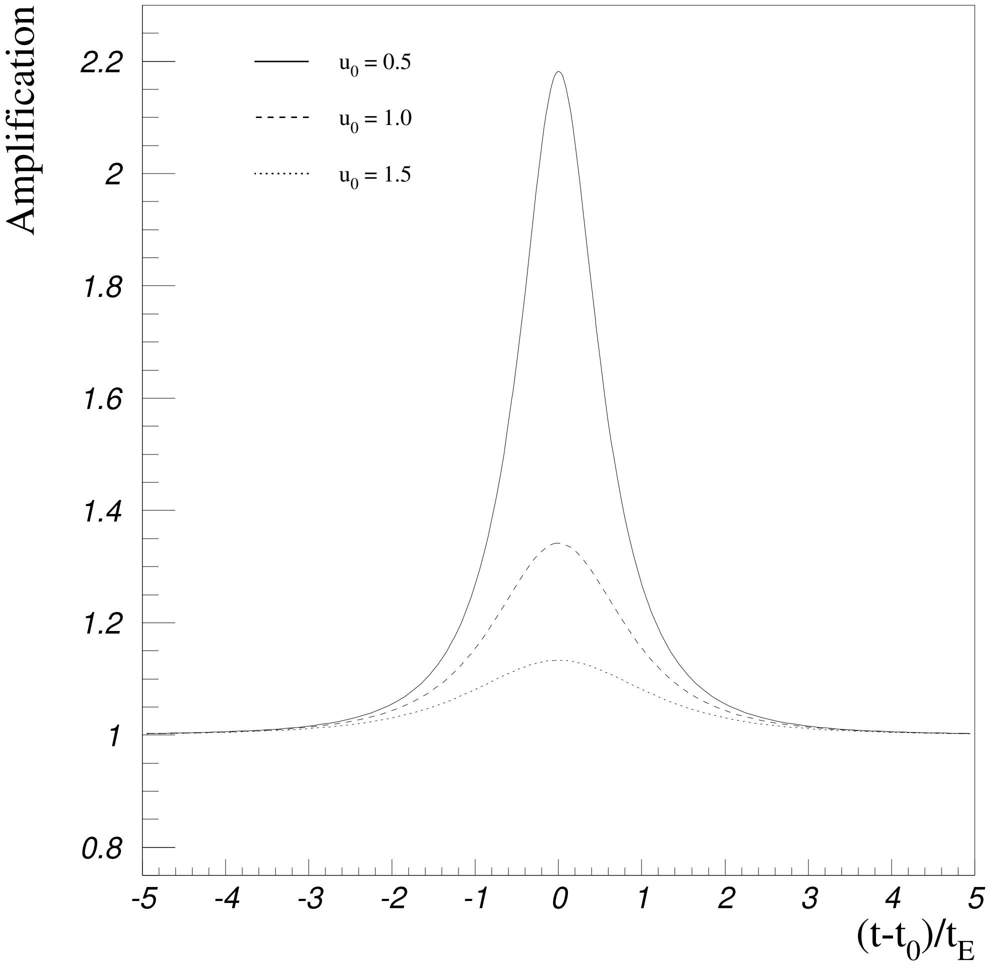


FIG. *3.4* – **Courbe d'amplification de la luminosité d'une étoile lors d'un effet de microlentille gravitationnelle (source ponctuelle):**
u_0 est le paramètre d'impact en unité de rayon d'Einstein (rayon caractéristique de la lentille qui dépend de sa masse, de sa distance et de la distance de la source, l'amplification vaut 1.34 lorsque $u_0 = 1$). t_0 est la date à laquelle de paramètre d'impact vaut u_0. t_E est le temps d'Einstein qui mesure la durée de l'événement, il dépend de la masse du déflecteur, de sa vitesse de sa distance et de celle de la source.

semble pour le moment que la fraction de masse du halo due à des objets compacts de masses comprises entre 10^{-2} et $1\,M_{\odot}$ soit inférieur à 40% [Afonso et al., 1998]. Les résultats de l'expérience MACHO [Alcock et al., 1997] indiquent que cette fraction est supérieure à 20%, mais il semble que ce résultat soit un peu optimiste.

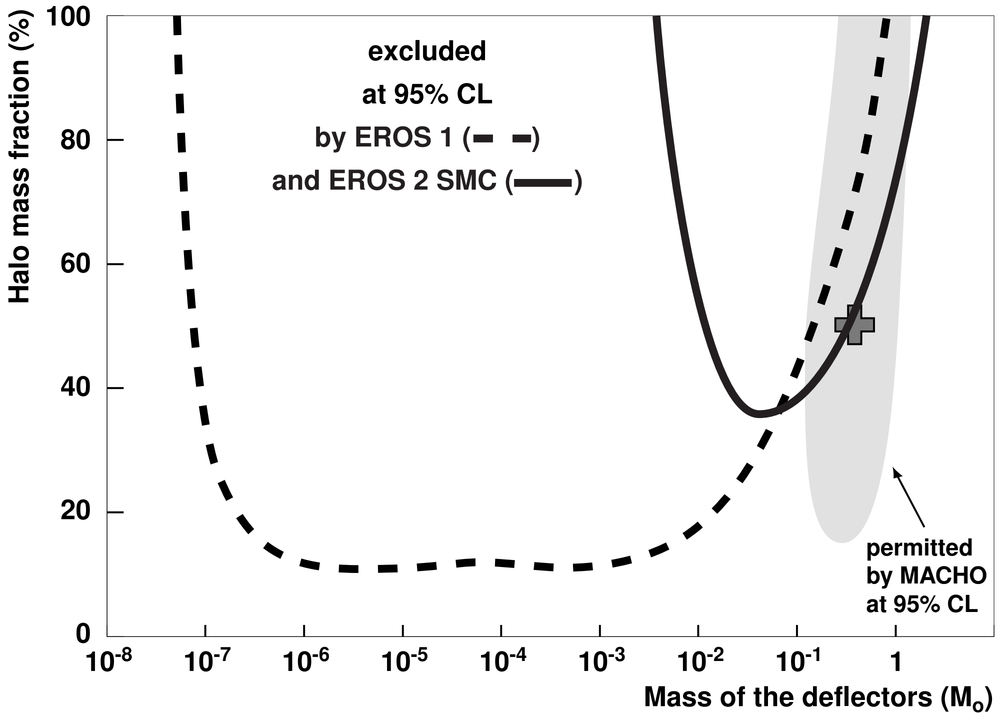


Fig. *3.5* – **Contours d'exlusion pour les masses des objets compacts du halo de notre Galaxie :**
en pointillés les résultats d'EROS1 sur le Grand Nuage de Magellan [Renault et al., 1997], en traits pleins ceux d'EROS2 sur le Petit Nuage de Magellan (2 ans d'analyse) [Afonso et al., 1998] et en grisé les résultats de MACHO [Alcock et al., 1997] donnant une zone **permise**.

3.1.2 Le montage expérimental

L'exérience EROS2 est installée (comme EROS1) sur le site de l'Observatoire Européen Austral (ESO) à la Silla au Chili. Les observations sont faites avec le MARLY (figures 3.7 et 3.6), un télescope Ritchey-Chrétien de 1 m de diamètre[2]. Le site de La Silla a été choisi pour plusieurs raisons. Il fallait un site austral pour que les cibles principales (Nuages de Magellan) soient visibles une grande partie de l'année. Par

2. Les miroirs primaire et secondaire des télescopes de type Ritchey-Chrétien ont une courbure qui est calculée pour minimiser les aberrations optiques.

ailleurs, ce site bénéficie d'une qualité de ciel exceptionnelle (le *seeing* moyen avoisine la seconde d'arc) et de conditions météorologiques très favorables (environ 300 nuits utilisables par an).

Le télescope MARLY, initialement installé à l'Observatoire de Haute Provence a été démonté, modifié et transporté au Chili. L'optique, les caméras CCD et le système d'acquisition de données ont été réalisées pour que le télescope soit le plus automatisé possible, condition nécessaire à la prise de données massive à laquelle il est destiné.

L'optique

Afin d'avoir un grand champ (1 degré carré) nécessaire au contrôle de millions d'étoiles, le rapport focal du télescope a été ramené de f/8 à f/5 avec une profondeur de champ de 100 μm. Une des caractéristiques principales des événements de microlentilles gravitationnelles est leur achromaticité, il faut donc disposer d'une photométrie en deux couleurs pour rejeter les faux événements (étoiles variables, *novæ*). Afin de ne pas avoir à doubler chaque pose, le MARLY est muni d'un cube dichroïque (il pèse 10 kg) qui sépare le faisceau en deux couleurs (figure 3.8). Afin de récolter la plus grande quantité de photons, il y a aussi avantage à avoir des filtres très larges pour chercher les effets de microlentilles gravitationnelles (on se contente d'une photométrie relative[3]). Le cube dichroïque est un filtre à bande large dans les deux voies : *Bleue* de 400 nm à 700 nm et *Rouge* de 600 nm à 900nm . Comme on peut le constater sur la figure 3.9, les termes *bleu* et *rouge* ne doivent pas être pris à la lettre.

L'obturateur a été réalisé spécifiquement pour EROS2 au DAPNIA, le grand champ du télescope imposait de sévères contraintes sur cet obturateur afin d'assurer un éclairage uniforme (l'ouverture est de 12×24 cm). Il est constitué d'un rideau métallique recouvert de téflon pour assurer un meilleur glissement. Ce rideau, constamment tendu, s'enroule sur des cylindres de part et d'autre de l'ouverture.

Une partie du champ ($15' \times 15'$ à 0.7 degré à l'ouest du centre optique principal) est déviée avant passage dans le cube dichroïque pour aller vers le système de guidage automatique. La caméra de guidage (1536×1024 pixels) est autonome par rapport au reste du système d'acquisition. On peut donc chercher une étoile guide pendant la lecture les CCD, ce qui permet de minimiser les temps morts.

3. Comme on le verra plus loin, ces filtres à bande très large, s'ils sont un avantage pour la recherche de microlentilles gravitationnelles présentent un inconvénient majeur pour la photométrie des supernovæ qui n'a de véritable intérêt que dans des bandes standard et pour laquelle on veut une calibration absolue.

FIG. 3.6 – **Vue du Marly**

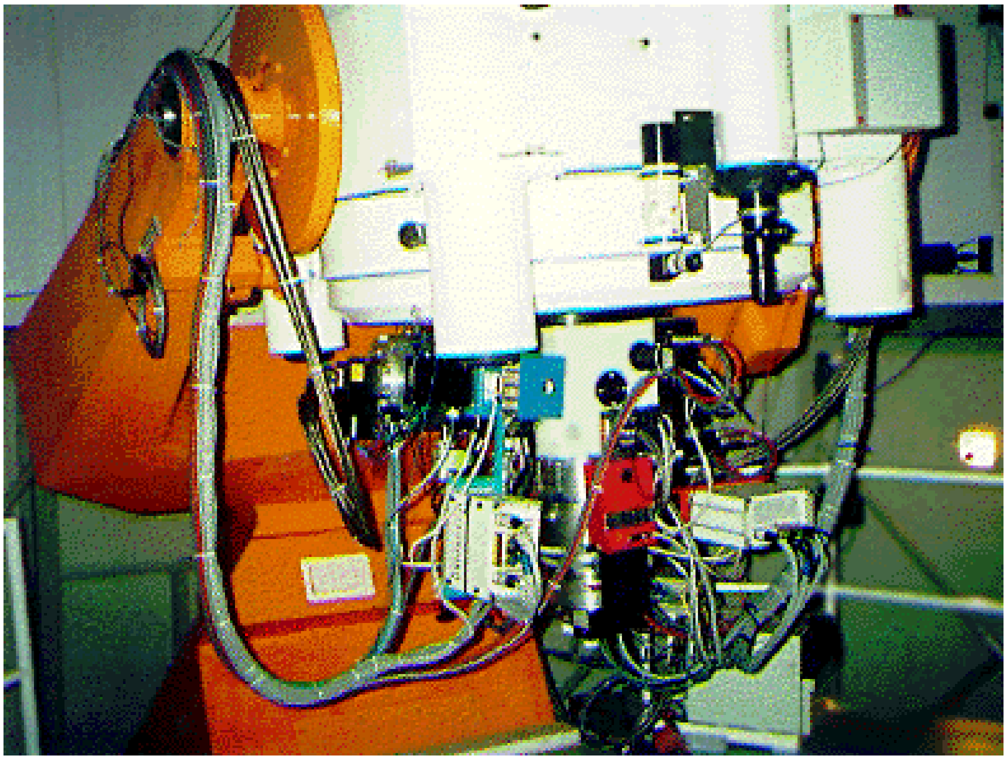


FIG. *3.7* – **Vue du Marly**

Les caméras CCD

Chacune des voies est équipée d'une mosaïque de 8 CCD Loral de 2048×2048 pixels. Les pixels ont une taille de 15 μm, ce qui correspond à $0.6''$ sur la voûte céleste. Le champ couvert par la mosaïque est de 0.7×1.4 degré carré, soit pratiquement 1 degré carré. Le temps de lecture est d'environ 50 secondes. Il existe des défauts sur les CCD, en particulier des colonnes mortes. Certains CCD sont particulièrement abîmés, comme le CCD2 de la voie rouge qui est quasiment inutilisable. La figure 3.10 montre l'agencement des CCD.

Refroidissement

En raison de l'agitation thermique, certains électrons sont piégés dans les puits de potentiel de la caméra CCD sans pour autant provenir de photons. On doit donc refroidir les caméras (à 180 K) afin de limiter cet effet. Généralement, les caméras sont refroidies à l'azote liquide (77 K), mais le MARLY est équipé d'un système cryogénique spécifique. Un bloc d'aluminium refroidi à 50 K avec de l'hélium est mis en contact avec un bloc de cuivre sur lequel sont fixés les CCD. On rompt généralement le contact entre le bloc froid et les CCD pendant les observations afin d'éviter les

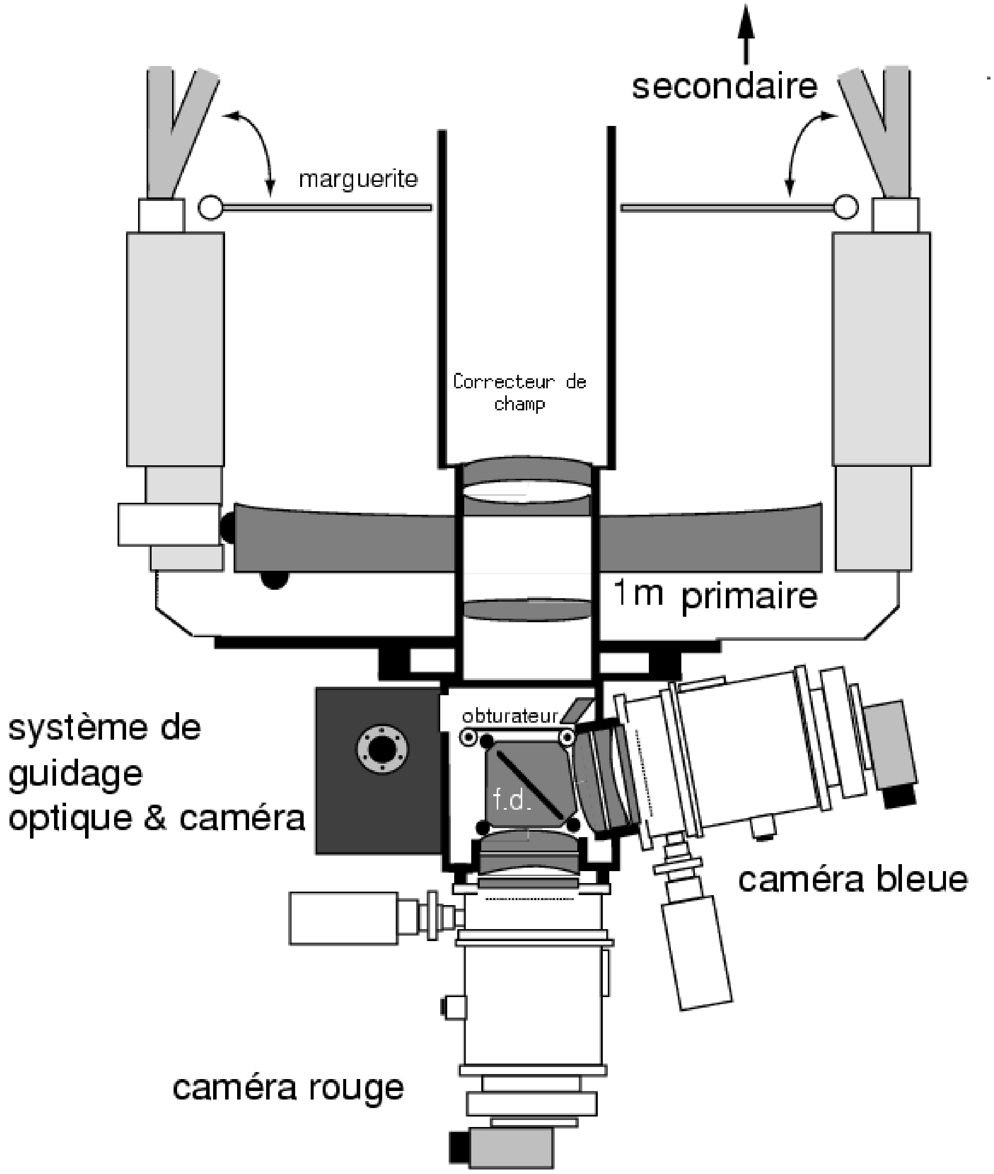


FIG. *3.8* – **Schéma de l'optique du MARLY :**
on a représenté le miroir primaire de 1 m de diamètre. Après réflexion sur le secondaire (non représenté) les rayons lumineux traversent le correcteur de champ, puis le cube dichroïque dans lequel les composantes bleue et rouge sont séparées pour être dirigées vers les deux mosaïques de CCD qui couvrent chacune un champ de 1 degré carré. Une partie du faisceau est déviée vers la caméra de guidage avant le cube dichroïque [Bauer, 1997].

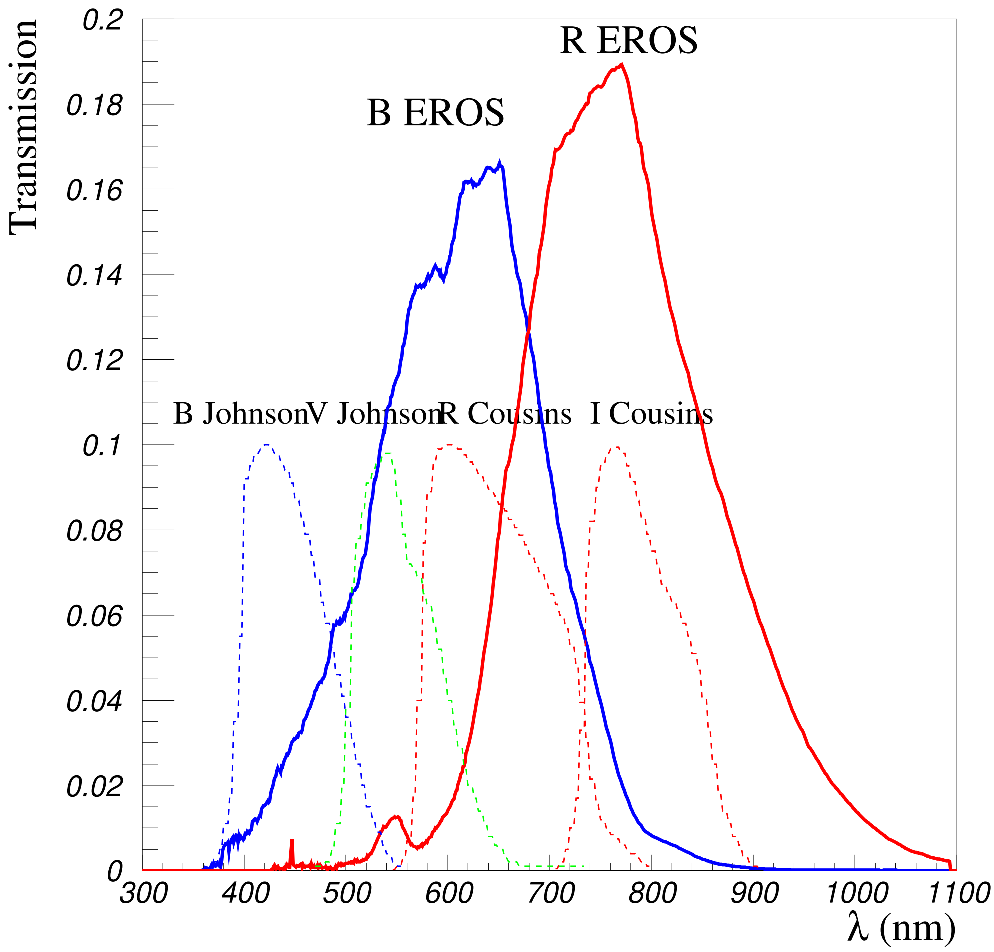


Fig. *3.9* – **Comparaison des filtres d'EROS2 avec les filtres standard :** *on a représenté les bandes passantes d'EROS2 ansi que les bandes passantes des filtres B et V Johnson et R et I Cousins (normalisation arbitraire). On constate que la bande B EROS est plutôt dans le visible tandis que R EROS est plutôt dans l'infrarouge proche. Les bandes passantes représentées ici pour EROS2 tiennent compte de l'efficacité de nos CCD [Bauer, 1997].*

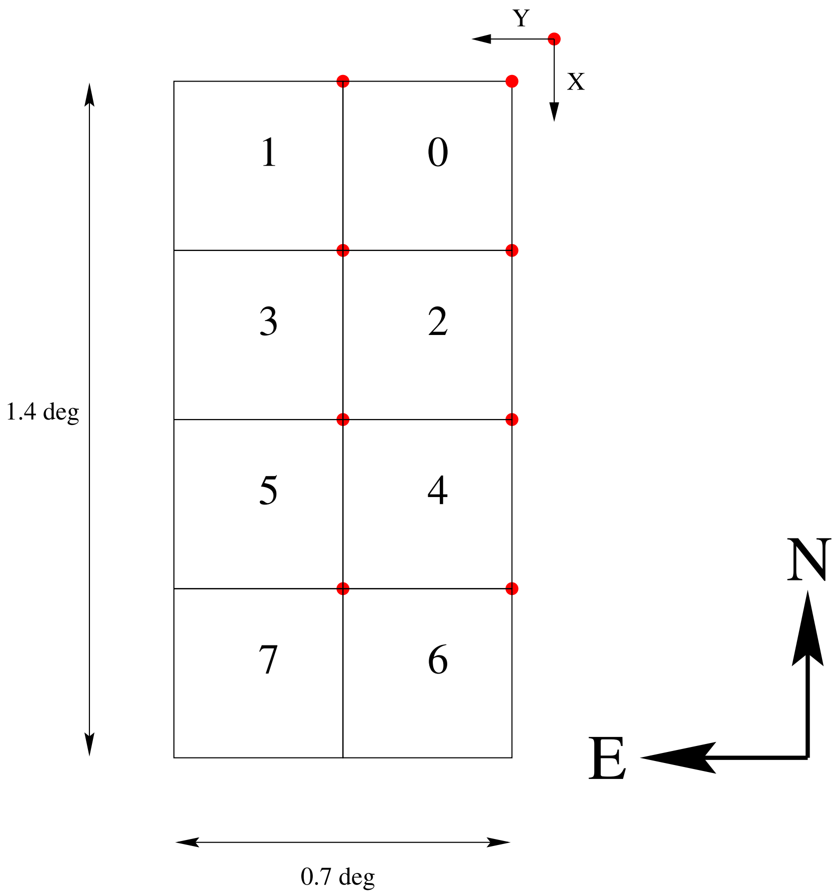


Fig. *3.10* – **Géométrie des CCD d'EROS2 :**
Schéma des mosaïques de CCD de chaque voie. Le point au Nord-Ouest de chaque CCD indique le pixel (0,0).

vibrations. La température des CCD est régulée (à 0.1 K près) par une résistance thermique variable située entre le bloc d'aluminium et le bloc de cuivre. Un vide de 10^{-5} hPa est maintenu dans le cryostat grâce à un système de piégeage des molécules.

Acquisition des données

La lecture des CCD est faite sur une station VME par l'intermédiaire d'un DSP. C'est le logiciel `CATI` qui contrôle le télescope et l'acquisition. Les 6 Go de données prises en moyenne chaque nuit sont transférées au format FITS vers deux stations Alpha (une par couleur) au fur et à mesure de l'acquisition des images. Pendant le transfert d'une image vers les stations Alpha (130 Mo en 3 minutes), on peut commencer l'acquisition d'une nouvelle image.

Une fois les images (brutes) transférées vers les stations Alpha, la réduction des images commence automatiquement sans intervention humaine. Un programme évalue la qualité de chacune des images (*seeing*, fond de ciel, défauts du CCD) [Palanque-Delabrouille, 1997]. La réduction des images consiste en la soustraction du piédestal, la soustraction du courant d'obscurité qui englobe toutes les charges apparues durant la pose (leur nombre est proportionnel au temps de pose, on les mesure en faisant une pose obturateur fermé). La dernière étape de la réduction est la division par le *flat field* qui sert à corriger du vignettage (lorsqu'une partie du champ est moins éclairé que les autres), de l'effet des poussières défocalisées et de la sensibilité variable d'un pixel à l'autre. On obtient à la sortie les images réduites codées sur 16 bits dont le signal est exprimé en ADU. Il faut encore le diviser par le gain des CCD pour obtenir un nombre de photo-électrons, mais cette étape n'est pas réalisée au moment de la réduction.

A la fin de la nuit, les images brutes et réduites sont stockées sur DLT qui sont ensuite envoyées au CCIN2P3 à Lyon pour y être stockées sur des bandes magnétiques. Une fois à Lyon les images peuvent être consultées interactivement au moyen de requêtes ORACLE.

3.1.3 les observations d'EROS2

Si l'expérience EROS2 a surtout été entreprise pour détecter des effets de microlentilles gravitationnelles dans la direction des Nuages de Magellan, il aurait été dommage d'utiliser un tel télescope à cette seule fin. Une fraction du temps est donc consacrée à d'autres programmes scientifiques pour lesquels la taille du champ d'EROS2 est un véritable atout.

Recherche de microlentilles dans le halo et le disque de la Galaxie

Les enjeux et les résultats actuels de cette physique ont déjà été décrits au début de cette section, nous nous contenterons ici de décrire d'un point de vue pratique ce programme.

En plus de l'observation du Grand Nuage de Magellan (88 degrés carrés) et du Petit Nuage de Magellan (10 degrés carrés) qui sont chacun observés tous les trois jours environ, EROS consacre une partie de son temps à la recherche d'évènements de microlentilles vers le Centre Galactique et les bras spiraux. Dans ce cas, l'objectif scientifique n'est bien sûr pas de contraindre la présence de matière noire mais de sonder l'intérieur de la Galaxie. De plus le nombre d'événements attendu est beaucoup plus important que vers les Nuages de Magellan, on espère ainsi obtenir une meilleure connaissance de l'effet de microlentille gravitationnelle. Vers le Centre Galactique, 80 degrés carrés sont ainsi surveillés [Afonso, 1999]. 29 degrés carrés sont surveillés dans la direction des bras spiraux de la Galaxie [Mansoux, 1997, Derue, 1999].

Recherche de céphéides dans les Nuages de Magellan

Puisque la recherche d'effets de microlentilles gravitationnelles est faite en cherchant la forme caractéristique de ces effets dans les courbes de lumière de millions d'étoiles, on peut aussi chercher d'autres objets variables. Les céphéides sont des étoiles variables dont la période et la couleur sont reliées à la luminosité absolue. Elles sont particulièrement utiles en astronomie en tant qu'indicateurs primaires de distances (c'est-à-dire pour des distances faibles). Les données d'EROS1 avaient indiqué une possible différence de relations période-luminosité des céphéides entre les deux Nuages de Magellan que l'on a attribuée à la différence de métallicité des étoiles de ces deux galaxies [Beaulieu et al., 1997]. Un programme de recherche de céphéides dans les Nuages de Magellan a été entrepris par EROS2 qui a permis de détecter deux cents céphéides dans le LMC et quatre cents dans le SMC. L'effet de métallicité n'a pas été confirmé. En revanche le catalogue de céphéides contient des étoiles ayant une très courte période (jusqu'à une fraction de jour), ce qui a permis de mettre en évidence une brisure de pente dans la relation période-luminosité des céphéides à basse période (en dessous de 2.5 jours) [Bauer et al., 1998].

Recherche de naines rouges et blanches dans le halo par leur mouvement propre

Comme on l'a vu précédemment, on peut expliquer la forme des courbes de rotation des galaxies spirales par la présence d'un halo de naines rouges et de naines blanches que l'on espère détecter grâce à leur mouvement propre plus rapide que les étoiles d'avant-plan. Une telle étude a été entreprise dans EROS2. Cependant, la base de temps dont on dispose étant insuffisante pour détecter de petits mouvements propres, des plaques photographiques prises à l'ESO entre 1980 et 1985 ont été numérisées afin de disposer d'une plus grande base de temps. Des mouvements propres de $0.1''$ seront ainsi mis en évidence, ce qui correspond à une vitesse propre (par rapport au flot du disque de la Galaxie) de $20\,\mathrm{km.s^{-1}}$ sur 15 ans. Pour plus de détails, on consultera [Goldman, 1999].

Recherche de supernovæ à des distances intermédiaires

L'intérêt que présentent les supernovæ pour la cosmologie a été discuté dans le premier chapitre. Cependant comme on l'a vu dans le chapitre 2, les supernovæ de type Ia ne sont pas de parfaites chandelles standard. On espère exploiter les corrélations entre la forme de la courbe de lumière et la magnitude absolue au maximum afin de réduire la dispersion de leur magnitude au maximum. Pour parvenir à cet objectif, la détection et le suivi photométrique et spectroscopique d'un grand nombre de supernovæ proches est indispensable. En effet l'utilisation des supernovæ de type Ia pour la cosmologie est actuellement limitée par la connaissance des supernovæ proches, la statistique à grand redshift étant désormais bonne. Les supernovæ proches sont beaucoup plus faciles à mesurer (mais plus rares par simple effet de volume) et permettent, on l'espère, une meilleure compréhension des effets systématiques. Par ailleurs, détecter et identifier un grand nombre de supernovæ de tous les types (dans les recherches proches, on ne trouve pas que des supernovæ de type Ia, celles d'autres types, moins lumineuses ne sont plus détectables à grand *redshift*) permet l'estimation du taux d'explosion des supernovæ qui est un paramètre crucial pour la physique des galaxies.

Le domaine des supernovæ très proches ($z \ll 0.1$) a été abondamment sondé, notamment par [Hamuy et al., 1996b]. Par ailleurs, la détection de ces supernovæ demande un grand nombre d'observations avec un télescope à petit champ (dans un champ de l'ordre du degré carré, le nombre de galaxies proches est petit, on ne gagne donc rien avec un télescope à grand champ). En revanche, la détection de supernovæ à des distances intermédiaires ($0.1 < z < 0.2$) nécessite un télescope à grand champ afin de multiplier le nombre de galaxies présentes dans chaque champ et ainsi la probabilité d'y observer une supernova. La détection et l'analyse des données photométriques concernant ces supernovæ proches constituent l'objet de cette thèse. EROS2 a entrepris un programme de recherche systématique de supernovæ à des distances intermédiaires tirant profit du grand champ du Marly et de son diamètre d'1 mètre qui permet d'atteindre ces supernovæ (magnitude 20 environ) avec un temps de pose court (10 min).

La détection des supernovæ est réalisée par la soustraction de deux images prises à quelques mois d'intervalle. On s'affranchit ainsi du flux de la galaxie et on détecte les objets nouveaux sur l'image soustraite. Le programme de détection utilisé dans le cadre de la recherche de supernovæ du *Wide Field Survey* de l'INT sera décrite dans le chapitre 7. Pour EROS2, une chaîne de détection automatisée (écrite en `C++` en utilisant la librairie `Peida` [Ansari, 1996]) se charge de la soustraction et de la sélection des candidats. Dans les grandes lignes ces deux programmes procèdent de la même manière pour fabriquer la soustraction :

- alignement géométrique de l'image de référence et de l'image courante (sur laquelle on espère trouver une supernova) (voir section 5.3);
- convolution des images pour les remettre au même *seeing* (voir section 5.4);
- alignement photométrique pour s'affranchir des effets de l'absorption (voir section 5.5).

Cette chaîne ainsi que son efficacité de détection sont décrites en détails dans [Hardin, 1998]. Le tableau 3.1 résume les supernovæ trouvées jusqu'à la fin 1998 par la collaboration EROS2. Outre la participation à la détection des supernovæ, je me suis investi dans le rejet des rayons cosmiques qui constituent une des sources de bruits de fond les plus importantes lorsque l'on recherche les supernovæ. J'ai ensuite mis au point une technique de photométrie des supernovæ qui sera décrite dans le chapitre 5. L'exploitation de ces courbes de lumière sera décrite dans le chapitre 6.

Le bilan de la recherche de supernovæ d'EROS2 (en février 1999) est de 35 supernovæ découvertes. Soit environ une supernova pour 12 degrés carrés observés. Les temps de pose sont de cinq à dix minutes. On trouve donc une supernova pour environ deux heures d'observation (en comptant les temps morts). Parmi les 16 supernovæ dont nous avons pu identifier le type, 8 sont de type Ia, 7 sont de type II et une est de type Ic. On a représenté sur la figure 3.11 plusieurs résultats concernant la recherche de supernovæ d'EROS2. On remarque d'abord que le nombre de supernovæ détecté est très différent d'un CCD à l'autre. Les trois meilleurs sont les CCD 3, 4 et 6. Nous avons par conséquent deux des 4 CCD centraux (ou les images ont la meilleure qualité) qui sont fortement inefficaces. La moitié de nos CCD ont une efficacité inférieure de 50% à celle des meilleurs CCD (si l'on mesure l'efficacité des CCD par le nombre de supernovæ qu'ils détectent). Cette éfficacité différentes d'un CCD à l'autre peut avoir plusieurs origines : un transfert des charges plus ou moins bon pendant la lecture, un bruit différent, le vignettage et enfin l'effet du *seeing* qui varie d'un CCD à l'autre : Les CCD 2, 3, 4 et 5 sont proches du centre optique alors que les CCD 0, 1, 6 et 7 sont plus excentrés. On remarque ensuite que la distribution en *redshift* de nos supernovæ est constituée de deux populations, la limite étant à $z = 0.1$. Enfin, la magnitude de découverte moyenne est $V_{Eros} \simeq 20$ mais cette moyenne varie au cours du temps : en 1997 on a détecté des supernovæ beaucoup plus faibles qu'en 1998. Il semble que la situation s'améliore en 1999 (mais la statistique est encore trop faible). On peut tenter d'expliquer cette chute d'efficacité pour les supernovæ faibles et lointaines en 1998 par l'efficacité des personnes analysant les candidats (les *scanneurs*). L'excitation des premières supernovæ nous a peut être poussés à conserver et suivre des candidats (qui se sont avérés être des supernovæ) que nous aurions rejetés en 1998.

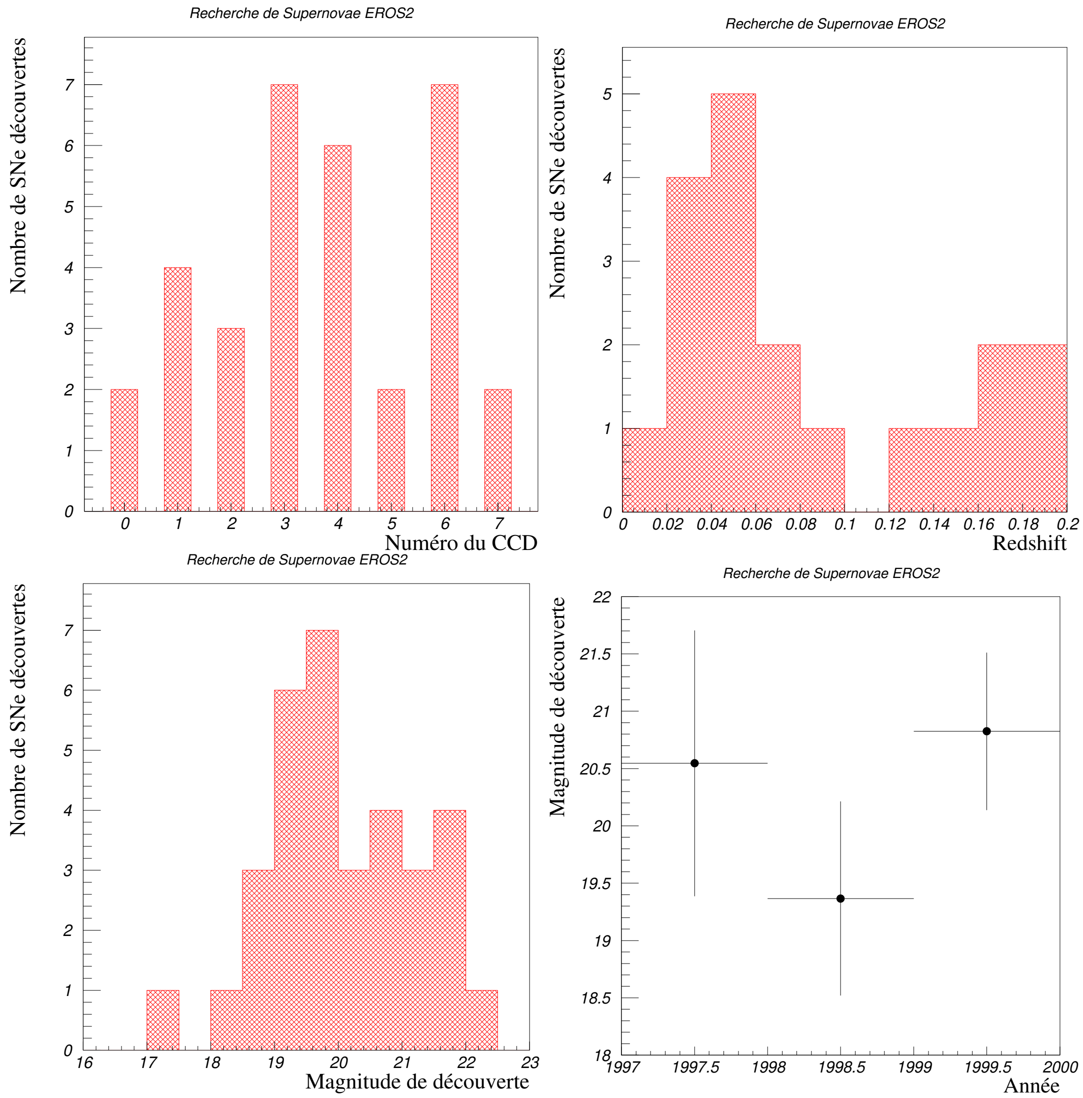


FIG. *3.11* – **Résultats des campagnes de recherche de supernovæ d'EROS2 :**
- *En haut à gauche : nombre de supernovæ découvertes sur chacun des huit CCD (la recherche est faite sur la voie* bleue*. On remarque que les CCD 0, 5 et 7 ont une efficacité (si l'on mesure celle-ci par le nombre de supernovæ découvertes) moins bonne que les autres.*
- *En haut à droite : histogramme du* redshift *des supernovæ (seulement celles pour lesquelles on le connaît (19 sur 35).*
- *En bas à gauche : histogramme de la magnitude (V_{Eros}) des supernovæ lors de leur découverte. La valeur moyenne est environ 20.*
- *En bas à droite : magnitude moyenne de découverte des supernovæ pour chacune des années de la recherche. On remarque qu'en 1998, nous avons systématiquement trouvé des supernovæ plus brillantes. La statistique pour 1999 n'est que de 4 supernovæ. Les barres d'erreur verticales sont le RMS de la magnitude dans le bin.*

No	Nom	Date	type	z	V_{Eros}	Champ	Ccd	Circ. IAU
1	sn1997bl	7c07	Ia	0.19	∼21.5	nr236	2	[IAU6605, 1997] [IAU6609, 1997]
2	sn1997bt	7c31	II	0.06	∼19.5	nr203	1	[IAU6628, 1997]
4	sn1997dh	7j20	Ic	0.05	∼19.	nr037	4	[IAU6760, 1997]
5	sn1997dj	7j26	-	-	∼22.	nr168	6	[IAU6762, 1997]
6	sn1997dk	7j26	Ia	0.05	∼18.5	nr177	4	[IAU6762, 1997]
7	sn1997dl	7j26	Ia	0.05	∼19.5	nr177	4	[IAU6762, 1997]
8	sn1997dm	7j26	IIp?	0.03	∼20.5	nr187	3	[IAU6762, 1997]
9	sn1997eb	7k19	II?	0.085	∼21.3	nr410	3	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
10	sn1997ec	7k20	IIp?	0.124	∼21.6	nr447	3	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
11	sn1997ed	7k22	Ia	0.152	∼21.6	nr427	2	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
12	sn1997ee	7k23	Ia	0.166	∼21.	nr453	3	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
13	-	8b24	-	-	∼19.	nr221	1	-
14	sn1998U	8c03	-	-	∼20.	nr214	4	[IAU6836, 1998]
15	-	8c04	-	-	∼19.7	nr247	6	-
16	-	8c04	-	-	∼20.8	nr232	6	-
17	sn1998bx	8d21	-	-	∼19.6	nr265	3	[IAU6904, 1998]
18	sn1998by	8d21	-	-	∼19.5	nr270	0	[IAU6904, 1998]
19	sn1998bz	8d24	-	-	∼19.1	nr286	0	[IAU6904, 1998]
20	sn1998ca	8d24	II	0.028	∼18.8	nr287	6	[IAU6904, 1998] [IAU6921, 1998]
21	sn1998cb	8d29	-	-	∼20.	nr325	5	[IAU6904, 1998]
22	sn1998ci	8e19	Ia	0.025	∼18.	nr296	7	[IAU6921, 1998]
23	sn1998cj	8e21	II	0.014	∼17.2	nr229	4	[IAU6921, 1998]
24	-	8e21	-	-	∼18.6	nr223	6	-
25	-	8e20	-	-	∼19.4	nr343	2	-
26	-	8g01	-	-	∼20.5	nr048	6	-
27	-	8g01	-	-	∼19.4	nr007	6	-
28	-	8g05	-	0.065	∼19.5	nr011	3	-
30	-	8j26	IIl	0.035	∼19.2	nr415	7	-
31	-	8k17	-	0.066	∼20.3	nr423	1	-
32	sn1999F	9a12	Ia	0.18	∼19.8	nr270	5	[IAU7092, 1999]
33	sn1999G	9a12	Ia	0.17	∼21.4	nr266	1	[IAU7092, 1999]
34	sn1999H	9a14	-	0.057	∼20.6	nr313	3	[IAU7092, 1999]
35	sn1999I	9a15	-	-	∼21.5	nr329	4	[IAU7092, 1999]

TAB. *3.1* – **Supernovae découvertes par EROS2 jusqu'au début 1999 :** *les dates de découvertes sont codées sous la forme année-mois-jour selon le code interne d'EROS2 (année comptée à partir de 1990 (année 0), mois de a (janvier) à l (décembre) et jour de 1 à 31. La magnitude V_{Eros} est définie dans [Hardin, 1998]. Le champ indiqué est le nom du champ EROS. Un tiret indique que l'information n'est pas disponible.*

3.2 *le* Wide Field Survey *de l'INT*

Le groupe de télescopes Isaac Newton est constitué du télescope de 4.2 m William Herschel (WHT), du télescope de 2.5 m Isaac Newton (INT) et du télescope de 1 m Jacobus Kapteyn (JKT). Ces télescopes sont situés sur le site de l'observatoire du Roque de los Muchachos sur l'île de La Palma aux Canaries. L'INT (figure 3.13), d'un rapport focal de f/2.94, initialement spécialisé dans la spectroscopie, est aujourd'hui un télescope de choix pour l'imagerie à grand champ depuis la remise à niveau de sa caméra grand champ en 1998. Le pointage du télescope est d'une précision remarquable de quelques secondes d'arc. La nouvelle caméra grand champ, nommée *Wide Field Camera* (WFC) est constituée d'une mosaïque de 4 CCD amincis[4] de 2048×4096 pixels. Les pixels ont une taille angulaire de 0.3 seconde d'arc et le champ est par conséquent d'environ $30' \times 30'$. La géométrie des CCD est indiquée sur la figure 3.12. Un cinquième CCD est utilisé pour le guidage du télescope. Cette caméra est placée au foyer primaire du télescope.

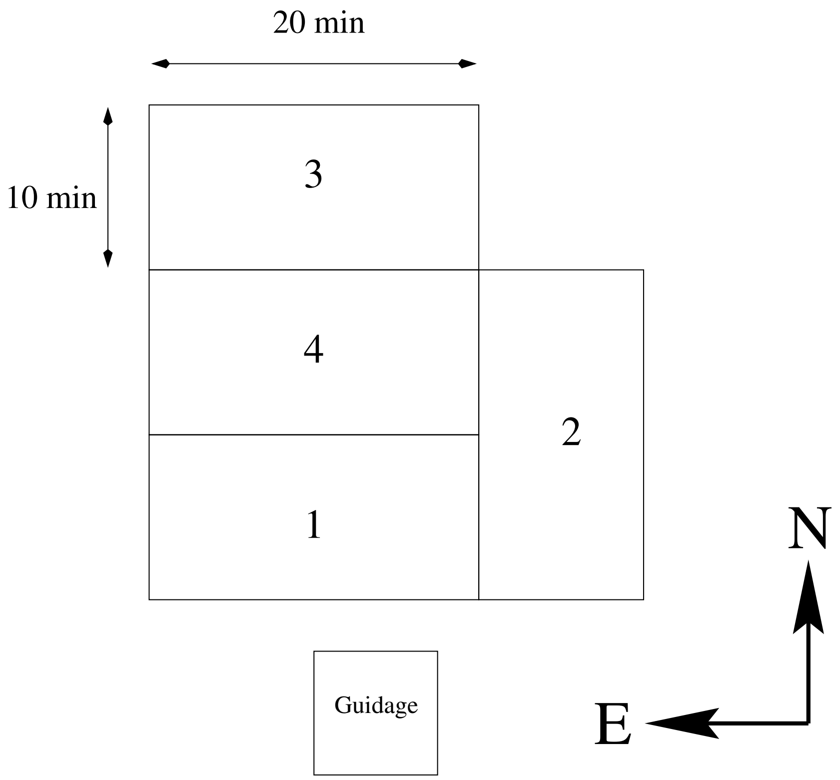


FIG. *3.12* – **Mosaïque de CCD de la WFC**

4. Les CCD amincis offrent une bien plus grande sensibilité, en particulier dans le bleu, que les CCD normaux. En revanche leur faible épaisseur permet aux ondes lumineuses de se réfléchir partiellement entre les faces du CCD, créant ainsi des franges d'interférences sur les images dont il convient de se débarasser si l'on veut utiliser ces images pour faire de la photométrie précise.

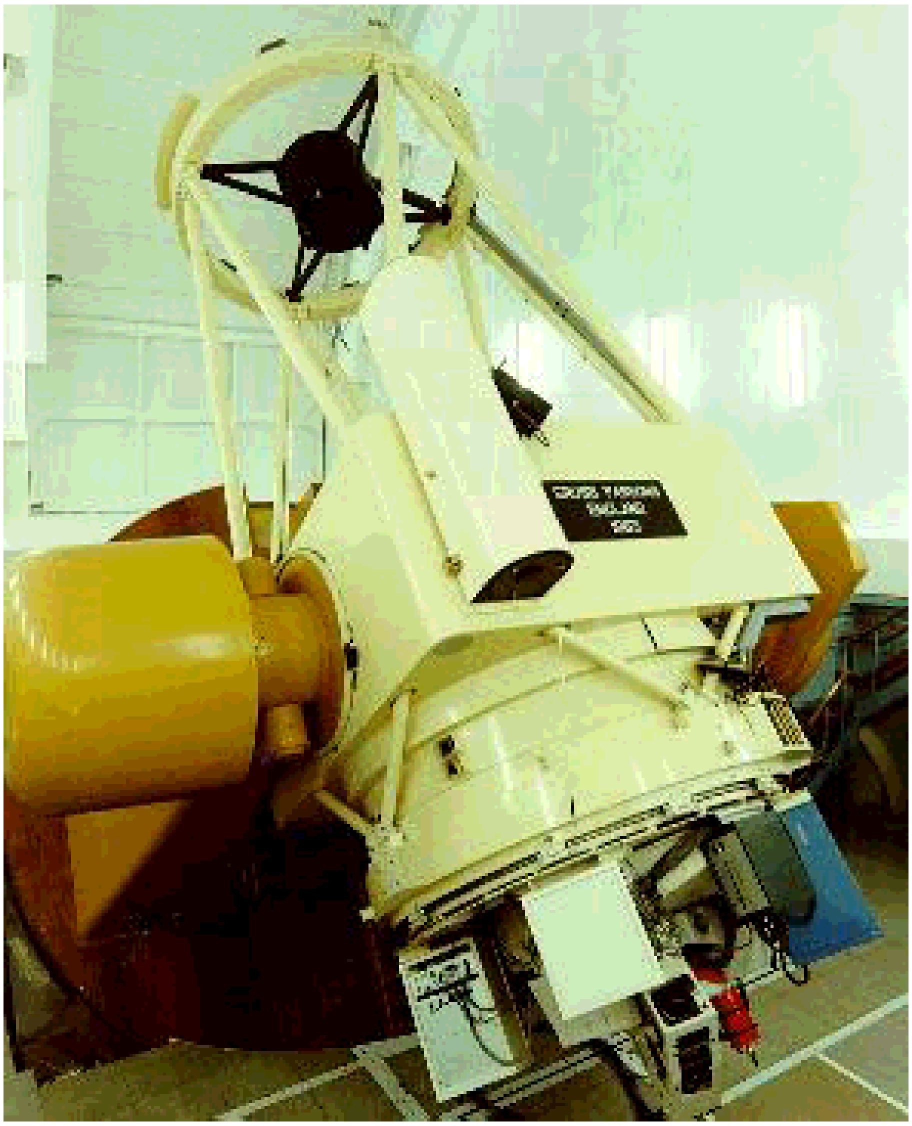


FIG. *3.13* – **Vue de l'INT**

Afin d'utiliser au mieux cette caméra grand champ, un programme de relevé profond grand champ du ciel a été entamé : le *Wide Field Survey*. Ce relevé sera effectué dans cinq bandes photométriques (U, G, R, I, Z) qui sont représentées sur la figure 3.14

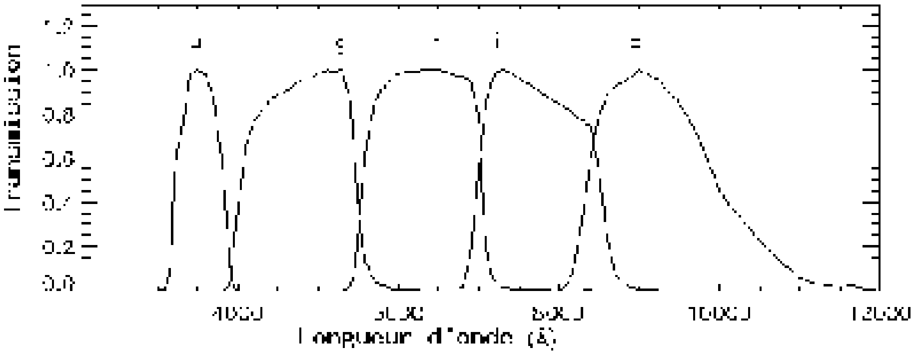


FIG. *3.14* – **Les filtres du Wide Field Survey :** *Ce sont des filtres très proches de ceux qui seront utilisés par le Sloane Digital Sky Survey (normalisation arbitraire) [Loveday et al., 1998].*

Les principaux programmes scientifiques du *Wide Field Survey* sont les suivants :

- **étude de la Galaxie :** en particulier la détermination de la fonction de luminosité des naines blanches du halo et du disque de notre Galaxie. La fonction de luminosité des naines blanches est le nombre de naines blanches que l'on trouve en fonction de leur luminosité. La luminosité des naines blanche est liée à leur âge car elles se refroidissent progressivement. Leur fonction de luminosité doit présenter une coupure à la luminosité correspondant à l'âge de notre Galaxie puisque qu'aucune naine blanche ne peut être plus ancienne. La détermination de cette fonction de luminosité est donc très intéressante pour les modèles de notre Galaxie. Le *Wide field Survey* effectuera aussi des comptages d'étoiles dans des directions variées de notre Galaxie afin d'améliorer notre connaissance de la structure galactique.
- **amas de galaxies :** le but est de déterminer la densité spatiale d'amas et la fonction de corrélation entre les amas jusqu'à un décalage vers le rouge de 1. L'étude des amas de galaxies donne des contraintes sur la valeur des paramètres cosmologiques et sur la formation des structures;
- **radiosources et radio-galaxies :** identification de contreparties optiques des radio galaxies connues'
- **objets variables :** les mêmes champs seront observés plusieurs fois par an, ce qui permet la surveillance de plusieurs milliers de quasars ainsi que la détection d'étoiles de type RR-Lyrae.

– **recherche de supernovæ à des distances intermédiaires :** la taille du champ et le grand diamètre du télescope rendent possible une recherche de supernovæ à des décalages vers le rouge compris entre 0.1 et 0.4. Le suivi photométrique et spectroscopique de ces supernovæ permettra la réduction des erreurs systématiques qui affectent les recherches de supernovæ lointaines. Environ une vingtaine de supernovæ sont attendues pour la durée du *survey*. Les équipes impliquées dans ce programme de recherche sont des astronomes de l'INT et de l'IOA (Institute of Astronomy) à Cambridge (Grande Bretagne) ainsi que des physiciens du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies des Universités de Paris 6 et 7 et du Laboratoire de Physique Corpusculaire et de Cosmologie du Collège de France.

En septembre et octobre 1998, nous avons effectué une recherche test de supernovæ à l'INT. En raison de la faible surface couverte pendant cette recherche, nous n'avons malheureusement pas trouvé de supernova, mais cette campagne test a permis la mise au point et les derniers réglages du programme de détection que j'ai développé. Le chapitre 7 sera consacré à la description de ce programme de détection, à l'estimation de son efficacité et à l'analyse des résultats de cette campagne.

4. REJET DES RAYONS COSMIQUES DES IMAGES D'EROS2

4.1 Introduction

La détection de supernovæ est basée sur la comparaison d'images du ciel, prises à des dates différentes. On cherche une différence entre les deux clichés : une supernova se manifeste par l'apparition d'une étoile sur le cliché le plus récent (appelé *cliché courant*) alors qu'il n'y avait rien à cet endroit sur le cliché le plus ancien (appelé *cliché de référence*). Une telle stratégie rend le détecteur sensible à toutes les autres modifications possibles du ciel et des objets[1] qu'il contient : astéroïdes, étoiles variables, galaxies actives, quasars et rayons cosmiques. Les objets ainsi détectés sont qualifiés de *candidats supernovæ*, ce qui ne veut pas dire que ce sont des supernovæ, mais simplement que, du point de vue du programme de détection ils se comportent comme s'ils en étaient.

Parmi toutes les contributions au bruit de fond des candidats supernova, les rayons cosmiques sont de loin les plus nombreux. Dans la suite, on englobera sous l'appellation «rayon cosmique» toutes les particules déposant des charges dans les puits de potentiel des CCD (hormis, bien sûr, les charges issues des photo-électrons qui constituent notre signal). Ces particules peuvent être de véritables rayons cosmiques, c'est à dire des particules chargées produites dans la haute atmosphère sous forme de gerbes par la collision avec les noyaux de l'atmosphère de particules de très haute énergie provenant de l'Univers profond (la manière dont ces particules primaires ont été accélérées dans l'Univers est encore assez obscure). Les charges piégées dans les CCD peuvent aussi provenir de particules issues de désintégrations radioactives au sol (à l'intérieur du télescope par exemple).

Comment se fait il que le détecteur soit sensible aux rayons cosmiques ? Rappelons que le détecteur est une caméra CCD dans laquelle les photons incidents sont convertis en électrons qui sont eux mêmes piégés dans des puits de potentiel en s'accumulant pendant toute la durée de l'intégration (temps de pose). Une particule très énergétique comme un rayon cosmique, passant accidentellement dans le détecteur, va elle aussi

1. On appelle objet toute source brillante repérée sur l'image par un programme d'extraction de sources, un objet peut donc être une étoile, une galaxie ou tout autre source lumineuse du ciel, mais aussi un artefact de détection : bruit ou rayon cosmique

déposer des charges, et donc un signal. En visualisant l'image, on va voir un petit amas de pixels avec plus d'ADU[2] que leurs voisins, même si ce signal ne provient pas de photons. Le programme de détection de supernovæ, lui, va remarquer qu'un groupe de pixels s'est allumé sur le cliché courant, là ou il n'y avait rien sur la référence. C'est le signal attendu pour une supernova (pour peu que le groupe de pixels soit relativement rond, une fois convolué[3], il ressemblera diablement à une étoile), le rayon cosmique sera donc interprété comme un candidat supernova (figure 4.1). Ces cosmiques constituent donc un signal parasite qu'il convient d'éliminer.

Il est assez difficile de prévoir le nombre de rayons cosmiques qui traversent les détecteurs pendant la durée de la pose, d'autant que les particules issues de désintégrations locales viennent s'y ajouter comme on l'a dit plus haut. En observant les images on s'attend à en avoir de l'ordre d'une centaine pour une image de 5 minutes. Un tel flux de cosmiques, si l'on veut s'en débarasser efficacement, implique un traitement informatique systématique, et ce en amont du programme de détection de supernovæ. Celui-ci passe en effet beaucoup de temps à essayer d'ajuster les candidats avec la PSF[4] de l'image. Afin de minimiser le temps d'exécution, on doit donc enlever les cosmiques **avant** de chercher des supernovæ.

4.2 La stratégie

Deux stratégies sont possibles quand il s'agit d'éliminer ces cosmiques : on peut détecter et "gommer" les cosmiques sur les images, en les remplacant par exemple par une interpolation entre les pixels voisins. Un telle stratégie présente l'avantage de ne pas faire perdre de surface utile de CCD, mais modifier le signal est dangereux, de plus, il restera toujours des résidus du gommage des cosmiques, et, de fait, les zones impliquées demeureront suspectes. La stratégie que nous avons adoptée est au contraire de détecter puis d'étiqueter les zones comportant des cosmiques. La perte de surface utile du CCD s'est avérée inférieure à 2%, c'est à dire négligeable. Le programme anti-cosmiques réalise donc la détection des cosmiques, puis écrit dans un

2. l'ADU est l'unité avec laquelle on mesure le nombre de photo-électrons piégés dans un pixel de la matrice CCD, le facteur de proportionnalité entre un ADU et le nombre de photons incidents est le gain de la caméra CCD

3. On convolue l'image par une gaussienne au moment de la soustraction entre image de référence et l'image courante afin d'avoir deux images ayant le même *seeing*. Les images ayant été prises à plusieurs semaines d'intervalle n'ont en effet aucune raison d'avoir le même *seeing*, puisque celui-ci dépend essentiellement des conditions météorologiques.

4. La PSF d'une étoile est la forme de la tache que forme l'image de cette étoile sur le détecteur. Idéalement, les étoiles étant des sources ponctuelles, leur PSF devrait être un pic de Dirac. Cependant, celle-ci est convoluée par le passage des rayons lumineux dans l'atmosphère, ce qui donne une PSF gaussienne. Ensuite ces rayons traversent le détecteur et toutes ses aberrations optiques, il résulte que la PSF est encore convoluée par la fonction d'appareil du détecteur qui n'a pas une forme triviale et qui induit une dissymétrie ainsi qu'une variation de la PSF sur le champ observé.

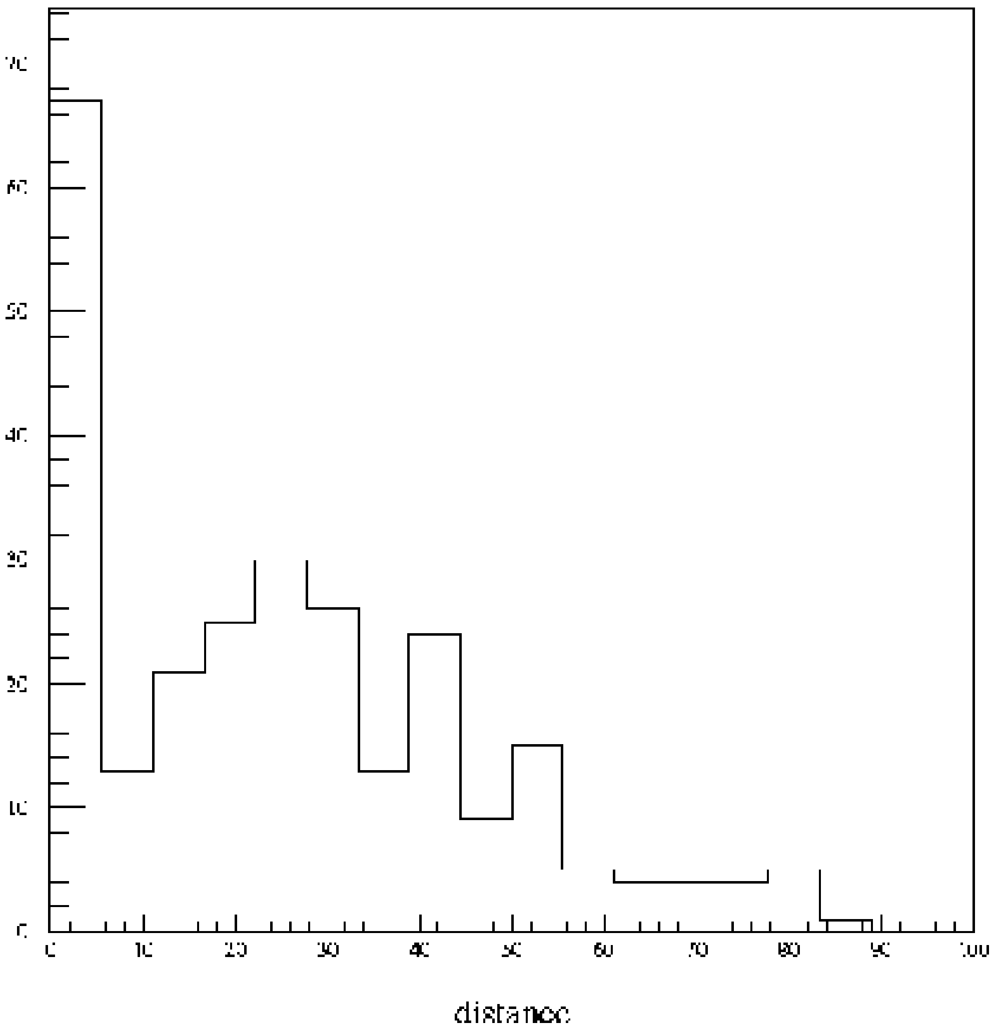


FIG. *4.1* – **Distance d'association des candidats (avant rejet des cosmiques) :** *chaque candidat est associé à l'objet le plus proche de lui sur l'image. On s'attend à ce que les supernovæ soient proches des galaxies, et aient donc une petite distance d'association. On voit sur la figure ci-dessus deux contributions : les candidats avec petite distance d'association sont essentiellement des mauvaises soustractions de galaxies et éventuellement des supernovæ, les candidats avec une grande distance d'association sont interprétés comme des cosmiques (ou des astéroïdes). Le graphe est tracé ici pour un grand nombre d'images afin de mieux faire ressortir ces deux distributions, c'est ce qui explique le grand nombre de candidats. Le nombre moyen de candidats par CCD est d'environ 100 [Hardin, 1997].*

fichier la liste des cosmiques trouvés ainsi que leurs caractéristiques :

- x : abscisse du cosmique sur l'image.
- y : ordonnée du cosmique sur l'image.
- *kron radius* : Taille caractéristique de l'objet en pixels.
- a : taille en unité de *kron radius* du plus grand axe de l'objet.
- b : taille en unité de *kron radius* du plus petit axe de l'objet.
- *magnitude* : $-2.5Log(Flux_{ADU})$ intégré sur tout l'objet.
- *flux max* : Flux en ADU du pixel le plus lumineux.

Une fois ce fichier complété, le programme de détection de supernovæ l'utilise afin de réaliser un masque sur l'image de manière à éviter les zones contenant des cosmiques.

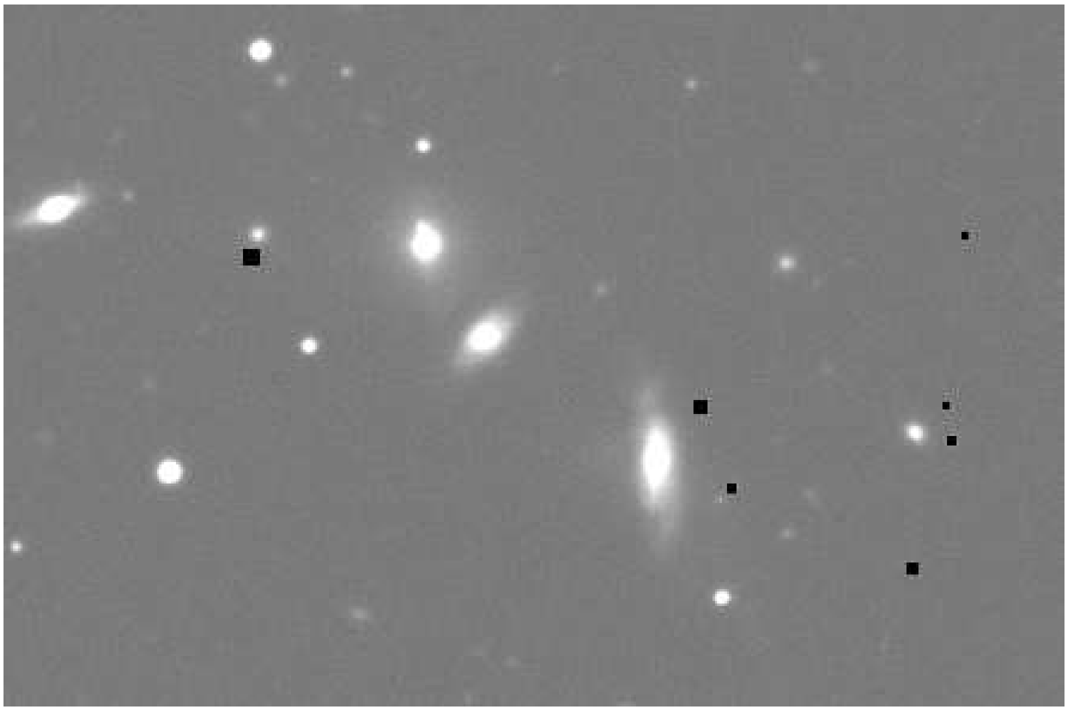


FIG. 4.2 – **Image masquée:** *Les zones noires ont été masquées car elles contenaient des cosmiques.*

4.3 L'algorithme

4.3.1 Première approximation

Un cosmique pouvant parfois ressembler fortement à une étoile, il est assez difficile de le détecter directement sur l'image. On a donc recours à une astuce. Au lieu de prendre une seule image de 10 minutes de temps de pose, on prend successivement (et sans repointer le télescope) deux images de 5 minutes chacune. On appelle ces images des poses fractionnées. L'arrivée d'un cosmique sur la mosaïque CCD étant un événement très bref, chaque cosmique ne se trouve que sur l'une des deux poses fractionnées alors que les étoiles et les galaxies se trouvent sur les deux images. Les cosmiques sont donc les seuls à présenter un comportement différent sur les deux poses fractionnées. On a ainsi une méthode simple pour identifier les cosmiques : si l'on fait la soustraction, disons de l'image fractionnée 1 avec l'image fractionnée 2, l'image soustraite ne contiendra que du bruit là où il y avait des étoiles et des galaxies, les cosmiques de l'image 1 en positif et ceux de l'image 2 en négatif (Cf. figure 4.3). Si l'on fait une détection d'objet[5] sur l'image soustraite, on obtient un catalogue des cosmiques de l'image 1 (le détecteur d'objets n'est pas sensible aux objets apparaissant en négatif). Il ne reste qu'à faire la soustraction dans l'autre sens, refaire une détection d'objets, et ainsi on obtient les catalogues des cosmiques des deux poses fractionnées.

En fait les choses sont un petit peu plus compliquées qu'il n'y paraît. Certains objets sont mal soustraits et, en raison du seuil très bas, les catalogues contiennent des fluctuations.

4.3.2 Mauvaises soustractions

Lorsque l'on observe l'image soustraite, on remarque qu'il reste des résidus des objets (étoiles et galaxies) qui ont été soustraits. Ces résidus vont se trouver sur le catalogue de l'image soustraite et, par conséquent apparaître comme des cosmiques.

D'ou viennent ces mauvaises soustractions ? La première explication qui vient à l'esprit est qu'entre les deux poses, le télescope a bougé de quelques secondes d'arc, les deux images ne seraient alors plus calées l'une sur l'autre et la soustraction nécessiterait un recalage géométrique des images. En fait, lorsque l'on observe ces objets mal soustraits sur toute la mosaïque, on remarque que la forme du résidu est

5. Le détecteur d'objets utilisé est SExtractor [Bertin and Arnouts, 1996, Bertin, 1996]. Le seuil de détection a été fixé à 1.5σ du fond de ciel, ce qui est un seuil assez bas. La raison en est que l'on préfère avoir beaucoup de candidats et faire des coupures ensuite. On a donc choisi de prendre les objets tels que 4 pixels jointifs soient au dessus du seuil (avec 1 seul pixel au dessus du seuil, on récolte trop des fluctuations du fond qui font des faux cosmiques).

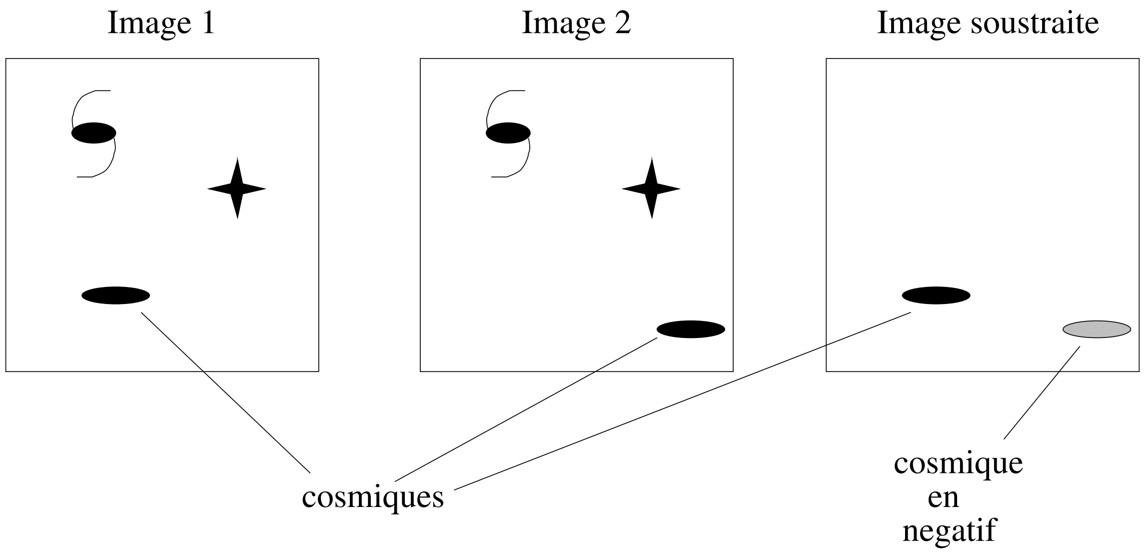


FIG. *4.3* – **images fractionnées et soustraite :**

un anneau symétrique vers le centre de la mosaïque, et qu'il est de moins en moins symétrique lorsque l'on s'éloigne du centre. Il semble donc que ce soit plutôt un effet de PSF qu'un effet de dépointage du télescope (d'autant que le guidage du télescope continue entre les deux poses fractionnées). On interprète alors ces mauvaises soustractions de la manière suivante : si le *seeing* a varié entre le début de la première pose fractionnée et la fin de la seconde (pour des raisons atmosphériques, ce qui semble raisonnable en une dizaine de minutes : le *seeing* atmosphérique varie avec une échelle de temps de cet ordre de grandeur), les formes des PSF ne sont pas identiques sur les deux images. Il est donc naturel que la soustraction laisse des résidus en forme d'anneaux. Supposons que le *seeing* ait été meilleur pendant la pose 1 que pendant la pose 2. La PSF des étoiles de l'image 1 est donc plus piquée que celle de l'image 2. Sur l'image soustraite on va donc observer (Cf. figures 4.4 et 4.5) des pixels négatifs au niveau des ailes de la PSF et des pixels positifs au centre. C'est exactement ce que l'on observe. L'asymétrie des résidus lorsque l'on s'éloigne du centre de la mosaïque provient de l'asymétrie des PSF loin du centre.

4.3.3 Effet de seuil

Le seuil de détection est très bas, 1.5σ du fond, ce qui rend le détecteur d'objets sensible aux fluctuations du fond. Chacun des trois catalogues contiendra donc, en plus des objets, des cosmiques et des mauvaises soustractions, des fluctuations du fond. Pour des raisons "historiques" nous donnerons les noms suivants à ces fluctuations :

– Image 1 et Image 2 : *pseudo-cosmiques*

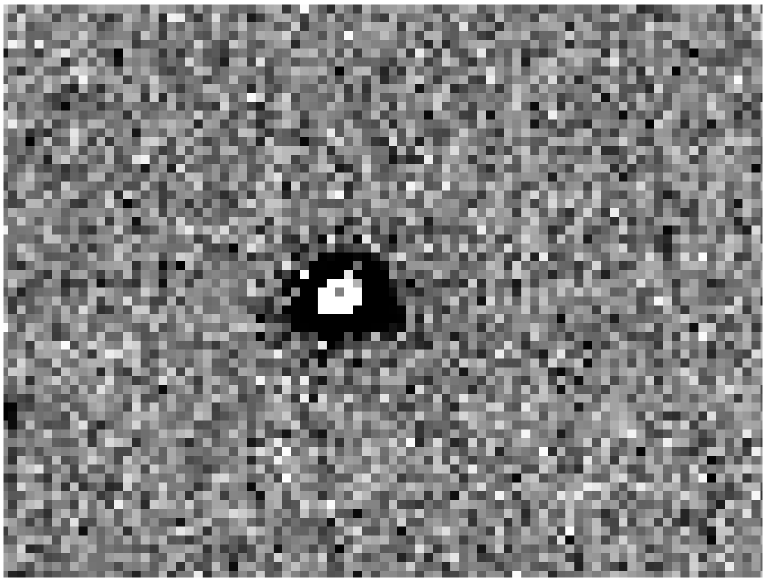


FIG. *4.4* – **Mauvaise soustraction**

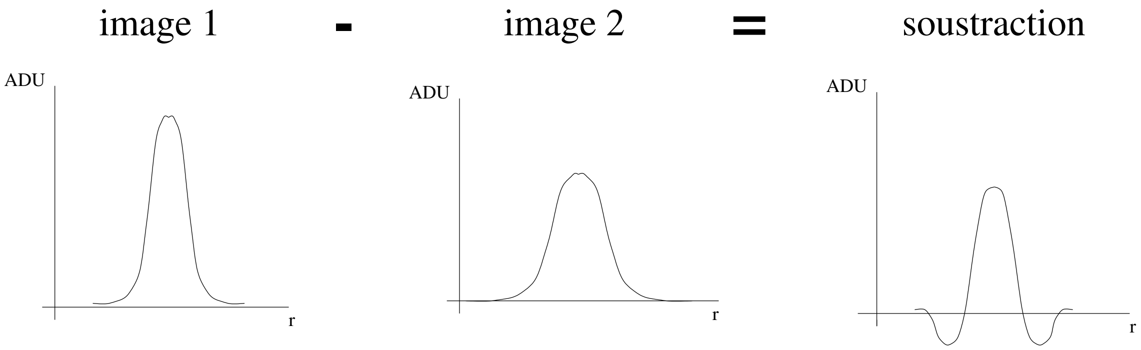


FIG. *4.5* – **Variation de la PSF entre les deux poses et effet sur l'image soustraite.**

– Image soustraite : *bizarres*

La fluctuation moyenne du fond étant proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons, c'est à dire à la racine carrée du temps de pose, la fluctuation moyenne de l'image soustraite est plus grande que celle des poses fractionnées, le seuil est donc plus haut sur l'image soustraite. On attend donc plus de *Pseudo-cosmiques* que de *Bizarres.*

4.3.4 Critère de sélection

La figure 4.6 schématise les divers types d'objets que l'on a recensés. On voit alors qu'il est très facile d'isoler les cosmiques de manière univoque, sans être ennuyé

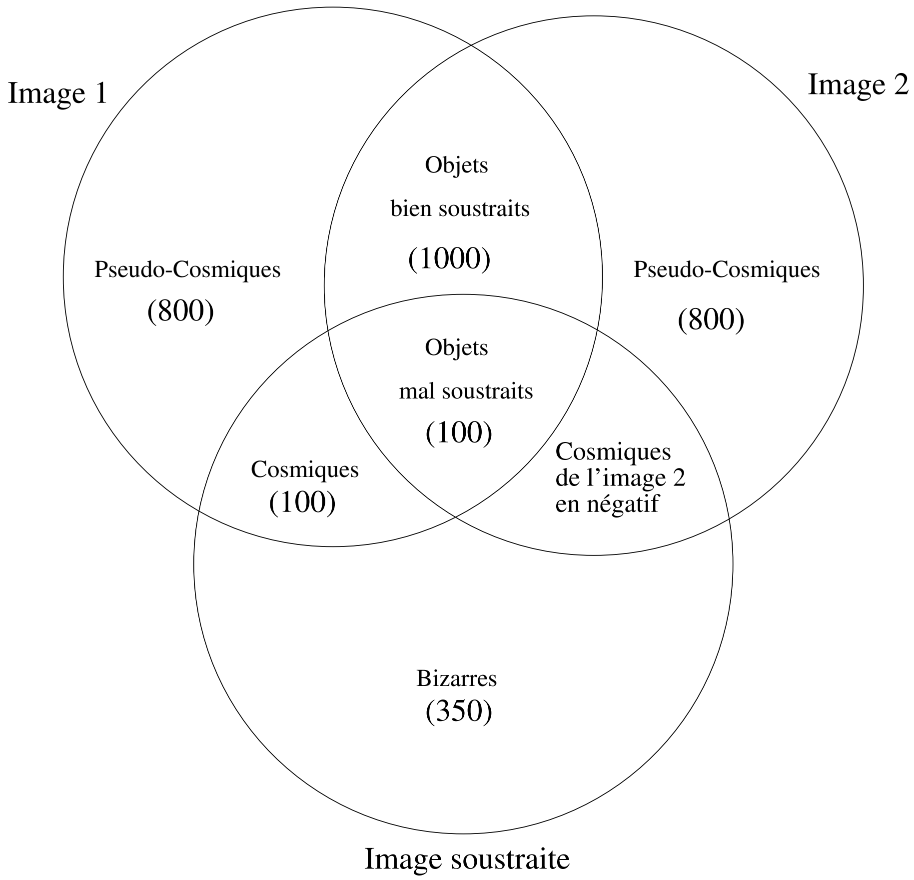


FIG. 4.6 – **Les différents types d'objets sur les catalogues.** *Les nombres moyens d'objets de chaque type ne sont pas relatifs à une image particulière mais sont représentatifs des champs dédiés à la recherche de supernovæ.*

par les mauvaises soustractions et les fluctuations du fond. Il suffit de considérer les objets qui se trouvent sur l'image 1 et pas sur l'image 2 (Les cosmiques et les pseudo-cosmiques), et parmi eux les objets se trouvant aussi sur l'image soustraite. On peut écrire ce critère de sélection sous la forme :

$$\text{cosmiques} = \Big[1 - \Big(1 \bigcap 2\Big) \bigcap \text{soustr.}\Big] \tag{4.1}$$

On obtient ainsi les cosmiques de l'image 1. Pour obtenir ceux de l'image 2, il suffit de faire la soustraction dans l'autre sens et appliquer le même critère de sélection.

Un utilitaire de comparaison de catalogues a été programmé, il permet de réaliser les deux types d'opérations nécessaires ici (avec une distance d'association entre objets de 1.5 pixels):

- **and** : Donne en sortie le catalogue des objets se trouvant dans les catalogues 1 *et* 2.
- **andnot** : Donne en sortie le catalogue des objets se trouvant dans le catalogue A *et pas* dans le catalogue B.

L'exécutable s'appelle **catcomp** et la syntaxe est :
catcomp *catalogue_A* **opération** *catalogue_B* [*catalogue_out*]

4.4 Résultats

4.4.1 Les cosmiques

Le temps d'exécution du programme est de 47 sec. par CCD, c'est à dire environ 6 min. 30 sec. par champ. Si l'on considère que chaque nuit, une zone de cinq champs est observée, le temps de traitement anti-cosmiques correspondant est de 31 min. 20 sec. dans la journée suivante. C'est tout-a-fait raisonnable et cela laisse parfaitement le temps au programme de détection de supernovæ de fonctionner.

Un test d'efficacité de détection a été réalisé et a permis d'évaluer celle-ci à environ 95%. Le programme détecte environ 200 cosmiques pour chaque CCD (pour 10 minutes de temps de pose). C'est un peu supérieur à ce que l'on aurait attendu (même si il est difficile de savoir combien il doit y en avoir : environ une centaine au niveau de la mer, on en attend donc plus à La Silla qui est à 2400m d'altitude). L'excès est interprété comme des désintégrations radioactives au voisinage des caméras, ou bien même à l'intérieur.

Le nombre de candidats du programme de détection de supernovæ est ainsi passé d'une centaine en moyenne à environ 5. L'excès observé était donc bien dû à des rayons cosmiques. L'interprétation de la seconde bosse de la figure 4.1 comme étant constituée de cosmiques est, elle aussi, confirmée par la figure 4.7.

4.4.2 Faiblesses

Le programme n'est pas sensible aux cosmiques qui tombent très près d'un autre objet: s'ils sont à moins de 1.5 pixels, ces deux objets seront associés lors de la comparaison des catalogues et le cosmique ne sera pas interprété comme tel mais identifé à l'objet voisin. D'autre part, les cosmiques tombant au beau milieu de galaxies ou

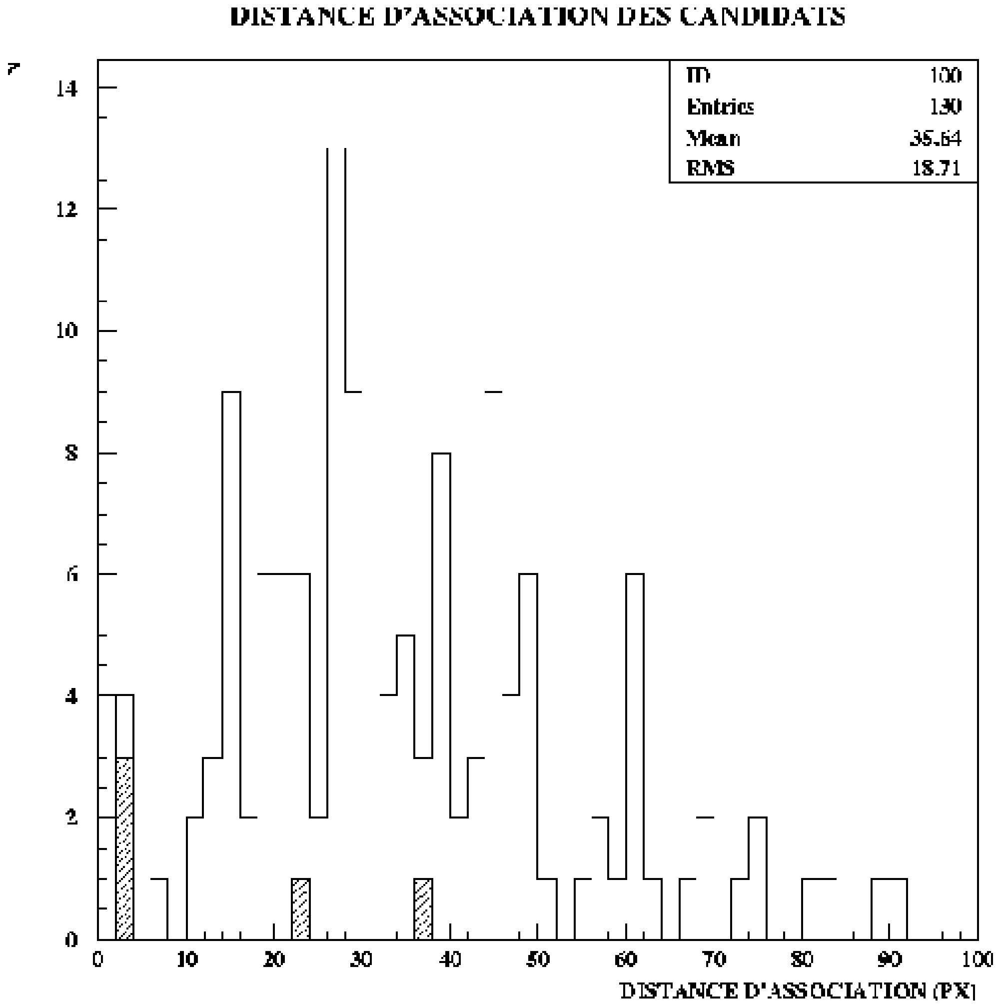


Fig. 4.7 – **Distribution en distance des candidats** *avant rejet des cosmiques en blanc et après en hachuré. On voit bien que pratiquement toute la bosse à grande distance d'association à disparu. Le graphe est tracé ici pour un seul champ pour lequel le nombre de candidats est passé de 130 à 5.*

d'étoiles brillantes ne sont pas non plus détectés par SExtractor (Le *deblending*[6] a ses limites ...), dans ce cas, ils n'apparaissent que sur l'image soustraite, et sont par conséquent difficiles à distinguer des "bizarres".

La simulation Monte-Carlo du test d'efficacité de détection nous a permis d'évaluer le nombre de cosmiques perdus de cette manière. Les 5% qui n'ont pas été retrouvés se trouvaient tous sur le flanc ou en plein milieu d'objets brillants. Sur 200 cosmiques trouvés, il y en a donc une dizaine qui restent après le rejet des cosmiques parcequ'ils sont mélés à d'autres objets. On peut vérifier assez simplement la pertinence de ce raisonnement : le *kron radius* moyen des objets est d'environ 6 pixels, ce qui correspond à une surface moyenne par objet d'une centaine de pixels. Sur chaque image, on détecte environ 1500 objets, par conséquent, un peu plus de 4% des pixels de l'image sont occupés par des objets. Il n'est donc pas étonnant, dès lors, que 5% des cosmiques ne soient pas détectés.

4.4.3 Les candidats supernova aujourd'hui

Si le fait de passer de 100 candidats supernovæ par CCD a environ 5 constitue une amélioration indéniable, le nombre de candidats est toujours trop élevé. Il faut donc encore le réduire, et pour cela, identifier ces candidats résiduels. Il reste encore des cosmiques naturellement : certains étant passés au travers des critères de sélection parce que, par hasard, une fluctuation du fond sur l'une des images s'est trouvée au même endroit qu'un cosmique de l'autre (ils ont alors été classés comme mal soustraits). D'autres sont arrivés au centre d'objets brillants et n'ont pas été vus. Mais ils semblent assez peu nombreux.

La plupart des candidats résiduels sont en fait soit des erreurs de soustraction du programme de détection de supernovæ (cette soustraction est en effet assez périlleuse puisqu'elle nécessite un recalage photométrique et géométrique des images), soit des artefacts de *déflatage*[7]. Ces derniers n'apparaissent pas sur l'image brute mais ne se voient que sur l'image réduite, il sont donc survenus au moment de la division par le *flat field*. Ils sont, semble-t-il, dus à des zones de la matrice CCD qui n'ont pas une réponse linéaire, mais proportionnelle au signal reçu à la puissance k (k étant plus petit que 1). De fait, sur ces zones le *flat field* a une valeur localement inférieure à son voisinage et lors de la division, un paquet de pixels un peu plus haut que les voisins apparaissent. L'image de référence et l'image courante (au moment de la détection de

6. Le *deblending* est la procédure qui consiste à *démêler* l'image, c'est-à-dire à trouver, dans le catalogue, les sources qui peuvent être en fait une superposition de plusieurs. On trouve celles-ci en cherchant des maxima multiples, losque les objets sont trop près les uns des autres, ces maxima ne sont pas suffisamment nets pour séparer les deux composantes.

7. Le *déflatage* est une opération qui consiste à diviser l'image du ciel par une image d'une source uniforme de lumière : le *flat field*. On ramène ainsi tous les pixels à la même sensibilité.

supernovæ) étant recalées l'une sur l'autre géométriquement, ces pixels ne tombent pas en face au moment de la soustraction, ce qui a pour effet de révéler en positif les artefacts de *déflatage* de l'image courante.

5. RÉALISATION D'UN PROGRAMME DE PHOTOMÉTRIE DE SUPERNOVAE

5.1 Introduction

Je décris ici une technique que j'ai développée pour construire la courbe de lumière d'une supernova pour laquelle on dispose d'images prises à différentes dates. La difficulté provient de ce que les supernovæ explosent dans des galaxies: elles sont donc superposées sur les images à leur galaxie hôte qui est aussi brillante qu'elles, sinon plus. Le problème que l'on se pose est donc celui, plus général, de mesurer la luminosité d'un objet ponctuel sur un fond diffus.

Les images dont on dispose sont pixellisées, la taille des pixels n'étant pas négligeable par rapport à la taille des objets que l'on observe (le *seeing* typique en pixels est de l'ordre de 2.5 pixels). Cette pixellisation va donc avoir un effet sur les données. On considéra dans toute la suite que chaque pixel est un carré dans lequel le flux reçu est uniforme.

L'image de la supernova sur le CCD, comme celle d'une autre étoile est celle d'un objet quasiment ponctuel (comparativement à la résolution des télescopes). Cependant, on n'observe pas un point sur les images mais plutôt une tache communément appelée PSF (*Point Spread Function*). La PSF est caractéristique de l'instrument et des conditions météorologiques. On la paramétrise en général par une gaussienne. En revanche, la galaxie est un objet étendu qui peut prendre des formes multiples. Il est donc très difficile de paramétriser la galaxie hôte afin de soustraire sa contribution dans l'évaluation du flux de la supernova. Il est pourtant absolument crucial de soustraire correctement la contribution de la galaxie car une erreur minime à ce stade conduirait à une grande erreur sur le flux de la supernova, modifiant ainsi sa courbe de lumière. Cela affecterait de manière dramatique la détermination des corrélations entre la forme de la courbe de lumière et le maximum de luminosité de la supernova [Phillips, 1993], faussant ainsi toute utilisation des supernovæ comme chandelles standard [Boisseau and Wheeler, 1991, Branch and Tammann, 1992].

Afin d'estimer la contribution de la galaxie, le plus simple semble être d'utiliser une image de la galaxie seule. Cette image sera prise avant l'explosion (ou suffisamment longtemps après) pour que la supernova n'y apparaisse pas (cette image doit être si possible plus profonde[1] que les images contenant également la supernova). C'est ce que l'on appellera dans la suite la *méthode de soustraction*: on utilise une image ne contenant pas la supernova pour avoir de l'information sur la partie de la galaxie qui se trouve sous la supernova. On appellera dans la suite *image de référence* l'image ne contenant que la galaxie et *image courante* l'image contenant également la supernova dont on veut mesurer le flux.

Afin de comparer l'image de référence et l'image courante, il faut leur faire subir 3 traitements : alignement géométrique, convolution et alignement photométrique.

- Les deux images ont, par définition, été prises à des dates différentes. Le télescope a donc été dépointé entre temps et les étoiles sur l'image de référence n'y ont pas les mêmes coordonnées que sur l'image courante. Il faut donc procéder à un recalage géométrique, c'est à dire trouver la transformation qui superpose parfaitement les deux images. Cette transformation est modélisée par une rotation, une translation et une homothétie. Elle ne se résume donc aucunement à un simple décalage d'un nombre entier de pixels. On va donc devoir mélanger les pixels, ce qui n'est pas une opération gratuite comme on le verra.
- Les conditions atmosphériques modifient aussi la PSF en l'étalant plus ou moins. On dit que le *seeing* est différent sur les deux images. Il faut donc corriger cet effet en remettant les deux images au même *seeing*. Pour ce faire, on convolue l'une ou l'autre des images par un noyau de convolution qu'il s'agit de déterminer.
- Enfin, on doit tenir compte de ce que l'absorption de l'atmosphère et le fond de ciel varient selon les conditions climatiques, l'*airmass*[2] et la lunaison. Les mêmes étoiles paraîtront donc plus (ou moins) brillantes sur un fond (plus ou moins) lumineux sur les deux images. Par ailleurs, les images ont pu être prises avec des temps de pose différents. Il faut donc savoir transformer les flux des objets mesurés sur l'une des deux images en flux mesurés sur l'autre afin d'avoir les deux images dans le même référentiel photométrique (celui de l'image de référence, car cela simplifie la calibration photométrique absolue par la suite).

Ces opérations doivent être réalisées dans cet ordre car la transformation géométrique modifie la PSF des étoiles, il faut donc remettre les images au même *seeing* après les avoir décalées. L'alignement photométrique est fait en comparant

1. par profonde, on entend que l'image doit avoir un bon rapport signal/bruit pour les objets faibles. C'est donc idéalement une image prise dans de bonnes conditions de *seeing* et de fond de ciel avec un temps de pose important.

2. C'est un nombre sans dimension lié à la quantité d'atmosphère que doivent traverser les rayons lumineux avant d'arriver dans le détecteur. L'*airmass* est approximativement l'inverse du cosinus de l'angle entre la source et le zénith.

un même pixel sur les deux images, on doit donc le réaliser après la transformation géométrique. La convolution mélange chaque pixel avec ses voisins, il faut donc réaliser l'alignement photométrique après la convolution, donc en dernier.

Une fois tous ces effets pris en compte et corrigés, on dispose de deux images superposables, de même *seeing* et dans le même référentiel photométrique. On peut alors faire la soustraction de ces deux images. Sur l'image soustraite, il ne reste en principe que la supernova dont on veut mesurer le flux. En effectuant ces opérations sur toutes les images successives de la supernova (prises avec le même télescope et la même bande passante), on obtient la série temporelle du flux de la supernova exprimé dans le référentiel photométrique de l'image de référence. On appelle cette série temporelle la courbe de lumière de la supernova. Il reste encore à convertir ces points dans une bande photométrique standard (dans le cas du Marly), tenir compte de la correction K[3] et de l'absorption galactique et extra-galactique (dues aux poussières que traversent les rayons lumineux).

5.2 La simulation

Les méthodes que nous allons décrire dans la suite ont été testées dans une simulation afin de les comparer. Dans cette simulation, on fabrique une image de référence et une image courante sur laquelle on superpose une supernova.

- L'image de référence est constituée d'un fond de ciel ainsi que d'une galaxie dont la fonction de luminosité est une fonction exponentielle décroissante de la distance au centre. Cette image non bruitée est convoluée par une gaussienne à deux dimensions afin de simuler les effets du *seeing*. On ajoute ensuite un bruit gaussien sur l'image, c'est à dire qu'à chaque pixel est ajoutée une valeur aléatoire tirée selon une loi gaussienne centrée sur 0 avec $\sigma = \sqrt{Flux}$[4]. On obtient ainsi une image de référence dont on connaît le fond de ciel et le *seeing*.
- Pour fabriquer l'image courante, on procède de même en décalant aléatoirement le centre de la galaxie. On la soumet ensuite à une convolution et l'on ajoute la supernova sous la forme d'une gaussienne dont les paramètres sont ceux de la convolution. Cette image est multipliée par un coefficient photométrique qui simule l'effet de l'absorption atmosphérique. On bruite enfin cette image de

3. Si la source est très éloignée, en raison du décalage vers le rouge, les photons que l'on reçoit dans une certaine bande photométrique n'ont pas été émis, à la source dans cette bande. La correction K consiste à corriger de cet effet.

4. Le nombre de photons suit une statistique de Poisson. Pour un grand nombre de photons, la distribution de leur nombre est donc gaussienne avec pour largeur la racine carrée du nombre *vrai* de photons. On estime cette largeur par la racine carrée du nombre de photons effectivement reçus, qui n'est qu'un tirage parmi toutes les possibilités. L'erreur due à cette approximation est négligeable.

la même manière que pour la référence. Le fond de ciel et les paramètres de la convolution ne sont naturellement pas les mêmes pour les deux images (cf figure 5.1).

- Pour effectuer l'alignement géométrique, la correction des variations de *seeing* et l'alignement photométrique, on a besoin d'étoiles brillantes qui sont simulées de la même manière que la supernova sous forme de gaussiennes bruitées de hauteur aléatoire (les étoiles sont décalées de la même façon que la galaxie). On mesure les paramètres de ces étoiles que l'on stocke dans des tableaux. Lorsque l'on fait tourner le programme sur les données véritables, ces étoiles sont environ une trentaine. On en simule donc autant.

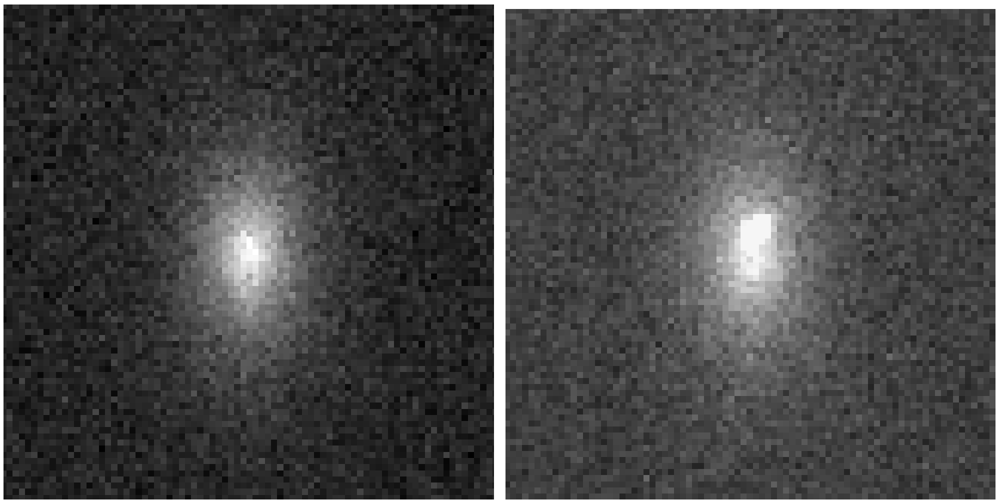


FIG. *5.1 – A gauche, une image de référence utilisée dans la simulation sur laquelle on peut voir la galaxie. A droite l'image courante correspondante, son fond de ciel est plus important, l'absorption est différente, de même que le seeing. Elle a de plus été décalée d'une fraction de pixel par rapport à la référence. On y distingue la supernova qui à été ajoutée.*

5.3 Recalage géométrique

La première des étapes conduisant à la soustraction des images consiste à aligner géométriquement les deux images.

Entre l'image de référence et l'image courante, il peut y avoir un décalage relativement important. Typiquement, pour EROS2, les images ont une taille de 2048×2048 pixels et les objets s'étalent sur quelques pixels. Le décalage entre deux images est en général de l'ordre de 50 pixels mais peut aller jusqu'à 500 pixels. Les programmes de calcul automatique de transformation géométrique entre deux images sont donc susceptibles d'échouer. On est donc obligé de donner en entrée au programme la position approximative du centre de la galaxie hôte sur chacune des images. Le programme recherche alors cet objet sur la liste des objets du champ (fabriquée avec le programme d'extraction de sources SExtractor [Bertin, 1996, Bertin and Arnouts, 1996]).

Le principe du recalage géométrique est d'utiliser les étoiles du champ afin de trouver une transformation géométrique entre les deux images. On n'utilise pas les galaxies car leur position n'est pas déterminée avec une précision suffisante en raison de leur forme diffuse. On rejette aussi les étoiles trop faibles ou saturées pour la même raison. Afin d'éviter les effets de distorsion dus à la grande taille du champ (ces effets peuvent être de l'ordre d'un pixel), on ne va utiliser que les étoiles proches de la supernova. Il faut cependant disposer d'un nombre suffisant d'étoiles pour que la transformation soit déterminée dans de bonnes conditions. Prendre les étoiles situées à moins de 500 pixels de la supernova ($5'$) semble être un bon compromis. Pour résumer, on travaille sur une liste d'**étoiles brillantes mais non saturées** situées dans le voisinage de la supernova. Typiquement ces coupures ne laissent passer qu'une trentaine d'étoiles, les "meilleures", que l'on va utiliser pour calculer la transformation géométrique.

Cette transformation est celle qui amène l'image de référence sur l'image courante. Ceci est motivé par le fait que le décalage modifie la PSF des objets. Or on ne veut pas modifier la PSF de la supernova.

La librairie Peida [Ansari, 1996] dispose d'une classe en C++ `Transfo` à l'aide de laquelle on peut facilement trouver la transformation géométrique qui relie deux listes d'étoiles. Cependant, la méthode qui permet la détermination directe de cette transformation, si elle est suffisamment précise lorsqu'il s'agit d'ajouter deux images, s'est révélée insuffisante pour faire une soustraction. Il faut en effet que les centres des galaxies sur l'images de référence et sur l'image courante soient parfaitement superposés à l'issue du recalage géométrique. Sinon, on voit apparaître un trou accompagné d'une bosse sur l'image soustraite.

Afin d'affiner cette transformation nous avons utilisé les méthodes de Peida d'une manière moins directe que ce qui est proposé.

La méthode standard de Peida recherche la transformation sous la forme d'une translation, d'une rotation et d'une homothétie, le centre de la transformation étant le pixel $(0, 0)$ sur l'image. La position imposée de ce centre fait qu'il ne peut jamais se trouver au milieu de la zone sur laquelle on veut calculer la transformation (le voisinage de la supernova). Une petite erreur dans la détermination de l'angle de rotation se traduira donc par un grand décalage entre les deux images puisque la distance au centre de la rotation est grande. En revanche, plus on rapproche ce centre de la zone que l'on veut recaler, plus cette erreur se réduira. La solution est donc de faire coïncider le centre de la transformation avec la supernova. En fait on a choisi de le faire coïncider avec le centre de la galaxie hôte sur l'image de référence, qui n'est qu'à quelques pixels. Afin de réaliser cette opération, on commence par faire subir aux deux listes d'objets (référence et courante) une translation telle que les nouvelles coordonnées soient exprimées par rapport au centre de la galaxie hôte sur l'image de référence. On calcule alors la transformation géométrique de l'image de référence vers l'image courante dans ce référentiel. Il ne reste alors qu'à revenir au référentiel initial dans lequel les coordonnées des objets coïncident avec le numéro du pixel sur lequel ils sont. On modifie donc l'expression de la transformation en conséquence. La transformation ainsi calculée donne des résultats nettement plus satisfaisants (en terme de qualité de soustraction) qu'en la calculant directement dans le référentiel naturel.

Cette transformation s'applique en repixellisant l'image sur la nouvelle grille donnée par l'expression de la transformation. Un pixel transformé contient par conséquent une fraction de son flux initial, mais aussi une fraction du flux de ses voisins. Il hérite donc aussi d'une partie du bruit des pixels voisins. On se retrouve donc avec une image dans laquelle le bruit est corrélé entre les pixels. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point dans la partie consacrée à la convolution des images.

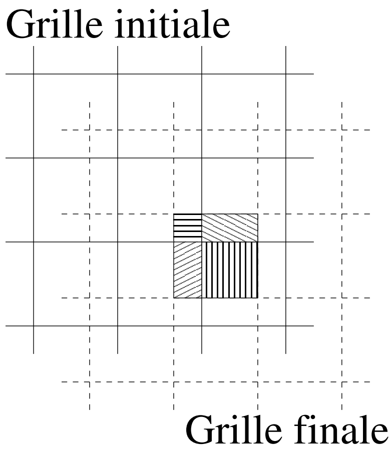


Fig. 5.2 – **Principe du décalage géométrique :** *On repixellise l'image sur une nouvelle grille de pixel. Le flux de chaque pixel est ainsi mélangé avec celui de ses trois plus proches voisins. S'il y a en plus une rotation et une homothétie, plus de pixels sont concernés. Cependant, dans la majorité des cas, la rotation et l'homothétie sont très petites.*

5.4 Convolution

La seconde étape consiste à remettre les deux images prises à des dates différentes au même *seeing*[5] afin d'éviter les désagréments décrits par la figure 4.5. La forme de la tache lumineuse (*Point Spread Function - PSF*) que produit une étoile sur le CCD est très dépendante du télescope utilisé. Elle est le résultat des convolutions successives de l'image *parfaite* de l'étoile par l'atmosphère et par l'optique du télescope. Malgré tout, on peut modéliser cette *PSF* avec une bonne précision par une gaussienne bidimensionnelle dont l'orientation du grand axe est un paramètre libre. En toute rigueur, les étoiles ont des *ailes* un peu plus hautes que celles d'une gaussienne. La gaussienne constitue cependant une bonne approximation de la *PSF* qui a le mérite d'être facile à manipuler. On supposera donc dans la suite les *PSF* gaussiennes.

Le problème est donc le suivant : on dispose de deux images dont les étoiles ont des *PSF* différentes. Il s'agit de modifier ces images afin d'avoir la même *PSF* sur les deux. Nous utiliserons la propriété merveilleuse qu'ont les gaussiennes de demeurer gaussiennes lorsqu'on les convolue par des gaussiennes. On va donc déterminer par quelle gaussienne on doit convoluer chacune des deux images afin d'obtenir les mêmes *PSF* à la fin. Ces gaussiennes sont appelées les noyaux de la convolution. La méthode que nous décrivons ici est décrite dans [Hamilton et al., 1999].

La manière la plus simple de déterminer le noyau de convolution est de considérer que les *PSF* sont parfaitement rondes et d'utiliser une gaussienne à une dimension radiale pour les modéliser. Si l'une des gaussiennes a pour largeur σ_1 et l'autre $\sigma_2 > \sigma_1$, le noyau de convolution est de largeur $\sqrt{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}$. Si cette méthode a l'avantage de la simplicité, elle ne tient pas compte, par construction, du possible allongement de la *PSF* qui est pourtant assez fréquent. Dans les caméras à grand champ, le champ est tellement important que tout le CCD ne se situe pas dans le plan focal et si les étoiles du centre du champ sont bien rondes, celles qui sont en périphérie ont une forme fortement elliptique (elles pointent vers le centre optique), il faut donc tenir compte de cette ellipticité des étoiles. On peut quelque peu améliorer cette méthode en déterminant la largeur des *PSF* sur les deux axes du CCD séparément. Le noyau de convolution est alors à $1 + 1$ dimensions mais son axe principal est forcément confondu avec l'un des deux axes du CCD. Cela ne corrigera pas correctement les effets de l'orientation des *PSF* en général.

Une manière plus correcte de déterminer le noyau de convolution est de prendre le résultat de la division des *PSF* dans l'espace de Fourier [Tomaney and Crotts, 1996, Phillips and Davis, 1995]. Mais cette opération est rendue très difficile par par la présence de bruit qui domine les transformées de Fourier à haute fréquence spatiale.

5. Le *seeing* mesure la largeur des étoiles sur l'image. Plus il est petit, meilleur est le rapport signal/bruit sur chaque étoile. En effet l'étoile occupant un plus petit nombre de pixels, le bruit dû au fond de ciel est moindre.

Si l'on travaille sur des images dont le champ est très encombré, on peut déterminer le noyau de convolution en utilisant le fait que chaque pixel de l'image contient de l'information sur la forme de la *PSF* [Alard and Lupton, 1998]. On contraint alors le noyau par la méthode des moindres carrés en demandant que la meilleure image une fois convoluée soit semblable à la moins bonne. Cette méthode a été développée pour améliorer la photométrie des événements de microlentille gravitationnelle qui ne surviennent par définition que sur des champs très encombrés. Cette méthode ne peut pas être utilisée si le champ n'est pas suffisamment encombré. En effet, dans le cadre de la photométrie des supernovæ, le champ est dominé par le fond de ciel, et en utilisant cette méthode, on déterminerait le noyau de convolution à partir du ciel qui ne contient pas d'information sur la forme de la *PSF*.

La méthode que j'ai développée repose sur l'hypothèse que les *PSF* sont bien approchées par des gaussiennes à deux dimensions (avec trois paramètres libres : largeur dans les deux directions et orientation du grand axe). On peut alors calculer analytiquement le noyau de convolution avec la contrainte que les étoiles soient rondes à la sortie.

5.4.1 Convolution de deux gaussiennes

La première question que l'on peut se poser est: «si l'on convolue une gaussienne d'une certaine forme par un certain noyau de convolution gaussien, quelle est la forme de la gaussienne à la sortie?»

La forme générale d'une gaussienne à deux dimensions est :

$$G(x, y, \sigma_x, \sigma_y, \rho) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} - \frac{2\rho xy}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right)\right] \tag{5.1}$$

ρ est le coefficient de corrélation entre x et y. Lorsqu'il est égal à 0, les petit et grand axes[6] de la gaussienne coïncident avec les axes x et y. Lorsqu'il vaut ± 1, la gaussienne est infiniment mince et se réduit à une gaussienne à une seule dimension. ρ rend donc compte à la fois de l'orientation de la gaussienne et de la taille respective de ses axes principaux. On peut aussi se placer dans le système des axes principaux de la gaussienne: elle est alors définie par son grand axe σ_a, son petit axe σ_b et l'angle que fait le grand axe avec l'axe des abscisses θ. Les relations de passage d'un système à l'autre sont simples.

$$\sigma_a^2 = \frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) - 4\sigma_x^2\sigma_y^2(1-\rho^2)}}{2} \tag{5.2}$$

6. Les axes principaux d'une gaussienne sont définis par ceux de l'ellipse que forme l'intersection de la gaussienne et d'un plan parallèle au plan xOy.

$$\sigma_b^2 = \frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 - \sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) - 4\sigma_x^2\sigma_y^2(1-\rho^2)}}{2} \tag{5.3}$$

$$\tan(2\theta) = \frac{2\rho\sigma_x\sigma_y}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \tag{5.4}$$

On peut aussi paramétriser la gaussienne dans le système $(\rho, \sigma_x, \sigma_y)$ de manière plus compacte en utilisant la matrice de corrélation S définie par [Barnett et al., 1996]:

$$S = \begin{pmatrix} \sigma_x^2 & \rho\sigma_x\sigma_y \\ \rho\sigma_x\sigma_y & \sigma_y^2 \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

dont le déterminant est du σ_{seeing}^4 [7]:

$$\sigma_{seeing}^2 = |S| = \sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2} \tag{5.6}$$

Pour passer de la formulation $(\rho, \sigma_x, \sigma_y)$ à la formulation $(\theta, \sigma_a, \sigma_b)$, il suffit de diagonaliser la matrice S. La gaussienne s'exprime de la manière suivante :

$$G(\vec{x}, S) = \frac{1}{2\pi\sqrt{|S|}} \exp\left[-\frac{1}{2}\vec{x}^T S^{-1}\vec{x}\right] \tag{5.7}$$

Remarquons que si $\rho = 1$, c'est à dire si la gaussienne est infiniment fine dans la direction de son petit axe, le déterminant est nul et la matrice de corrélation est singulière. C'est ce genre de gaussiennes que l'on qualifiera de singulières dans la suite.

On veut maintenant calculer la gaussienne définie par S qui est le résultat du produit de convolution de deux gaussiennes définies par les matrices de corrélation S_1 et S_2. Cela revient à calculer les éléments de matrice de S.

$$G(\vec{x}, S) = G(\vec{x}, S_1) \star G(\vec{x}, S_2) \tag{5.8}$$

On passe dans l'espace de Fourier et on a:

$$\tilde{G}(\vec{u}, S) = \tilde{G}(\vec{u}, S_1) \times \tilde{G}(\vec{u}, S_2) \tag{5.9}$$

La transformée de Fourier d'une gaussienne est aussi une gaussienne mais sa matrice de corrélation est l'inverse de celle du départ:

$$\tilde{G}(\vec{u}, S) = \exp\left[-\frac{1}{2}\vec{u}^T S\vec{u}\right] \tag{5.10}$$

7. Dans la suite, par abus de langage, on emploira le terme *seeing* pour parler de σ_{seeing} ou simplement du σ d'une étoile si celle-ci est ronde. En astronomie, la véritable définition du *seeing* est la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) en secondes d'arc (ce qui suppose que l'image de l'étoile est ronde). La relation reliant le seeing à σ est : FWHM $= 2.35\sigma$. Dans le cadre d'EROS2, le *seeing* typique est d'environ $2''$ (FWHM), soit $\sigma \simeq 1.5$ pixels. Pour l'INT, le seeing est environ deux fois meilleur mais les pixels sont deux fois plus petits de sorte que l'on a aussi $\sigma \simeq 2$ pixels.

On a donc:

$$\begin{aligned}\tilde{G}(\vec{u},S) &= \exp\left[-\frac{1}{2}\vec{u}^T S_1 \vec{u}\right] \times \exp\left[-\frac{1}{2}\vec{u}^T S_2 \vec{u}\right] &(5.11)\\ &= \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\vec{u}^T S_1 \vec{u} + \vec{u}^T S_2 \vec{u}\right)\right] &(5.12)\\ &= \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\vec{u}^T \left(S_1+S_2\right)\vec{u}\right)\right] &(5.13)\end{aligned}$$

Et par conséquent:

$$G(\vec{x},S) = \frac{1}{2\pi\sqrt{|S_1+S_2|}} \exp\left[-\frac{1}{2}\vec{x}^T \left(S_1+S_2\right)^{-1}\vec{x}\right] \quad (5.14)$$

La matrice de corrélation du produit de convolution de deux gaussiennes est donc tout simplement la somme des deux matrices de corrélation.

$$S = S_1 + S_2 \quad (5.15)$$

et on a par conséquent les relations suivantes:

$$\left\{\begin{array}{lcl}\sigma_x^2 &=& \sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2\\ \sigma_y^2 &=& \sigma_{y_1}^2 + \sigma_{y_2}^2\\ \rho\sigma_x\sigma_y &=& \rho_1\sigma_{x_1}\sigma_{y_1} + \rho_2\sigma_{x_2}\sigma_{y_2}\end{array}\right. \quad (5.16)$$

5.4.2 *Remise au même seeing*

On possède maintenant les outils nécessaires pour transformer les images de référence et courante de manière à ce que la *PSF* soit la même pour ces deux images. Nous supposons pour le moment que l'on connaît les paramètres des *PSF* de ces deux images. La méthode que l'on va utiliser est la suivante (voir la figure 5.3 pour une illustration graphique):

- on commence par arrondir les étoiles sur les deux images en les convoluant chacune par le noyau *ad-hoc*. Cela rend le problème soluble sans pour autant dégrader le rapport signal/bruit;
- ensuite on convolue l'image qui a le meilleur *seeing* (c'est à dire le σ le plus petit) de manière à ce qu'elle ait le même que l'autre. On verra que l'on est en fait forcé (pour des raisons de calcul numérique) de convoluer les **deux** images afin d'obtenir à la fin une *PSF* un peu plus large que la plus large des deux;
- au lieu de faire deux convolutions successives, on réunit les deux noyaux de convolution de chaque image en un seul en utilisant la propriété de transitivité de la convolution:

$$(f \star g) \star h = f \star (g \star h) \quad (5.17)$$

On va supposer dans la suite que l'on a deux images avec deux *PSF* gaussiennes différentes:

$$G_1 : \begin{pmatrix} \sigma_{x_1} \\ \sigma_{y_1} \\ \rho_1 \end{pmatrix} \Longleftrightarrow \begin{pmatrix} \sigma_{a_1} \\ \sigma_{b_1} \\ \theta_1 \end{pmatrix} \qquad et \qquad G_2 : \begin{pmatrix} \sigma_{x_2} \\ \sigma_{y_2} \\ \rho_2 \end{pmatrix} \Longleftrightarrow \begin{pmatrix} \sigma_{a_2} \\ \sigma_{b_2} \\ \theta_2 \end{pmatrix} \tag{5.18}$$

Sans perdre de généralité, on peut supposer:

$$\sigma_{a_1} < \sigma_{a_2} \tag{5.19}$$

Le fait d'arrondir les étoiles rend les calculs complètement résolubles analytiquement et cela simplifie par ailleurs considérablement les choses lorsque l'on veut mesurer le flux (on peut facilement faire une photométrie d'ouverture). Il peut sembler choquant à première vue d'arrondir les étoiles, il semble en effet que l'on va considérablement réduire le rapport signal sur bruit. En fait le plus souvent les étoiles ne sont pas très loin d'être rondes (suffisament toutefois pour leur ellipticité doive être prise en compte) et l'on ne réduit pas trop le rapport signal sur bruit. Dans le cas où les étoiles sont très allongées dans une direction qui est identique sur les deux images, la convolution est plus importante du fait de l'arrondissement. Cependant, le rapport signal sur bruit est le plus souvent déjà assez mauvais sur ces images et finalement on ne perd que peu de rapport signal sur bruit.

Arrondissement des étoiles

On a désigné par a le grand axe et par b le petit axe de chacune des gaussiennes, on a donc les relations:

$$\begin{cases} \sigma_{a_1} > \sigma_{b_1} \\ \sigma_{a_2} > \sigma_{b_2} \end{cases} \tag{5.20}$$

Il faut convoluer d'une part G_1 de manière à obtenir G_1' ronde avec $\sigma_1' = \sigma_{a_1}$ et d'autre part G_2 de manière à obtenir G_2' ronde avec $\sigma_2' = \sigma_{a_2}$. Il ne faut donc convoluer les images que dans la direction de leur petit axe. On pourra objecter que cela constitue une convolution à une dimension qui est naturellement impossible à réaliser sur une image à deux dimensions pixellisée. Cependant, comme on l'a dit plus haut, on convolue ensuite par un second noyau chaque image et le noyau résultant est bel et bien à deux dimensions.

Dans le système des paramètres $(\sigma_a, \sigma_b, \theta)$, les noyaux de convolution de chaque image sont donc:

$$C_1 : \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2} \\ 0 \\ \theta_1 + \frac{\pi}{2} \end{pmatrix} \qquad et \qquad C_2 : \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{b_2}^2} \\ 0 \\ \theta_2 + \frac{\pi}{2} \end{pmatrix} \tag{5.21}$$

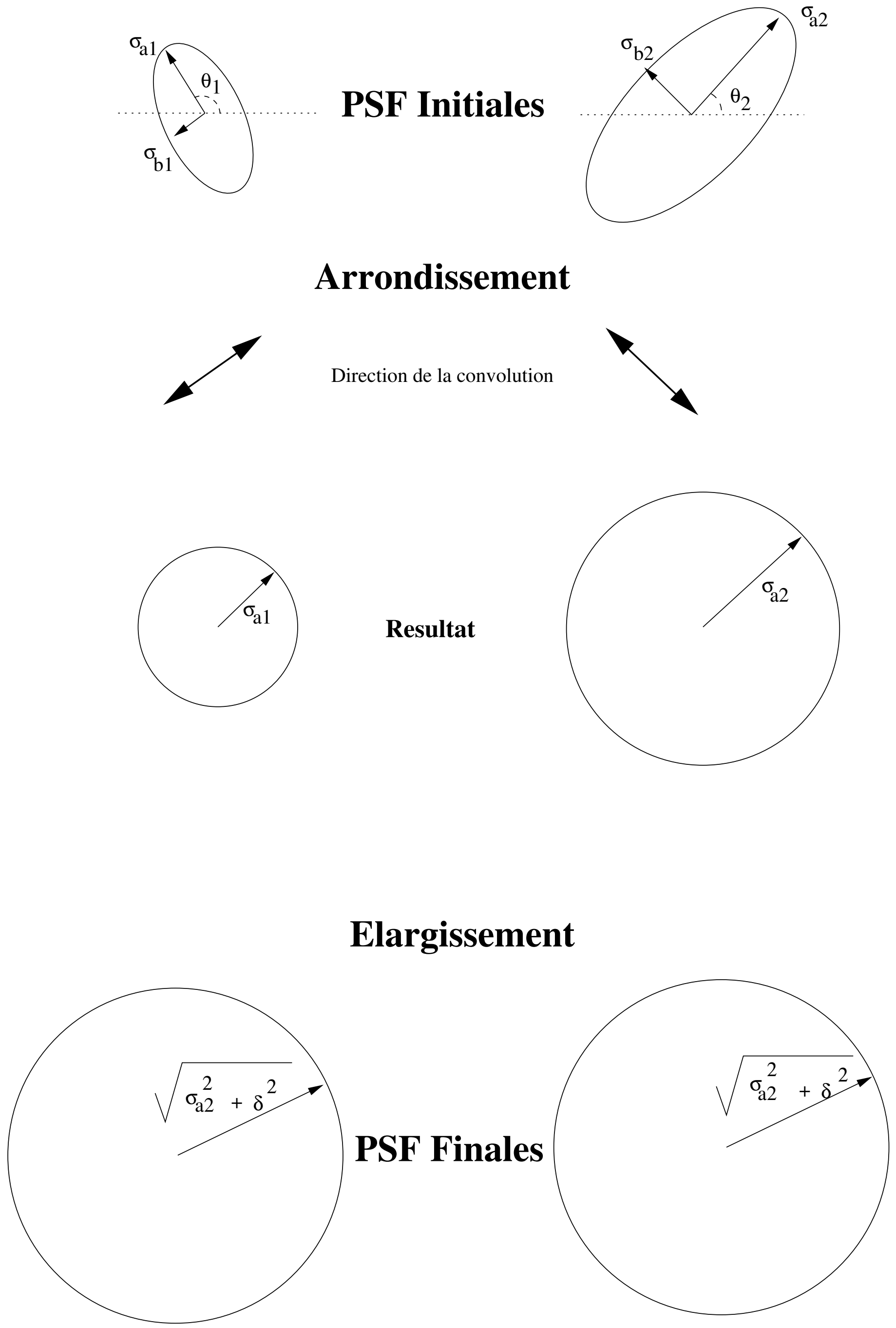


FIG. *5.3* – **Illustration de la méthode employée pour remettre les étoiles au même** *seeing* soit, dans la base $(\sigma_x, \sigma_x, \rho)$:

$$C_1 : \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2} |\cos(\theta_1 + \frac{\pi}{2})| \\ \sqrt{\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2} |\sin(\theta_1 + \frac{\pi}{2})| \\ -\frac{\rho_1}{|\rho_1|} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2} |\sin\theta_1| \\ \sqrt{\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2} |\cos\theta_1| \\ -\frac{\rho_1}{|\rho_1|} \end{pmatrix} \tag{5.22}$$

et

$$C_2 : \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{b_2}^2} |\sin\theta_2| \\ \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{b_2}^2} |\cos\theta_2| \\ -\frac{\rho_2}{|\rho_2|} \end{pmatrix} \tag{5.23}$$

On obtient ainsi les *PSF* suivantes:

$$G_1' : \begin{pmatrix} \sigma_{a_1} \\ \sigma_{a_1} \\ 0 \end{pmatrix} \quad et \quad G_2' : \begin{pmatrix} \sigma_{a_2} \\ \sigma_{a_2} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.24}$$

qui sont toutes deux rondes par construction.

Elargissement des étoiles

Maintenant que nos étoiles sont rondes sur chacune des deux images, il faut que leurs largeurs coïncident. Il faut donc convoluer l'image sur laquelle les étoiles ont le plus petit σ par la différence quadratique des deux. Rappelons que par hypothèse $\sigma_{a_1} < \sigma_{a_2}$. On doit donc convoluer en l'image 1 par une gaussienne ronde définie dans la base $(\sigma_x, \sigma_y, \rho)$ par:

$$C_1' : \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{a_1}^2} \\ \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{a_1}^2} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.25}$$

L'image 2, elle, doit rester inchangée.

On obtient bien ainsi deux images sur lesquelles les étoiles ont une *PSF* ronde de largeur σ_{a_2}. On rencontre ici une complication : l'image 1 a été convoluée deux fois et la convolution résultante est bien caractérisée par un noyau à deux dimensions. Par contre l'image 2, elle, n'a été convoluée qu'une fois par un noyau à une seule dimension (au moment de l'arrondissement). Cette convolution est impossible à réaliser numériquement (sa matrice de corrélation est singulière) en raison de la discrétisation que nous impose le fait que l'image est constituée de pixels. En effet, on ne peut pas convoluer une image à deux dimensions par un noyau qui est en fait à une dimension (infiniment mince dans la direction de son petit axe) dont l'orientation n'est pas confondue avec les axes de la pixellisation. La solution est de convoluer un peu plus que ce qui est mathématiquement nécessaire afin que les noyaux de convolution résultants de chaque image soient suffisamment ronds pour ne pas poser de problèmes numériques. On reconvolue donc chaque image par une gaussienne ronde de largeur δ (que l'on explicitera plus loin) afin d'arrondir les noyaux de convolution résultants. Ceci revient à ajouter quadratiquement un terme δ aux noyaux de la seconde convolution (celle qui élargit les étoiles).

La seconde convolution est alors dans la base $(\sigma_x, \sigma_y, \rho)$:

$$C_1' : \begin{pmatrix} \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{a_1}^2 + \delta^2} \\ \sqrt{\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{a_1}^2 + \delta^2} \\ 0 \end{pmatrix} \qquad et \qquad C_2' : \begin{pmatrix} \delta \\ \delta \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.26}$$

Les deux *PSF* résultantes sont donc bien rondes et ont toutes deux pour largeur $\sigma^2 = \sigma_{a_2}^2 + \delta^2$. Nous déterminerons la valeur de δ un peu plus loin.

Combinaison des deux convolutions

Comme on l'a dit plus haut, ces convolutions successives équivalent à une convolution unique de noyaux:

$$\begin{cases} K_1 = C_1 \star C_1' \\ K_2 = C_2 \star C_2' \end{cases} \tag{5.27}$$

Les noyaux sont alors caractérisés par:

$$K_1 : \begin{cases} \sigma_{x_{K_1}}^2 & = & \sin^2\theta_1 \left(\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2\right) + \sigma_{a_2}^2 - \sigma_{a_1}^2 + \delta^2 \\ \sigma_{y_{K_1}}^2 & = & \cos^2\theta_1 \left(\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2\right) + \sigma_{a_2}^2 - \sigma_{a_1}^2 + \delta^2 \\ \rho_{K_1}\sigma_{x_{K_1}}\sigma_{y_{K_1}} & = & -\frac{\rho_1}{|\rho_1|}\left(\sigma_{a_1}^2 - \sigma_{b_1}^2\right) |\sin\theta_1 \cos\theta_1| \end{cases} \tag{5.28}$$

et

$$K_2 : \begin{cases} \sigma_{x_{K_2}}^2 & = & \sin^2\theta_2 \left(\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{b_2}^2\right) + \delta^2 \\ \sigma_{y_{K_2}}^2 & = & \cos^2\theta_2 \left(\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{b_2}^2\right) + \delta^2 \\ \rho_{K_2}\sigma_{x_{K_2}}\sigma_{y_{K_2}} & = & -\frac{\rho_2}{|\rho_2|}\left(\sigma_{a_2}^2 - \sigma_{b_2}^2\right) |\sin\theta_2 \cos\theta_2| \end{cases} \tag{5.29}$$

Détermination de δ

Les noyaux de convolution que l'on vient de déterminer sont plus ou moins ronds selon la valeur de δ. On doit donc choisir δ de manière à ce que les noyaux soient assez ronds pour que la pixellisation n'ait pas d'effets néfastes (à cause de la pixellisation, on ne peut pas faire de convolution par un noyau plus petit que quelques dixièmes de pixel, aussi, si l'on convolue par une noyau très fin dans l'une des directions, le résultat est «trop» convolué dans cette direction). Cependant, on ne veut pas que δ

soit trop grand car on obtiendrait alors des *PSF* trop larges et l'on aurait un mauvais rapport signal sur bruit lors de la détermination du flux des étoiles.

Introduisons le paramètre $\mathcal{R}$ qui mesure l'arrondissement d'une gaussienne :

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma_a^2 - \sigma_b^2}{\sigma_a^2 + \sigma_b^2} \tag{5.30}$$

$\mathcal{R}$ vaut zéro lorsque la gaussienne est ronde et 1 lorsqu'elle est singulière. On va utiliser comme critère de détermination de δ que $\mathcal{R}$ soit plus petit qu'une certaine valeur λ ($\lambda = 0.5$ est une valeur raisonnable, ce qui revien à $\sigma_a = \sqrt{3}\sigma_b$) pour chacun des noyaux de convolution. On obtient ainsi deux bornes inférieures pour δ dont il nous faut choisir la plus grande. La valeur de δ^2 correspondante est alors (pour $i = 1, 2$) :

$$\delta^2 = Sup\left(\frac{1}{2}\left[\frac{1}{\lambda}\left(\sigma_{a_i}^2 - \sigma_{b_i}^2\right) + \left(\sigma_{a_i}^2 + \sigma_{b_i}^2\right)\right] - \sigma_{a_2}^2\right) \tag{5.31}$$

La figure 5.4 représente l'histogramme des valeurs de δ^2 qui ont été utilisées lors de la simulation. On voit que l'élargissement est très petit dans la plupart des cas.

5.4.3 *Mise en œuvre de la convolution*

Les paramètres de la *PSF* caractérisant chacune des images sont calculés sur les meilleures étoiles du champ, les critères pour choisir ces étoiles sont les mêmes que pour choisir celles servant au recalage géométrique. Comme nous l'avons dit précédemment, le recalage géométrique modifie légèrement la forme des étoiles, il faut donc calculer ces paramètres **après** avoir recalé l'image de référence. Il suffit ensuite de calculer les paramètres du noyau de convolution et de réaliser la convolution sur chacune des images en faisant passer sur les images un filtre contenant une image du noyau de convolution. Pour des raisons d'économie de temps de calcul, on ne convolue qu'une petite zone située autour de la supernova et sa galaxie hôte.

Cette méthode a été testée sur la même simulation que pour les recalages géométrique et photométrique. Dans cette simulation, la *PSF* caractéristique de chaque image est déterminée sur une trentaine d'étoiles artificielles auxquelles on superpose un bruit gaussien.

La figure 5.5 montre le résultat de la convolution du point de vue de l'ajustement des tailles des étoiles. On a représenté l'axe principal des étoiles de l'image de référence en fonction de celui des étoiles de l'image courante avant et après convolution. On constate qu'à l'issue de la convolution, les axes principaux sont identiques avec une très bonne précision, les écarts étant dûs au bruit et à la pixellisation. On remarque que la dispersion autour de la droite de pente 1 (correspondant à des axes principaux identiques pour les deux images) augmente avec le *seeing*, c'est seulement un effet

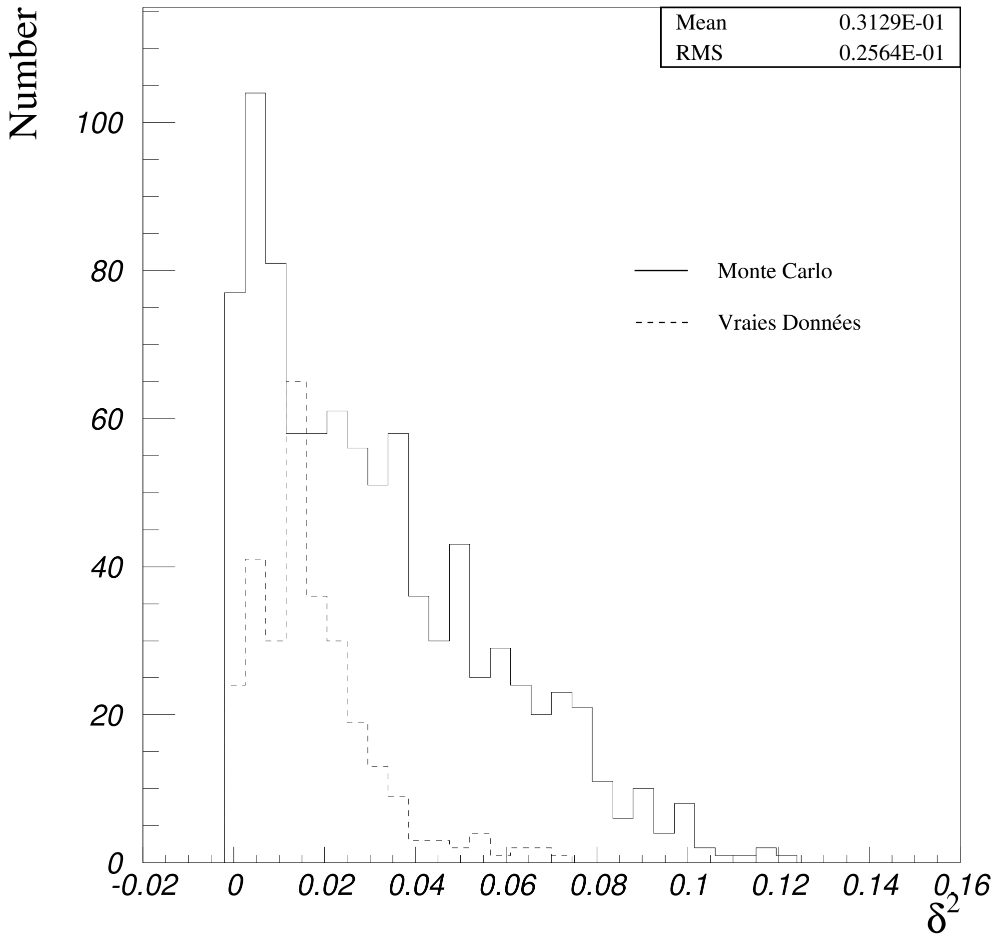


FIG. *5.4* – **Valeur de δ^2 utilisée lors de la convolution (en** pixel^2**) :** *La différence entre la simulation et les données réelles provient de ce que la simulation ne reproduit pas les distributions des paramètres de forme sur les images réelles. La simulation est pessimiste par rapport à la réalité.*

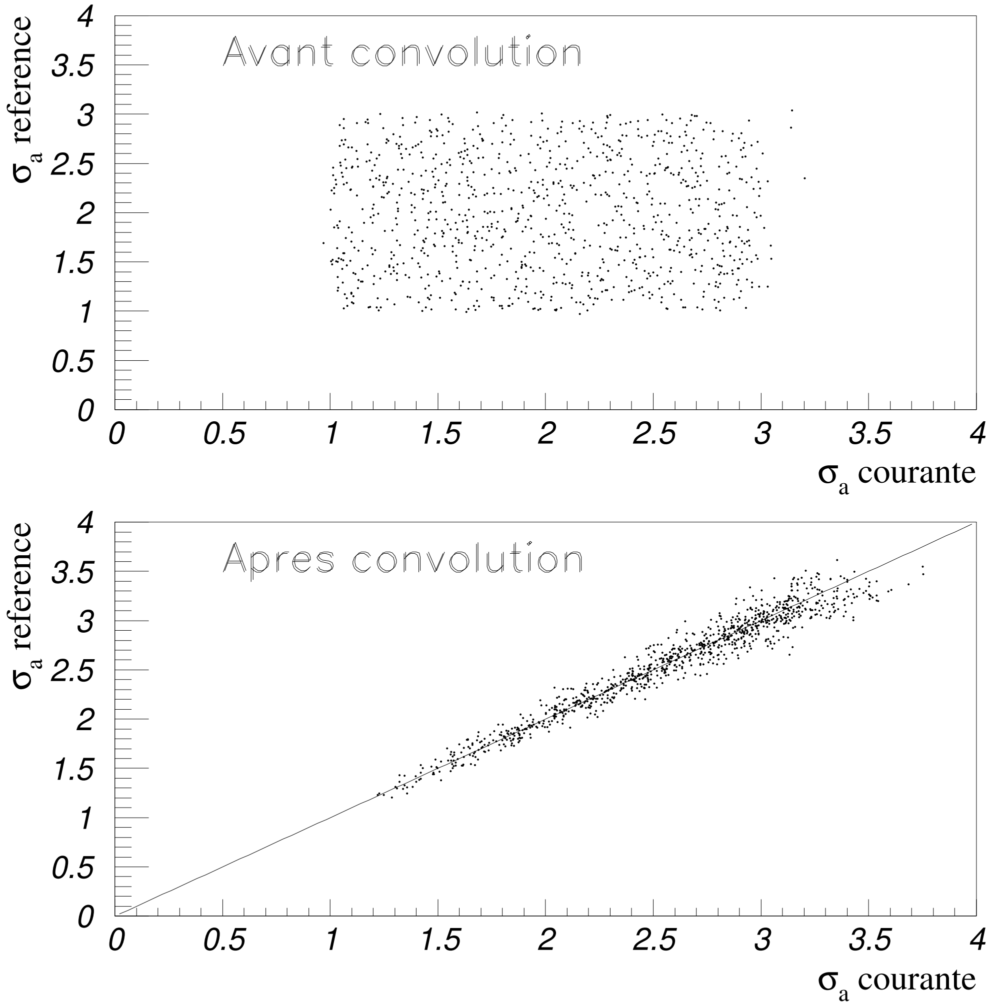


FIG. 5.5 – **Comparaison des σ_a avant et après convolution (simulation)**

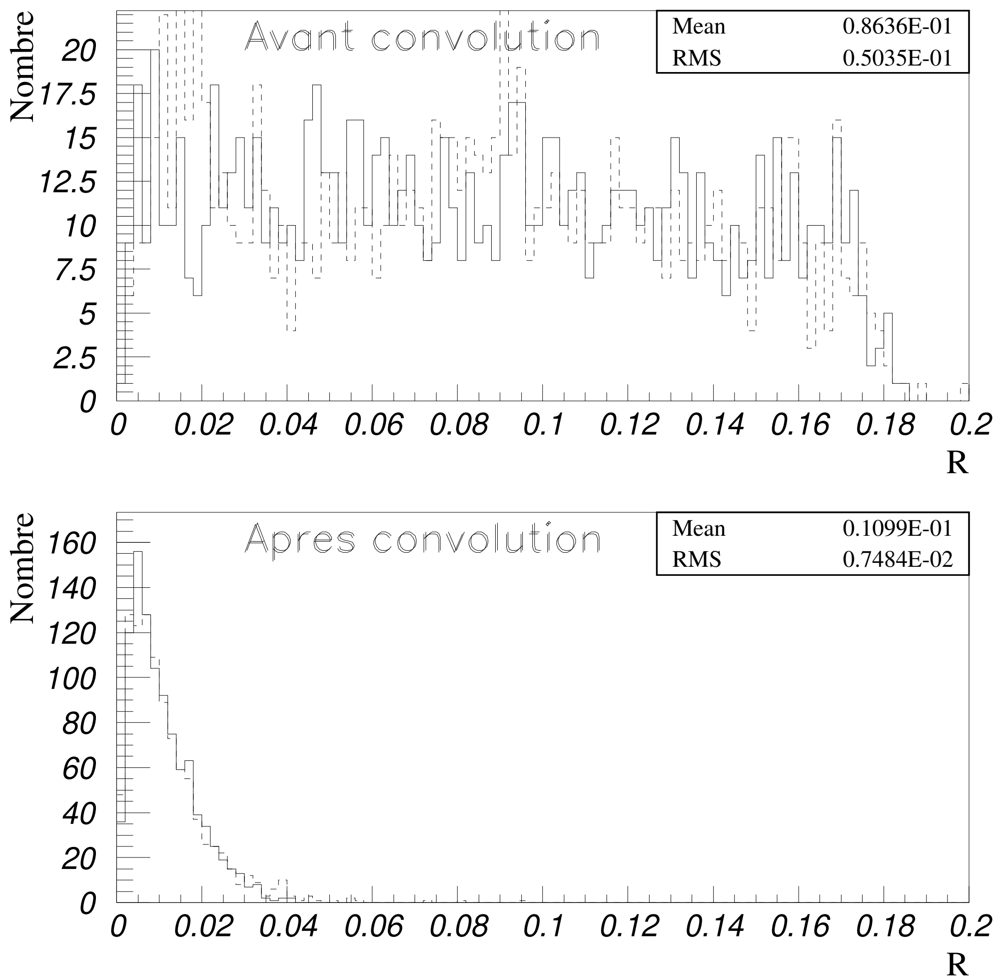


FIG. 5.6 – **Comparaison du paramètre $\mathcal{R}$ avant et après convolution (simulation) :** *en traits pleins pour l'image de référence et en pointillés pour l'image courante.*

de rapport signal/bruit : les paramètres de forme des étoiles sont déterminés avec une moins bonne précision si le *seeing* est mauvais, d'où une plus grande dispersion. Sur la figure 5.6, on a représenté le paramètre $\mathcal{R}$ qui mesure l'arrondissement des étoiles avant et après convolution. On constate que les étoiles sont bien rondes après la convolution. Le *seeing* a été accru lors de la convolution car on a ajouté quadratiquement un terme δ aux noyaux de convolution pour qu'ils ne soient pas singuliers. On a tracé sur la figure 5.4 l'histogramme des valeurs δ qui ont été nécessaires. Ce paramètre est petit dans la majorité des cas. On a besoin de grandes valeurs de δ lorsque l'angle entre les axes principaux des étoiles est proche de $\frac{\pi}{2}$. Dans ces cas, la taille de l'axe principal peut être augmentée d'un facteur pouvant aller jusqu'à 0.5 pixel. En termes de rapport signal/bruit sur l'étoile convoluée, cet accroissement a un effet tout a fait négligeable dans la mesure où cela concerne les étoiles qui ont déja un *seeing* élevé. On voit sur la figure 5.8 que si le sigma passe de 2 à 2.5 pixels, le rapport signal/bruit passe de 25 à 20. Sur la figure 5.7 on a représenté la même étoile avant et après convolution.

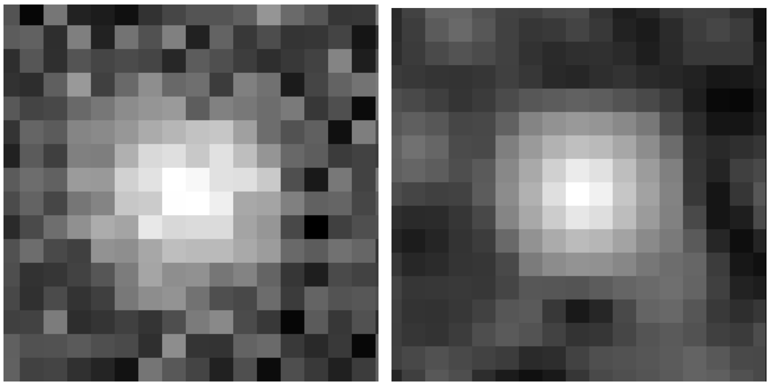


FIG. 5.7 – *L'image de gauche est celle d'une étoile avant convolution, on peut voir qu'elle n'est pas ronde et qu'elle n'est pas orientée selon les axes de l'image. L'image de droite représente la même image après convolution, elle est clairement ronde. Le bruit semble avoir diminué sur l'image convoluée, en fait il n'en est rien, il est seulement corrélé (*cf. *section 5.4.4).*

5.4.4 Influence de la convolution sur le bruit

La convolution des images, de même que leur décalage, modifie la statistique du bruit sur les images. Avant mélange des pixels, le bruit n'est pas corrélé d'un pixel à l'autre, mais il le devient après ce genre d'opération. C'est la raison pour laquelle on a l'impression que le bruit est réduit par la convolution, on voit beaucoup moins de variations d'un pixel à l'autre. Le bruit n'est en fait absolument pas diminué, il est simplement corrélé sur une longueur plus grande qu'un pixel. Chaque pixel a non

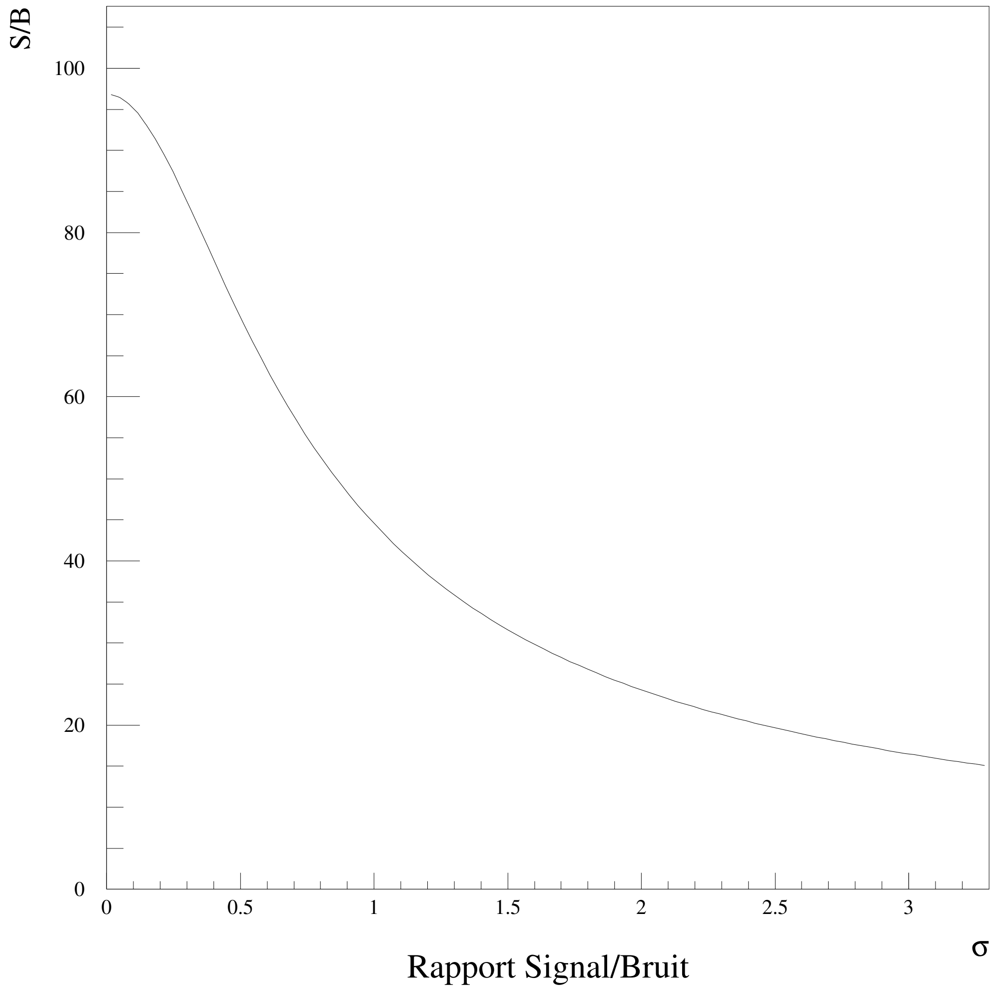


Fig. 5.8 – **Evolution du rapport Signal/Bruit d'une étoile en fonction de son σ (en pixels):**
pour une photométrie d'ouverture intégrée sur un rayon de 1 FWHM (largeur totale à mi-hauteur), c'est à dire $\simeq 2.35\sigma$.

seulement partagé une partie de son bruit avec ses voisins, mais il a reçu une partie de leur bruit. C'est pourquoi on voit apparaître sur les images convoluées des structures qui ressemblent à des étoiles faibles. Ces structures ne sont que du bruit dont la longueur de corrélation est maintenant plus grande qu'un pixel. Lorsque l'on va faire des ajustement sur les images convoluées, il faudra tenir compte de cette corrélation sinon les erreurs seront considérablement sous-estimées.

La corrélation induite par le décalage géométrique des images est de courte distance (on décale au maximum de 0.5 pixel puisqu'un décalage d'un nombre entier de pixels ne modifie rien), chaque pixel n'est mélangé qu'avec trois de ses voisins directs (si l'on néglige la rotation et l'homothétie qui sont petites dans la majorité des cas) comme on peut le voir sur la figure 5.2. On néglige donc cette contribution. En revanche, la corrélation induite par la convolution est à plus grande distance, la longueur de corrélation est de l'ordre de la largeur du noyau de convolution qui mesure plusieurs pixels pour EROS (pixels de $0.6''$ et *seeing* de $2''$ (FWHM)).

Si le bruit n'est pas corrélé, on associe une erreur $\sigma_{i,j}$ au flux de chaque pixel $F_{i,j}$. Ceci revient à dire que la matrice de corrélation entre les pixels est diagonale : l'erreur sur chaque pixel ne dépend que de lui-même, elle est définie indépendamment des autres pixels. Si maintenant le bruit est corrélé l'erreur sur chaque pixel dépend de l'erreur sur ses voisins, la matrice de corrélation n'est donc plus diagonale.

Calculons la matrice de corrélation dans le cas où l'on corrèle le bruit en convoluant une image dont le bruit n'était pas corrélé initialement.

Chaque nouveau pixel est calculé à partir de l'image initiale à l'aide d'un filtre $\alpha_{i,j}$ ($(2N+1)\times(2N+1)$) qui contient l'image du noyau de convolution (c'est à dire que $\alpha_{i,j}$ est égal à la valeur en (i,j) du noyau de convolution) :

$$F'_{i,j} = \sum_{k=-N}^{N}\sum_{l=-N}^{N} \alpha_{k+N,l+N} F_{i+k,j+l} \tag{5.32}$$

L'erreur sur chaque pixel de l'image initiale est définie de la manière suivante: si l'on faisait un grand nombre de tirages de la valeur de ce pixel (c'est à dire un grand nombre d'images), la variance obtenue serait $\sigma^2_{i,j} = F_{i,j}$ car le bruit est poissonien pour un flux de photons. La définition de la variance est:

$$\sigma^2_{i,j} = \frac{1}{T}\sum_a \left[F^{(a)}_{i,j} - F^{(vrai)}_{i,j}\right]^2 \tag{5.33}$$

Où a est le numéro du tirage, T le nombre de tirages et $F^{(vrai)}_{i,j}$ la valeur véritable du flux dans ce pixel.

On peut maintenant calculer la matrice de covariance de l'image convoluée, ses éléments sont notés $\sigma'_{i,j;p,q}$, covariance entre le pixel de coordonnées (i,j) et le pixel de coordonnées (p,q).

$$\begin{aligned}
{\sigma'}^2_{i,j;p,q} &= \frac{1}{T}\sum_a \left[{F'}^{(a)}_{i,j} - {F'}^{(vrai)}_{i,j}\right]\left[{F'}^{(a)}_{p,q} - {F'}^{(vrai)}_{p,q}\right] \\
&= \frac{1}{T}\sum_a \left[\sum_{k,l} \alpha_{k+N,l+N}\left(F^{(a)}_{i+k,j+l} - F^{(vrai)}_{i+k,j+l}\right)\right] \\
&\quad \times \left[\sum_{m,n} \alpha_{m+N,n+N}\left(F^{(a)}_{p+m,q+n} - F^{(vrai)}_{p+m,q+n}\right)\right] \\
&= \sum_{k,l}\sum_{m,n} \alpha_{k+N,l+N}\alpha_{m+N,n+N}\frac{1}{T}\sum_a \left[F^{(a)}_{i+k,j+l} - F^{(vrai)}_{i+k,j+l}\right]\left[F^{(a)}_{p+m,q+n} - F^{(vrai)}_{p+m,q+n}\right] \\
&= \sum_{k,l}\sum_{m,n} \alpha_{k+N,l+N}\alpha_{m+N,n+N} Cov\,(i+k,j+l;p+m,q+n) \qquad (5.34)
\end{aligned}$$

Or, on sait que le bruit n'est pas corrélé au départ, donc que la matrice de covariance initiale est diagonale:

$$Cov\,(i+k,j+l;p+m,q+n) = \sigma^2_{i+k,j+l}\delta(i+k,p+m)\delta(j+l,q+n) \qquad (5.35)$$

δ est bien sûr le symbole de Kronecker. On obtient finalement:

$${\sigma'}^2_{i,j;p,q} = \sum_{k,l} \alpha_{k+N,l+N}\alpha_{i+k-p+N,j+l-q+N}\sigma^2_{i+k,j+l} \qquad (5.36)$$

On peut facilement vérifier que les choses se passent bien ainsi lors de la convolution en étudiant la statistique des résidus de la convolution, c'est à dire d'une image représentant la soustraction des deux étoiles convoluées selon cette méthode. L'histogramme d'une telle image soustraite ne tient pas compte de toute la corrélation induite mais seulement de la dispersion des résidus. Cette dispersion est donnée par les termes diagonaux de la matrice de corrélation de l'équation 5.36 :

$${\sigma'}^2_{i,j} = \sum_{k,l} \alpha^2_{k+N,l+N}\sigma^2_{i+k,j+l} \qquad (5.37)$$

Si l'on suppose que le bruit de photons initial était le même pour tous les pixels ($\sigma_{i,j} = \sigma$), on obtient :

$$\begin{aligned}
{\sigma'}^2_{i,j} &= \sigma^2 \sum_{k,l} \alpha^2_{k+N,l+N}(\vec{K}) \qquad (5.38) \\
&= \sigma^2 I^2 \qquad (5.39)
\end{aligned}$$

ou la fonction I dépend du noyau de convolution considéré. Afin de simplifier, considérons que le noyau utilisé était rond avec pour largeur σ_K. La fonction I^2 n'est autre que l'intégrale sur tout l'espace d'une gaussienne normalisée au carré:

$$I^2 = \frac{1}{4\pi\sigma_K^2} \qquad (5.40)$$

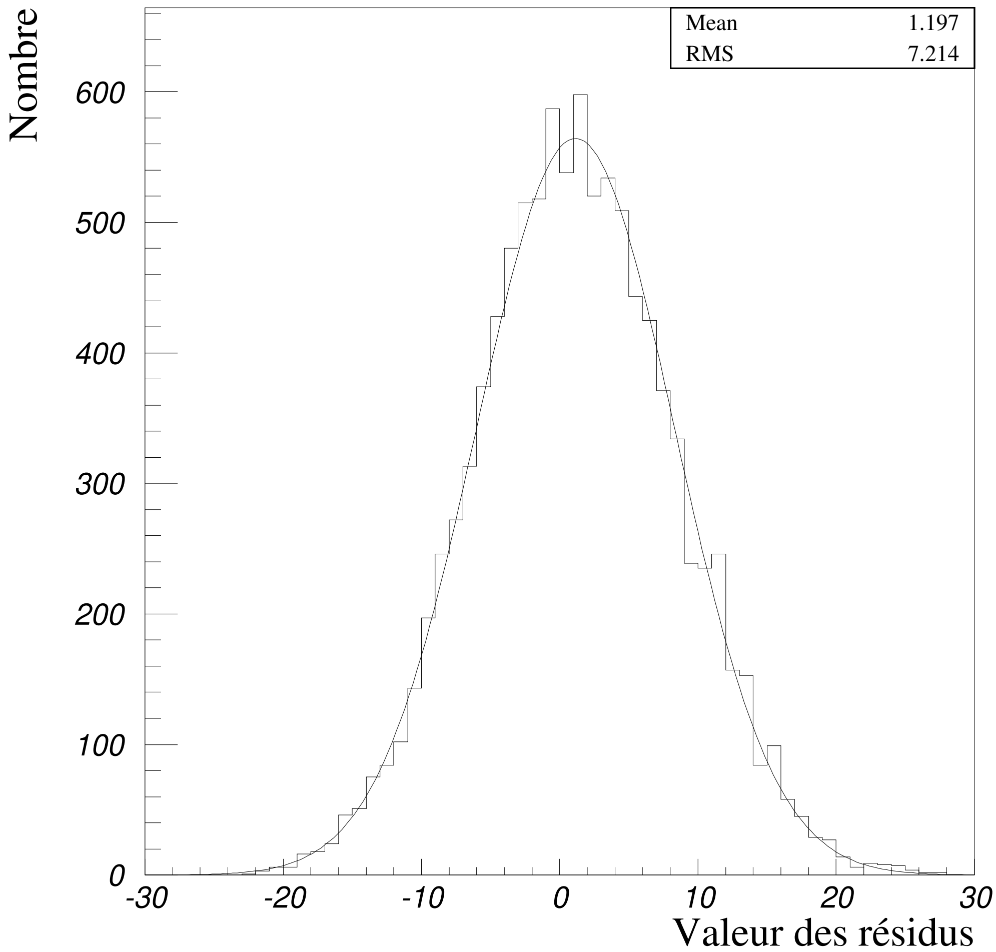


FIG. 5.9 – **Résidus de la soustraction entre l'image courante et la référence après convolution.**

Dans le cadre de cette approximation, on peut estimer l'ordre de grandeur de la largeur de l'histogramme des résidus de la convolution sur un exemple représentatif (figure 5.9) sachant que le bruit de photons (dominé par le ciel) était $\sigma_R^2 = \sigma_C^2 = 1000$ sur les images de référence et courante et que les noyaux, en les approximant par des gaussiennes rondes étaient donnés par $\sigma_{K_R} = 2.08$ et $\sigma_{K_N} = 1.35$. La dispersion sur la soustraction des deux images convoluées est :

$$\sigma_S^2 = I^2(\sigma_{K_R})\sigma_R^2 + I^2(\sigma_{K_N})\sigma_N^2 \tag{5.41}$$

soit $\sigma_S \simeq 7.9$ alors que l'histogramme de la figure 5.9 a une largeur de 7.2. La statistique des résidus de la convolution est donc bien celle à laquelle on s'attend. Par conséquent la convolution n'a pas réduit le bruit comme on le croirait en regardant les images. Celui a simplement été mélangé entre les pixels. Il faut tenir compte de cette corrélation pour estimer le bruit sur l'image soustraite, il n'est pas égal à la dispersion autour de la valeur moyenne.

5.5 Alignement photométrique

La troisième étape de notre traitement consiste à remettre les deux images dans le même système de flux, c'est à dire tenir compte de l'absorption et du fond de ciel qui sont différents chaque jour (ainsi que d'un éventuel changement de temps de pose). Le flux reçu dans un même pixel n'est pas chaque fois identique. Il faut donc réaligner photométriquement les images. Plusieurs méthodes ont été testées pour réaliser l'alignement photométrique entre les images. Elles supposent toutes qu'il y a une relation linéaire entre le flux reçu dans un pixel d'une des images et son flux "véritable" :

$$\phi_{ref} = a_{ref} \times \phi_{vrai} + b_{ref} \tag{5.42}$$

et

$$\phi_{cur} = a_{cur} \times \phi_{vrai} + b_{cur} \tag{5.43}$$

On peut alors écrire :

$$\phi_{ref} = a \times \phi_{cur} + b \tag{5.44}$$

a est le coefficient photométrique relatif entre les deux images (tenant essentiellement compte des variations d'absorption atmosphérique ...) et b rend compte du fond de ciel relatif (dû essentiellement à la lunaison).

L'alignement photométrique consiste donc à déterminer a et b en utilisant toute l'information disponible. Il y a deux stratégies possibles :

- La méthode la plus classique est d'utiliser les étoiles du champ. On choisit les plus brillantes d'entre elles, on en détermine les flux et on ajuste une droite sur un graphique représentant le flux de ces étoiles sur l'image de référence en fonction de leur flux sur l'image courante. C'est une méthode que l'on peut qualifier de "globale" puisqu'elle utilise l'information loin de la supernova.

– Une autre méthode, "locale", ne tient compte que de l'environnement immédiat de la supernova. On essaie d'exprimer le flux de chaque pixel de l'image de référence comme une fonction linéaire du flux de ce pixel sur l'image courante. On utilise donc une fenêtre centrée sur la galaxie hôte dont la taille est un peu plus grande que cette dernière. Dans cette méthode, on compense l'erreur importante que l'on fait sur chaque pixel (comparativement à l'incertitude sur la valeur du flux d'une étoile) par le nombre très important de pixels.

Il nous a semblé préférable de faire un travail essentiellement local en n'utilisant que l'information située dans le voisinage immédiat de la supernova. Le but est d'obtenir une transformation photométrique qui soit la meilleure localement (sans avoir forcément un sens à une distance de plus de 100 pixels de la supernova). Les méthodes locales doivent être mises en œuvre **après** la convolution: puisque l'on compare les pixels des deux images, il faut avoir corrigé des effets d'étalement des étoiles consécutifs à la variation de *seeing*. Naturellement, dans ces méthodes, on exclut les pixels sur lesquels se trouve la supernova car la variation de ces pixels n'est pas due à l'absorption et au fond de ciel, mais à la présence de la supernova. On exclut aussi les zones correspondant à d'éventuels cosmiques.

5.5.1 *La méthode globale des étoiles*

On utilise les étoiles les plus brillantes se trouvant dans le voisinage de la galaxie hôte. Le flux de ces étoiles est déterminé par ajustement de PSF en utilisant Peida, la PSF étant une gaussienne intégrée[8]. Il faut naturellement ne pas tenir compte des étoiles variables en éliminant les étoiles ayant intrinsèquement varié entre les deux images.

Il y a deux variantes de cette méthode qui donnent sensiblement les mêmes résultats:

– La première consiste à ajuster une droite sur un graphe représentant le flux des étoiles de l'image de référence en fonction de leur flux sur l'image courante. La pente de cette droite est le coefficient photométrique relatif des deux images. L'ordonnée à l'origine de cette droite doit être nulle car le flux des étoiles ne dépend pas du fond de ciel. La méthode employée pour l'ajustement de la droite est celle du χ^2 avec erreurs sur les deux variables [York, 1966] qui sera détaillée dans la suite (section 5.5.3).

8. Une gaussienne intégrée est une fonction qui donne pour chaque pixel la valeur du flux intégré d'une gaussienne dans le pixel.

– On peut aussi calculer pour chacune des étoiles le coefficient photométrique individuel (le rapport de ses flux sur les deux images). On calcule ensuite la moyenne de ces coefficients en les pondérant par les incertitudes sur le flux des étoiles. On obtient ainsi le coefficient photométrique relatif moyen.

Cette manière de procéder ne permet que de déterminer le coefficient photométrique a. Pour calculer le fond de ciel relatif b, on utilise les histogrammes des deux images. Le peu d'étoiles disponibles (environ une vingtaine) limite les possibilités de cette méthode qui, en champ encombré est la plus efficace. La figure 5.10 montre les résultats de cette méthode. On constate sur la simulation que la précision du recalage est très bonne (1.26%) mais que la distribution n'est pas centrée sur 0. Cette méthode est donc légèrement biaisée, on a systématiquement tendance à sous-estimer le coefficient photométrique (l'effet demeure cependant faible).

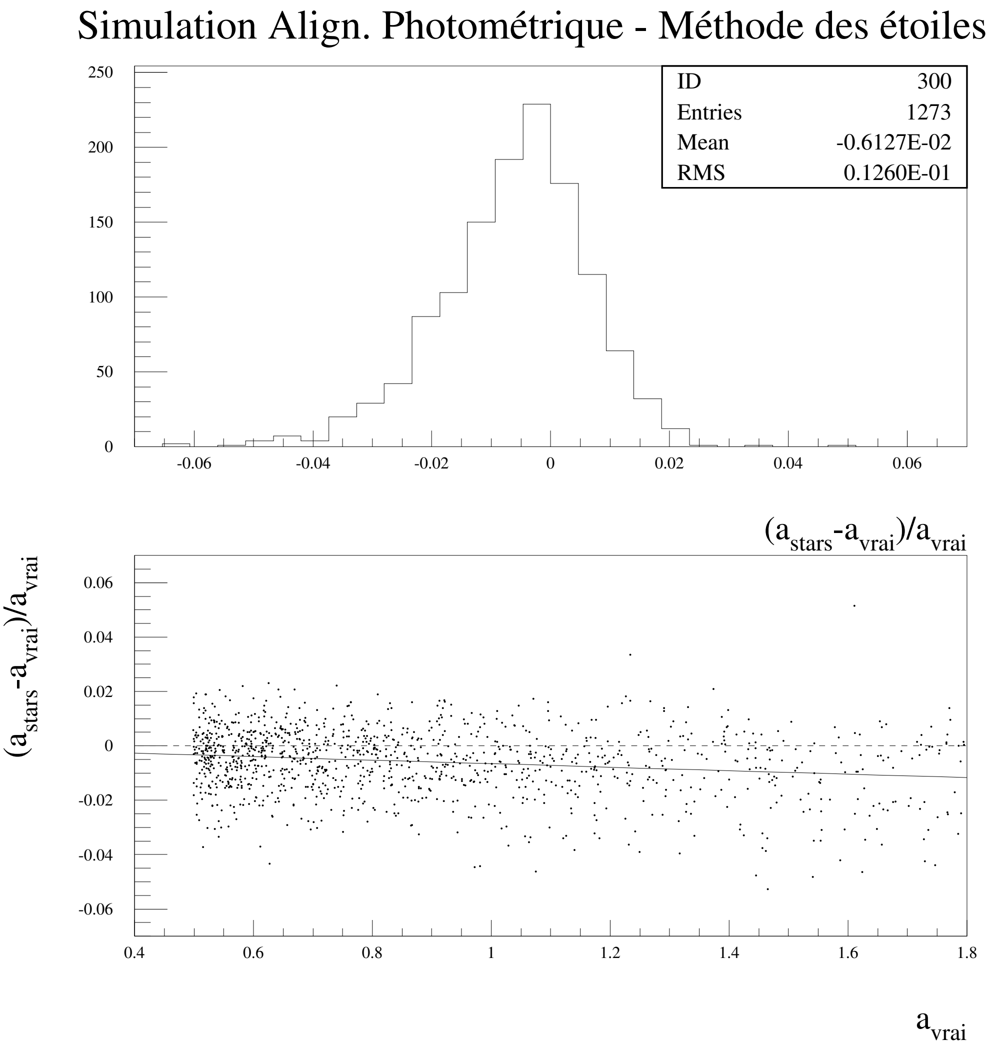


FIG. *5.10* – **Résultats de la méthode des étoiles sur une simulation.** *On a représenté en haut l'histogramme de l'écart à la valeur véritable du coefficient photométrique* $(a_{stars} - a_{vrai})/a_{vrai}$. *Le graphe du dessous représente ce même écart en fonction de la valeur du coefficient photométrique.*

5.5.2 La méthode locale du χ^2

Dans cette méthode, on ajuste une loi linéaire entre le flux des pixels de l'image de référence et leur flux sur l'image courante. Pour l'ajustement, on utilise la méthode des moindres carrés. X et Y se rapportent respectivement aux images courante et de référence

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{Y_{i,j} - a \times X_{i,j} - b}{\sigma_{i,j}} \right)^2 \tag{5.45}$$

$\sigma_{i,j}$ étant l'erreur sur le pixel (i, j) définie par $\sigma_{i,j} = \sqrt{Y(i, j)}$. La détermination de a et b se fait alors en minimisant χ^2. La minimisation peut se faire analytiquement dans ce cas puisque l'on cherche à ajuster une fonction linéaire.

On voit immédiatement que cette méthode souffre d'une grosse lacune : elle suppose que le bruit sur l'image courante est négligeable devant celui de l'image de référence (ou bien l'inverse si l'on pose le problème dans l'autre sens). Ce n'est hélas absolument pas le cas, au contraire les bruits sur les deux images sont du même ordre de grandeur. Aucun des deux ne peut donc être négligé. Ceci a pour effet de rendre fortement asymétrique la distribution des écarts à la valeur véritable du coefficient photométrique comme on peut le constater sur la simulation (figure 5.11). Non seulement on a tendance à le sous estimer, mais l'effet est d'autant plus important que le coefficient photométrique véritable est grand.

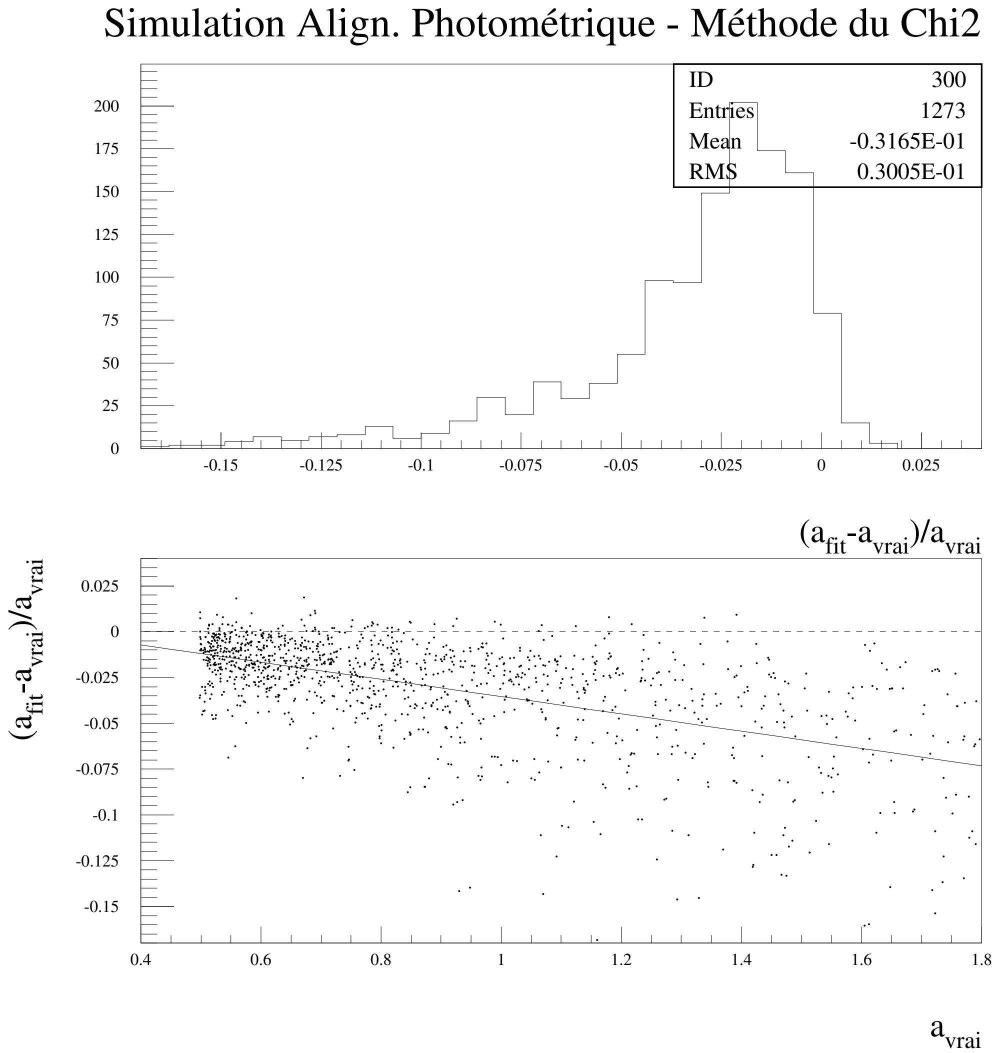


FIG. *5.11* – **Résultats de la méthode du χ^2 sur une simulation.** *On a représenté en haut l'histogramme de l'écart à la valeur véritable du coefficient photométrique $(a_{\chi^2} - a_{vrai})/a_{vrai}$. Le graphe du dessous représente ce même écart en fonction de la valeur du coefficient photométrique.*

5.5.3 La méthode locale du χ^2 avec erreurs sur les deux variables

Cette méthode est analogue à la précédente mais elle comble sa principale lacune. Elle tient compte de l'erreur que l'on fait sur le flux dans chaque pixel, à la fois sur l'image de référence et sur l'image courante. Cette manière d'ajuster une droite sur des données pour lesquelles on dispose d'incertitudes sur les deux variables a été développée par York [York, 1966]. C'est ainsi qu'on la baptisera dans la suite.

On cherche à minimiser l'estimateur suivant (dans lequel on néglige la corrélation du bruit) :

$$S = \sum_i \left[w(X_i)(x_i - X_i)^2 + w(Y_i)(y_i - Y_i)^2 \right] \tag{5.46}$$

Où l'on a adopté les notations suivantes:

- i va de 1 à n qui est le nombre de pixels utiles sur les images.
- X_i valeur des pixels sur l'image courante.
- Y_i valeur des pixels sur l'image de référence.
- x_i, y_i valeurs ajustées des précédents, on a par conséquent la relation $y_i = a \times x_i + b$ ou a et b sont respectivement le coefficient photométrique et le fond de ciel relatifs que l'on cherche à déterminer.
- $w(X_i)$, $w(Y_i)$ sont les poids que l'on affecte aux valeurs des pixels des deux images. C'est l'inverse du carré de l'erreur sur la valeur de chaque pixel: $w(X_i) = \frac{1}{\sigma(X_i)^2}$ et $w(Y_i) = \frac{1}{\sigma(Y_i)^2}$. Il s'agit des termes diagonaux de la matrice de corrélation puisque l'on néglige le bruit corrélé issu de la convolution).

On minimise donc le carré de la distance à la droite que l'on cherche à déterminer en la pondérant par l'erreur dans chaque direction. Afin de minimiser S, on doit avoir $\delta S = 0$ avec la contrainte que pour tout i, $y_i = a \times x_i + b$. Soit :

$$\delta S = \sum_i \{ w(X_i)(x_i - X_i)\delta x_i + w(Y_i)(y_i - Y_i)\delta y_i \} = 0 \tag{5.47}$$

avec la contrainte que pour tout i:

$$a\delta x_i - \delta y_i + \delta b + x_i \delta a = 0 \tag{5.48}$$

On utilise les multiplicateurs de Lagrange λ_i afin d'implémenter la contrainte et l'on obtient:

$$\sum_i \{\delta x_i \left[w(X_i)(x_i - X_i) + a\lambda_i \right]\} + \sum_i \{\delta y_i \left[w(Y_i)(y_i - Y_i) - \lambda_i \right]\} + \delta b \sum_i \lambda_i + \delta a \sum_i \lambda_i x_i = 0 \tag{5.49}$$

Les dérivées partielles par rapport à chacun des paramètres doivent être nulles, ce qui revient à :

$$\begin{cases} x_i - X_i &= -\frac{\lambda_i a}{w(X_i)} \\ y_i - Y_i &= \frac{\lambda_i}{w(Y_i)} \\ \sum_i \lambda_i &= 0 \\ \sum_i \lambda_i x_i &= 0 \\ y_i &= a \times x_i + b \end{cases} \tag{5.50}$$

En substituant la première et la seconde ligne dans la dernière de (5.50), on obtient:

$$Y_i + \frac{\lambda_i}{w(Y_i)} = b + a\left(X_i - \frac{a\lambda_i}{w(X_i)}\right) \tag{5.51}$$

On définit :

$$W_i = \frac{w(x_i)w(y_i)}{a^2 w(Y_i) + w(x_i)} \tag{5.52}$$

et on obtient:

$$\lambda_i = W_i(b + aX_i - Y_i) \tag{5.53}$$

(5.53) et les lignes 3 et 4 de (5.50) forment un système de $n+2$ équations à $n+2$ inconnues (a, b et λ_i). On insère alors (5.53) dans les lignes 3 et 4 de (5.50) et on obtient:

$$\sum_i W_i\,(b + aX_i - Y_i) = 0 \tag{5.54}$$

et

$$\sum_i W_i\left\{bX_i + aX_i^2 - X_iY_i\right\} - \sum_i W_i^2\left\{\frac{a}{w(X_i)}(b + aX_i - Y_i)^2\right\} = 0 \tag{5.55}$$

L'équation (5.54) donne:

$$b = \frac{\sum_i W_iY_i - a\sum_i W_iX_i}{\sum_i W_i} \tag{5.56}$$

c'est à dire:

$$b = \hat{Y} - a\hat{X} \tag{5.57}$$

avec la notation $\hat{A} = \frac{\sum_i W_iA_i}{\sum_i W_i}$. La meilleure droite passe donc par le centre de gravité des données, si on définit le poids avec les W_i. Définissons: $U_i = X_i - \hat{X}$ et $V_i = Y_i - \hat{Y}$. On insère alors (5.57) dans (5.55) et on obtient l'équation pour a:

$$a^3\sum_i \frac{W_i^2U_i^2}{w(X_i)} - 2a^2\sum_i \frac{W_i^2U_iV_i}{w(X_i)} - a\left\{\sum_i W_iU_i^2 - \sum_i \frac{W_i^2V_i^2}{w(X_i)}\right\} + \sum_i W_iU_iV_i = 0 \tag{5.58}$$

Remarquons que si cette équation ressemble à une simple cubique, elle n'en est en fait pas une à cause de la dépendance en a des W_i.

On utilise alors une méthode itérative pour déterminer a et b:

- on utilise une méthode moins performante pour déterminer une valeur approchée de a et de b (la méthode des histogrammes section 5.5.4 par exemple);
- on calcule les W_i avec cette valeur approchée de a;
- on résout alors la cubique pour trouver une meilleure valeur de a et de b;
- on recalcule les W_i avec cette valeur;
- on réitère jusqu'à convergence;
- la valeur finale de b est donnée par l'équation (5.57).

On peut alors montrer que les incertitudes sur les valeurs de a et de b ainsi déterminées sont:

$$\left\{\begin{array}{lcl} \sigma_a^2 & = & \frac{1}{n-2} \times \frac{\sum_i W_i (aU_i - V_i)^2}{\sum_i W_i U_i^2} \\ \sigma_b^2 & = & \sigma_a^2 \times \frac{\sum_i W_i X_i^2}{\sum_i W_i} \end{array}\right. \tag{5.59}$$

Cette méthode (méthode de York) est très robuste et converge assez rapidement (le temps de calcul n'est que de quelques secondes). Elle donne des valeurs très proches de la réalité comme on peut le constater sur les figures 5.12 et 5.13. La précision (1.24%) est comparable avec celle de la méthode des étoiles mais la distribution est ici beaucoup mieux centrée sur zéro (d'un facteur 10). Cela signifie que cette méthode en extrêmement peu biaisée.

Sur la figure 5.12, on peut remarquer que ce sont les points à grand flux (donc le gradient de luminosité dû à la galaxie) qui permettent de déterminer la pente de la droite. S'ils n'étaient pas là, on n'aurait que les points du fond de ciel dont la distribution est gaussienne.

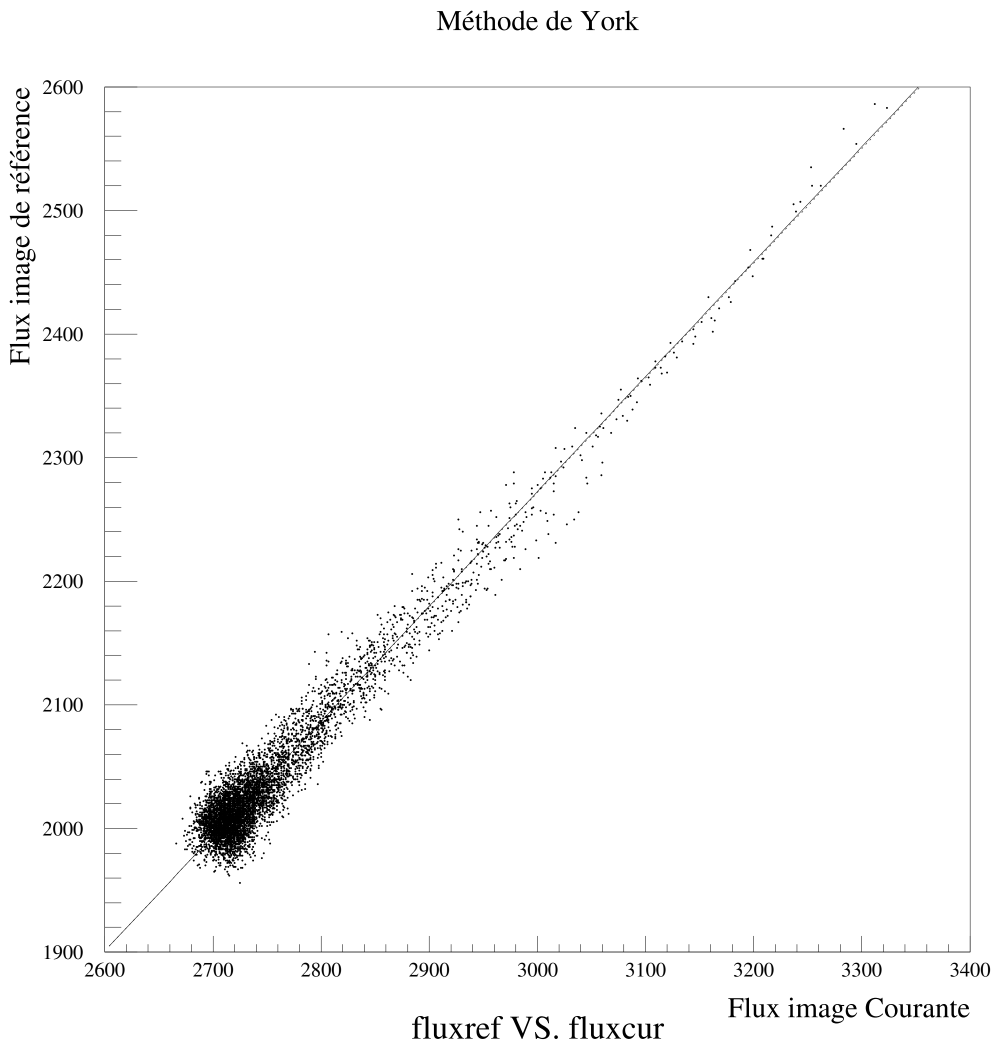


FIG. 5.12 – *Sur ce graphe, le flux des pixels de l'image de référence est représenté en fonction de leur flux sur l'image courante (simulation). On a représenté la relation linéaire obtenue avec la méthode de York en traits pleins et la véritable relation linéaire en pointillés. Les deux courbes sont pratiquement confondues.*

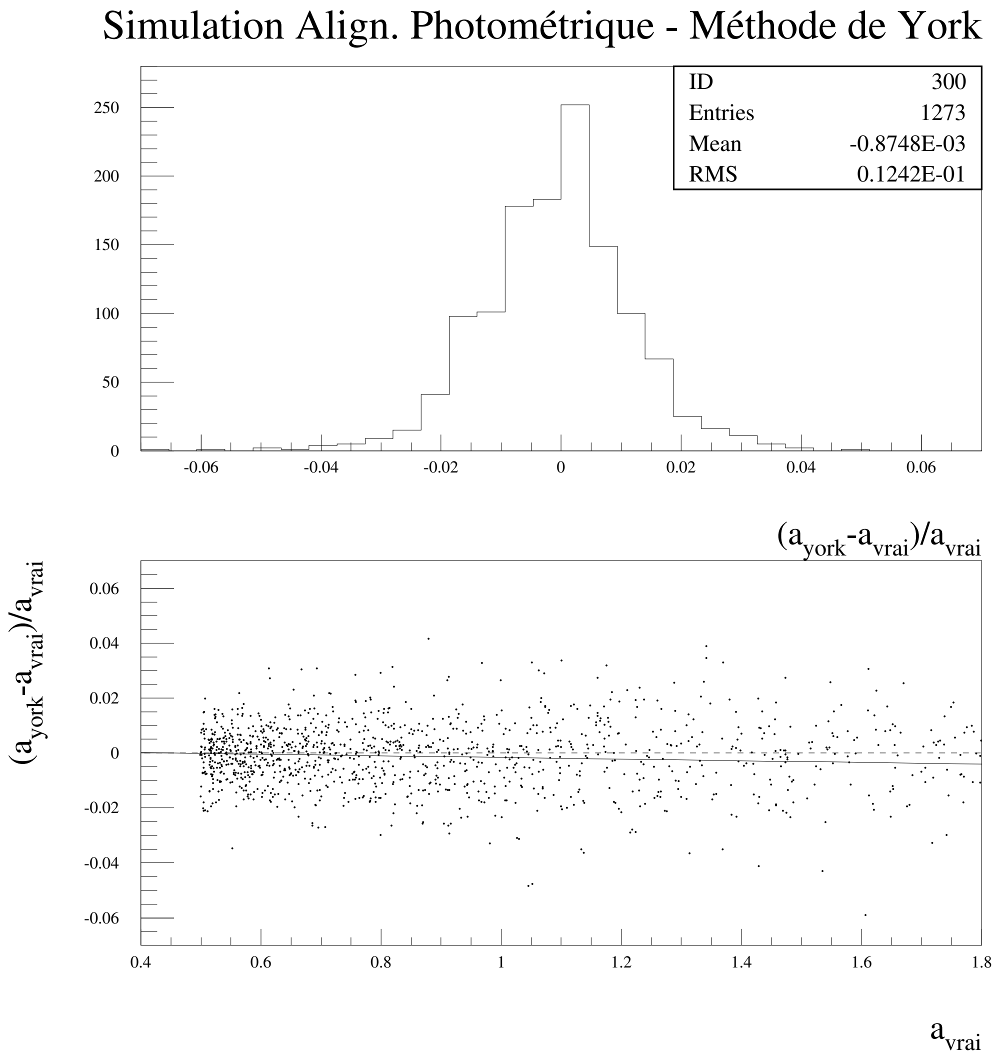


FIG. 5.13 – *Résultats de la méthode de York sur une simulation. On a représenté en haut l'histogramme de l'écart à la valeur véritable du coefficient photométrique $(a_{York} - a_{vrai})/a_{vrai}$. Le graphe du dessous représente ce même écart en fonction de la valeur du coefficient photométrique.*

5.5.4 La méthode locale des histogrammes

Cette méthode est elle aussi locale, c'est à dire qu'elle s'intéresse directement aux pixels de l'image. Ici, comme dans la méthode du χ^2 avec erreurs sur les deux variables (section précédente), on tire parti du fait qu'il y a un gradient de luminosité sur l'image à cause de la galaxie. C'est la méthode utilisée pour l'alignement photométrique dans l'expérience AGAPE [Ansari et al., 1997] qui recherche des événements de microlentilles gravitationnelles dans la direction de la galaxie d'Andromède (M31). Les deux histogrammes de flux des images de référence et courante sont différents du fait du coefficient photométrique et du fond de ciel relatif. On cherche donc à déterminer leurs valeurs en recalant les deux histogrammes l'un sur l'autre. Si l'on n'avait que du fond de ciel sans gradient sur l'image, il y aurait une dégénérescence entre les deux coefficients que l'on veut déterminer. C'est donc le gradient causé par la présence de la galaxie qui lève cette dégénérescence et rend cette méthode praticable. La transformation que l'on cherche est une opération linéaire sur l'image courante qui superpose son histogramme à celui de l'image de référence.

Les histogrammes sont représentés sur la figure 5.14. Le gradient de luminosité dû à la galaxie se manifeste par les queues à grand flux de ces deux histogrammes. C'est ce gradient qui lève la dégénérescence entre les deux paramètres que l'on cherche à mesurer: sans lui, les deux distributions seraient des gaussiennes centrées sur la valeur du fond de ciel dont le RMS en serait la racine carré (bruit de photons). Grâce au gradient de luminosité on peut déterminer séparément le coefficient photométrique et le fond de ciel relatif entre les deux images.

Calculons la variance et la moyenne de chacune des deux images (n étant le nombre de pixels utiles de l'image, X et Y se rapportent respectivement aux flux des pixels des images courante et de référence):

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \bar{Y} & = & \frac{1}{n}\sum_i Y_i \\ \sigma_Y^2 & = & \frac{1}{n}\sum_i(\bar{Y} - Y_i)^2 \\ \bar{X} & = & \frac{1}{n}\sum_i X_i \\ \sigma_X^2 & = & \frac{1}{n}\sum_i(\bar{X} - X_i)^2 \end{array} \right. \tag{5.60}$$

Si l'on transforme l'image courante de la manière suivante:

$$X_i' = a \times X_i + b \tag{5.61}$$

sa valeur moyenne et sa variance sont transformées de la manière suivante:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \bar{X}' & = & a \times \bar{X} + b \\ \sigma_{X'}^2 & = & a^2\sigma_X^2 \end{array} \right. \tag{5.62}$$

Si l'on veut que l'histogramme de l'image courante soit semblable à celui de l'image

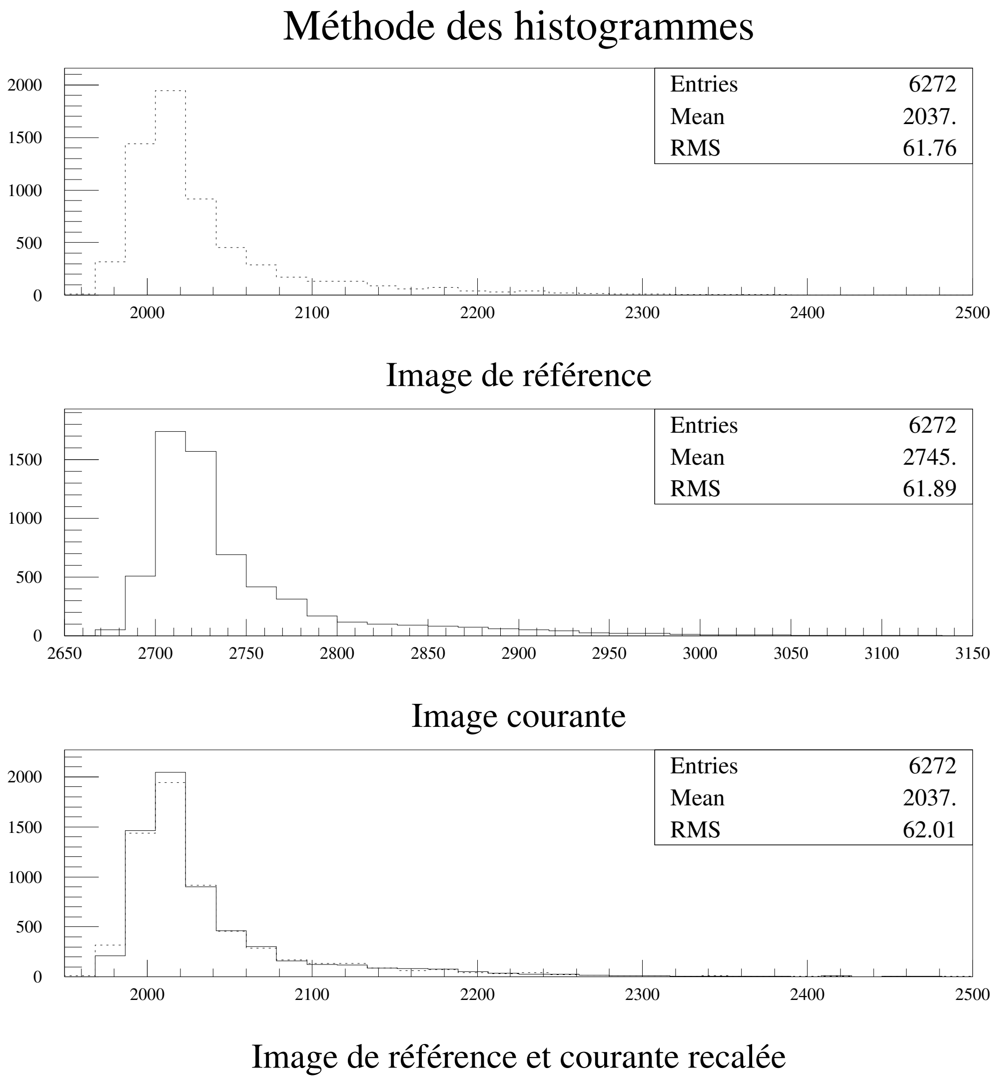


FIG. 5.14 – *Sur cette figure, on a représenté en haut l'histogramme de l'image de référence et au milieu celui de l'image courante (simulation). L'histogramme de bas est celui de l'image courante modifiée selon la méthode des histogrammes.*

de référence, il faut avoir:

$$\left\{\begin{array}{lcl} \bar{Y} & = & \bar{X}' \\ \sigma_Y & = & \sigma_{X'} \end{array}\right. \tag{5.63}$$

ce qui revient à prendre:

$$\left\{\begin{array}{lcl} a & = & \frac{\sigma_Y}{\sigma_X} \\ b & = & \bar{Y} - \frac{\sigma_Y}{\sigma_X}\bar{X} \end{array}\right. \tag{5.64}$$

Cette méthode est très simple dans la mesure où elle ne tient pas compte des erreurs sur la valeur de chaque pixel (plus grandes si le flux du pixel est grand). Toutefois, elle donne de meilleurs résultats que la méthode du χ^2 classique. En effet, comme on peut le constater sur la figure 5.15, la distribution est mieux centrée sur zéro. Cependant, les coefficient photométrique est surestimé s'il est petit et sousestimé s'il est grand. Cette méthode n'est donc pas convaincante.

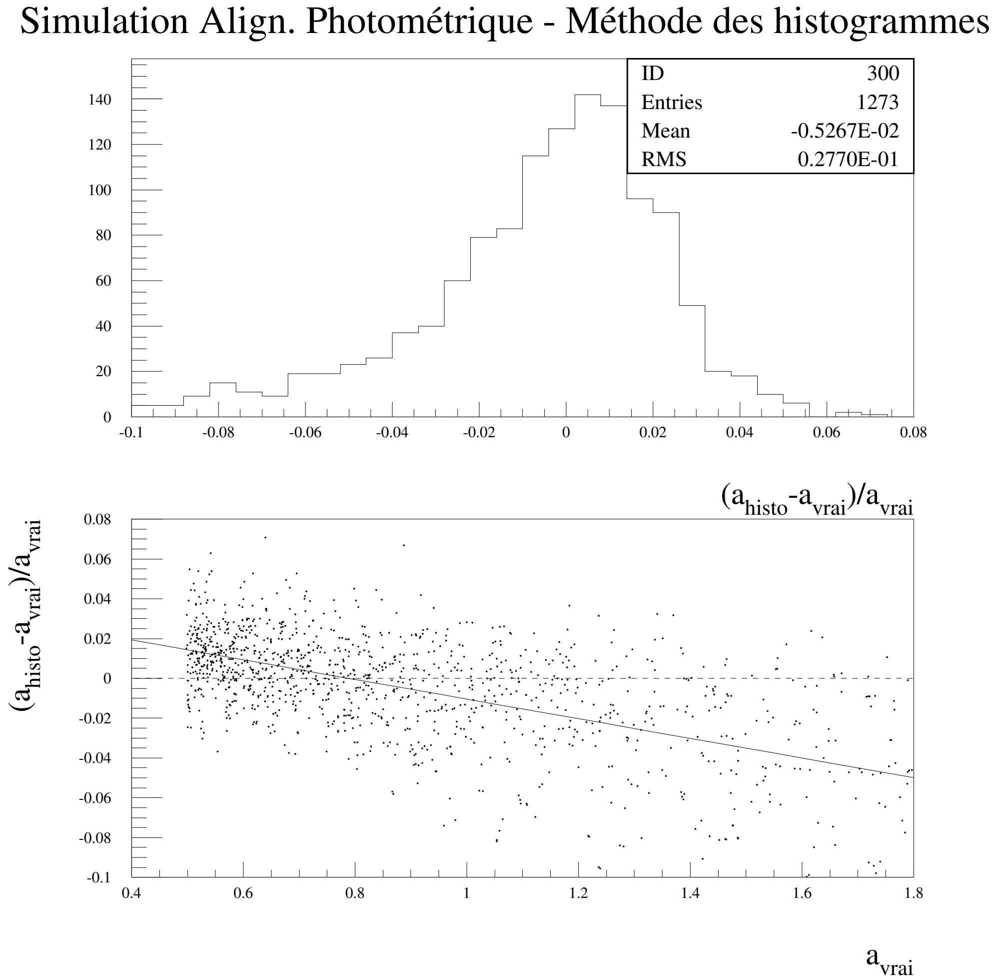


FIG. *5.15 – Résultats de la méthode des histogrammes sur une simulation. On a représenté en haut l'histogramme de l'écart à la valeur véritable du coefficient photométrique* $(a_{histo} - a_{vrai})/a_{vrai}$. *Le graphe du dessous représente ce même écart en fonction de la valeur du coefficient photométrique.*

5.5.5 Conclusions

Nous avons vu que la méthode du χ^2 et la méthode des histogrammes sont toutes deux biaisées (figures 5.11 et 5.14) lorsque le coefficient photométrique devient grand. La valeur obtenue pour le coefficient est corélée avec sa valeur véritable. On penser que la raison est qu'elles ne tiennent pas correctement compte de l'erreur sur le flux des pixels. La précision des deux autres méthodes est comparable et elle semble indépendante du coefficient photométrique. C'est malgré tout la méthode du χ^2 avec erreurs sur les deux variables qui donne les meilleurs résultats puisque l'histogramme mesurant sa précision est bien centré sur 0 tandis que la détermination de la pente ne semble pas du tout corélée avec la pente véritable (figure 5.13).

Cependant, l'efficacité de cette méthode (et de toutes les méthodes locales) dépend fortement de la quantité d'information que contient la petite vignette que l'on considère. Les méthodes locales reposent sur le fait que la présence de la galaxie hôte induit un gradient de flux sur l'image. La statistique de la petite vignette, du fait de la présence de la galaxie, est donc fortement différente de celle d'une image qui ne contiendrait que du fond de ciel (on aurait alors une statistique gaussienne). Ici, l'histogramme de la vignette présente une forte asymétrie vers les hauts flux (figure 5.14). C'est cette asymétrie qui donne toute l'information et qui permet de déterminer séparément le coefficient photométrique et le fond de ciel relatifs. Si la galaxie est faible, la distribution des flux sur la vignette diffère peu d'une distribution gaussienne centrée sur la valeur du fond de ciel et on ne peut pas lever la dégénérescence entre le coefficient photométrique et le fond de ciel.

Par conséquent, dans le cas où la galaxie hôte est très lumineuse et de grande taille, il y a beaucoup d'informations concernant la transformation photométrique dans les pixels de la galaxie (beaucoup de pixels à grand flux). On a donc intérêt à utiliser une méthode locale (celle du χ^2 avec deux erreurs) qui conduira à une détermination plus précise de la transformation photométrique. Par contre, lorsque la galaxie est extrêmement faible, c'est la méthode globale des étoiles qui conduira à un meilleur résultat car elle ne dépend pas du flux ni de l'étendue de la galaxie hôte.

Par contre, la méthode globale des étoiles présente un certain risque dans la mesure où l'on évalue l'absorption relative entre les deux images sur une zone différente de celle que l'on veut réaligner. Ajoutons que l'absorption n'est pas achromatique, elle affecte donc les étoiles de manière différente selon leur couleur. Ceci va introduire une dispersion intrinsèque dans le flux des étoiles entre les deux images et peut donc biaiser la détermination de la transformation photométrique. En utilisant une méthode locale, on calcule cette transformation directement sur les données que l'on veut réaligner, cette transformation est donc nécessairement la meilleure pour la zone qui nous intéresse.

Les deux meilleures méthodes ont été introduites dans le programme de fabrication des courbes de lumière. Selon la taille de la galaxie, on choisira la méthode des étoiles ou la méthode locale de χ^2 avec erreurs sur les deux variables.

5.6 La détermination du flux de la supernova

L'image de référence et l'image courante sont maintenant superposées géométriquement, recalées photométriquement dans le système de flux de l'image de référence (il n'y a pas encore ici de calibration absolue) et de même seeing. On peut donc directement effectuer la soustraction des deux. Il s'agit alors de déterminer le flux de la supernova sur la soustraction. Je décris dans la suite plusieurs méthodes, basées d'une part sur le fit de PSF et d'autre part sur la photométrie d'ouverture. Ces deux techniques sont complémentaires comme on va le voir.

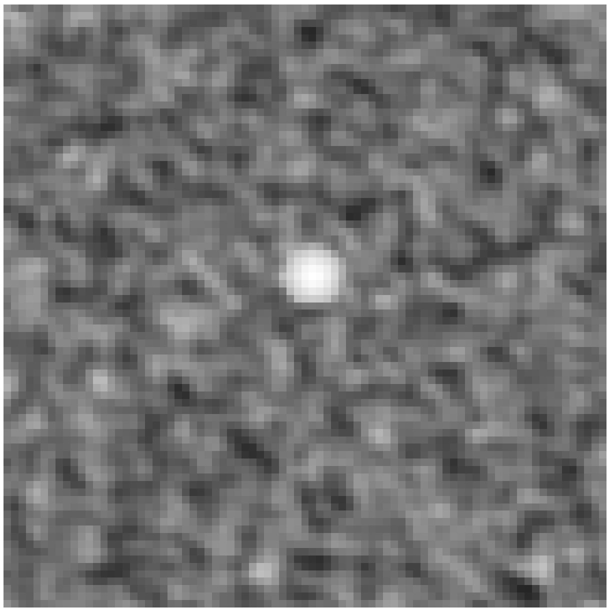


FIG. 5.16 – *Résultat de la soustraction des deux images de la figure 5.1 (simulation), on voit que la galaxie n'a laissé aucune trace visible. La méthode de recalage photométrique utilisée est celle de York. On remarque très nettement les structures de bruit corrélé dont on a parlé dans la section consacrée à la convolution.*

5.6.1 Ajustement de PSF

Une première manière de déterminer le flux de la supernova consiste à utiliser un simple ajustement de PSF gaussienne (en utilisant Peida [Ansari, 1996]) sur l'image soustraite sans fixer les paramètres de forme de la PSF (σ_x, σ_y et ρ). On peut objecter que ceux-ci sont connus à l'issue de la convolution, mais il se trouve que le flux est mieux reconstruit sans fixer ces paramètres. Lorsque ces paramètres sont fixés, on constate un effet systématique sur la valeur du flux reconstruit par le fit de PSF simple. L'effet disparaît en relâchant la contrainte sur la forme de la PSF.

Malgré tout, à cause du bruit corrélé, l'erreur sur le flux de la supernova est considérablement sous-estimé. En effet on minimise le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{F_{i,j} - PSF(i,j,\vec{p})}{\sigma_{i,j}} \right)^2 \tag{5.65}$$

$PSF(i,j,\vec{p})$ est la PSF que l'on veut ajuster dont les paramètres à ajuster sont la position, le volume et les paramètres de forme, symbolisés par $\vec{p}$. Cette expression revient à supposer que la matrice de corrélation des erreurs de l'image est diagonale et donc que le bruit n'est pas corrélé. L'incertitude $\sigma_{i,j}$ est donc ici la valeur du bruit individuel sur le pixel i, j après la convolution et la soustraction, c'est à dire les termes diagonaux de la matrice de covariance après convolution (équation 5.36). Comme on l'a vu, cette matrice n'est pas diagonale, par conséquent, en ne prenant que ses termes diagonaux, on considère à tort le bruit comme non corrélé. Il n'est donc pas étonnant que les erreurs soient sous-estimées comme on peut le constater sur la figure (5.17). En effet l'histogramme de l'écart de la valeur mesurée du flux à la valeur vraie en nombre d'écarts-type devrait avoir une largeur 1 si les erreurs étaient correctement estimées. La largeur observée est de 4.4, ce qui signifie que les erreurs sont sous-estimées. La précision sur le flux reconstruit est de 16.5% (précision moyenne sur toutes les valeurs de flux).

Afin de tenir compte de la corrélation des erreurs, il faudrait minimiser le χ^2 sous sa forme la plus générale:

$$\chi^2 = V^T C^{-1} V \tag{5.66}$$

où C est la matrice de covariance (non-diagonale) de l'image et V est un vecteur contenant pour chaque pixel, l'écart $F_{i,j} - PSF(i,j,\vec{p})$ de son flux au flux ajusté.

On pourrait même aller encore plus loin et ajuster simultanément le flux de la supernova sur toutes les images dont on dispose avec la contrainte que la supernova soit à la même position sur toutes les images. Il faudrait alors minimiser le χ^2 suivant:

$$\chi^2 = \sum_k V^T C^{-1} V \tag{5.67}$$

k étant l'indice pour la k-ième image.

Ce genre d'ajustement étant fort gourmand en temps de calcul, nous avons décidé d'essayer de contourner cette difficulté. Il se trouve que si l'ajustement de PSF simple donne des barres d'erreur sur le flux de l'étoile trop petites, il donne une bonne détermination de la position de celle-ci (de l'ordre de 0.05 pixel). Par ailleurs, si la

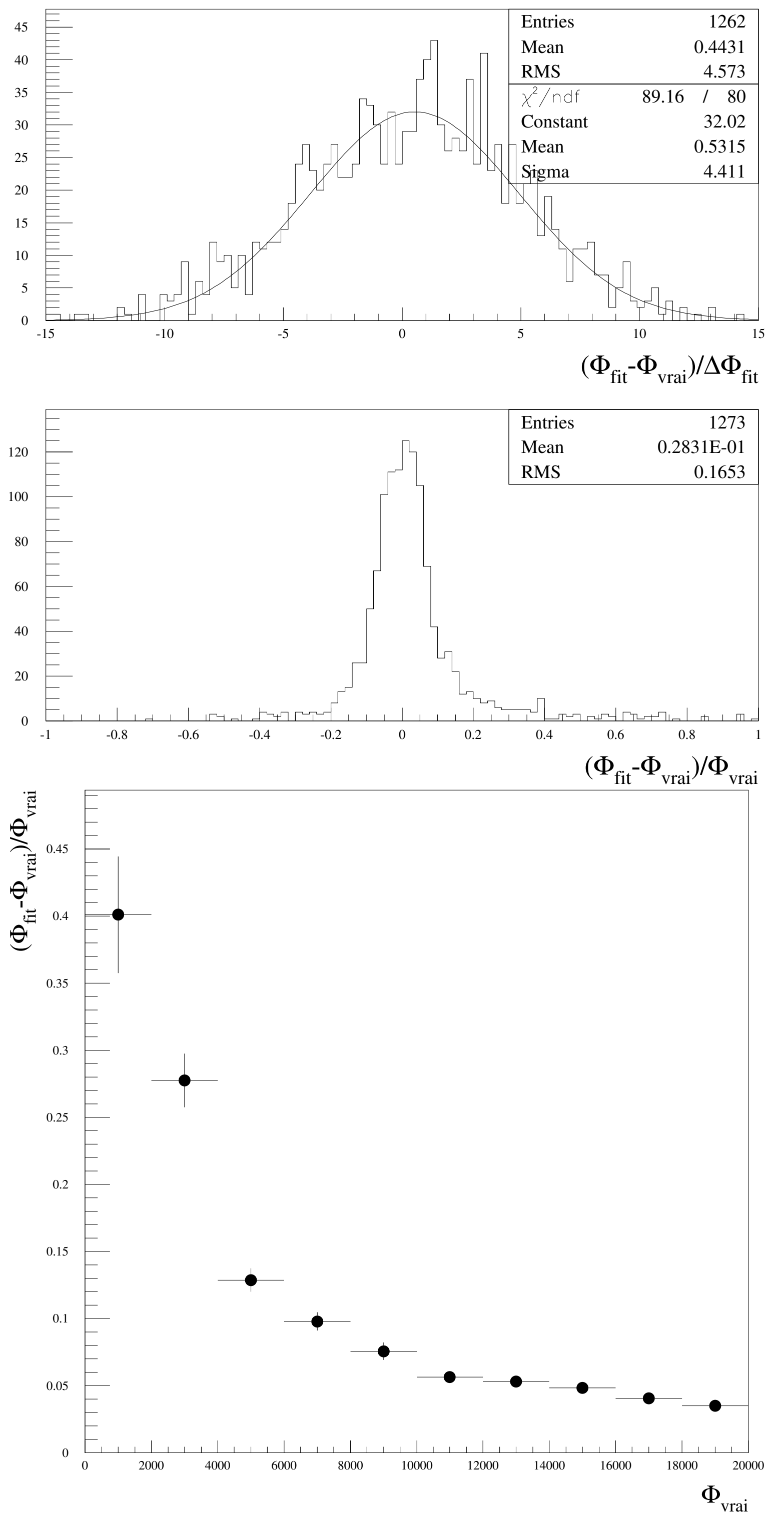


FIG. *5.17* – **Résultats du fit de PSF simple :** *en haut : histogramme de l'écart à la valeur véritable du flux ajusté en nombre d'écarts-type sur la simulation.*
Au milieu : précision sur l'estimation du flux (moyenne sur tous les flux simulés).
En bas : évolution de la précision avec le flux Les barres d'erreur verticales représentent un écart-type dans le canal et les barres d'erreur horizontales représentent la largeur du canal.

minimisation du χ^2 avec erreurs corrélées donné par l'équation 5.66 est difficile à réaliser (parce que non-linéaire) quand on veut déterminer non seulement le flux de l'étoile mais aussi tous les autres paramètres de la PSF, elle est parfaitement linéaire quand on ne cherche qu'à en déterminer le flux. Il suffit alors d'inverser la matrice de covariance ($N \times N$, N étant le nombre total de pixels).

En effet si l'on prend les notations suivantes (On fait l'ajustement sur des images $n \times n = N$):

$$\begin{aligned} C^{-1} &= \left[{\sigma'}^{2}_{i,p;j,q} \right]^{-1} && (5.68) \\ &= C^{-1}(jn+i, qn+p) && (5.69) \\ V_{ij} &= F_{ij} - \phi G_{ij} && (5.70) \end{aligned}$$

- F_{ij} étant le flux dans le pixel i, j.
- G_{ij} étant la valeur de la PSF (normalisée à 1 et dont on connaît la position) au pixel i, j.
- ϕ étant le flux que l'on cherche à calculer.

On a (équation 5.66):

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_{i,j} \sum_{p,q} V_{ij} C^{-1}(jn+i, qn+p) V_{pq} && (5.71) \\ &= \phi^2 \sum_{i,j,p,q} C^{-1}(jn+i, qn+p) G_{ij} G_{pq} \\ &\quad -\phi \sum_{i,j,p,q} C^{-1}(jn+i, qn+p)(G_{ij}F_{pq} + G_{pq}F_{ij}) \\ &\quad + \sum_{i,j,p,q} C^{-1}(jn+i, qn+p) F_{ij} F_{pq} && (5.72) \\ &= A\phi^2 + B\phi + C && (5.73) \end{aligned}$$

Et par conséquent:

$$\begin{aligned} \phi_0 &= -\frac{B}{2A} && (5.74) \\ \chi^2(\phi_0) &= -\frac{B^2}{4A} + C && (5.75) \\ \sigma_{\phi_0} &= \frac{1}{\sqrt{A}} && (5.76) \end{aligned}$$

σ_{ϕ_0} étant défini par $\chi^2 = \chi^2(\phi_0) + 1$.

On peut donc ainsi déterminer le flux de l'étoile par ajustement de PSF en tenant compte de la corrélation des erreurs. Il suffit de connaître la position de l'étoile (en utilisant l'ajustement sans erreurs corrélées) ainsi que ses paramètres de forme (on la suppose ronde et de *seeing* donné par la convolution). Les résultats de cette méthodes sont présentés sur la figure 5.18. On constate que les barres d'erreurs restent encore trop petites. Par ailleurs, la précision est de 18.1% (précision moyenne sur tous les flux simulés), soit moins bonne qu'avec l'ajustement de PSF simple. Le fait de ne pas fixer les paramètres de forme de la PSF dans l'ajustement simple permet en effet de mieux rendre compte du flux de l'étoile qu'en imposant comme ici à l'étoile son *seeing*.

L'inconvénient de l'ajustement de PSF est qu'il ne converge plus lorsque la supernova est trop faible. Or, les points à très bas flux de la courbe de lumière sont très utiles pour analyser celle-ci, même s'ils sont entachés d'une grande incertitude.

5.6.2 Photométrie d'ouverture

Le gros inconvénient de l'ajustement de PSF est qu'il faut supposer une forme de PSF. On prend généralement une gaussienne, ou une gaussienne intégrée mais ce ne sont que des approximations de la forme de la PSF, qui de plus dépend de la position sur le champ (les étoiles sont très déformées en bord de champ). L'ajustement de PSF est la meilleure méthode pour déterminer le flux d'une étoile en champ encombré car il permet de tenir compte de la perturbation des étoiles voisines. En revanche, dans le cas d'une étoile isolée, rien ne nous oblige à utiliser l'ajustement de PSF. Une méthode relativement indépendante de la forme de la PSF est la photométrie d'ouverture qui consiste à intégrer tout le flux dans une ouverture donnée autour de l'objet et de retirer ensuite le fond de ciel estimé par ailleurs. Il est clair que l'on se retrouve avec le seul flux de l'objet pour peu que l'on ait intégré sur une surface suffisamment grande. Le problème de cette méthode est que l'erreur sur le flux ainsi déterminé est très grande. Si l'on intègre le flux sur une surface, l'erreur due au bruit de photons est égale à la racine carrée du flux intégré, et comme il y a du fond de ciel sous l'étoile, le bruit est très important.

En fait, on peut minimiser la contribution du fond de ciel au bruit en n'intégrant que sur une petite partie de l'étoile, on récolte ainsi moins de bruit (moins de ciel) tout en perdant peu de signal, le rapport signal/bruit est ainsi amélioré. On peut ensuite récupérer le signal dont on n'a pas tenu compte via une formule analytique (en supposant que la PSF est gaussienne).

L'évolution du signal S en fonction du rayon sur lequel on intègre si l'on a une étoile ronde de flux total ϕ et de largeur σ sur un fond de ciel B est :

$$S(r_0) = \int_0^{r_0} \frac{\phi}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} 2\pi r dr$$

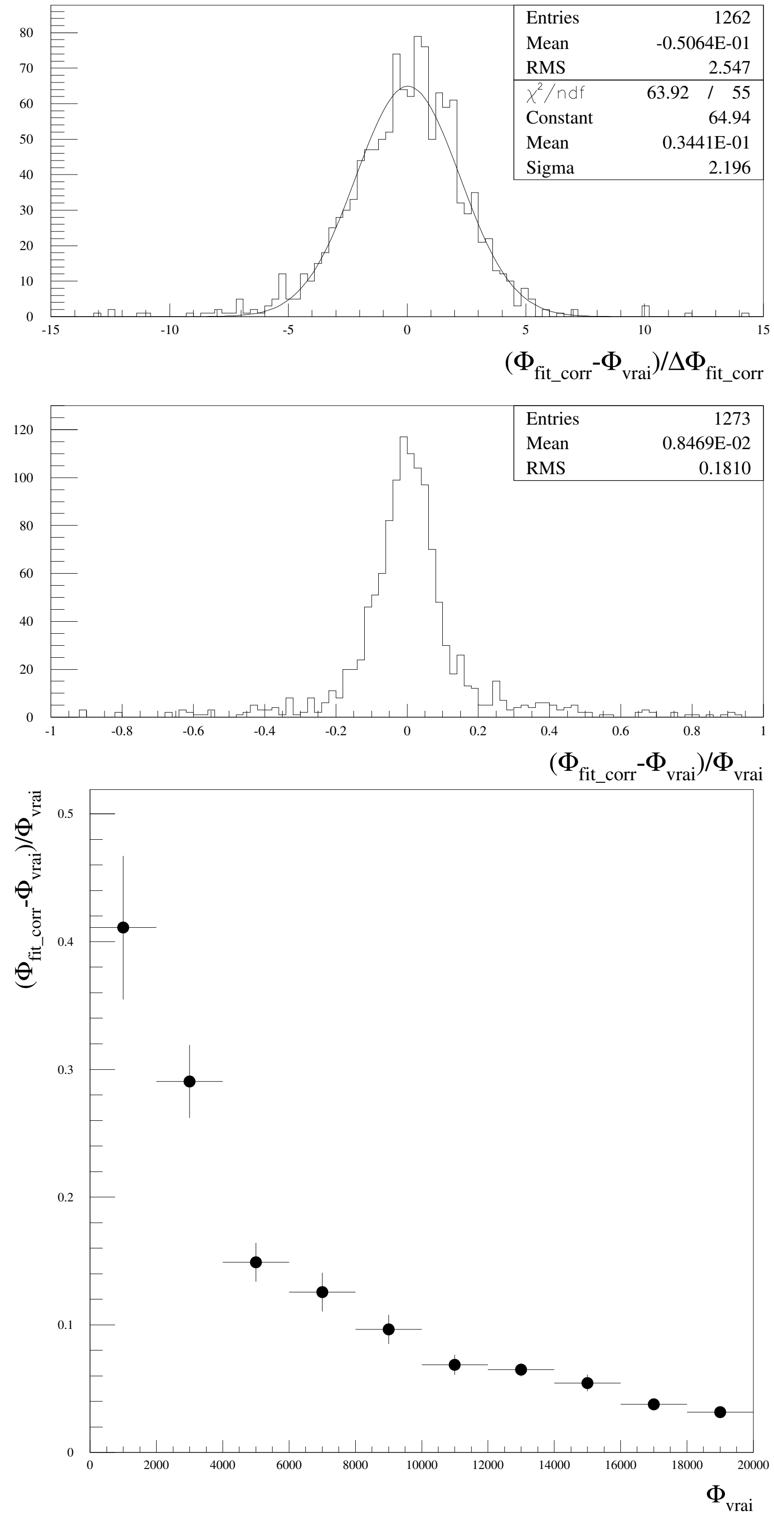


FIG. *5.18* – **Résultats de l'ajustement de PSF avec erreurs corrélées.** *en haut : histogramme de l'écart à la valeur véritable du flux ajusté en nombre d'écarts-type sur la simulation.*
Au milieu : précision sur l'estimation du flux (moyenne sur tous les flux simulés).
En bas : évolution de la précision avec le flux Les barres d'erreur verticales représentent un écart-type dans le canal et les barres d'erreur horizontales représentent la largeur du canal.

$$= \phi \int_0^{\frac{r_0^2}{2\sigma^2}} e^{-x} dx$$

On exprime le rayon en unités de σ: $k = \frac{r}{\sigma}$

$$S(k_0) = \phi \left(1 - e^{-\frac{k_0^2}{2}}\right) \tag{5.77}$$

Calculons maintenant le bruit en fonction de ce même rayon:

$$N^2(k_0) = \phi \left(1 - e^{-\frac{k_0^2}{2}}\right) + \pi\sigma^2 k_0^2 B \tag{5.78}$$

Le rapport signal/bruit est donc (figure 5.19):

$$\frac{S}{N}(k_0) = \frac{\phi \left(1 - e^{-\frac{k_0^2}{2}}\right)}{\sqrt{\phi \left(1 - e^{-\frac{k_0^2}{2}}\right) + \pi\sigma^2 k_0^2 B}} \tag{5.79}$$

Cette fonction possède un maximum qui se trouve aux alentours de 1.6σ. Sa position dépend très peu du flux de l'étoile, du fond de ciel et de σ. Une ouverture de 1.6σ étant très petite et risquant de faire apparaître des problèmes liés à la pixellisation, nous avons décidé d'utiliser une ouverture d'une FWHM, soit 2.35σ. Ainsi le rapport signal/bruit est proche de son maximum et les effets de discrétisation sont faibles. De plus, les effets d'une petite erreur sur la position de l'étoile se font d'autant moins sentir que l'ouverture est large.

Une fois le flux de l'étoile mesuré dans cette ouverture, il faut calculer le flux total en divisant le flux partiel par l'expression (5.77) avec $k = 2.35$. La figure (5.20) montre qu'une telle méthode d'évaluation du flux améliore considérablement le résultat. Le flux et les erreurs sont correctement estimés. La précision de 16% est donc légèrement meilleure qu'avec l'ajustement de PSF simple.

La photométrie d'ouverture présente un autre avantage: on peut séparer facilement les diverses contributions à l'erreur que l'on fait sur l'estimation du flux de la supernova. Dans la mesure où l'on calcule celui-ci sur l'image soustraite, l'image courante et l'image de référence contribuent toutes deux à l'incertitude. La contribution de l'image courante à l'incertitude est différente pour chacune des images successives de la supernova car elle augmente avec le fond de ciel. En revanche la contribution de l'image de référence est commune à tous les points de mesure du flux de la supernova. Une partie de l'erreur est donc corrélée d'un point à un autre. L'erreur due à l'image courante est responsable de la dispersion des points de mesure par rapport à leur valeur véritable tandis que l'erreur due à l'image de référence joue sur le point zéro de la courbe de lumière. Ces deux erreurs doivent absolument être traitées de manière différente lors de l'exploitation des courbes de lumière.

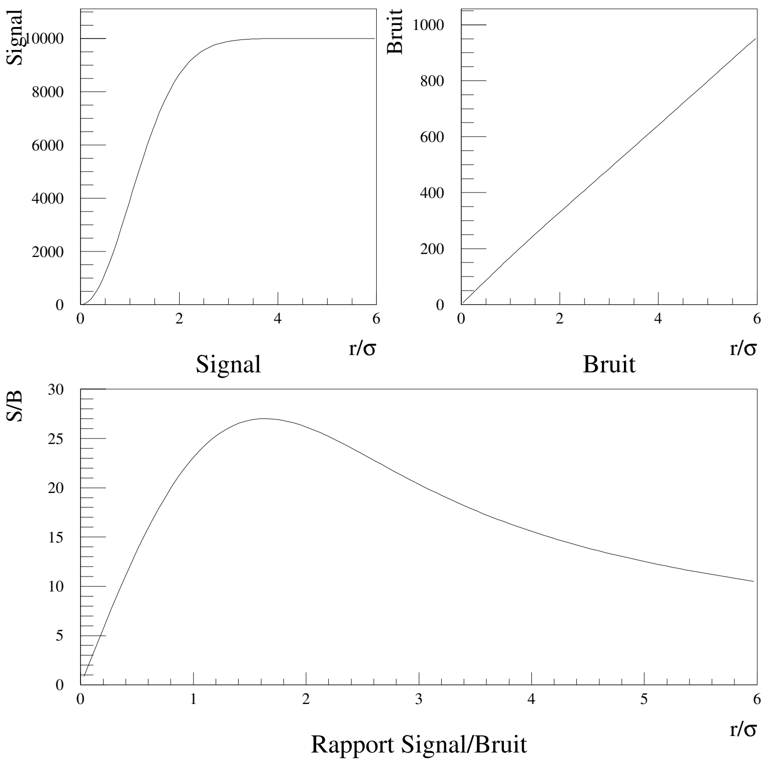


FIG. *5.19 – Rapport signal sur bruit en fonction du rayon de l'ouverture sur laquelle on intègre (exprimé en unités de σ) pour une étoile de 10000 ADU sur un fond de 1000 ADU. On constate que le ce rapport est maximal pour une valeur d'environ* 1.6σ. *En fait, ce chiffre ne tient pas compte de la pixellisation de l'image qui rend la photométrie d'ouverture difficile à réaliser avec un petit rayon. Nous choisirons un rayon de 1 FWHM (*Full Width at Half Maximum*), c'est à dire* 2.36σ *pour lequel le rapport signal est sensiblement aussi bon mais pour lequel les problèmes de pixellisation de se font pas sentir.*

5.6.3 Détermination de la position de la supernova, estimation finale du flux

La détermination de la position de l'étoile dont on cherche à mesurer le flux est très précise lorsque cette étoile est très brillante, mais elle devient plus hasardeuse lorsque celle-ci est faible. Ceci est d'autant plus vrai que l'on utilise pour cette détermination un ajustement de PSF qui ne tient pas compte de la corrélation du bruit entre les pixels. On a vu que cette corrélation provoque l'apparition de structures de forme gaussienne. Ces structures sont des pixels un peu à l'écart du gras de la distribution du fond de ciel qui ont été convolués, ils ressemblent fortement à des étoiles faibles. Il y a donc un risque pour que, lorsque la supernova est faible, on détermine mal sa position, l'ajustement risquant de converger sur une de ces structures.

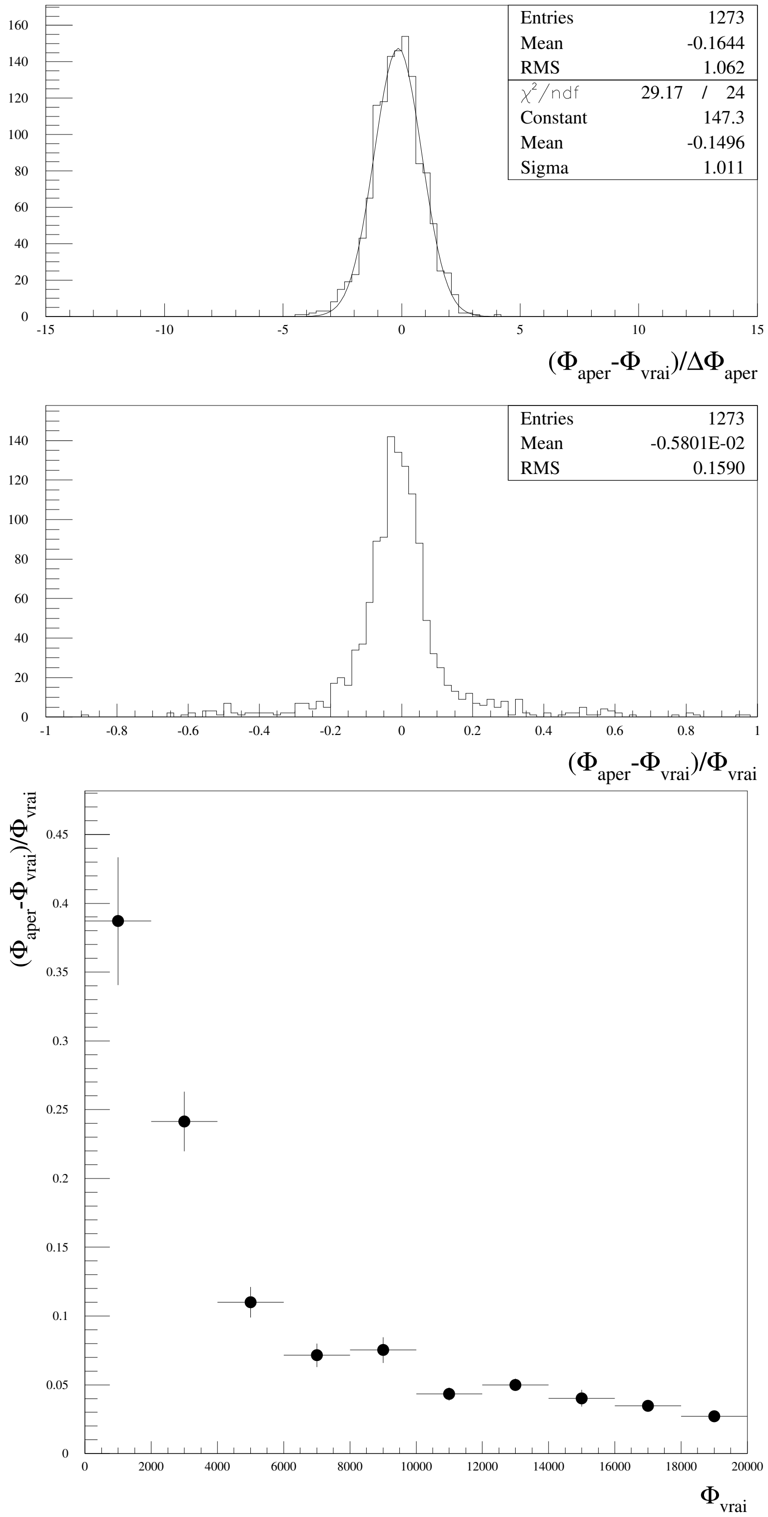


FIG. 5.20 – **Résultats de la photométrie d'ouverture.** *en haut : histogramme de l'écart à la valeur véritable du flux ajusté en nombre d'écarts-type sur la simulation.*
Au milieu : précision sur l'estimation du flux (moyenne sur tous les flux simulés).
En bas : évolution de la précision avec le flux Les barres d'erreur verticales représentent un écart-type dans le canal et les barres d'erreur horizontales représentent la largeur du canal.

Dans notre cas, on ne cherche pas à déterminer le flux de la supernova sur une seule image mais sur une série temporelle d'images du même champ afin d'avoir la courbe de lumière de la supernova. On dispose en principe de plusieurs images sur lesquelles le flux de la supernova varie, mais la supernova n'a aucune raison de bouger au cours du temps par rapport à la galaxie hôte (si l'objet bouge, ce ne peut pas être une supernova). Sa position peut être déterminée sur les images où elle est brillante et cette position est alors imposée sur les images où elle est faible.

En pratique, on effectue deux passages. Au cours du premier, on calcule la position avec unajustement de PSF sur chaque image (il arrive parfois que cet ajustement échoue, la supernova étant trop faible), le résultat pour le flux est ici appelé Φ_{fit}. On réalise aussi à ce stade une photométrie d'ouverture à la position donnée par l'ajustement de PSF (Φ_{aper}). On calcule ensuite la position moyenne de la supernova sur les images où elle est brillante. Il ne reste alors qu'à faire un second passage en utilisant cette position pour déterminer le flux de la supernova de deux manières différentes (afin de pouvoir les comparer): par ajustement de PSF en utilisant la méthode où l'on tient compte de la corrélation du bruit (Φ_{fit_corr}) d'une part , et d'autre part en utilisant la photométrie d'ouverture (Φ_{aper_finale}). On constate sur la figure 5.21 que les résultats ne sont pas significativement différents de ceux de la photométrie d'ouverture à la position donné par l'ajustement individuellement sur chaque image. Cependant, lorsque la supernova est très faible, la photométrie d'ouverture avec position fixée par l'ensemble des images est plus performante, comme on l'a expliqué plus haut.

5.6.4 Conclusions

On a montré que l'ajustement de PSF n'est pas la méthode la plus adéquate pour déterminer le flux de la supernova. Il est en revanche très efficace pour en déterminer la position sur chacune des images. En utilisant cette série de mesures de la position, on détermine la position de la supernova avec une bonne précision même losque la supernova est faible. Le flux est alors déterminé par photométrie d'ouverture en optimisant la largeur de l'ouverture pour obtenir un bon rapport Signal/Bruit. La figure 5.22 récapitule pour chacune des méthodes décrites la précision obtenue en fonction du flux de la supernova.

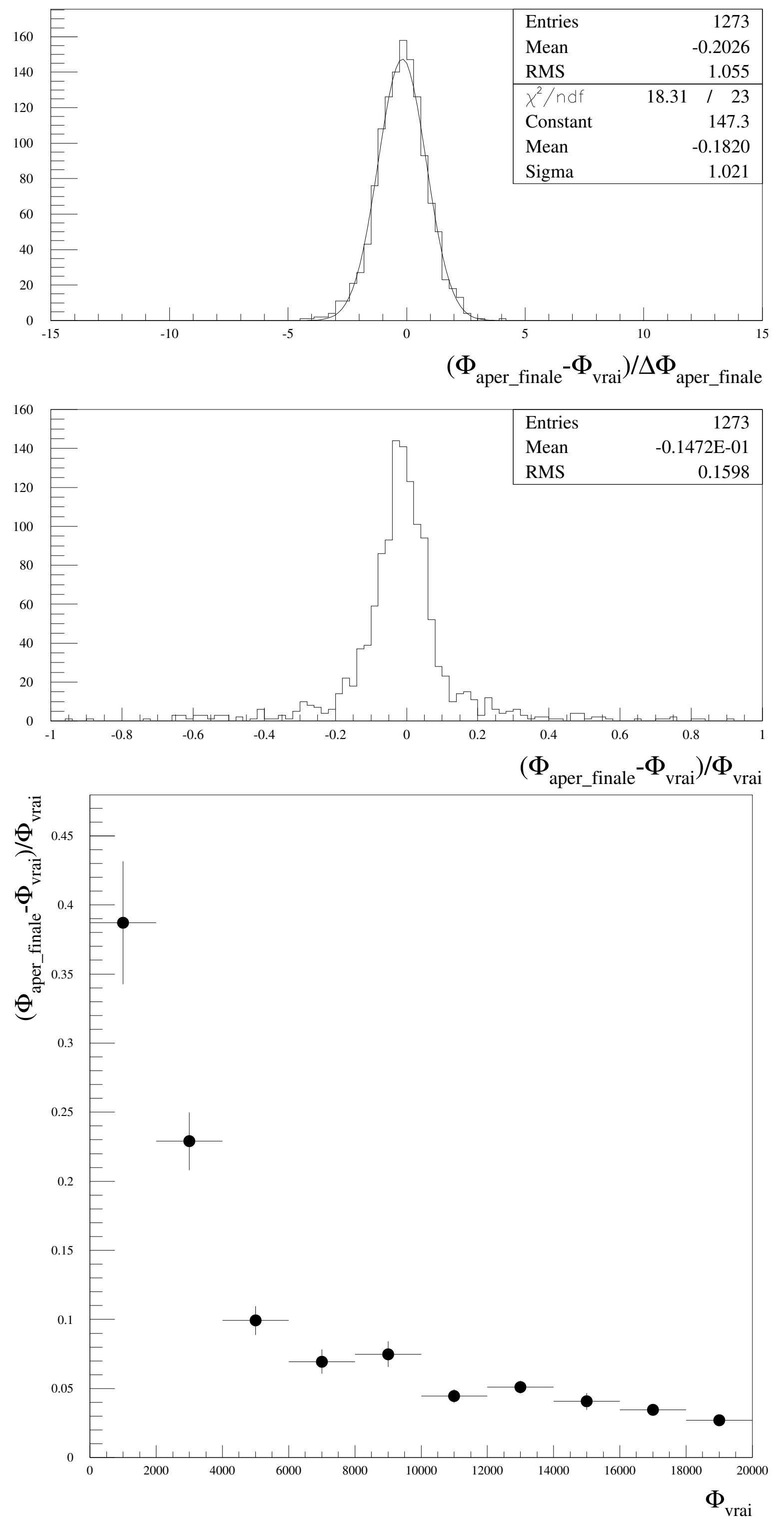


FIG. *5.21* – **Résultats de la photométrie avec position recalculée.** *en haut : histogramme de l'écart à la valeur véritable du flux ajusté en nombre d'écarts-type sur la simulation.*
Au milieu : précision sur l'estimation du flux (moyenne sur tous les flux simulés).
En bas : évolution de la précision avec le flux Les barres d'erreur verticales représentent un écart-type dans le canal et les barres d'erreur horizontales représentent la largeur du canal.

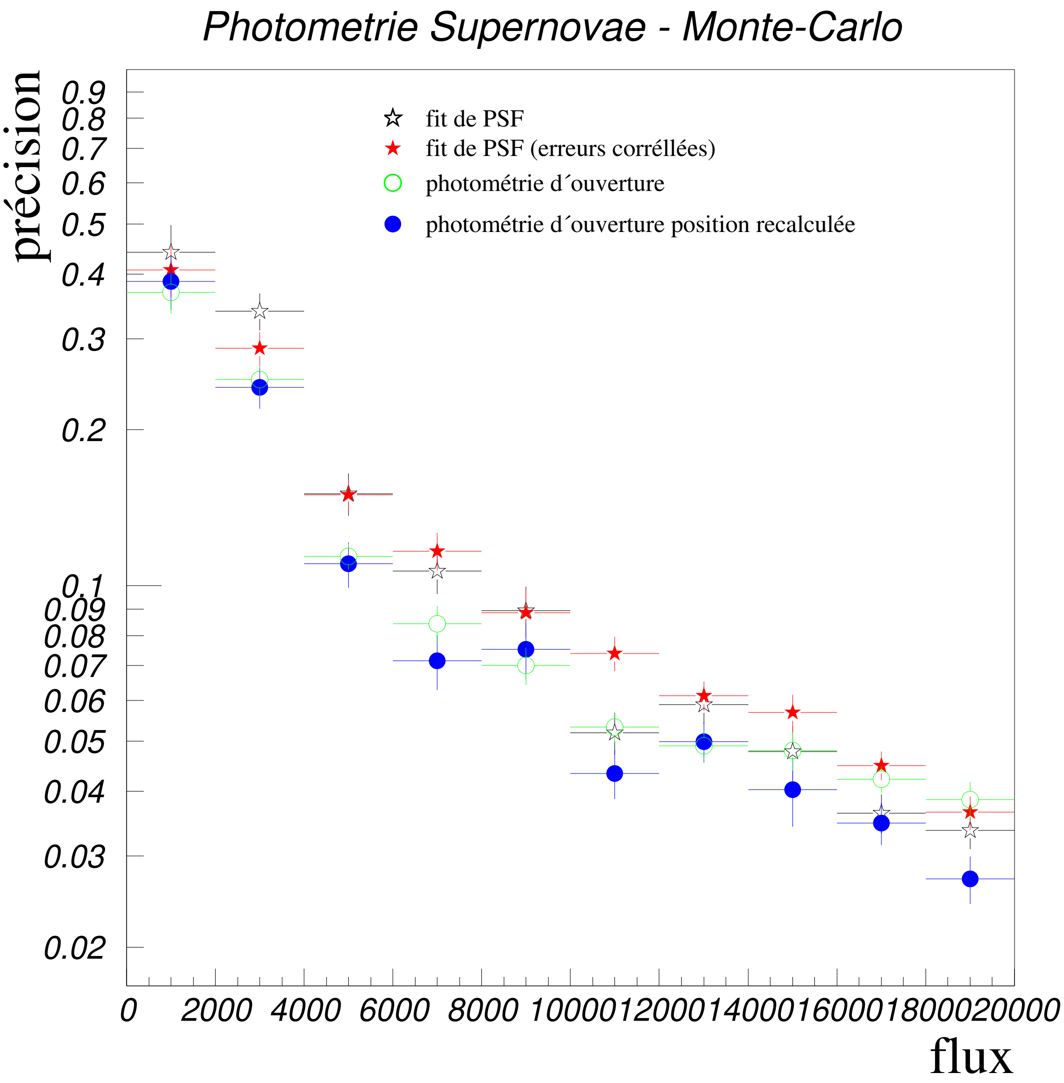


FIG. 5.22 – **Comparaison des précisions photométriques.**

6. EXPLOITATION DES COURBES DE LUMIÈRE D'EROS2

L'utilisation des supernovæ de type Ia comme indicateurs de distances pour la cosmologie implique en première approximation que leur luminosité au maximum est reproductible d'une supernova à une autre. En seconde approximation, il est très intéressant d'étudier la courbe de lumière de la supernova d'une manière plus complète afin de faire des corrélations entre la luminosité au maximum et la forme de la courbe, dans le but de réduire la dispersion observée sur la luminosité au maximum et ainsi améliorer le caractère standard des supernovæ de type Ia.

Le programme de photométrie que nous avons décrit dans le chapitre 5 fournit des mesures de flux des supernovæ (en nombre de photons) découvertes dans les bandes photométriques avec lesquelles les observations sont réalisées, c'est à dire, dans le cas d'EROS2, B_{EROS} et R_{EROS} (les bandes passantes de nos filtres sont représentées sur la figure 3.9). Ces bandes ne sont pas standard et, par conséquent, il est impossible d'ajuster sur ces mesures les patrons de courbes de lumières publiés dans la littérature car ces dernières sont exprimés dans des bandes photométriques standard B,V,R et I...

Cela dit, pour avoir accès à la luminosité apparente au maximum, on doit ajuster des patrons de courbe de lumière sur nos données, car l'échantillonnage avec lequel les mesures ont été réalisées est insuffisant pour connaître de manière directe la luminosité au maximum. De plus, bon nombre de supernovæ ont été découvertes longtemps après leur maximum de luminosité qui ne figure donc pas sur nos données.

Nous devons donc construire des patrons de courbe de lumière de supernovæ de type Ia dans nos bandes passantes à partir de données photométriques et spectroscopiques publiées dans la littérature, et ajuster ces patrons sur nos données pour en déduire la luminosité au maximum des supernovæ de type Ia que nous avons détectées. Nous convertirons ensuite ces luminosités au maximum dans des bandes standard.

On peut objecter que l'on aurait tout aussi bien pu convertir d'abord les données B_{EROS} et R_{EROS} dans des bandes standard et ajuster les patrons de courbes de lumière standard sur ces données converties. En fait, ceci est beaucoup plus difficile à réaliser qu'il n'y paraît : la conversion dans des bandes standard de nos flux dépend de la couleur de l'objet, il faudrait donc, pour chaque point de mesure avoir des données dans les deux couleurs ce qui n'est pas toujours le cas. Par ailleurs, une supernova est un objet qui change considérablement de couleur au cours du temps, les lois de transformations devraient en conséquence être modifiées en fonction de l'âge de la supernova qui est *a priori* inconnu avant d'avoir pu ajuster une courbe de lumière. Il est beaucoup plus simple d'ajuster les courbes en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ et ensuite, de n'avoir a transformer vers les bandes standard que le flux au maximum de chaque supernova.

Lors de la construction des patrons de courbe de lumière, il faut tenir compte du fait que, pour un objet éloigné, le flux que l'on observe dans une certaine bande n'a pas été émis par l'objet dans cette bande du fait du décalage vers le rouge consécutif à l'expansion de l'Univers. Il faut donc corriger les courbes de lumière en conséquence, c'est ce que l'on appelle la correction K. Nous tiendrons aussi compte de l'éventuelle absorption qu'a pu subir le rayonnement émis par la supernova avant de sortir de la galaxie hôte et en traversant la nôtre.

Une fois la calibration photométrique réalisée dans des bandes standard pour chacune de nos supernovæ de type Ia, nous construirons le diagramme de Hubble correspondant, c'est à dire que nous tracerons la magnitude apparente de nos supernovæ en fonction de leur *redshift*. Nous pourrons ainsi mesurer $M_{max} - 5\log(h)$ à partir des données d'EROS2.

6.1 Patrons de courbes de lumière

La méthode que nous allons utiliser pour construire les courbes de lumière dans nos bandes passantes $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ est de partir de spectres de supernovæ de type Ia pris à différentes dates et de calculer explicitement le flux attendu dans nos bandes passantes en normalisant les spectres sur le flux mesuré dans une bande standard. Le flux dans les bandes d'EROS2 est alors obtenu par l'intégrale sur toutes les longueurs d'onde du produit de la fonction de transfert de nos filtres par le spectre normalisé dans une bande standard. On a schématisé le principe de ce calcul dans la figure 6.1.

Plusieurs choses vont venir compliquer ce calcul qui, en principe, est très simple :

- Nous allons utiliser une version lissée des courbes de lumière de supernovæ bien observées pour avoir des mesures à des dates qui correspondent aux spectres dont nous disposons.
- Le manque de données spectroscopiques va nous obliger à faire la moyenne sur plusieurs supernovæ.
- Les mesures photométriques que l'on a pour les supernovæ bien mesurées sont en flux d'énergie alors que les patrons de courbes de lumière que nous voulons fabriquer doivent être en nombre de photons.

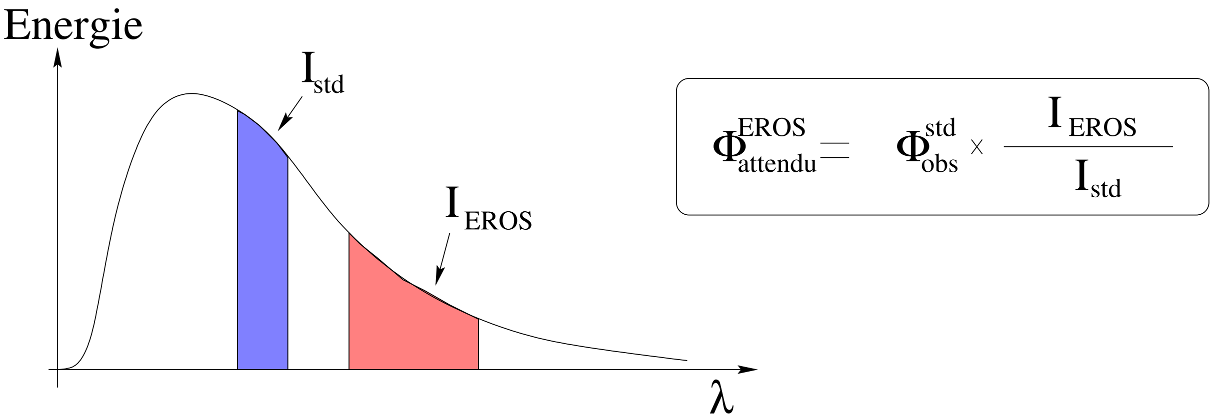


FIG. *6.1* – **Calcul de transformations de couleur pour les courbes de lumière :** *On fabrique des observations synthéthiques dans les bandes d'EROS2 à partir des observations dans les autres bandes et des spectres des supernovæ. Le flux attendu dans la bande d'EROS* $\phi^{EROS}_{attenedu}$ *est à un facteur de nomalisation près l'intégrale sur notre bande passante* I_{EROS} *du spectre la supernova. La normalisation est donnée par le rapport entre le flux réélement observé dans une bande standard* ϕ^{std}_{obs} *et l'intégrale du spectre sur la bande passante du filtre standard* I_{std}.

– Les filtres d'EROS2 vont souvent plus loin vers le rouge que les spectres dont nous disposons. Nous allons donc prolonger ces derniers par des courbes de Planck.

Nous disposerons ainsi de points de mesure synthétiques dans les bandes d'EROS pour des supernovæ connues à partir desquels nous fabriquerons les patrons de courbes de lumière dans nos bandes passantes.

6.1.1 Données photométriques et spectroscopiques utilisées

Nous disposons de spectres de 5 supernovæ de type Ia mesurés à des époques (date par rapport au maximum de luminosité dans la bande B) différentes entre 14 jours avant et 76 jours après le maximum [Kim, 1998c]. Le tableau 6.2 résume les données spectroscopiques concernant ces cinq supernovæ.

Afin de normaliser les lois de transformation d'une bande à l'autre, nous avons normalisé chaque spectre sur les données photométriques relatives à la supernova dont on a le spectre. Les références de ces données photométriques sont indiquées dans le tableau 6.1. Il n'existe pas de données photométriques publiées pour SN1992A (seules des figures ont été publiées, sans que l'on puisse avoir directement accès aux données), ni de données dans la bande I pour SN1981B. Par ailleurs, les dates des points de

SN	B	V	R	I	référence
SN1981B	22	23	12	0	[Buta and Turner, 1983]
SN1989B	32	32	34	20	[Wells et al., 1994]
SN1990N	12	20	20	22	[Lira et al., 1998]
SN1992A	0	0	0	0	-
SN1994D	34	34	34	33	[Richmond et al., 1995]

TAB. *6.1* – **Données photométriques utilisées pour la normalisation des courbes de lumière.** *On a indiqué combien de mesures sont disponibles dans chacune des bandes standard B, V, R et I. On remarque qu'il n'y a pas de points de mesure photométriques publiés pour SN1992A.*

mesure photométriques ne coïncident pas avec les dates des spectres dont nous disposons. Enfin, ces données sont «brutes» au sens où elles ne sont pas corrigées de l'absorption et ne sont pas exprimées en magnitudes absolues (c'est à dire rapportées à une distance d'observation de 10 pc).

Toutes ces raisons nous ont poussés à ne pas utiliser ces mesures telles quelles mais un ajustement de courbe de lumière sur les données brutes, ce qui diminue les fluctuations. Il se trouve que ces supernovæ (et quelques autres) ont été utilisées par [Riess et al., 1996] pour fabriquer des patrons de courbes de lumière en B,V,R et I en tenant compte de la différence intrinsèque qui existe entre chacune de ces supernovæ. Les auteurs de cet article modélisent un patron de courbe de lumière constitué d'un noyau commun à toutes les supernovæ auquel on adjoint un terme supplémentaire dépendant d'un paramètre intrinsèque Δ^i différent pour chaque supernovæ qui exprime le fait que les supernovæ de type Ia les plus brillantes sont aussi celles qui décroissent le plus lentement. La figure 6.2 représente les courbes de lumière modélisées par [Riess et al., 1996] pour les cinq supernovæ utilisées.

SN	époque	λ_{min}	λ_{max}
SN1990N	-14	200.1	840.0
SN1994D	-10	450.0	714.9
SN1994D	-9	348.5	714.4
SN1994D	-8	377.9	857.0
SN1989B	-7	298.0	790.6
SN1990N	-7	298.1	773.2
SN1994D	-7	372.3	719.9
SN1989B	-5	192.6	790.6
SN1992A	-5	170.9	807.0
SN1994D	-4	362.7	1027.0
SN1989B	-3	364.0	486.4
SN1994D	-3	300.0	1054.9
SN1989B	-2	364.0	486.5
SN1989B	-1	300.1	1116.6
SN1992A	-1	356.4	710.0
SN1981B	0	127.1	838.3
SN1994D	2	307.0	1013.0
SN1989B	3	345.0	700.0
SN1992A	3	356.5	711.5
SN1994D	3	443.9	701.3
SN1994D	4	439.9	701.5
SN1989B	5	345.0	701.9
SN1992A	5	162.1	807.0
SN1994D	5	439.3	701.2
SN1992A	6	339.8	812.0
SN1994D	6	440.8	699.9
SN1990N	7	391.5	988.0
SN1992A	7	356.3	711.0
SN1989B	8	345.0	845.0
SN1994D	8	440.4	701.3
SN1989B	9	345.0	700.0
SN1992A	9	170.9	779.0
SN1989B	11	345.0	700.0

SN	époque	λ_{min}	λ_{max}
SN1992A	11	367.8	722.9
SN1994D	11	387.0	944.5
SN1989B	12	345.0	700.0
SN1994D	12	555.3	944.5
SN1989B	13	345.0	700.0
SN1994D	13	360.5	745.4
SN1989B	14	345.0	700.0
SN1990N	14	329.5	656.5
SN1994D	14	324.0	983.8
SN1989B	16	345.0	700.0
SN1992A	16	367.8	723.3
SN1994D	16	360.6	746.3
SN1981B	17	367.9	870.7
SN1989B	17	345.0	700.0
SN1990N	17	298.0	773.2
SN1992A	17	178.0	779.0
SN1989B	18	345.0	700.0
SN1994D	18	360.7	745.9
SN1989B	19	345.0	700.0
SN1981B	20	351.0	869.9
SN1994D	20	359.6	745.9
SN1992A	24	367.0	723.3
SN1994D	25	304.5	1011.7
SN1981B	26	170.9	880.7
SN1992A	28	367.0	722.9
SN1981B	35	386.6	630.7
SN1992A	37	366.5	721.4
SN1990N	38	298.1	773.2
SN1992A	46	160.0	772.9
SN1981B	49	437.1	630.7
SN1981B	58	306.7	541.7
SN1981B	64	569.0	720.4
SN1992A	76	323.0	745.8

TAB. *6.2* – **Spectres utilisés pour déterminer les patrons de courbes de lumière en B_{EROS} et R_{EROS} [Kim, 1998c].** *L'époque à laquelle le spectre a été pris est comptée en jours par rapport au maximum de luminosité dans la bande B. On a indiqué pour chaque spectre la longueur d'onde minimale et maximale (en nm).*

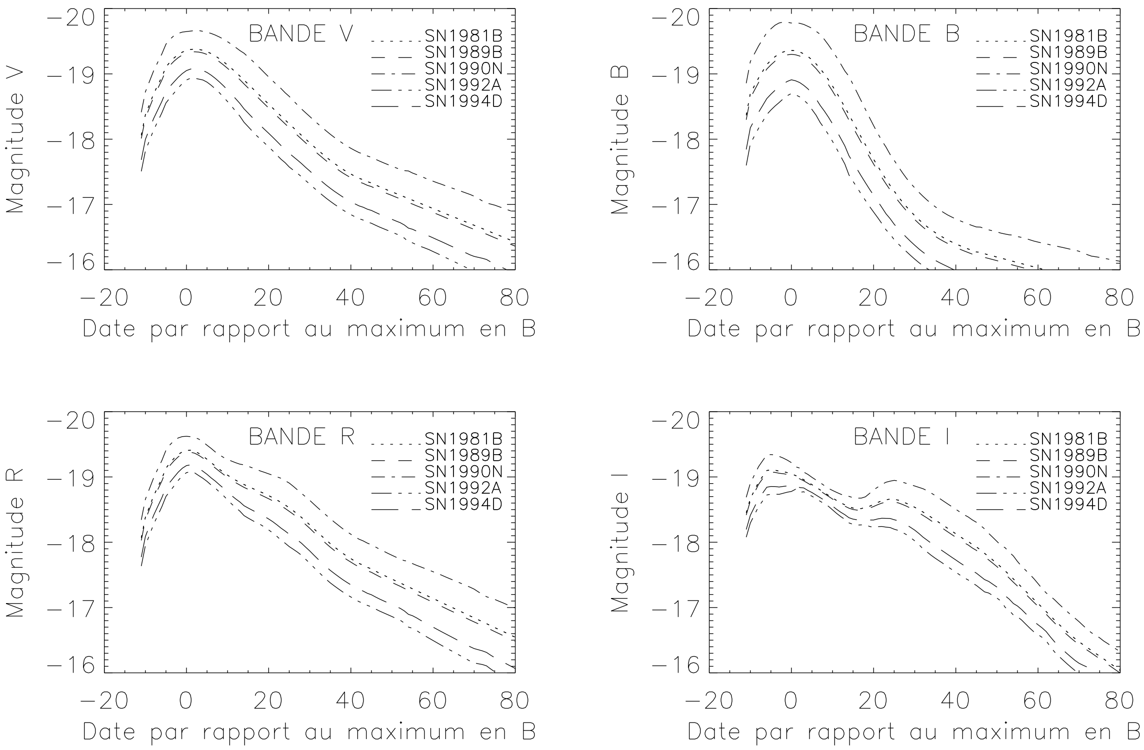


FIG. *6.2* – **Courbes de lumière modélisées en 4 couleurs pour les cinq supernovæ utilisées :** *d'après [Riess et al., 1996]. Les courbes de lumière sont données en magnitude absolue (la distances de chaque supernova a été calibrée avec un autre indicateur de distances).*

Si l'on utilise le formalisme de l'article [Riess et al., 1996], la magnitude absolue d'une supernova i dans les bandes B,V,R et I est exprimée comme :

$$\mathbf{M_V}^i = \mathbf{M_V} + \mathbf{R_V} \times \Delta^i \tag{6.1}$$
$$\mathbf{M_B}^i = \mathbf{M_V}^i + (\mathbf{B} - \mathbf{V})_\mathbf{0} + \mathbf{R_{B-V}} \times \Delta^i \tag{6.2}$$
$$\mathbf{M_R}^i = \mathbf{M_V}^i - (\mathbf{V} - \mathbf{R})_\mathbf{0} - \mathbf{R_{V-R}} \times \Delta^i \tag{6.3}$$
$$\mathbf{M_I}^i = \mathbf{M_V}^i - (\mathbf{V} - \mathbf{I})_\mathbf{0} - \mathbf{R_{V-I}} \times \Delta^i \tag{6.4}$$

L'utilisation des caractères gras exprime le fait qu'il s'agit d'une fonction de la date par rapport au maximum de luminosité. La courbe de lumière des supernovæ est donc construite à partir de la courbe dans la bande V à laquelle on ajoute des termes de changement de couleur (dépendant du temps) pour l'exprimer dans les autres bandes. Le terme de correction de couleur porte l'indice $\mathbf{_0}$ pour exprimer le fait que ce terme ne tient pas compte de l'extinction due à des poussières par exemple, qui a pour effet un rougissement du rayonnement. On ajoute enfin un terme dépendant lui aussi de la couleur et du temps qui exprime les différences intrinsèques d'une supernova à l'autre.

Ce terme est modélisé par un terme dépendant du temps et de la couleur commun pour toutes les supernovæ multiplié par une constante caractéristique de chaque supernova indépendante du temps. Le fait d'avoir cette relation linéaire en magnitudes implique que Δ est la puissance à laquelle on élève la correction en flux. Cette modélisation permet simplement d'exprimer d'une manière élégante les variations que l'on observe d'une supernova à l'autre. Dans le cadre de ce modèle, chaque supernova est donc caractérisée par une valeur de Δ qui reflète empiriquement sa particularité par rapport aux autres supernovæ. Rappelons que d'autres auteurs modélisent la particularité de chaque supernova de type Ia par un facteur d'étirement temporel (*stretch factor s*), ou encore par le nombre de magnitude dont a augmenté la supernova en quinze jours (Δm_{15}). Dans tous les cas, il ne s'agit que d'une modélisation empirique d'un effet qui n'est pas compris de manière théorique.

On utilisera dans la suite non pas les points de mesure de chacune des supernovæ du tableau 6.1 mais les courbes de lumière reconstruites par [Riess et al., 1996]. Pour que cette démarche soit correcte, il faut vérifier que la modélisation de [Riess et al., 1996] est en bon accord avec les points de mesures photométriques. Pour les supernovæ SN1981B, SN1989B et SN1994D, l'accord entre le modèle et les mesures est excellent. A titre d'exemple, on a représenté sur la figure 6.3 les points de mesure et le modèle pour SN1989B. En revanche, l'accord est médiocre pour SN1990N (voir figure 6.4), nous exclurons donc cette supernova dans la suite des calculs. Comme nous ne disposons que de 6 spectres pour cette supernova, le fait de l'exclure de notre échantillon est sans conséquence. Il nous est impossible de contrôler l'accord entre le modèle et les mesures pour SN1992A puisque les points de mesure photométrique ne sont pas publiés. Cependant, [Riess et al., 1996] indiquent que cette supernova est, dans leur échantillon, une de celles pour lesquelles leur modélisation marche le mieux [1], on peut donc légitimement penser que l'accord entre mesures et modèle est bon pour cette supernova et nous la conserverons donc pour la suite des calculs.

L'idée générale de la méthode que nous proposons est de prolonger le travail de [Riess et al., 1996] à nos bandes passantes, c'est à dire de déterminer, pour chaque supernova, à partir des spectres à différentes dates, normalisés par les courbes de lumière en B,V,R et I données par le modèle de [Riess et al., 1996], la forme de sa courbe de lumière en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$. Une fois ces courbes de lumière obtenues, on voudrait pouvoir se replacer dans le cadre du modèle de [Riess et al., 1996] et déterminer séparément les termes de couleur et de correction particulière que l'on trouve dans l'équation 6.1 et les suivantes. C'est-à-dire, à partir des courbes de lumière en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$, déterminer séparément les termes $\mathbf{(B_{EROS} - V)_0}$ et $\mathbf{R_{B_{EROS}-V}}$ d'une part, et $\mathbf{(V - R_{EROS})_0}$ et $\mathbf{R_{V-R_{EROS}}}$ d'autre part. Nous disposerions ainsi d'un modèle de courbe de lumière de supernova de type Ia dans nos bandes passantes, intégrant une liberté supplémentaire reflétant la particularité de chaque supernova

1. Cette supernova est l'une de celles pour lesquelles l'erreur estimée sur la valeur du paramètre libre Δ de leur modèle est la plus petite.

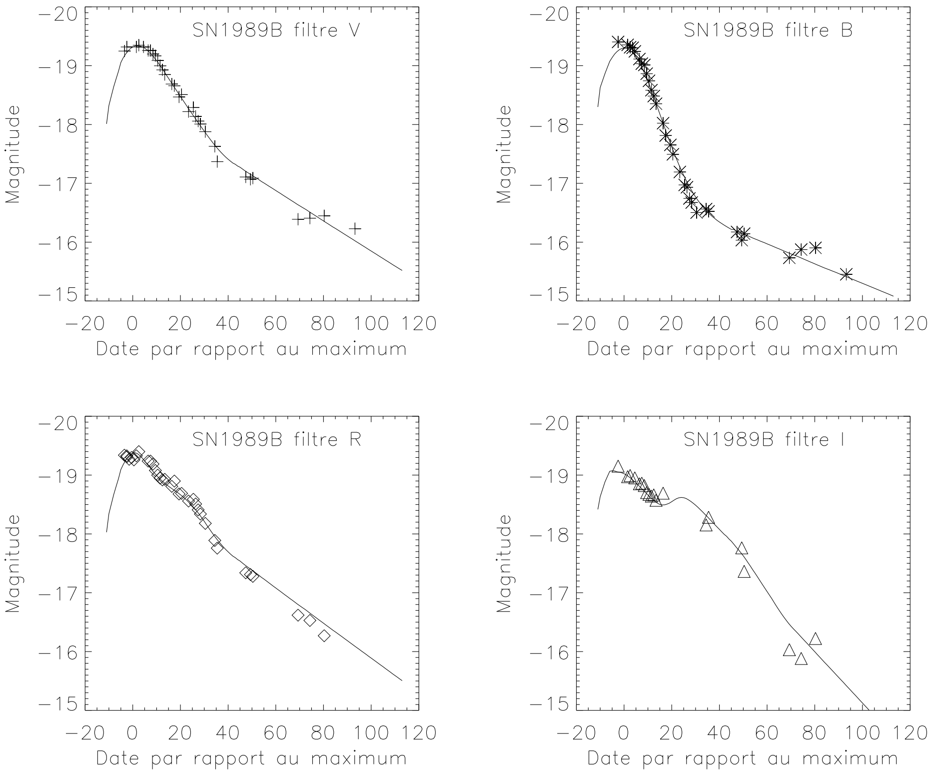


FIG. *6.3* – **Comparaison entre le modèle et les points de mesures photométriques pour SN1989B :** *L'accord est excellent.*

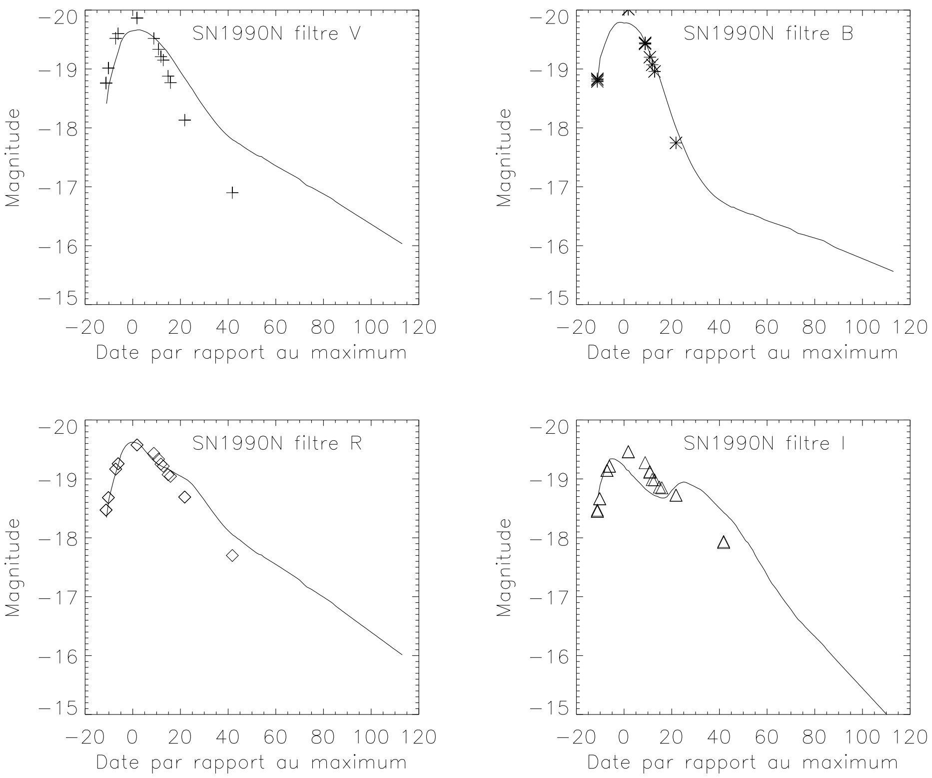


FIG. *6.4* – **Comparaison entre le modèle et les points de mesures photométriques pour SN1990N :** *L'accord n'est pas bon, on décide donc de rejeter cette supernova de notre échantillon.*

sous la forme du paramètre Δ du modèle de [Riess et al., 1996]. Les courbes de lumière dans nos bandes s'exprimeraient ainsi :

$$\mathbf{M_{B_{EROS}}}^i = \mathbf{M_V}^i + (\mathbf{B_{EROS}} - \mathbf{V})_\mathbf{0} + \mathbf{R_{B_{EROS}-V}} \times \Delta^i \quad (6.5)$$
$$\mathbf{M_{R_{EROS}}}^i = \mathbf{M_V}^i - (\mathbf{V} - \mathbf{R_{EROS}})_\mathbf{0} - \mathbf{R_{V-R_{EROS}}} \times \Delta^i \quad (6.6)$$

Pour que cette opération soit possible, il faudrait disposer, pour chaque supernova de points correctement échantillonnés depuis bien avant le maximum jusqu'à suffisamment longtemps après. Il faudrait en outre avoir pour chaque date des mesures concernant plusieurs supernovæ pour pouvoir distinguer correctement, connaissant Δ, entre le terme général de couleur ($(\mathbf{B_{EROS}} - \mathbf{V})_\mathbf{0}$ pour la voie bleue) et le terme de correction particulière ($\mathbf{R_{B_{EROS}-V}}$ pour la voie bleue). Les points de mesure en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ sont calculés à partir des spectres et l'on disposera donc d'autant de points de mesure pour chaque supernova que l'on a de spectres pour cette supernova. Il suffit de regarder le tableau 6.2 pour se rendre compte que l'on ne dispose pas de suffisamment d'information pour que cette procédure soit réalisable. Non seulement les dates pour lesquelles on dispose de spectres de plusieurs supernovæ sont rares, mais en plus, certaines supernovæ ne sont représentées que sur une partie du domaine de dates qui nous intéresse. On ne disposera donc, pour chaque supernova, que de morceaux de courbe de lumière. [Riess et al., 1996] n'ont pas été confrontés à ce problème puisqu'ils disposaient, pour chacune des supernovæ qu'ils ont utilisées, de courbes de lumières observées dans les bandes photométriques qu'ils voulaient modéliser (nous ne disposons pas de courbes de lumière de ces supernovæ dans les bandes d'EROS2 et les points que nous allons utiliser seront fabriqués à partir de la forme des spectres de ces supernovæ). Nous avons donc autant de points de mesure dans les bandes d'EROS2 pour ces supernovæ que nous avons de spectres (c'est à dire peu ...).

Nous calculerons donc la courbe de lumière moyenne sur toutes les supernovæ utilisées pour la normalisation pour fabriquer nos patrons de courbes de lumière en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$. En plus de rendre le calcul réalisable, cette manière de procéder présente l'avantage de produire un patron «moyen» qui sera donc valable pour toutes les supernovæ de type Ia si on lui ajoute un paramètre libre supplémentaire permettant de tenir compte des différences intrinsèques entre les supernovæ de type Ia.

6.1.2 *Calcul des patrons de courbe de lumière dans les bandes* $\mathrm{B_{EROS}}$ *et* $\mathrm{R_{EROS}}$

On a représenté sur la figure 6.5 un schéma explicatif de la méthode que l'on a utilisé. Ce schéma résume les différentes étapes qui sont décrites dans la suite.

Nous disposons des données suivantes :

– courbes de lumière pour quatre supernovæ: $\phi^i_F(t)$ où F peut prendre les valeurs

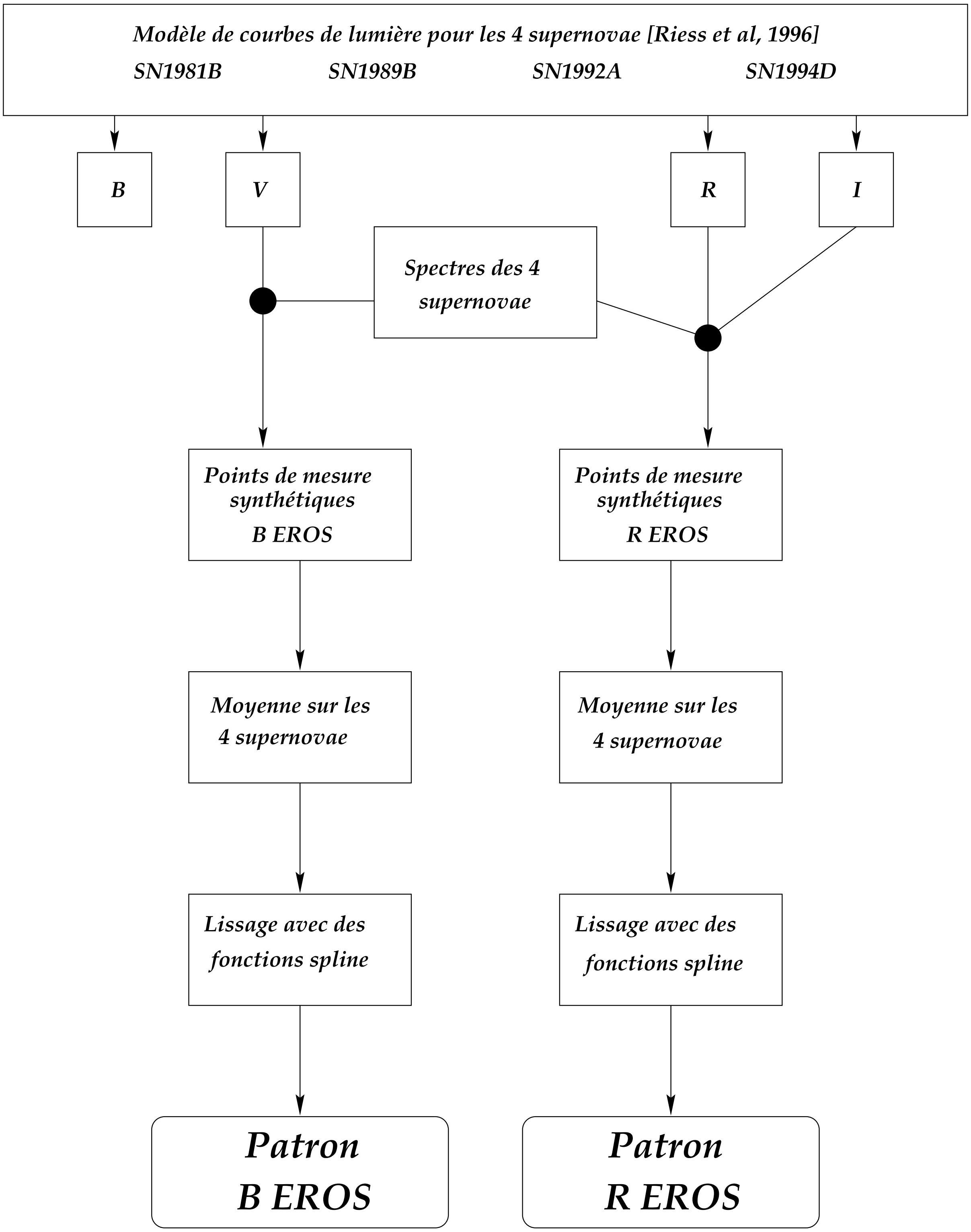


FIG. 6.5 – **Schéma explicatif de la méthode utilisée pour fabriquer les patrons de courbes de lumière :** *Les ronds noirs indiquent l'endroit où l'on fait les calculs d'intégrales sur les spectres (équation 6.11).*

B,V,R et I. Ces patrons de courbes de lumière sont exprimés en flux (normalisé par rapport au maximum dans la bande V). L'indice i indique que les courbes sont différentes pour chacune des quatre supernovæ que nous utilisons : SN1981B, SN1989B, SN1992A, et SN1994D. Ces patrons sont exprimés en magnitudes, c'est à dire en logarithme d'un flux en énergie (en unités arbitraires).

- fonctions de transmission des filtres standard B,V,R et I (Bessel) et des filtres B$_{\text{EROS}}$ et R$_{\text{EROS}}$.
- spectres de nos quatre supernovæ pris à différentes dates indiqués dans le tableau 6.2. Nous avons éliminé la supernova SN1990N. La normalisation des spectres est arbitraire. Le spectre à l'instant t de la supernova i sera écrit $S_t^i(\lambda)$. Ces spectres sont exprimés en énergie par unité de longueur d'onde. Le passage d'énergie à nombre de photons est trivial si l'on se souvient que l'énergie est $E = N_\gamma \frac{hc}{\lambda}$ où N_γ est le nombre de photons. Pour passer à un spectre en nombre de photons (dans une unité arbitraire), il suffit donc de multiplier le spectre en énergie par la longueur d'onde. On notera dans la suite $\mathcal{S}$ les spectres en nombre de photons et S les spectres en énergie. On a la relation :

$$\mathcal{S}(\lambda) = \lambda S(\lambda) \tag{6.7}$$

On veut calculer la valeur de la courbe de lumière à l'instant t de la supernova i dans la bande F_{EROS} en nombre de photons (c'est ce que l'on mesure sur les images). On sait que son flux, exprimé dans la bande standard F en énergie, est :

$$\phi_F^i(t) = n^i(t) \times \int_0^\infty F(\lambda) S_t^i(\lambda) \mathrm{d}\lambda \tag{6.8}$$

$n^i(t)$ est simplement la normalisation à donner au spectre en énergie de la supernova pour qu'il reproduise la forme de la courbe de lumière. On a donc :

$$n^i(t) = \frac{\phi_F^i(t)}{\int_0^\infty F(\lambda) S_t^i(\lambda) \mathrm{d}\lambda} \tag{6.9}$$

On veut maintenant exprimer le flux, en nombre de photons, de la même supernova observée dans la bande F_{EROS}. La normalisation du spectre est la même puisqu'elle ne fait que traduire la forme de la courbe de lumière, mais cette fois, le spectre doit être exprimé en nombre de photons.

$$\phi_{F_{EROS}}^i(t) = n^i(t) \times \int_0^\infty F_{EROS}(\lambda) \mathcal{S}_t^i(\lambda) \mathrm{d}\lambda \tag{6.10}$$

Il faut bien remarquer que le spectre est cette fois exprimé en nombre de photons pour que le flux soit lui même en nombre de photons. Si l'on remplace $n^i(t)$ par son expression 6.9, on obtient :

$$\phi_{F_{EROS}}^i(t) = \phi_F^i(t) \times \frac{\int_0^\infty F_{EROS}(\lambda) \mathcal{S}_t^i(\lambda) \mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) S_t^i(\lambda) \mathrm{d}\lambda} \tag{6.11}$$

$\phi^i_{F_{EROS}}(t)$ est exprimé en nombre de photons et $\phi^i_F(t)$ est un flux en énergie.

On obtient ainsi, pour chaque supernova, chaque date et chaque filtre d'EROS quatre possibilités pour calculer le flux en nombre de photons selon la bande photométrique utilisée pour calculer la normalisation. Nous avons remarqué que le résultat différait quelque peu selon la bande que nous avions utilisés pour la normalisation. En particulier, on observe une dispersion entre les différents points d'autant plus grande que la bande utilisée pour la normalisation des spectres est éloignée de la bande d'EROS2 dans laquelle on construit le patron. Cette constatation n'est pas surprenante, on s'attend en effet à ce que le résultat soit d'autant meilleur que les filtres d'origine (standard) et de destination (EROS) sont proches l'un de l'autre. En effet la forme générale des spectres peut être assez différente d'un spectre à l'autre si ceux-ci n'ont pas été réduits avec une procédure parfaitement identique. Les spectres dont nous disposons n'ont pas tous été pris avec le même télescope et l'on s'attend à ce que la forme générale (en principe une courbe de Planck) diffère légèrement d'un spectre à un autre. Ceci a pour effet de rendre la normalisation que nous calculons incorrecte si l'on s'éloigne trop du domaine de longueur d'onde où on l'a calculée. Il semble donc raisonnable de calculer les courbes de lumière des supernovæ de type Ia dans les bandes EROS en utilisant pour normaliser les spectres des courbes de lumière prises dans des bandes aussi proches que possible de la bande EROS visée. La bande $\mathrm{B_{EROS}}$ ressemble très fortement à la bande V standard, aussi, nous utiliserons les courbes de lumière en V pour normaliser les courbes en $\mathrm{B_{EROS}}$. Le filtre $\mathrm{R_{EROS}}$ est à cheval sur les bandes R et I, nous prendrons pour courbe de lumière en $\mathrm{R_{EROS}}$ la moyenne des courbes obtenues avec pour normalisation des courbes de lumière en R et I standard.

Le filtre $\mathrm{R_{EROS}}$ va de 600 nm à environ 950 nm, cela pose un problème supplémentaire dans la mesure où les spectres dont nous disposons vont rarement aussi loin vers les grandes longueurs d'ondes. Nous avons donc décidé de prolonger les spectres n'allant pas assez loin par une forme réaliste. Rappelons que le spectre d'une supernova de type Ia est en première approximation celui d'un corps noir auquel se superposent des raies en émission et en absorption élargies par l'effet Doppler consécutif à la grande vitesse d'expansion de la photosphère. Plusieurs études ont été consacrées à la spectroscopie infrarouge des supernovæ de type Ia [Meikle and Hernandez, 1999, Wheeler et al., 1998, Meikle et al., 1996], elles montrent toutes qu'il ne semble pas y avoir de très fortes raies en émission ou en absorption entre 800 et 1000 nm. Nous avons donc décidé de prolonger les spectres trop courts par une courbe de Planck qui peut être approximée par une fonction variant en $\frac{1}{\lambda^4}$ pour les grandes longueurs d'onde. La figure 6.6 montre le résultat de cette prolongation pour le spectre de SN1994D 9 jours avant le maximum de luminosité. La courbe $\frac{a}{\lambda^4}$ a été ajustée sur le reste du spectre.

On a représenté sur la figure 6.7 les courbes $\mathrm{B_{EROS}}$ obtenues pour les quatre supernovæ. La figure 6.8 représente la courbe en $\mathrm{R_{EROS}}$ pour les mêmes supernovæ. On

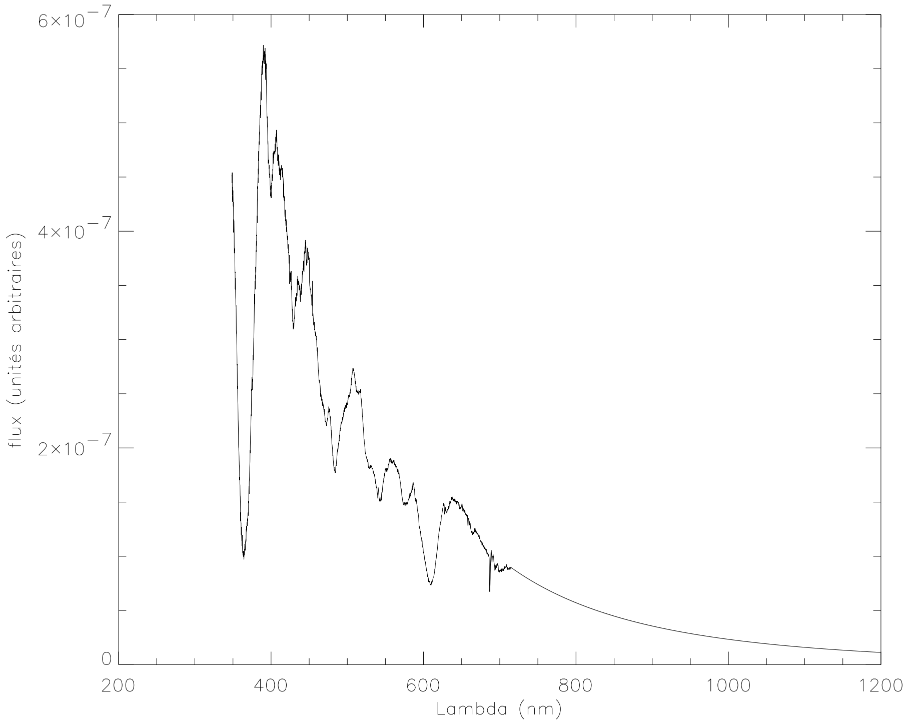


FIG. *6.6* – **Prolongation par une courbe de Planck du spectre de SN1994D 9 jours avant le maximum :** *On a prolongé le spectre à partir de 700 nm par une courbe en* $\frac{1}{\lambda^4}$ *ajustée sur le reste de la courbe.*

constate que la dispersion est très faible en B_{EROS} alors qu'elle est beaucoup plus importante dans la bande R_{EROS}. En fait on remarque que cette dispersion n'est pas due à du bruit ou à des erreurs : les supernovæ ne suivent pas la même courbe de lumière. Ceci est aussi vrai en B_{EROS} bien que nettement moins marqué. Ce résultat n'est pas surprenant : rappelons que nous avons utilisé pour normaliser les transformations de couleurs des courbes de lumières différentes pour chaque supernova (qui sont intrinsèquement différentes). Cependant, comme on l'a dit plus haut, la quantité de données dans nos bandes photométriques (fabriquées à partir des spectres) pour chaque supernova est insuffisante pour fabriquer un patron de courbe de lumière commun avec un paramètre libre (avec la modélisation introduite par [Riess et al., 1996]) qui rende compte correctement de ces différences. Nous avons donc décidé de moyenner ces différences intrinsèques pour obtenir un patron moyen commun à ces quatre supernovæ. Nous pourrons éventuellement réintroduire un paramètre libre après coup (par exemple un facteur d'étirement temporel) pour tenir compte des différences entre les supernovæ sur lesquelles on ajustera ce patron (celle d'EROS2).

Les courbes de lumière moyennes obtenues sont représentées sur les figures 6.9 et

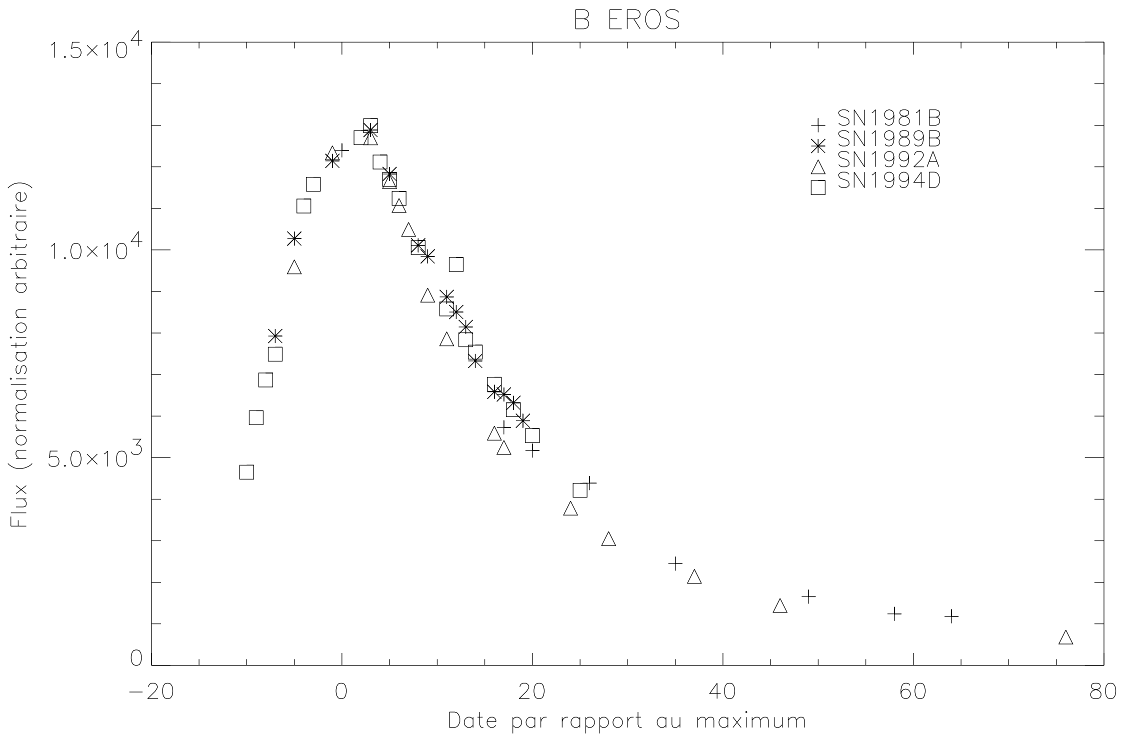


FIG. *6.7* – **Courbe B_{EROS} obtenue pour les 4 supernovæ utilisées**

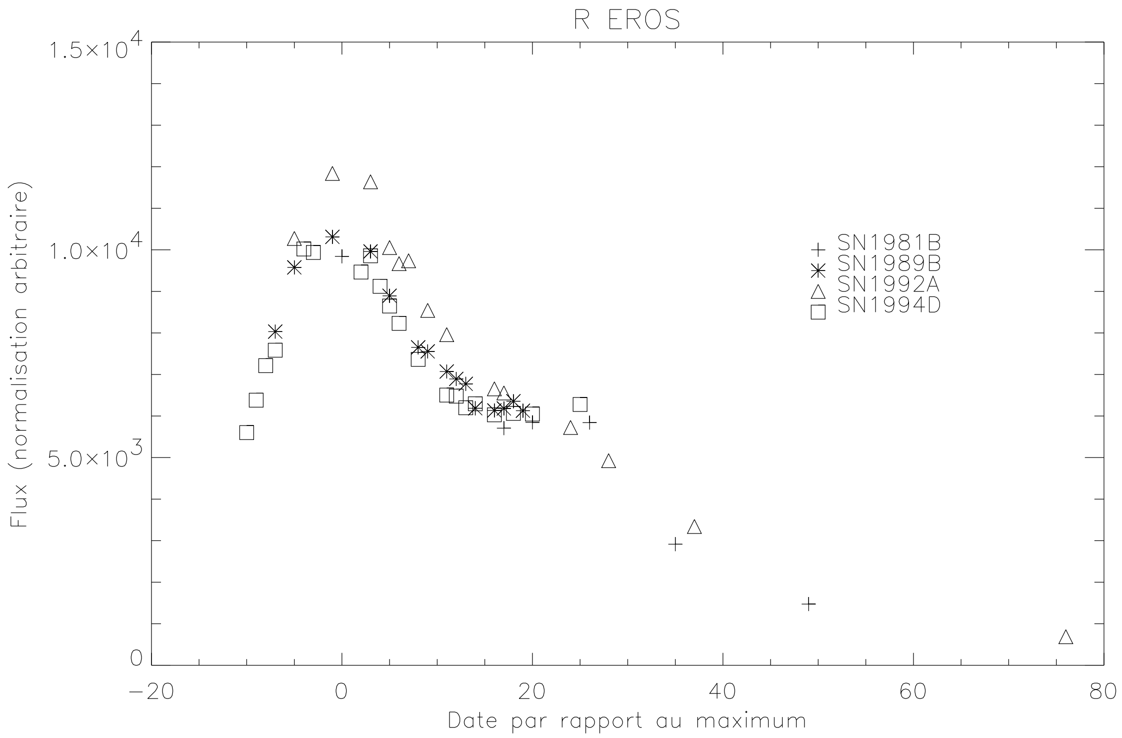


FIG. *6.8* – **Courbe R_{EROS} obtenue pour les 4 supernovæ utilisées**

6.10. Les patrons de courbe de lumière de supernovæ de type Ia que l'on veut réaliser se doivent d'être lisses. Aussi a-t-on lissé les données obtenues en moyennant les courbes de lumière des 4 supernovæ avec des fonctions `spline` afin d'obtenir des patrons de courbe de lumière lisses. Ces patrons sont superposés aux données sur les figures 6.9 et 6.10. Au delà de la date de notre dernier spectre, on prolonge les patrons par des courbes exponentielles décroissantes puisque l'on sait que, longtemps après le maximum, la forme des courbes de lumières des supernovæ de type Ia est le résultat des désintégrations radioactives des éléments produits lors de l'explosion.

Nous avons donc fabriqué des patrons de courbes de lumière dans les bandes photométriques $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ à partir de données photométriques en V,R et I concernant quatre supernovæ proches et en utilisant la série temporelle de leur spectres.

Il convient maintenant d'étudier la variation de la forme de la courbe de lumière avec le *redshift*, c'est-à-dire de calculer les corrections K.

6.2 Corrections K

Du fait de l'expansion de l'Univers durant le voyage de la lumière entre la source et l'observateur, les longueurs d'onde des photons sont décalées vers le rouge d'un facteur $(1 + z)$. Par conséquent, lorsque l'on observe une source située à une distance cosmologique[2], à travers un filtre F, la lumière que l'on reçoit n'a pas été émise par la source dans cette bande. Il faut donc corriger les observations de cet effet, on appelle cette correction la correction K.

La correction K est définie comme la différence entre la magnitude que l'on observe m_{obs} et la magnitude que l'on aurait déduite de simples considérations de distance de luminosité, c'est à dire la magnitude qu'aurait l'objet si, malgré la distance, le redshift était nul (dans un univers statique) m_0 :

$$K(z) = m_{obs}(z) - m_0 \tag{6.12}$$

On peut donc définir la fonction $k(z)$ telle que $K(z) = -2.5 \log (k(z))$ et on a alors :

$$k(z) = \frac{\phi_{obs}(z)}{\phi(0)} \tag{6.13}$$

La fonction $k(z)$ est donc simplement le rapport du flux observé et du flux à $z = 0$.

2. On entend par cosmologique une distance telle que l'effet de l'expansion de l'Univers domine le mouvement de la source par rapport à nous. C'est à dire lorsque la vitesse d'expansion dépasse les vitesses particulières typiques des galaxies qui sont de l'ordre de quelques centaines de km.s^{-1}. L'effet de l'expansion devient donc du même ordre de grandeur que les vitesses particulières à partir de $z \sim 0.01$.

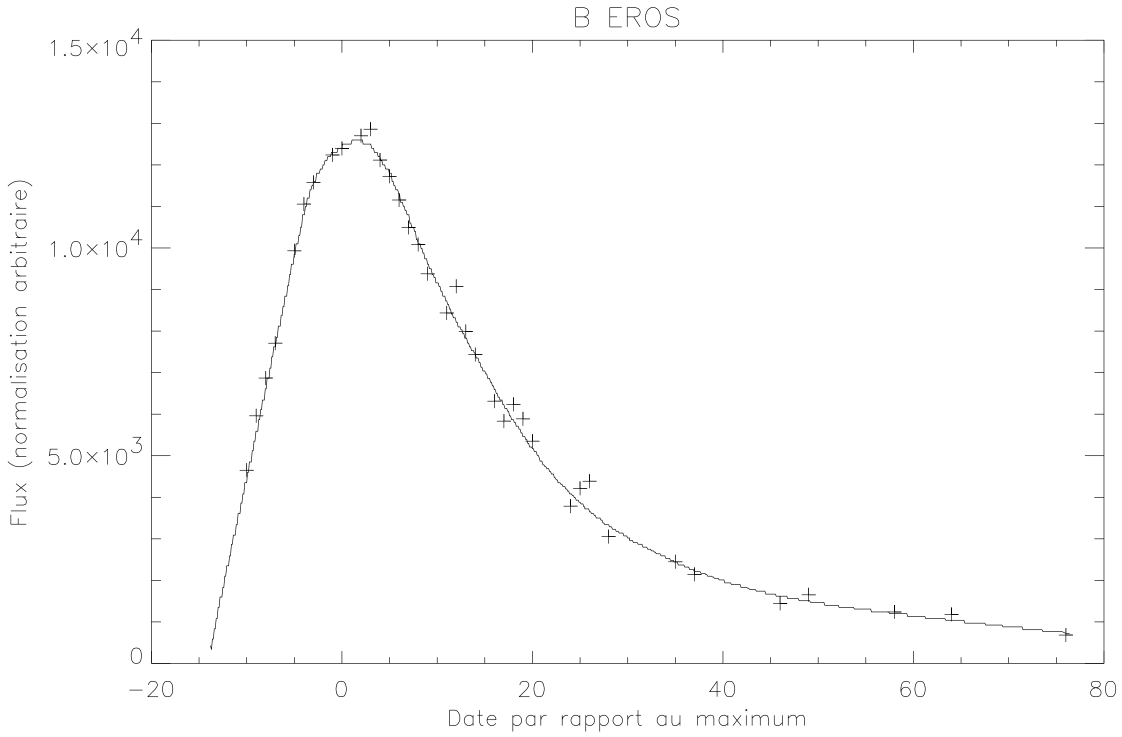


FIG. *6.9* – **Courbe** $\mathrm{B_{EROS}}$ **moyenne :** *On a superposé un ajustement de ces points obtenu avec des fonctions* `spline` *en faisant l'ajustement à l'oeil.*

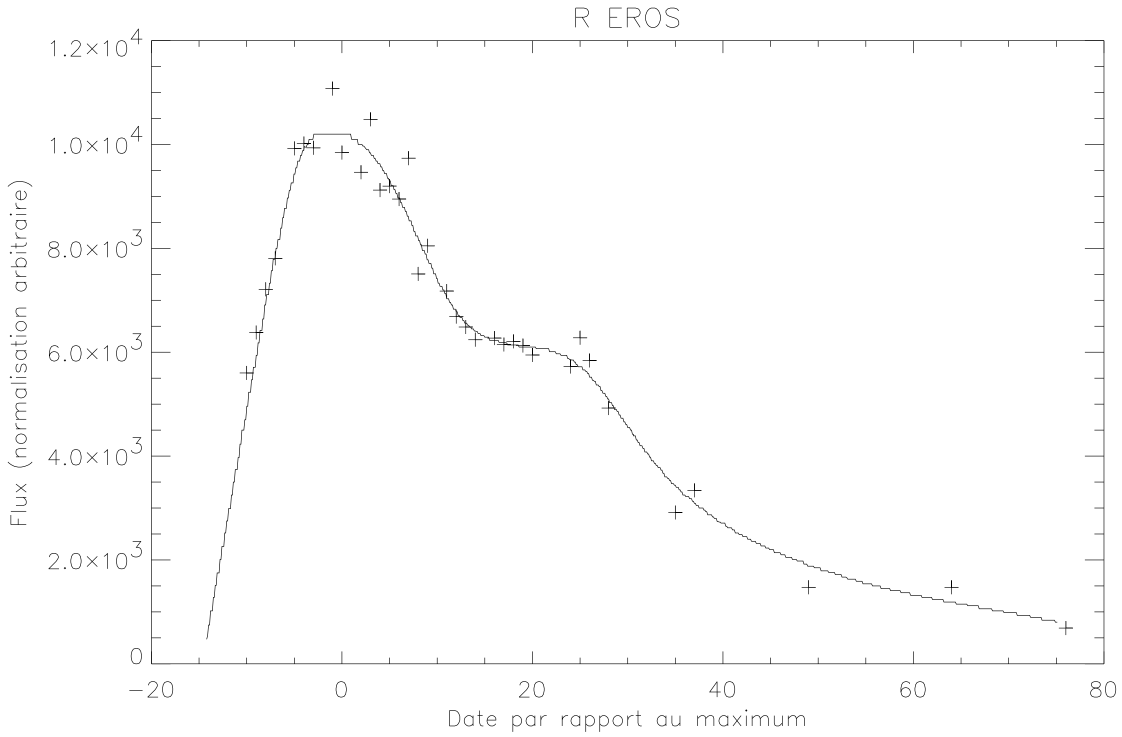


FIG. *6.10* – **Courbe** $\mathrm{R_{EROS}}$ **moyenne :** *On a superposé un ajustement de ces points obtenu avec des fonctions* `spline` *en faisant l'ajustement à l'oeil.*

On sait que la magnitude apparente (sans correction K) est reliée à la magnitude absolue par la relation :

$$m - M = 5 \log (\mathcal{D}_L) \tag{6.14}$$

Mais cette distance de luminosité suppose que l'on mesure un flux d'énergie, or, nous mesurons ici un flux de photons. On a vu dans le premier chapitre que le flux d'énergie obéissait, dans un Univers en expansion, à la relation :

$$\phi = \frac{L}{4\pi a_0^2 \chi^2} \times \frac{1}{(1+z)^2} \tag{6.15}$$

qui définit la distance de luminosité, $a_0\chi$ est la distance propre séparant deux points de l'espace-temps, c'est à dire la différence de leurs coordonnées comobiles multipliée par le facteur d'échelle au moment de l'observation.

L'un des deux facteurs $(1+z)$ provient de la dilatation temporelle que subissent les photons, ils arrivent dans notre détecteur en moins grand nombre par unité de temps du fait de l'expansion de l'Univers. Le second facteur $(1+z)$ provient de leur énergie qui a baissé d'un facteur $(1+z)$ du fait du décalage vers le rouge. Si l'on mesure un flux de photons, ce dernier facteur $(1+z)$ ne doit pas être présent, le nombre de photons est conservé malgré l'expansion de l'Univers. Si l'on veut tenir compte de ce facteur $(1+z)$ tout en conservant la même définition pour la distance de luminosité, il faut inclure un autre facteur $(1+z)$ dans la correction K pour faire disparaître le facteur en trop. Il va donc falloir multiplier les flux en nombre de photons par $(1+z)$ pour tenir compte de cette différence entre distance de luminosité et ce que l'on pourrait appeler *distance de photons*.

La manière dont nous avons calculé les patrons de courbe de lumière en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ nous fournit une méthode simple pour calculer les corrections K pour nos filtres. Il suffit simplement de refaire le même travail que précédemment en décalant vers le rouge les spectres des supernovæ d'un facteur $(1+z)$. On obtient ainsi les courbes de lumière d'une supernova de type Ia situées à un redshift z, observée dans nos bandes photométriques.

Pour connaître la forme de la courbe de lumière (en nombre de photons) d'une supernova observée depuis ici avec un *redshift*, il suffit de savoir quels sont les photons qui, dans le référentiel de la supernovæ seront sélectionnés par notre filtre une fois qu'ils seront décalés vers le rouge. Il suffit donc de décaler notre filtre vers le bleu d'un facteur $(1+z)$ et de refaire le travail que nous avons fait précédemment pour connaître la courbe de lumière décalée vers le rouge. La normalisation relative des spectres est toujours donnée par $n^i(t)$ (voir équation 6.9):

$$\phi^i_{F_{EROS}}(t, z) = (1+z) \times n^i(t) \times \int_0^\infty F_{EROS}(\lambda(1+z)) \mathcal{S}^i_t(\lambda) \mathrm{d}\lambda \tag{6.16}$$

Le facteur $(1+z)$ qui se trouve à l'extérieur de l'intégrale tient compte de la différence entre distance de luminosité et *distance de photons*. En remplacant $n^i(t)$ par sa valeur, on obtient :

$$\phi^i_{F_{EROS}}(t,z) = (1+z) \times \phi^i_F(t) \times \frac{\int_0^\infty F_{EROS}(\lambda(1+z))\mathcal{S}^i_t(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda)S^i_t(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{6.17}$$

On s'est ici placé dans le référentiel dans lequel la supernova est au repos (le nombre de photons est inchangé), c'est pourquoi on multiplie la longueur d'onde à laquelle on considère le filtre par $(1+z)$: lorsqu'ils seront sélectionnés par le filtre, les photons seront décalés vers le rouge et leur longueur d'onde sera $\lambda(1+z)$. Remarquons que l'on retrouve ici, par une autre voie, le résultat donné par [Kim et al., 1996] pour une correction K généralisée (c'est à dire par laquelle on passe du flux dans une bande au flux dans une autre, ce que l'on fait ici) en nombre de photons.

Avec une procédure identique à celle décrite dans la section précédente, nous avons calculé la forme des courbes de lumière observées en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ pour différentes valeurs du *redshift*. On peut se contenter d'aller jusqu'à $z = 0.2$ car c'est le *redshift* maximum auquel on découvre des supernovæ avec EROS2. Les courbes de lumière obtenues sont représentées sur les figures 6.11 et 6.12. La normalisation globale est arbitraire mais la normalisation relative des courbes de lumière à différents *redshifts* traduit la correction K. Les courbes de lumière à grand *redshift* sont, surtout en $\mathrm{R_{EROS}}$ plus hautes qu'à bas *redshift* car la forme du spectre dans cette région est assez proche de $\frac{1}{\lambda^3}$ (en nombre de photons et si l'on fait abstraction des raies), par conséquent, à grand *redshift*, on est plus sensible (qu'à bas *redshift*) à la zone du spectre qui émet le plus de photons.

Les figure 6.13 et 6.14 représentent l'évolution en fonction de l'âge de la supernova de la fonction $k(z)$ pour les deux filtres $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$. Il faut considérer avec prudence les corrections K indiquées ici pour les supernovæ âgées (au delà de 40 jours après le maximum) : en effet, c'est dans cette région que l'on a le moins de données photométriques (*cf.* section précédente) concernant les supernovæ utilisées pour calculer les formes des courbes de lumière, il est donc très difficile, avec ces données de contraindre efficacement cette zone.

On a tracé sur la figure 6.15 l'évolution en fonction du *redshift* de la fonction $k(z)$ pour une supernova au maximum de luminosité. Comme on l'a dit plus haut, il est normal que la correction croisse avec le *redshift* du fait de la forme générale du spectre des supernovæ.

6.3 Introduction d'un facteur d'étirement temporel dans les patrons de courbes de lumière

Plutôt que d'utiliser les patrons de courbes de lumière à différents *redshifts* avec leur normalisation relative qui traduit la correction K, nous les normaliserons tous à

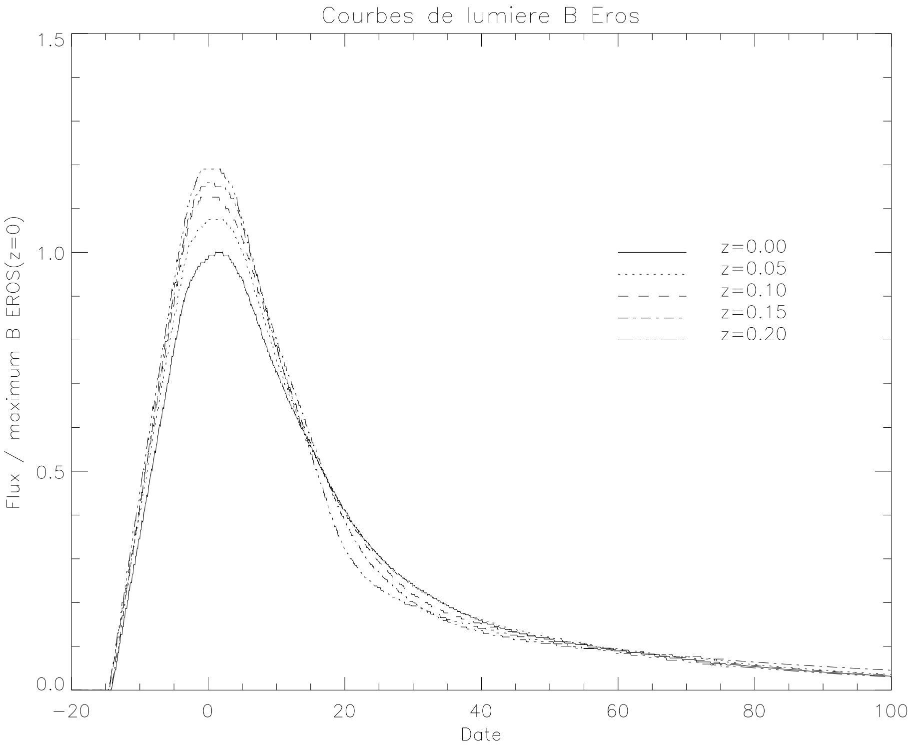


FIG. *6.11* – **Courbes de lumière en B_{EROS} de supernovæ à différents *redshifts* :** *Les courbes de lumière sont exprimées en nombre de photons et sont normalisées par rapport au nombre de photons reçu en B_{EROS} pour une supernova à $z = 0$. La normalisation relative des courbes traduit donc l'effet de la correction K.*

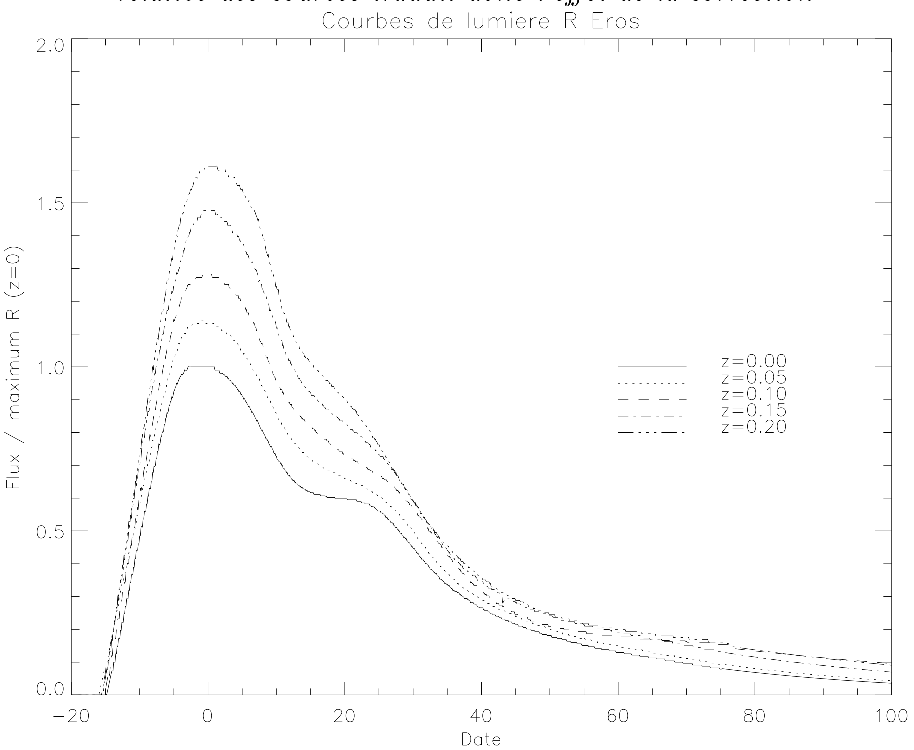


FIG. *6.12* – **Courbes de lumière en R_{EROS} de supernovæ à différents *redshifts* :** *Les courbes de lumière sont exprimées en nombre de photons et sont normalisées par rapport au nombre de photons reçu en R_{EROS} pour une supernova à $z = 0$. La normalisation relative des courbes traduit donc l'effet de la correction K.*

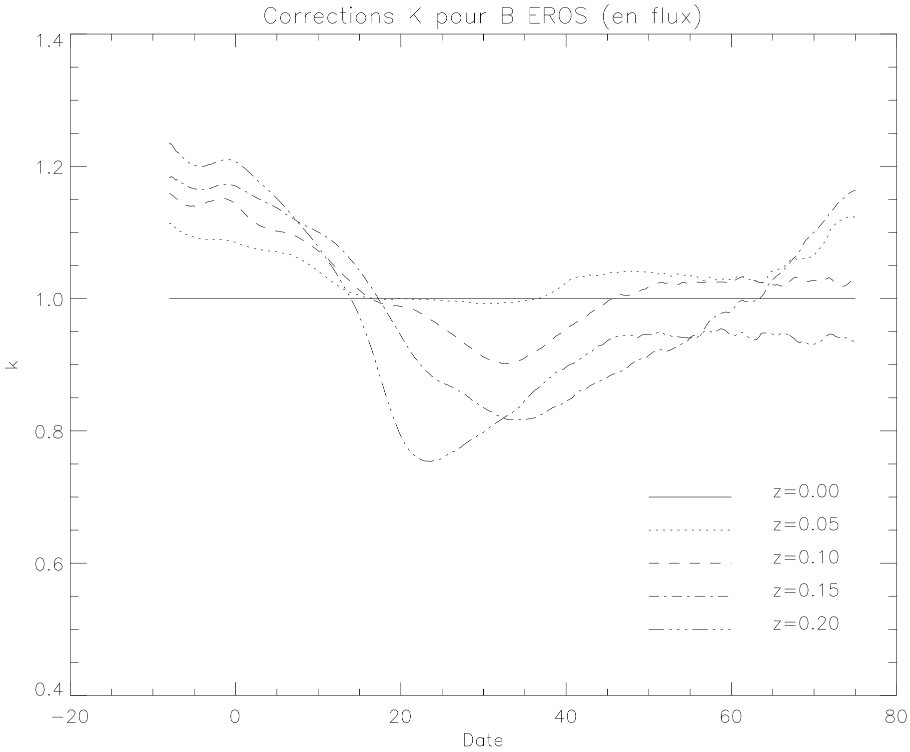


FIG. *6.13* – **Corrections K en flux de photons pour B_{EROS} en fonction de l'âge de la supernova :**

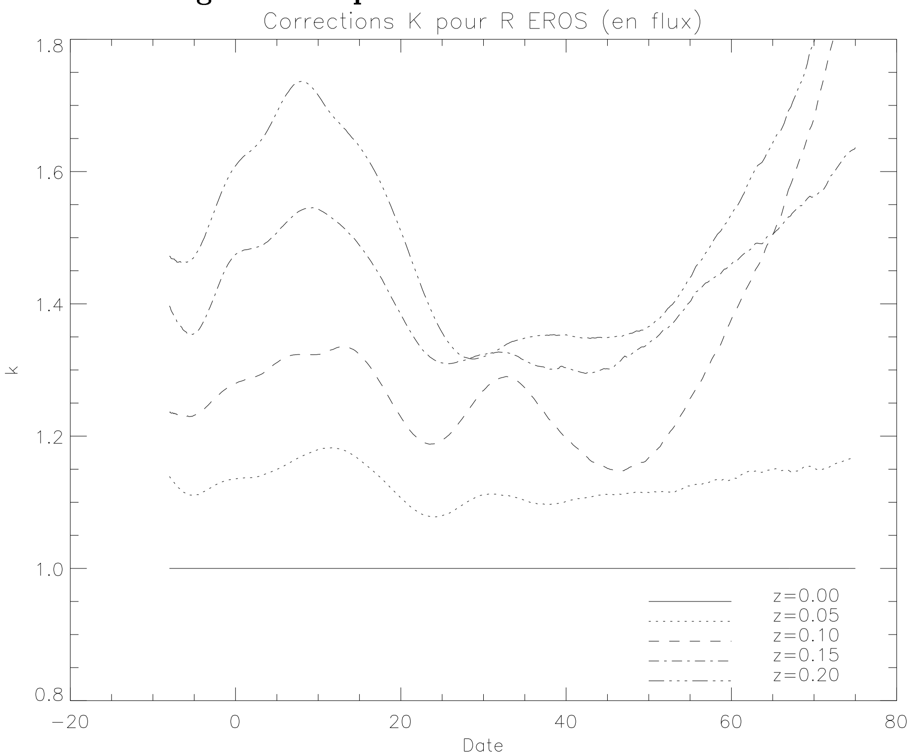


FIG. *6.14* – **Corrections K en flux de photons pour R_{EROS} en fonction de l'âge de la supernova :**

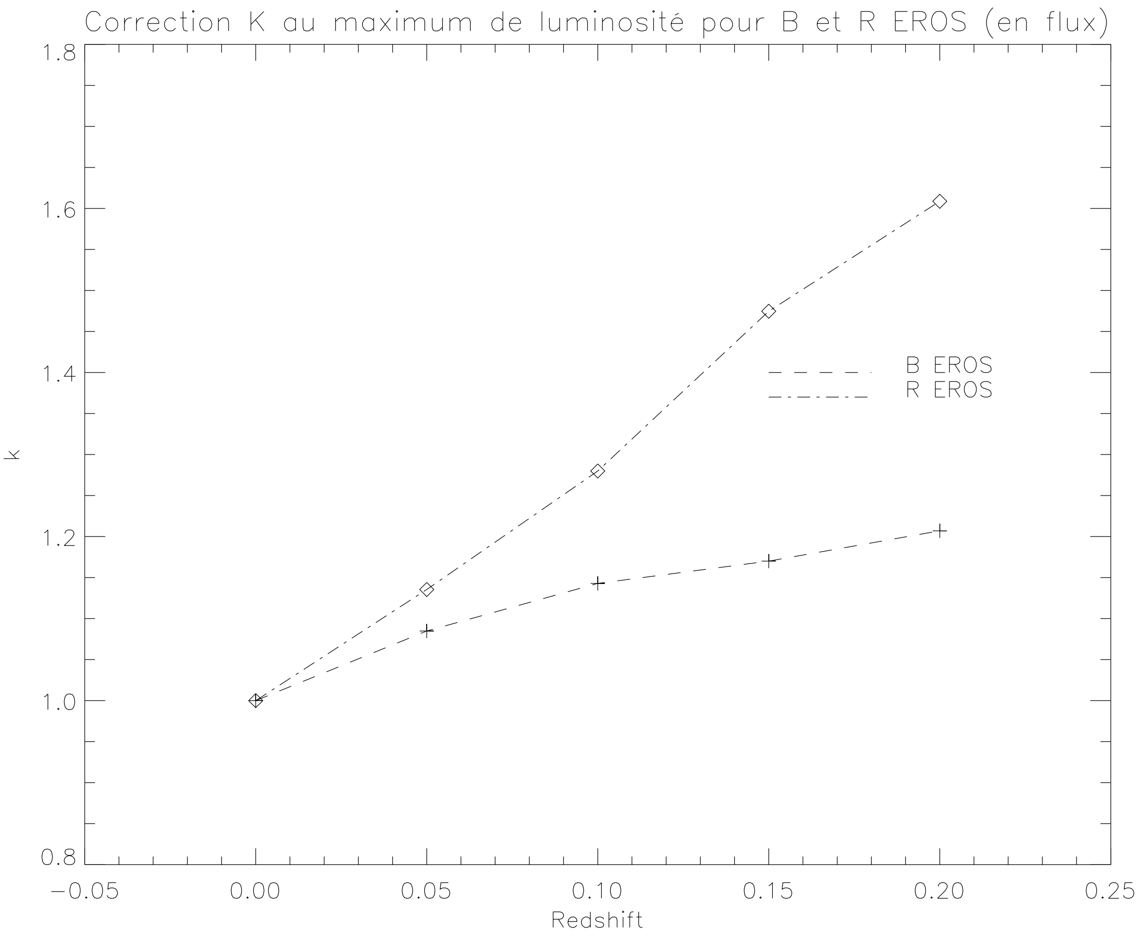


Fig. *6.15* – **Corrections K en flux pour** $\mathrm{B_{EROS}}$ **et** $\mathrm{R_{EROS}}$ **en fonction de** z **pour une supernova au maximum de luminosité :** *La correction K est très faible pour le filtre* $\mathrm{B_{EROS}}$.

1 au maximum de luminosité. Pour faire l'ajustement des courbes sur les mesures, il faudra donc modifier le flux maximum obtenu pour tenir compte de la correction K comme l'indique la figure 6.15.

On a vu dans la première section de ce chapitre que toutes les supernovæ de type Ia n'ont pas la même forme de courbe de lumière. En particulier, les quatre supernovæ que nous avons utilisées pour réaliser les patrons de courbes de lumière en B_{EROS} et R_{EROS} étaient caractérisées par des valeurs différentes du paramètre Δ dans le cadre de la modélisation de [Riess et al., 1996]. Comme on l'a dit plus haut, nous avons décidé de moyenner cet effet pour fabriquer nos patrons de courbes de lumière à cause du nombre insuffisant de données. Il serait intéressant de pouvoir introduire un paramètre supplémentaire à nos courbes de lumière pour tenir compte des différences intrinsèques entre les supernovæ malgré le fait que l'on a noyé cette différence en faisant la moyenne sur quatre supernovæ pour fabriquer les patrons de courbes de lumière. On peut facilement introduire un facteur d'étirement temporel dans les patrons de courbes de lumière, c'est le *stretch factor* utilisé par les deux groupes qui recherchent des supernovæ lointaines [Perlmutter et al., 1997, Schmidt et al., 1998]. Rappelons que nous avons fabriqué les patrons de courbes de lumière dans nos bandes en utilisant les courbes de lumière de quatre supernovæ en BVRI ainsi que leurs spectres pour déduire ce que l'on aurait dû observer en nombre de photons si on les avait observées avec EROS2. On dispose donc des points de mesure de leurs courbes de lumière dans nos deux bandes B_{EROS} et R_{EROS}. Afin de vérifier que le fait d'ajouter un facteur d'étirement temporel comme paramètre libre à nos patrons reflète une réalité physique, on peut ajuster les points de mesure de ces supernovæ en B_{EROS} et R_{EROS} et vérifier que le facteur d'étirement temporel ainsi déterminé est bien corrélé avec le paramètre Δ de chaque supernova. En plus de montrer que le fait d'introduire dans l'ajustement un facteur d'étirement temporel a un sens, cela valide le fait d'avoir fait la moyenne sur les quatre supernovæ.

L'ajustement est réalisé simultanément dans les deux couleurs, afin que la date du maximum de luminosité soit la même dans les deux couleurs (la date 0 pour tous les patrons correspond au maximum de luminosité dans la bande standard B). Les paramètres libres sont donc :

- flux en B_{EROS} au maximum de luminosité (non K corrigé);
- flux en R_{EROS} au maximum de luminosité (non K corrigé);
- facteur d'étirement temporel en B_{EROS} ;
- facteur d'étirement temporel en R_{EROS} ;
- date du maximum en B.

On a représenté sur la figure 6.16 les courbes de lumière ajustées pour les 4 supernovæ utilisées pour fabriquer les patrons de courbes de lumière. On voit que l'ajustement est de bonne qualité, ce qui n'est guère surprenant puisque les patrons on été fabriqués à partir des points que l'on ajuste maintenant. Seule SN1981B s'ajuste assez mal avec nos patrons, mais nous ne disposons pas de suffisamment de points de mesure. On voit que l'ajustement est mauvais pour cette supernova car la date du maximum déterminée par l'ajustement est égale à 3 jours alors que l'on devrait trouver une valeur nulle, correspondant au maximum en B. Ce qui est intéressant dans cet ajustement, c'est plutôt de comparer les valeurs obtenues pour le facteur d'étirement temporel avec les valeurs de Δ données par [Riess et al., 1996]. Cette comparaison est faite sur la figure 6.17. Si l'on exclut les mesures faites sur la supernova SN1981B ($\Delta = 0$), on voit que le facteur d'étirement temporel mesuré en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ est fortement corrélé à la valeur de Δ mesurée par [Riess et al., 1996]. On trouve en ajustant une droite sur les points de mesures (en excluant ceux de SN1981B) :

$$s = (1.16 \pm 0.04) \times \Delta + 0.60 \pm 0.01 \tag{6.18}$$

s étant le facteur d'étirement temporel. Ce point est extrêmement important puisqu'il montre que l'ajout du facteur d'étirement temporel comme paramètre intrinsèque à chaque supernova reflète une réalité physique (le paramètre Δ mesuré par [Riess et al., 1996]) de manière fidèle. On voit aussi avec cette figure qu'il est possible de mesurer en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ les différences entre les courbes de lumière de différentes supernovæ de type Ia (donc avec celles que nous détectons) et de traduire ces différences dans les termes communément utilisés par les autres groupes cherchant des supernovæ, et ce, en dépit du fait que nos filtres ne sont pas standard.

Il est clair que la corrélation que l'on observe sur la figure 6.17 n'est que sur 6 points correspondant à trois supernovæ différentes. Par ailleurs, le facteur d'étirement temporel que devrait avoir la courbe de lumière de SN1981B d'après la figure 6.17 semble difficilement compatible avec les données photométriques dans nos bandes passantes. Ceci montre la limitation de ce résultat qui n'est vraiment valable que dans le domaine de variation de Δ pour lequel on a des données en nombre suffisant. Afin de rendre ce résultat plus significatif, il conviendrait de refaire le travail avec un plus grand nombre de supernovæ en explorant un plus grand domaine de variation de Δ, cependant, les données publiées ne sont pas très nombreuses, ce travail est dès lors difficile à réaliser puisqu'il nécessite pour chaque supernova de données photométriques et spectroscopiques nombreuses et homogènes.

6.4 Estimation de la précision sur les patrons de courbe de lumière

Nous avons obtenu des patrons de courbes de lumière de supernovæ de type Ia dans nos bandes photométriques et nous avons montré qu'en introduisant un fac-

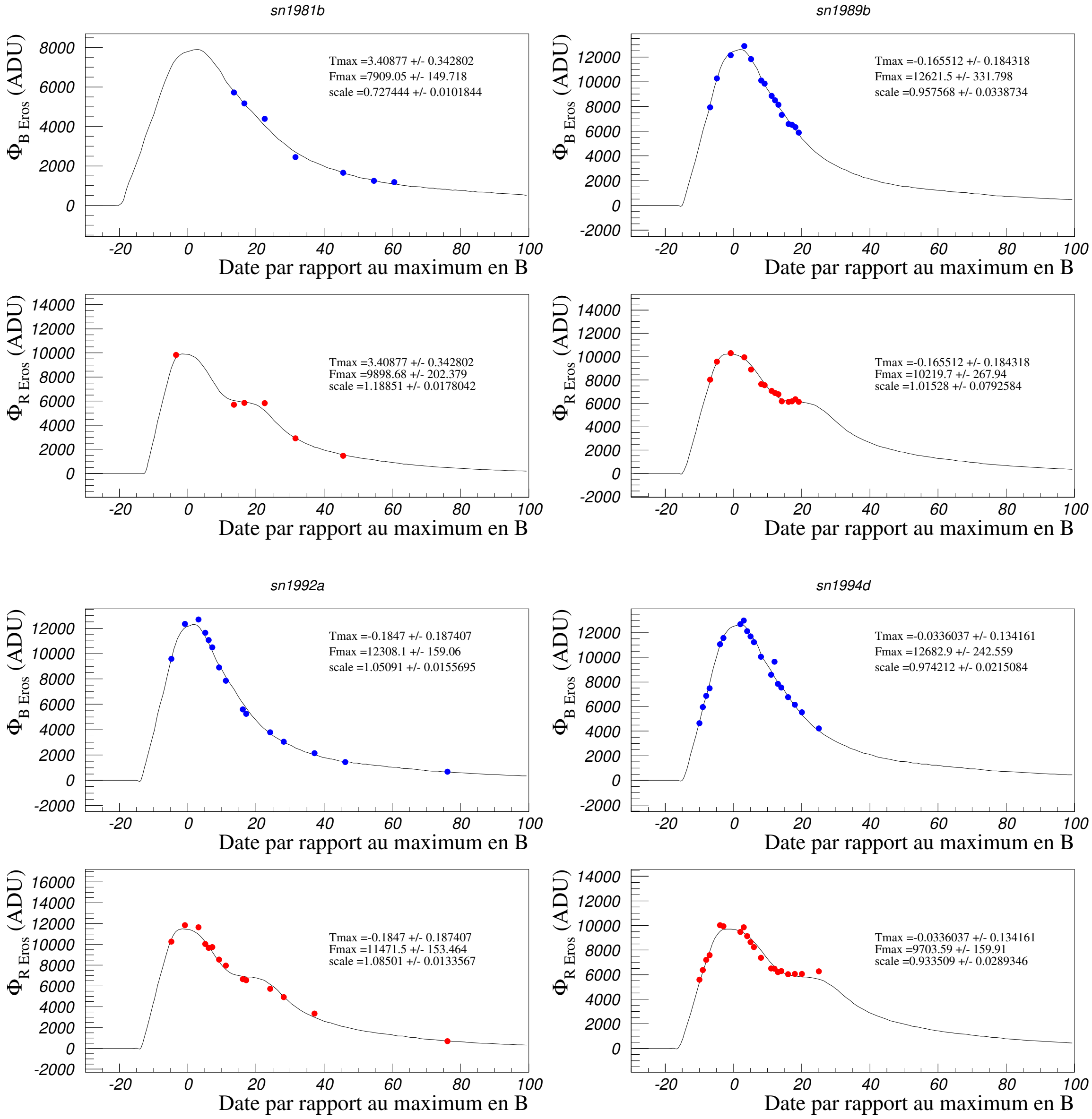


FIG. *6.16* – **Ajustement en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ des supernovæ utilisées pour fabriquer les patrons de courbes de lumière :** *les points de mesures ont été fabriqués à partir des spectres normalisés les uns par rapport aux autres par les courbes de lumière données par [Riess et al., 1996]. Notons que les ajustements sont bons excepté pour SN1981B pour laquelle on ne dispose pas de suffisamment de points de mesure pour que la courbe de lumière soit bien contrainte.*

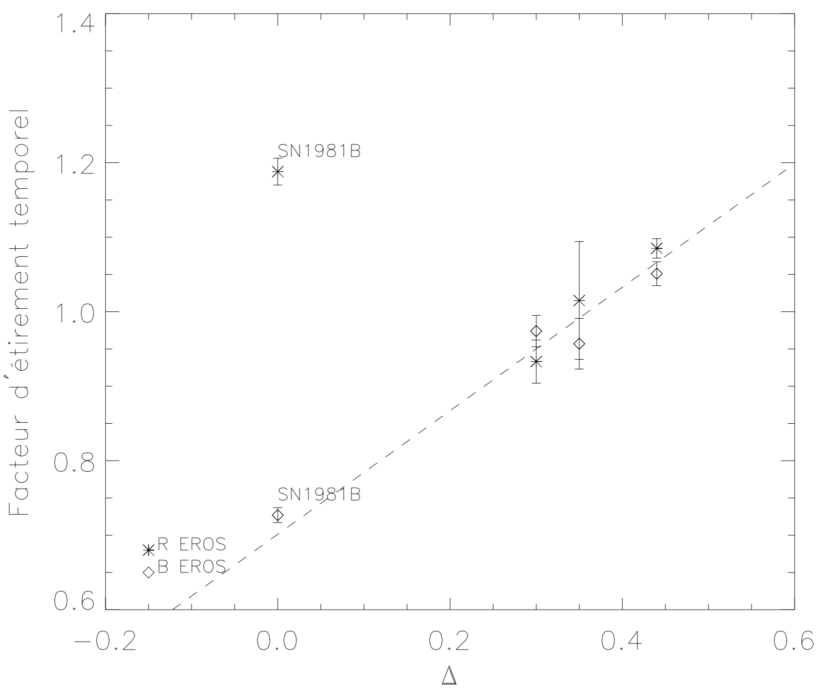


Fig. *6.17* – **Comparaison entre le facteur d'étirement temporel obtenu en ajustant les courbes de lumière des 4 supernovæ en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ et le paramètre Δ déterminé par [Riess et al., 1996] :** *Les étoiles correspondent au facteur d'étirement en* $\mathrm{R_{EROS}}$ *et les croix à celui déterminé en* $\mathrm{B_{EROS}}$. *Si l'on rejette les points concernant SN1981B pour laquelle on a trop peu de mesures pour déterminer efficacement le facteur d'étirement (les deux points sur la gauche), les points s'alignent sur une droite que l'on a superposé en tirets sur la figure.*

teur d'étirement temporel dans la forme de ces patrons, on arrive à reproduire les différences entre les supernovæ. Il convient maintenant d'estimer avec quelle précision la forme du patron est connue, c'est à dire, à chaque date, quelle est l'incertitude que l'on a sur la valeur du patron de courbe de lumière. On peut estimer cette précision en mesurant, pour chacune des quatre supernovæ que nous avons utilisé pour fabriquer les patrons, la dispersion de la différence entre les points de mesure photométrique dans les quatre bandes standard et les modèles de courbes de lumière introduits par [Riess et al., 1996]. On mesure ainsi l'erreur que l'on a faite sur la forme de la courbe de lumière de chaque supernova en prenant le modèle de [Riess et al., 1996]. La dispersion de cette écart au modèle varie entre 10 et 15% selon la supernova et la bande photométrique considérée. On peut attribuer cette dispersion intégralement à un mauvais accord entre le modèle de courbe de lumière et la véritable courbe de lumière, les erreurs photométriques étant bien inférieures à cette dispersion (de l'ordre de quelques pourcents). Nous adopterons une valeur prudente de 15% d'incertitude sur la forme de nos patrons en B_{EROS} et R_{EROS}. Ce qui signifie que, plutôt que d'utiliser les patrons tels quels dans les ajustements de nos points de mesure photométriques, nous considérerons les patrons comme des «bandes» avec une densité de probabilité définie en chaque point comme une gaussienne de largeur 15%.

Il semble à première vue que cette manière de procéder complique considérablement l'ajustement. En fait, il n'en est rien. Habituellement on fait l'ajustement en minimisant le χ^2 en fonction des paramètres que l'on veut ajuster. Le χ^2 est défini comme la somme sur tous les points de mesure du carré de la différence entre la mesure y_i et le modèle $f(x_i)$ pondérée par l'incertitude sur la mesure σ_i :

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{y_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{6.19}$$

Dans le cas qui nous intéresse ici, le modèle est lui même connu avec une certaine incertitude σ_m qui vaut 15%. L'incertitude sur la différence $y_i - f(x_i)$ est tout simplement la somme quadratique des deux incertitudes $\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_m^2}$. Le χ^2 prend donc simplement la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{y_i - f(x_i)}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_m^2}} \right)^2 \tag{6.20}$$

Rappelons que σ_m vaut 15% de la valeur du patron au point considéré, on peut l'aproximmer par 15% du flux de la supernova mesuré de sorte que :

$$\sigma_m = 0.15 \times y_i \tag{6.21}$$

Les ajustements des courbes de lumière seront effectués de cette manière dans la suite. On tient ainsi compte de l'incertitude que l'on a sur la forme du patron véritable des courbes de lumière.

6.5 Ajustement des données photométriques des supernovæ d'EROS2

Revenons maintenant aux données d'EROS2. A partir des images de suivi photométriques faites sur le Marly, nous avons utilisé la technique de photométrie décrite dans le chapitre 5. Nous disposons de données photométriques pour six supernovæ de type Ia, les résultats de l'ajustement sont indiqués dans le tableau 6.3 Le facteur d'étirement temporel que l'on mesure sur les courbes de lumière contient à la fois le véritable facteur d'étirement temporel propre à la supernova et l'effet de dilatation des durées consécutif au décalage vers le rouge. Les facteurs d'étirement que l'on indique dans le tableau 6.3 ont été corrigés de l'effet du décalage vers le rouge :

$$s^{\text{vrai}} = s^{\text{mesuré}} \times (1+z) \tag{6.22}$$

SN	z	$\phi^{max}_{\mathrm{B_{EROS}}}$	$s_{\mathrm{B_{EROS}}}$	$\phi^{max}_{\mathrm{R_{EROS}}}$	$s_{\mathrm{R_{EROS}}}$	χ^2/ndf	Figure
SN1997bl	0.19	13789 ± 1420	0.99 ± 0.02	-	-	43/8	6.18
SN1997dk	0.05	58310 ± 6419	1.05 ± 0.07	20891 ± 2302	1.13 ± 0.2	4/31	6.21
SN1997dl	0.05	47742 ± 2398	0.99 ± 0.05	18691 ± 978	1.05 ± 0.06	6/31	6.22
SN1997ed	0.152	5346 ± 1187	1.09 ± 0.02	-	-	25/16	6.19
SN1997ee	0.166	4680 ± 557	1.00 ± 0.11	2411 ± 844	0.58 ± 0.63	4/21	6.23
nr011	0.065	71326 ± 4859	0.96 ± 0.13	-	-	9/17	6.20

TAB. *6.3* – **Résultats de l'ajustements de patrons de courbes de lumière en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ pour les supernovæ de type Ia d'EROS2 :** *Les flux au maximum de luminosité ne sont pas K corrigés et sont donnés en ADU. On a indiqué le facteur d'étirement temporel dans chaque couleur. L'avant dernière colonne indique le χ^2 de l'ajustement et le nombre de degrés de liberté.*

Nous n'avons pas de données en $\mathrm{R_{EROS}}$ pour SN1997bl et SN1997ed car elles ont été détectées sur le CCD numéro 2 qui est défaillant en Rouge depuis le début de l'expérience. Nous n'avons pas non plus de données en rouge pour nr011 qui a été détectée alors que la caméra rouge était en panne. Cette supernova n'a d'ailleurs pas été déclarée officiellement comme telle, c'est pourquoi on l'appelle nr011 (c'est le nom du champ dans lequel on l'a découverte). Nous n'avons pas de confirmation spectroscopique du type de nr011, cependant, son flux au maximum tel qu'on l'a ajusté est tout a fait compatible avec celui d'une supernova de type Ia. Nous la considérerons donc comme telle dans la suite. Signalons que SN1997dk et SN1997dl ont toutes les deux explosé dans la même galaxie à 37 jours d'intervalle. EROS2 a découvert une autre supernova de type Ia, sn1998cj qui ne figure pas ici car elle n'a pas pu être suivie photométriquement.

La première constatation que l'on peut faire en observant les courbes de lumière est que les données photométriques sont très pauvres pour la plupart des supernovæ. On remarque aussi que seules deux supernovæ sur les six que nous présentons ici ont été

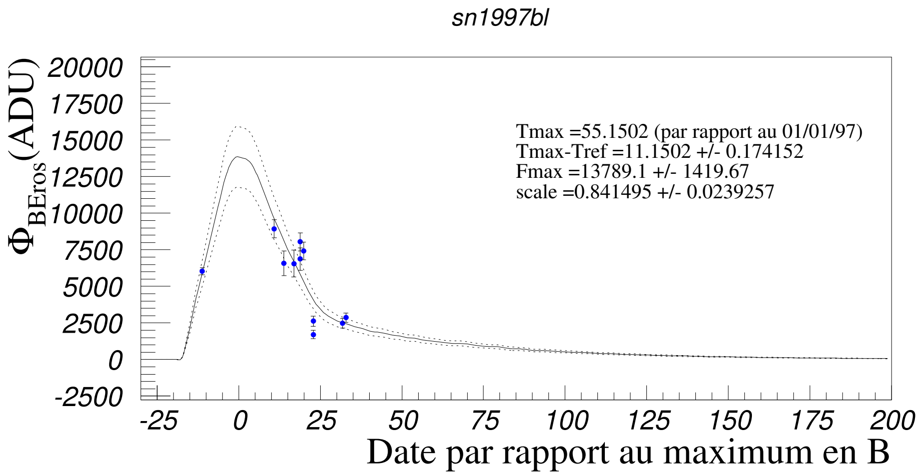


Fig. *6.18* – **Courbe de lumière de SN1997bl :** *On n'a de point qu'en* $\mathrm{B_{EROS}}$*, l'ajustement n'a donc été fait que sur cette couleur. Les courbes en pointillés indiquent l'incertitude (1* σ*) sur le patron utilisé.*

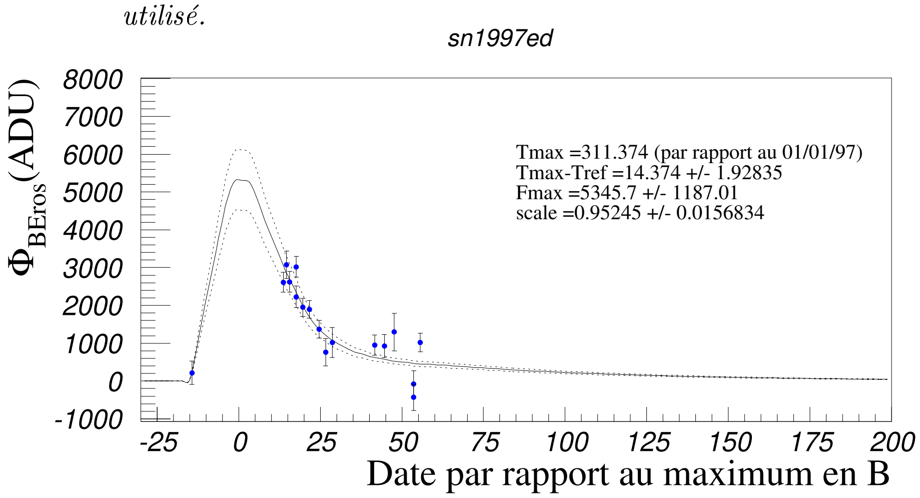


Fig. *6.19* – **Courbe de lumière de SN1997ed :** *On n'a de point qu'en* $\mathrm{B_{EROS}}$*, l'ajustement n'a donc été fait que sur cette couleur. Les courbes en pointillés indiquent l'incertitude (1* σ*) sur le patron utilisé.*

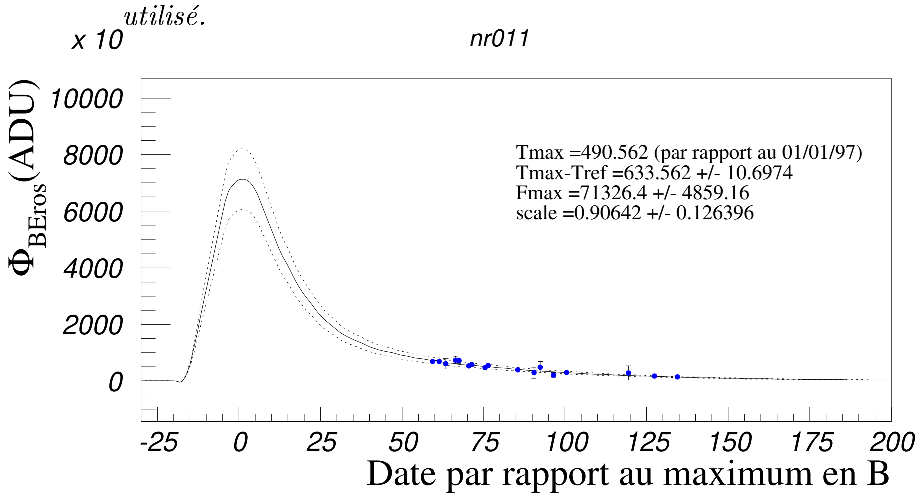


Fig. *6.20* – **Courbe de lumière de nr011 :** *On n'a de point qu'en* $\mathrm{B_{EROS}}$*, l'ajustement n'a donc été fait que sur cette couleur. Les courbes en pointillés indiquent l'incertitude (1* σ*) sur le patron utilisé.*

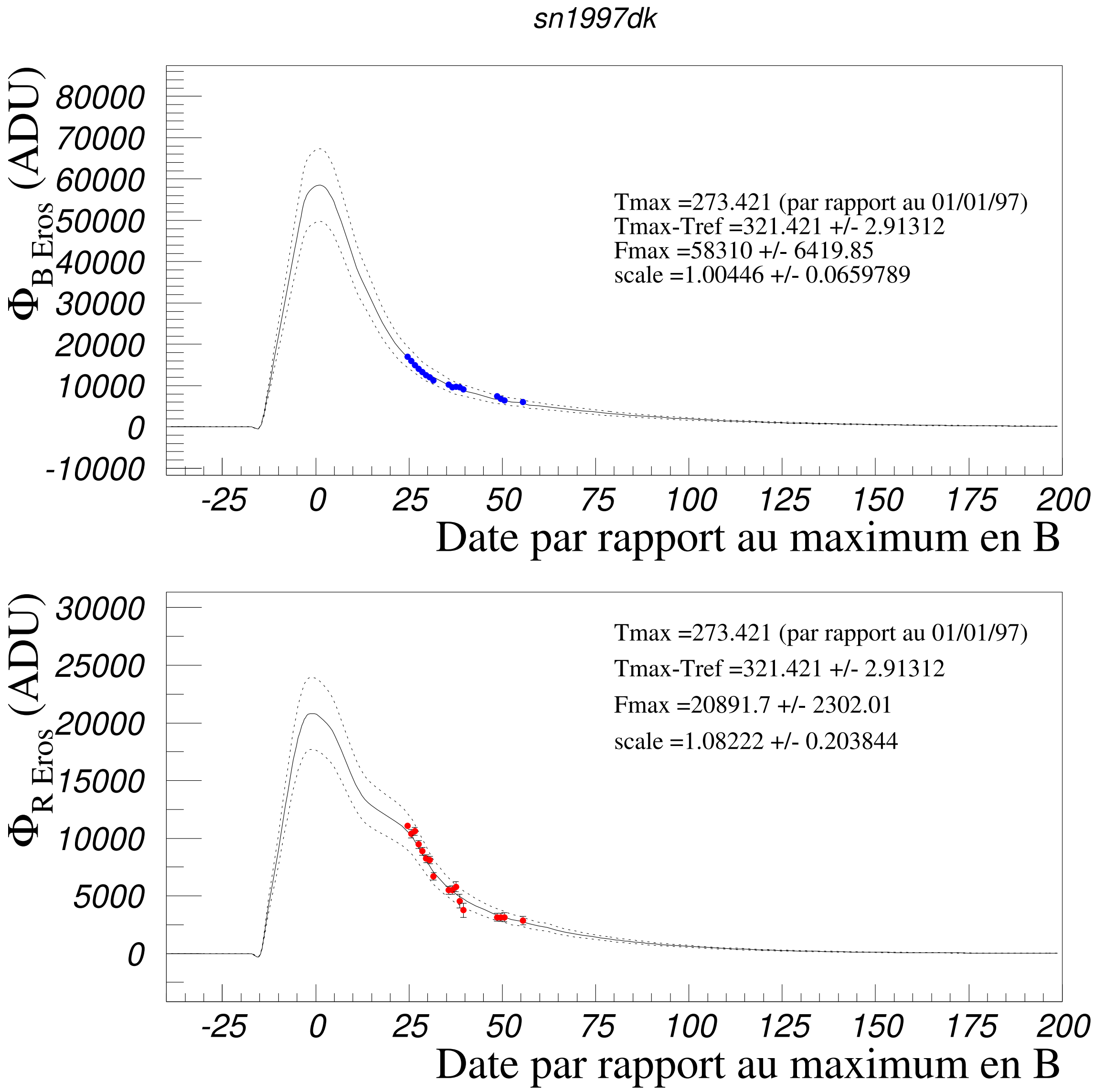


FIG. 6.21 – **Courbe de lumière de SN1997dk :** *Les courbes en pointillés indiquent l'incertitude (1 σ) sur le patron utilisé.*

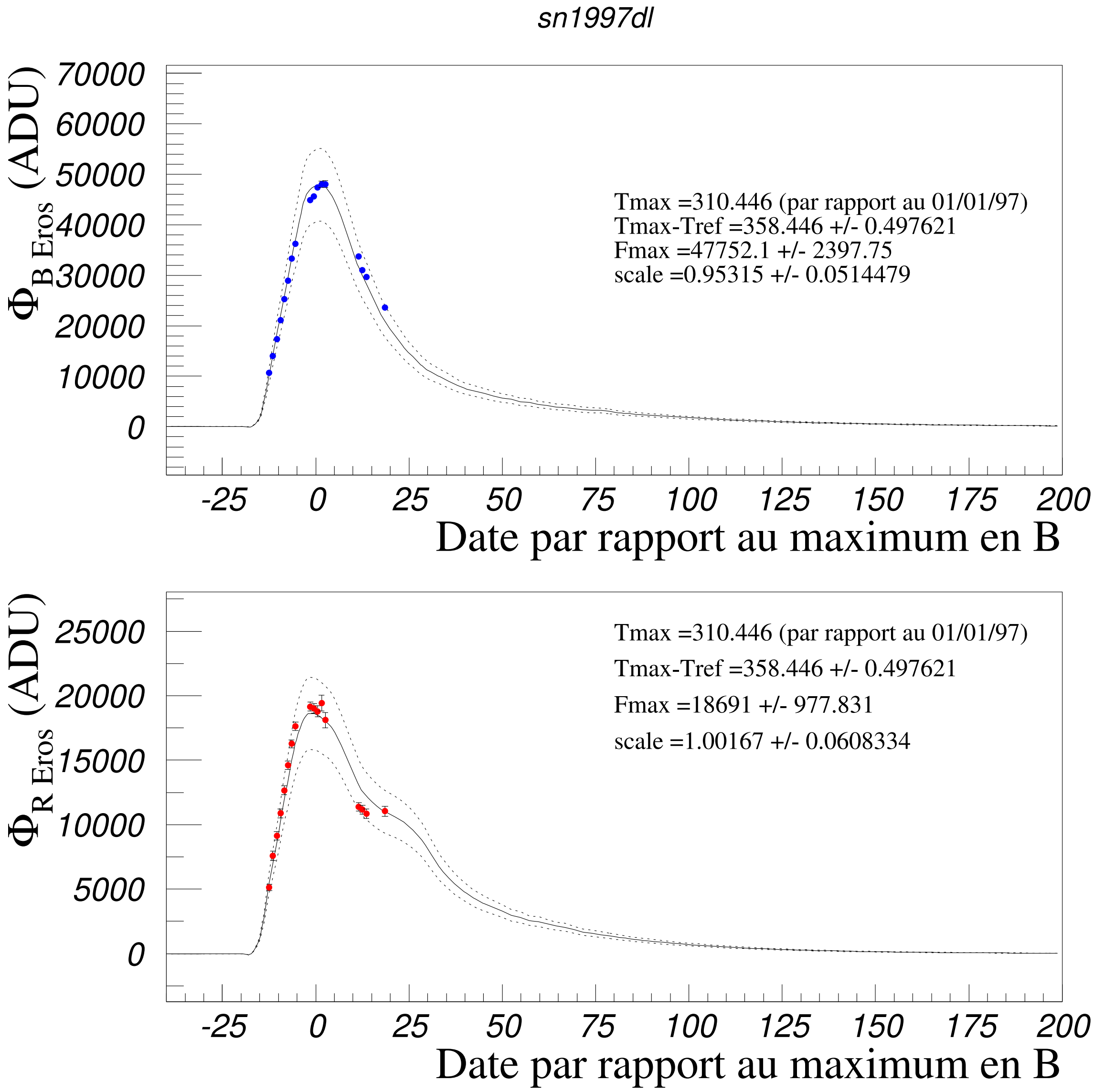


FIG. *6.22* – **Courbe de lumière de SN1997dl :** *On remarque que l'ajustement n'est pas très bon en* $\mathrm{R_{EROS}}$*, cependant, nous disposons de suffisamment de points au moment du maximum de luminosité pour que celui-ci soit bien contraint. Les courbes en pointillés indiquent l'incertitude (1* σ*) sur le patron utilisé.*

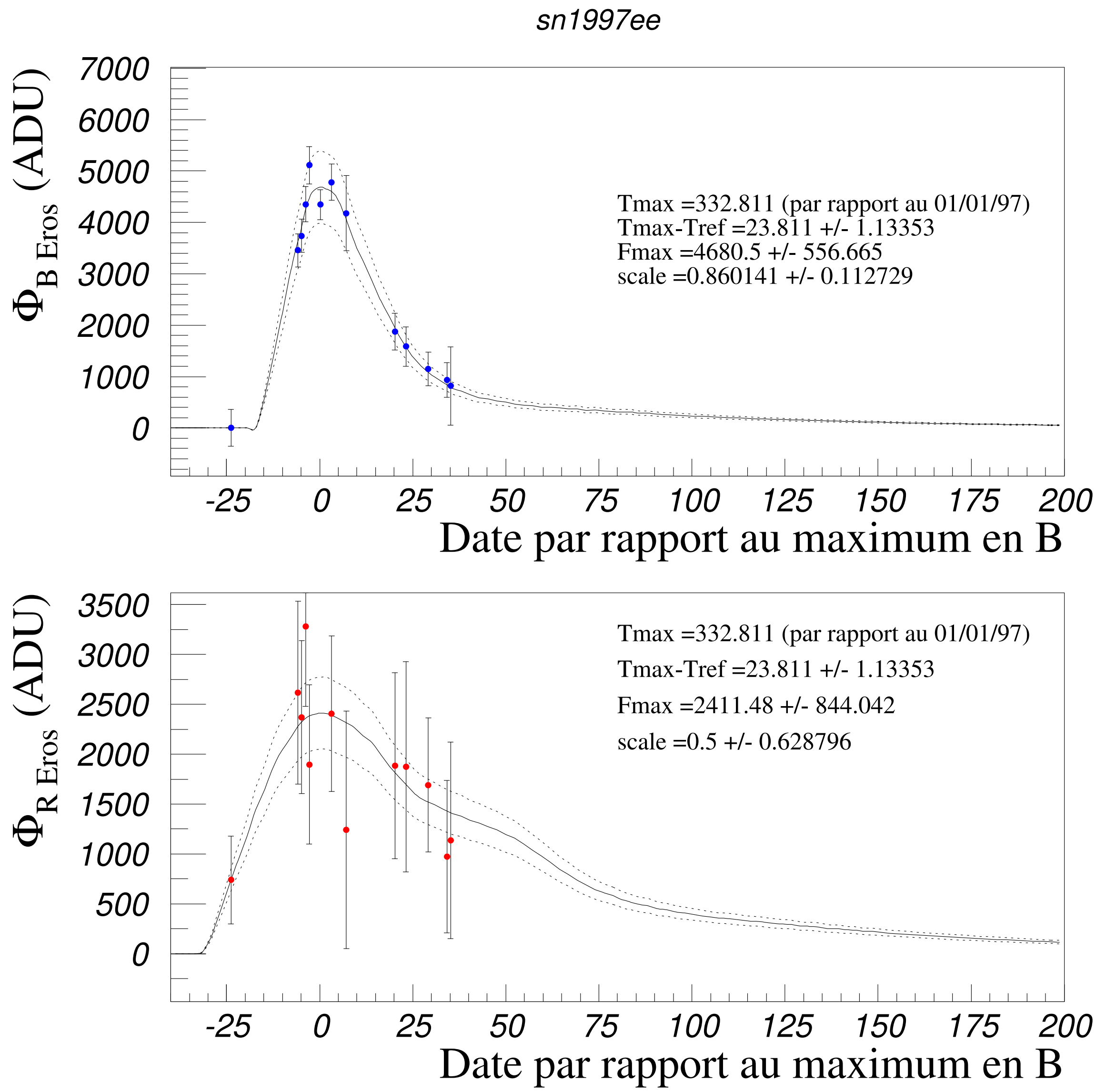


Fig. 6.23 – **Courbe de lumière de SN1997ee :** *Le flux est très bas en* R$_{\text{EROS}}$*, l'ajustement est donc très peu contraint par cette couleur. Les courbes en pointillés indiquent l'incertitude (1 σ) sur le patron utilisé.*

découvertes avant leur maximum de luminosité. Ceci est dû à la stratégie de prise de données. En effet, afin de minimiser le temps consacré à la recherche de supernovæ (EROS2 est avant tout une expérience de recherche d'effets de microlentilles gravitationnelles), on utilise comme références des images qui ont servi aux précédentes recherches. Il s'écoule donc un temps très long entre références et images courantes de sorte que beaucoup des supernovæ détectées sont dans leur phase descendante. L'ajustement des patrons de courbes de lumière que nous avons fabriqués est d'assez bonne qualité, sauf pour SN1997dl en rouge. Il ne faut pas s'étonner que nos patrons ne fonctionnent pas pour toutes les supernovæ car, comme on l'a vu dans la section précédente, ils ont été fabriqués avec un petit nombre de supernovæ qui ne couvrent pas un grand domaine de variations du paramètre Δ introduit par [Riess et al., 1996].

Après avoir obtenu les flux au maximum de nos supernovæ, on doit appliquer la correction K de la manière dont on l'a expliqué dans la section précédente. Une fois la correction K réalisée, on est en mesure de convertir les nombres de photons que l'on a pour chaque supernova en $\mathrm{B_{EROS}}$ et $\mathrm{R_{EROS}}$ en magnitudes dans des bandes standard en utilisant la calibration photométrique de [Hardin, 1998]. Cette calibration est précise à environ 0.1 magnitude, ce qui est suffisant dans le cas présent. On définit les quantités suivantes :

$$v_{eros} = -2.5 \log \left(\frac{\phi_{B_{EROS}}}{t_{pose}} \right) \tag{6.23}$$

et

$$r_{eros} = -2.5 \log \left(\frac{\phi_{R_{EROS}}}{t_{pose}} \right) \tag{6.24}$$

t_{pose} est le temps de pose de l'image. Les relations de passages de nos bandes photométriques aux bandes standard sont alors :

$$V = v_{eros} + a_V \times (v_{eros} - r_{eros}) + b_V \tag{6.25}$$

et

$$R = v_{eros} + a_V \times (v_{eros} - r_{eros}) + b_V \tag{6.26}$$

Les coefficients a_V, a_R, b_V et B_R dépendent du CCD considéré, leurs valeurs sont tirées de [Hardin, 1998]. Ces coefficients ont été déterminés pour les mois d'octobre et novembre 1997, nous devons donc les corriger pour tenir compte du fait que nos courbes de lumières sont exprimées dans le référentiel de flux de l'image de référence qui n'a pas forcément été prise au à l'automne 1997. Les corrections à apporter peuvent aller jusquà 25% en flux. Ces relations de calibration font intervenir le flux dans les deux bandes d'EROS2, on est donc confronté à un problème pour les trois supernovæ pour lesquelles on n'a pas de données en $\mathrm{R_{EROS}}$ (SN1997bl, SN1997ed et nr011). Cependant, si l'on fait la supposition que ces supernovæ n'on pas subi d'absorption, on peut calculer ce que devait être le flux en $\mathrm{R_{EROS}}$ car on sait quelle est la couleur d'une supernova au maximum de luminosité [Riess et al., 1996] :

$$(V - R)_{maximum} = 0.046 \tag{6.27}$$

Or, on peut tirer des relations de calibation :

$$V - R = (a_V - a_R)\,(v_{eros} - r_{eros}) + (b_V - b_R) \tag{6.28}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\phi_{B_{EROS}}}{\phi_{R_{EROS}}} = 10^{-0.4\times\frac{(V-R)-(b_V-b_R)}{(a_V-a_R)}} \tag{6.29}$$

On peut donc, en supposant qu'il n'y a pas d'absorption, reconstruire le flux en $\mathrm{R_{EROS}}$ à partir de celui que l'on mesure en $\mathrm{B_{EROS}}$. La relation entre les deux dépend de chaque CCD. On ajoute une incertitude supplémentaire de 0.1 magnitude aux trois supernovæ pour lesquelles on applique ce procédé pour tenir compte de son imprécision.

Il faut maintenant corriger des éventuels effets de l'absorption (due aux poussières de notre galaxie ou de la galaxie hôte). Cette correction sera nulle par construction pour les trois supernovæ dont on n'a pas de points de mesure en rouge. On sait que, pour une supernova au maximum, on doit avoir $(V-R)_{maximum} = 0.046$. Par ailleurs les extinctions relatives dans les différentes couleurs est reliées par la relation :

$$\begin{aligned} A_V &= \alpha_V \times E(B-V) && (6.30)\\ A_R &= \alpha_R \times E(B-V) && (6.31)\\ & && (6.32) \end{aligned}$$

où $E(B-V)$ est l'excès de couleur caractéristique de l'absorption des poussières. Les valeurs de α_V et de α_R que l'on a utilisées sont tirées de [Schlegel et al., 1998] : $\alpha_V = 3.315$ et $\alpha_R = 2.73$. On peut mesurer $E(B-V)$ sur les données en attribuant la différence de couleur que l'on observe par rapport à $(V-R)_{maximum} = 0.046$ à l'effet de l'absorption. On obtient ainsi :

$$E(B-V) = \frac{V_{maximum} - R_{maximum} - (V-R)_{maximum}}{\alpha_V - \alpha_R} \tag{6.33}$$

On détermine ainsi pour chacune de trois supernovæ pour lesquelles on a des données en bleu et rouge l'absorption qu'elle a subi.

Le tableau 6.4 résume les magnitudes au maximum en V et R obtenues pour nos six supernovæ de type Ia après correction K et correction de l'absorption.

Nous avons maintenant toutes les grandeurs physiques dont nous avons besoin pour «faire de la cosmologie» avec les données des six supernovæ de type Ia d'EROS2. La magnitude apparente des supernovæ est reliée à leur décalage le rouge par la relation *magnitude-redshift* (voir chapitre 1 équations 1.57 et 1.58) qui s'écrit :

$$V = M_{max}(V) - 5\log(h) + 15 + 5\log(cz) + \frac{5}{2\ln 10}(1-q_\circ)\,z + \cdots \tag{6.34}$$

SN	z	V	R
SN1997bl	0.19	19.1 ± 0.5	19.1 ± 0.5
SN1997dk	0.05	18.5 ± 0.4	18.4 ± 0.4
SN1997dl	0.05	18.3 ± 0.3	18.3 ± 0.2
SN1997ed	0.152	20.4 ± 0.8	20.3 ± 0.7
SN1997ee	0.166	19.5 ± 0.8	19.4 ± 0.7
nr011	0.065	17.4 ± 0.3	17.4 ± 0.3

TAB. *6.4* – **Magnitudes en V et R obtenues pour les six supernovæ de type Ia :** *Les magnitudes sont K corrigées et l'absorption a été prise en compte.*

c étant la vitesse de la lumière en km.s^{-1}. V est la magnitude apparente de la supernova dans la bande V et $M_{max}(V)$ sa magnitude absolue au maximum de luminosité dans la bande V. Rappelons que $q_\circ$ est le paramètre de décélération qui est relié à la densité de matière Ω_m et à la constante cosmologique Ω_Λ par la relation $q_\circ = \frac{1}{2}\Omega_m - \Omega_\Lambda$ (voir équation 1.38). Le cas $q_\circ = \frac{1}{2}$ correspond à un Univers plat sans constante cosmologique.

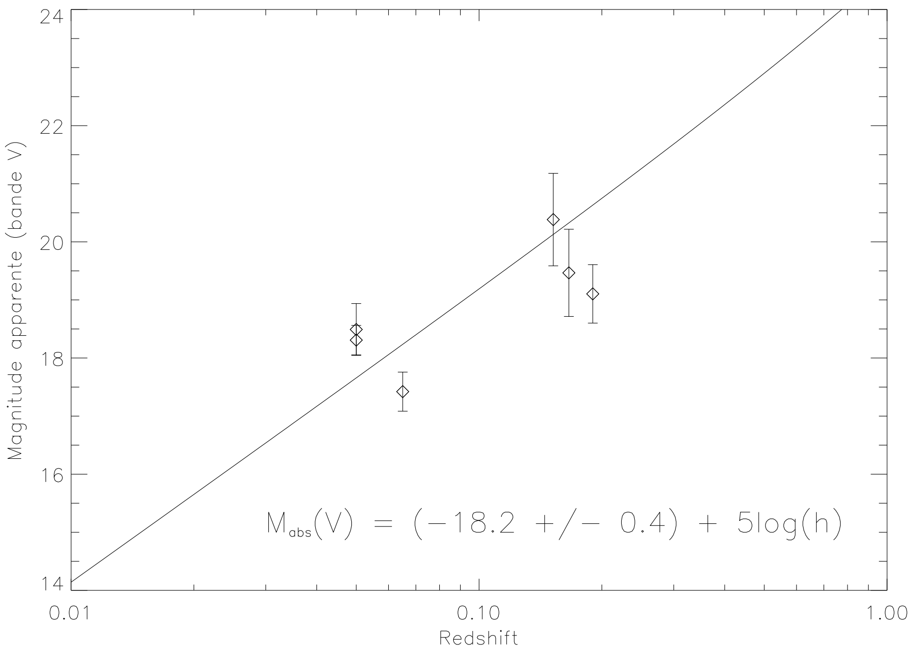


FIG. *6.24* – **Diagramme de Hubble obtenu avec les supernovæ de type Ia d'EROS2 :** *La courbe en traits pleins est la relation magnitude-redshift pour une magnitude absolue des supernovæ dans la bande V de* $-18.2 \pm 0.4 + 5\log(h)$ *avec* $q_\circ = \frac{1}{2}$.

Le *redshift* de nos supernovæ est trop faible pour espérer mesurer $q_\circ$ que l'on supposera égal à $\frac{1}{2}$ dans la suite (cela ne porte pas à conséquence puisque à bas *redshift* les courbes correspondant aux diverses valeurs possibles de $q_\circ$ sont confondues). Puisque l'on connaît le *redshift* et la magnitude apparente de nos supernovæ, on peut ajuster la valeur de $M - 5\log(h)$ sur nos données. On ne peut déterminer indépendamment $M_{max}(V)$ et h qui sont deux paramètres complètement dégénérés dans le cadre de ce genre de mesure. Un ajustement par la méthode du χ^2 donne la valeur suivante :

$$M_{max}(V) = -18.2 \pm 0.4 + 5\log(h) \tag{6.35}$$

Les erreurs étant calculées à partir de l'ajustement, c'est à dire sans ajouter d'éventuelles erreurs systématiques. Le diagramme de Hubble correspondant est représenté sur la figure 6.24. Le χ^2 pour cette valeur de la magnitude absolue est de 26.6 pour 5 degrés de liberté. Cette valeur excessive indique, si l'on suppose que les erreurs sont correctement estimées, qu'il y a un effet systématique.

La valeur que l'on obtient ici est compatible avec celle qu'obtient [Hamuy et al., 1996a] avec 29 supernovæ de type Ia. L'erreur indiquée par [Hamuy et al., 1996a] est en fait la dispersion de la magnitude absolue mesurée à partir du redshift et de la magnitude apparente pour chacune des supernovæ de son échantillon. Dans notre échantillon de 6 supernovæ, la dispersion de la magnitude absolue est de 1 magnitude.

Si l'on utilise les valeurs de la magnitude absolue déterminée indépendamment de la constante de Hubble par d'autres groupes (avec une calibration de la distance obtenue avec les céphéides par exemple), on peut exprimer ce resultat en terme de valeur de la constante de Hubble. Ainsi, [Hamuy et al., 1996c] ont déterminé, en calibrant les distances des galaxies avec des céphéides (voir chapitre 2 figure 2.13), la magnitude absolue de 4 supernovæ de type Ia. La valeur obtenue est $M_{max}(B) = -19.28 \pm 0.1$. Ils en déduisent la valeur de la constante de Hubble : $H_\circ = 63 \pm 6 \mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$. Nous avons mesuré ici $M_{max}(V) - 5\log(h)$, mais, puisque les supernovæ ont, au maximum de luminosité une couleur $B - V = 0$, on peut utiliser la valeur de [Hamuy et al., 1996c] pour mesurer la constante de Hubble avec notre échantillon. La valeur obtenue est :

$$H_\circ = 61 \pm 14\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}} \tag{6.36}$$

Il est clair que cela ne constitue pas une véritable mesure de la constante de Hubble dans la mesure où nous n'avons pas calibré les distances de nos propres supernovæ avec une autre méthode.

Le fait que la dispersion sur la magnitude absolue de nos supernovæ soit bien plus grande que l'erreur sur la valeur ajustée par la méthode du χ^2 et que la valeur du χ^2 par degré de liberté soit trop élevée nous pousse à penser que notre dispersion n'est pas uniquement statistique et qu'elle est due à un effet systématique. On a vu plus haut que toutes les supernovæ ne sont pas identiques, on sait en particulier qu'il existe une relation entre la magnitude absolue et la vitesse de décroissance de la supernova [Hamuy et al., 1996a, Phillips, 1993] qui est ici mesuré par le facteur d'étirement temporel $s_{\mathrm{B_{EROS}}}$. Ces corrélations sont cependant difficiles à mettre en évidence et nécessite un très large échantillon de supernovæ mesurées avec une très bonne précision photométrique. Il n'est donc pas surprenant que cet effet ne soit pas visible dans nos données. Rappellons en effet que la magnitude au maximum de nos supernovæ n'est pas mesurée directement sur des points de mesure mais extrapolée à partir de points souvent situés longtemps après le maximum de luminosité. On s'attend à ce que cette méthode soit sujette à des effets systématiques que nous ne pourrons évaluer avec précision qu'én détectant plus de supernovæ avant le maximum de luminosité et en les suivant sur une longue prériode (ce qui n'est le cas d'aucune des supernovæ utilisées pour ce travail). Par ailleurs, la précision de la calibration photométriques (c'est-à-dire de la transformation du nombre de photons observés en $\mathrm{B_{EROS}}$ et en $\mathrm{R_{EROS}}$) est elle aussi insuffisante pour que nous ayons la sensibilité suffisante pour détecter un tel effet.

Par conséquent, si une partie de la dispersion excessive de nos points de mesure autour du diagramme de Hubble représenté sur la figure 6.24 qui est responsable du mauvais χ^2 par degrés de liberté est probablement du au fait que toutes nos supernovæ n'ont pas la même luminosité intrinsèque, l'effet dominant est une systématique de mesure : nous n'avons pas assez de points et la calibration est trop peu précise.

6.6 Conclusions

Le fait d'avoir des données photométriques dans des bandes non standard est indéniablement un gros désavantage pour utiliser les supernovæ d'EROS2 dans le but de standardiser l'objet supernova. Nous avons montré qu'il est cependant possible de fabriquer des patrons de courbes de lumière dans nos bandes photométriques et ainsi d'ajuster nos courbes de lumière. Les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants, on est en effet capable de reconstruire la magnitude au maximum de nos supernovæ de manière relativement précise compte tenu de la pauvreté des données. Le diagramme de Hubble obtenu est en bon accord avec les résultats des autres groupes, bien que la dispersion de nos supernovæ soit plus importante. Si une partie de cette dispersion a certainement pour origine une différence de magnitude absolue entre les supernovæ de type Ia, nos données sont trop clairsemées et trop peu précises pour pouvoir mettre en évidence une relation entre la magnitude absolue et la vitesse de décroissance des supernovæ de notre échantillon (cette dernière étant mesurée par un facteur d'étirement temporel). Si les futures supernovæ d'EROS2 sont suivies dans de meilleures conditions que celles qui ont été utilisées pour ce travail, il sera possible de déterminer séparément la magnitude au maximum et le facteur d'étirement et ainsi de faire apparaître cette corrélation entre ces deux paramètres.

7. RÉALISATION D'UN PROGRAMME DE RECHERCHE DE SUPERNOVAE

7.1 Principe du programme

La détection de supernovæ, de même que leur photométrie, est basée sur la comparaison d'images prises à des dates différentes. On a une image de *référence* d'une part et une image *courante* d'autre part prise un certain temps après la référence. On recherche les supernovæ sur la soustraction entre l'image courante et la référence. On s'attend donc à observer en positif sur l'image soustraite les objets dont la luminosité s'est accrue entre la référence et l'image courante et en négatif les objets dont la luminosité a baissé. En fait, on ne recherche que les objets apparaissant positivement puisque l'on est surtout intéressé par les supernovæ montantes dont on peut exploiter la courbe de lumière et ainsi mesurer la magnitude au maximum de luminosité.

Le programme de recherche de supernovæ est constitué de deux blocs, le premier réalise la soustraction des images courantes et des références tandis que le second recherche les candidats sur la soustraction et isole parmi eux les supernovæ potentielles que l'on appellera dans la suite les candidats supernova. Parmi ces candidats, on trouve essentiellement des rayons cosmiques, des astéroïdes, des résidus de mauvaise soustraction, des étoiles variables, quelques galaxies à noyau actif et, de temps en temps une vraie supernova.

7.1.1 La réalisation de la soustraction

Afin de s'affranchir des astéroïdes et des rayons cosmiques, nous avons décidé pour la campagne de l'INT de prendre, pour chaque champ, deux images avec un intervalle de temps d'environ 30 minutes. Les rayons cosmiques ne se trouvent que sur l'une des deux images et les astéroïdes n'ont pas exactement la même position sur les deux images. Il y a deux «familles» d'astéroïdes. Les premiers font partie de la ceinture d'astéroïdes située entre Mars et Jupiter à une distance moyenne de 3 UA[1]. Les seconds sont dans la ceinture de Kuiper qui est située au delà de Neptune à une

1. L'unité astronomique est la distance moyenne qui sépare la Terre du Soleil : $1UA = 1.4959787066 \times 10^{11}$ m.

distance d'environ 50 UA. La vitesse des astéroïdes par rapport au Soleil est beaucoup plus faible que la nôtre puisqu'ils sont à une plus grande distance du Soleil (les lois de Kepler imposent $v \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$). Leur vitesse par rapport à nous est donc sensiblement égale à celle de la Terre par rapport au Soleil (30km.s^{-1}). Les astéroïdes proches ont donc un mouvement apparent sur le ciel bien plus rapide que les lointains. Typiquement les astéroïdes de la ceinture de Kuiper se déplacent de $0.05''$ par minute alors que les plus proches se déplacent de $1''$ par minute. En 30 minutes, les astéroïdes proches se déplacent donc considérablement, ils ne sont pas associés sur les deux images et ne sont donc pas considérés comme des candidats. Les astéroïdes de la ceinture de Kuiper se déplacent de 1 à $2''$, ce qui suffit pour détecter un mouvement et donc à les rejeter.

Un procédé similaire est utilisé pour la recherche de supernovæ d'EROS2 pour se débarasser des rayons cosmiques et, dans une moindre mesure des astéroïdes. Chaque image est constituée de deux poses fractionnées prises successivement sans dépointage du télescope. L'avantage est que l'on peut sommer directement ces deux images sans avoir à faire de recalage géométrique, les étoiles ayant exactement la même position sur les deux images puisque le télescope n'a pas été dépointé. L'inconvénient majeur de cette manière de procéder est qu'un temps de cinq minutes sépare les deux poses, ce qui correspond à un déplacement à peine visible pour les astéroïdes de la ceinture de Kuiper. Il est donc très difficile de les rejeter efficacement (cette méthode permet en revanche de rejeter les rayons cosmiques, la technique est décrite dans le chapitre 4). C'est pourquoi nous avons préféré séparer de 30 minutes les deux poses pour la campagne à l'INT, cela nous obligeant à les considérer comme deux images différentes. Au lieu de n'avoir qu'une seule image courante, nous avons donc deux images courantes. On réalise donc trois soustractions sur lesquelles on détectera les candidats. Nous adopterons les notations suivantes :

- `Ref` : image de référence ;
- `Cour1` : image courante numéro 1 ;
- `Cour2` : image courante numéro 2 ;
- `Cour` : image courante composite, `Cour = Cour1 + Cour2`;
- `Sub1` : image soustraite numéro 1, `Sub1 = Cour1 - Ref` ;
- `Sub2` : image soustraite numéro 2, `Sub2 = Cour2 - Ref` ;
- `Sub` : image soustraite finale, `Sub = Cour - 2Ref`;

Avant de commencer la soustraction, on *réduit* les images pour s'affranchir des effets instrumentaux. On dispose pour chacune des images courantes et pour l'image de référence d'un fichier catalogue qui contient la liste de tous les objets présents sur l'image avec leurs coordonnées, leur flux et des paramètres de forme approximatifs. Ce catalogue est réalisé par le programme SExtractor [Bertin and Arnouts, 1996, Bertin, 1996]. Ce programme donne aussi pour chaque objet un paramètre, appelé `CLASS-STAR`, qui indique s'il s'agit plutôt d'une galaxie ou d'une étoile. La séparation entre étoiles et galaxies est réalisée avec un réseau de neurones qui a été entraîné avec des images de synthèse dans une gamme de *seeing* couvrant largement ce que l'on attend dans la plupart des télescopes. Le paramètre `CLASS-STAR` vaut entre 0 (galaxie) et 1 (étoile). Le réseau de neurones est très performant pour les objets brillants, mais pour les objets faibles, la `CLASS-STAR` vaut plutôt 0.5, ce qui signifie que l'identification est ambigüe.

Il arrive que le fond de ciel présente un fort gradient sur les images, cela peut être dû à la Lune ou bien simplement au vignettage des CCD. Il faut donc s'affranchir de ce gradient afin que le fond de ciel soit parfaitement plat. On détermine le gradient du fond de ciel avec un filtre passe bas et on le soustrait à l'image. On met aussi le fond de ciel à zéro afin de simplifier les étapes suivantes. La carte du fond de ciel que l'on soustrait à l'image est réalisée par SExtractor.

Les images sont codées sur un 16 bits de sorte que le flux des pixels est compris entre 0 et 65535 en `ADU`, on convertit le nombre d'`ADU` en nombre de photons en le multipliant par le gain.

$$N_\gamma = G \times N_{\mathrm{ADU}} \tag{7.1}$$

où G est le gain de la caméra CCD. On convertit les images en nombre de photons pour pouvoir facilement calculer le bruit de photons par la suite.

Le programme de soustraction consiste en la série d'opérations suivantes :

- calcul et réalisation de la transformation géométrique pour aligner les images les unes par rapport aux autres;
- calcul des noyaux de convolution à appliquer aux images pour les ramener au même *seeing* et réalisation de la convolution sur chaque image;
- calcul et réalisation des transformations photométriques à appliquer aux images pour les mettre toutes dans le même référentiel de flux. On corrige ainsi de l'absorption qui peut être différente pour chacune des images et d'un éventuel changement de temps de pose.
- Réalisation des soustractions.

Au cours de chacune de ces étapes, on cherche à dégrader le moins possible le rapport signal/bruit afin que celui-ci soit le meilleur possible sur les images soustraites. La plupart des méthodes utilisées pour réaliser ces différentes étapes sont décrites en détails dans le chapitre 5 qui est consacré à la photométrie : les techniques employées sont souvent parfaitement identiques.

Transformation géométrique

On commence par choisir l'image sur laquelle on va aligner toutes les autres. On prend l'image dont le *seeing* (calculé avec les paramètres de forme approximatifs de SExtractor) est le moins bon. En effet, la transformation géométrique consiste en une *repixellisation* de l'image qui mélange chaque pixel avec ses voisins. Cette transformation dégrade légèrement le *seeing*. Il vaut mieux éviter de dégrader davantage une image déjà mauvaise puisque de toute manière, l'étape de convolution ramène le *seeing* de toutes les images à celui de la plus mauvaise.

On calcule la transformation géométrique pour chaque image en comparant les positions des étoiles entre l'image *source* et l'image de *destination*. Il faut que ces positions soient connues avec précision (meilleure que 0.1 pixel). La position des galaxies est peu précise car leur forme n'est pas facilement modélisable, on ne les utilise donc pas pour calculer la transformation géométrique. Il faut aussi rejeter les étoiles faibles qui sont dominées par le bruit de photons. On sélectionne donc les objets les plus brillants dont la `CLASS-STAR` est la plus proche de 1 (on coupe à 0.9) et qui se trouvent sur toutes les images. SExtractor mesure la position des objets avec une précision de 0.2 pixel qui est insuffisante pour déterminer correctement la transformation géométrique. Pour améliorer la détermination de cette position, on ajuste sur chacune d'entre elles une *PSF*, modélisée par une gaussienne intégrée à deux dimensions. On obtient ainsi une précision sur la position des étoiles brillantes de l'ordre de 0.05 pixel. Parmi les étoiles pour lesquelles l'ajustement a convergé, on applique un filtre médian sur les paramètres de forme pour rejeter les objets dont la forme n'est pas représentative de celle des étoiles de l'image.

A l'issue de ces coupures on dispose typiquement d'une centaine d'étoiles convenables (sur un CCD de l'INT), ce qui est amplement suffisant pour calculer la transformation géométrique. La méthode employée pour ce calcul est décrite dans la section 5.3.

Alignement au même seeing

Les images ayant été prises à des instants différents (trente minutes entre les deux courantes et une quinzaine de jours entre les courantes et l'image de référence), elles n'ont aucune raison d'avoir le même *seeing*. Il faut donc, avant de les soustraire les ramener au même *seeing*. L'idéal serait de déconvoluer les images de l'effet de la turbulence atmosphérique et de l'optique du télescope afin de toutes les ramener à un *seeing* idéal. Malheureusement ceci n'est pas possible en pratique, les méthodes de déconvolution nécessitent d'une part une grande quantité de temps de calcul (la détection des supernovæ doit se faire *en-ligne* afin de commencer le suivi photométrique le plus tôt possible) et ne sont d'autre part vraiment réalisables que sur des objets pour lesquels le rapport signal/bruit est excellent. Nous cherchons ici des objets faibles dont la plupart seront en limite de détection puisque le nombre de supernovæ augmente comme le cube de la profondeur de l'image. Il est par conséquent illusoire de déconvoluer les images pour y rechercher des supernovæ.

On ramène les images au même *seeing* en les dégradant vers la plus petite *PSF* que l'on puisse atteindre par convolution de manière à ce que toutes les étoiles soient rondes à l'issue de cette étape (cela facilite la photométrie et permet de calculer analytiquement le noyau de convolution). La manière dont on détermine le noyau de convolution pour chacune des images est décrite dans la section 5.4. Ce noyau est calculé à partir des paramètres de forme des étoiles modélisées par des gaussiennes intégrées. On utilise les étoiles qui ont servi pour calculer la transformation géométrique après avoir recalculé les paramètres de forme de ces étoiles car, comme on l'a indiqué, la transformation géométrique dégrade légèrement le *seeing*.

Une fois le noyau de convolution déterminé, on réalise la convolution en faisant glisser sur l'image un filtre $\alpha_{i,j}$ qui contient une image du noyau de convolution (normalisé à 1 et dont la taille $(2N+1)\times(2N+1)$ est assez grande pour que les $\alpha_{i,j}$ soient négligeables sur les bords). Le nouveau flux dans chaque pixel ($F'_{i,j}$) est donc obtenu à partir du flux initial ($F_{i,j}$) avec la formule suivante :

$$F'_{i,j} = \sum_{k=-N}^{N} \sum_{l=-N}^{N} \alpha_{k+N,l+N} F_{i+k,j+l} \tag{7.2}$$

Ajoutons que la convolution (de même que la repixellisation lors de la transformation géométrique), en mélangeant les pixels, mélange aussi le bruit qui devient alors corrélé d'un pixel à l'autre. Ce point est discuté en détail dans la section 5.4.4.

L'alignement photométrique

L'absorption étant différente pour chacune des images (et le temps de pose ayant pu changer, afin d'améliorer le rapport signal/bruit si les conditions météorologiques ont changé par exemple), on doit, avant de soustraire, remettre toutes les images dans le même système de flux, c'est à dire qu'une ADU doit correspondre au même nombre de photons émis par la source sur chacune des images.

On modélise la transformation photométrique par une relation linéaire entre les images :

$$F^{\text{corrigé}} = aF^{\text{initial}} + b \tag{7.3}$$

a est le coefficient photométrique qui tient compte de l'absorption et du changement de temps de pose et b tient compte du changement de fond de ciel (dû en particulier à la Lune).

Diverses méthodes pour calculer cette transformation photométrique sont décrites dans la section 5.5. Cependant, la seule qui soit applicable dans le cas qui nous concerne ici est la méthode basée sur le flux des étoiles (section 5.5.1). En effet, les autres méthodes, développées pour une photométrie précise, calculent la transformation photométrique localement sur un petit nombre de pixels voisins de la zone où se trouve une supernova. Ces méthodes sont inapplicables pour une image complète en raison du trop grand nombre de pixels qui devraient être considérés (un CCD de l'INT contient 8 millions de pixels ...). La méthode des étoiles consiste à ajuster la loi 7.3 non pas sur la valeur des pixels des images mais sur le flux des étoiles les plus brillantes (celles que l'on a sélectionnées pour calculer la transformation géométrique). Puisque l'on utilise le flux des étoiles (sans l'éventuel fond de ciel), on ne peut pas contraindre le paramètre b avec cette méthode. De toute manière, on a retiré le fond de ciel avant de débuter la soustraction et b est donc forcément nul. Les incertitudes sur le flux des étoiles étant du même ordre de grandeur sur les deux images, on ne peut pas réaliser l'ajustement avec une méthode de χ^2 classique, qui suppose que les incertitudes sont négligeables sur l'une des deux variables. On utilise donc une méthode qui tient compte des incertitudes dans les deux directions en minimisant la distance à la droite à ajuster pondérée par l'erreur sur chacune des directions [York, 1966]. Cette méthode est détaillée dans la section 5.5.3.

Réalisation des soustractions

Toutes les images sont maintenant dans le même référentiel géométrique, dans le même sytème photométrique et ont le même *seeing*, il suffit alors de faire les soustractions. Sur `Sub1` on obtient les objets apparus sur l'image `Cour1`, sur `Sub2` ceux qui sont apparus sur `Cour2`. Les astéroïdes n'ont pas exactement la même position sur ces deux soustractions. On somme les deux images courantes pour obtenir `Cour` à laquelle on soustrait la référence `Ref` multipliée par deux (puisqu'on ne dispose que d'une seule image de référence), le résultat est l'image soustraite finale `Sub`.

7.1.2 La sélection des candidats

On utilise à nouveau SExtractor pour détecter les objets sur les images soustraites. L'image soustraite finale `Sub` est celle sur laquelle le rapport signal/bruit est le meilleur, c'est donc sur elle que l'on réalise la détection de sources. Comme on veut détecter le plus grand nombre d'objets possibles, on met à ce niveau un seuil de détection très bas. SExtractor fournit alors trois catalogues, tous les objets étant

détectés sur l'image `Sub` et **mesurés** sur chacune des images soustraites `Sub1`, `Sub2` et `Sub`. On a ainsi exactement les mêmes objets dans les trois catalogues, ce qui facilite grandement les choses. Les objets présents sur `Sub` et absents sur l'une des autres ont simplement un flux compatible avec zéro dans le catalogue de l'image où ils sont absents. L'intérêt de disposer de ces trois catalogues est justement de rejeter les objets qui ne sont présents que sur l'une des deux images courantes ou bien qui ont bougé entre les deux.

Après cette opération, on dispose ainsi pour chaque champ d'une liste de candidats potentiels (dont la plupart sont des fluctuations statistiques puisque le seuil de détection est très bas). On va ensuite calculer des quantités caractéristiques pour chacun de ces candidats sur lesquelles on va faire des coupures afin de se débarrasser des artefacts. Avant de calculer ces quantités (que l'on appellera dans la suite les *scores* de chaque candidat), on procède à une première coupure qui consiste à éliminer les candidats qui sont trop proches d'étoiles saturées ou de défauts du CCD présents sur la référence ou sur l'une des images courantes (le seuil en distance est fixé à 15 pixels). A l'issue de cette première coupure, il reste environ 800 candidats par CCD (pour la caméra grand champ de l'INT).

Comme la campagne de recherche de supernovæ de l'INT est intégrée dans la recherches de supernovæ du *Supernova Cosmology Project* [Perlmutter et al., 1997], il était capital de pouvoir comparer les résultats de cette campagne avec ceux de ce groupe. Nous avons donc décidé d'utiliser le programme de sélection de candidats du *Supernova Cosmology Project*. Ce programme ne détecte pas lui même les candidats, il permet seulement de les classer et de les visualiser de manière interactive en réalisant des coupures (modifiables interactivement) sur un certain nombre de *scores* relatifs à chaque candidat d'une liste qui lui est fournie. Mon programme de détection détecte donc les candidats avec un seuil très bas (c'est en quelque sorte un *trigger* de premier niveau) et mesure pour chacun d'eux les scores dont a besoin le programme de sélection. Les coupures sur les scores sont donc réalisées par le programme de sélection et nous avons utilisé comme valeur de coupures celles qui sont généralement utilisées par le *Supernova Cosmology Project*.

Les scores qui sont calculés par mon programme et qui sont fournis au programme de sélection des candidats pour subir des coupures sont les suivants :

Rapport Signal/Bruit

On calcule le rapport signal/bruit du candidat, le flux étant intégré dans une ouverture circulaire dont le **rayon** est **une FWHM** (*Full Width at Half Maximum*). Le choix de ce rayon est motivé par le fait que pour une étoile modélisée par une gaussienne, c'est avec une photométrie d'ouverture d'1 FWHM de rayon que le rapport signal/bruit est le meilleur (voir figure 5.19).

Le signal est calculé sur l'image soustraite finale `Sub` par photométrie d'ouverture ($\int_{\text{ouverture}}$ signifie l'intégrale dans l'ouverture de rayon 1 FWHM autour du candidat) :

$$\text{Signal} = \int_{\text{ouverture}} \text{Sub} \tag{7.4}$$

Le bruit doit tenir compte du fait qu'il s'agit d'une image qui est la soustraction de deux images. Il doit donc être la somme quadratique des bruits dans l'ouverture sur l'image courante sommée `Cour` et sur l'image de référence `Ref`. Ces bruits doivent tenir compte non seulement du fond de ciel, mais aussi du flux éventuel d'un objet se trouvant à cette position (une fluctuation sur l'image soustraite n'est pas aussi significative si elle a lieu à l'intérieur d'un objet brillant que si elle a lieu sur le fond de ciel). Le nombre de photons obéit à une statistique de Poisson, qui, pour un grand nombre de photons revient à une gaussienne dont l'écart-type vaut la racine carrée du nombre de photons. La racine carrée du flux dans un pixel est donc un bon estimateur de l'erreur sur le flux dans ce pixel.

Si l'on néglige la corrélation du bruit entre les pixels résultant de la convolution et du recalage géométrique, l'erreur sur le flux intégré dans une ouverture est donc la racine du flux intégré. Le bruit dans l'ouverture sur l'image soustraite est donc donné par :

$$\text{Bruit} = \sqrt{\int_{\text{ouverture}} \text{Cour} + 4 \int_{\text{ouverture}} \text{Ref}} \tag{7.5}$$

le facteur 4 provient de ce que l'on multiplie par deux la référence, ce qui multiplie aussi par deux le bruit.

Le rapport signal/bruit sur l'image soustraite finale n'est pas le seul à être intéressant, on calcule donc aussi le rapport signal/bruit sur chacune des images soustraites partielles. On a donc les scores suivants :

$$S/B(\text{Sub}) = \frac{\int_{\text{ouverture}} \text{Sub}}{\sqrt{\int_{\text{ouverture}} \text{Cour} + 4 \int_{\text{ouverture}} \text{Ref}}} \tag{7.6}$$

$$S/B(\text{Sub1}) = \frac{\int_{\text{ouverture}} \text{Sub1}}{\sqrt{\int_{\text{ouverture}} \text{Cour1} + \int_{\text{ouverture}} \text{Ref}}} \tag{7.7}$$

$$S/B(\text{Sub2}) = \frac{\int_{\text{ouverture}} \text{Sub2}}{\sqrt{\int_{\text{ouverture}} \text{Cour2} + \int_{\text{ouverture}} \text{Ref}}} \tag{7.8}$$

Le rapport signal/bruit sur l'image soustraite totale ($S/B(\text{Sub})$) est forcément le meilleur puisque c'est l'image la plus profonde. La coupure ne doit donc pas être la même pour ces trois scores. Les valeurs des coupures utilisées par le *Supernova Cosmology Project* sont :

- $S/B(\mathrm{Sub}) > 3.5$ de façon à ce que les candidats ne soient pas des fluctuations statistiques avec une probabilité plus grande que 0.00047;
- $S/B(\mathrm{Sub1}) > 2.5$ et $S/B(\mathrm{Sub2}) > 2.5$ afin de s'assurer que le candidat est présent de manière significative sur les deux images courantes. On élimine ainsi les rayons cosmiques, les astéroïdes rapides (ceux qui sont situés entre Mars et Jupiter, pour lesquels ont attend un déplacement de $30''$ en 30 minutes) et les fluctuations statistiques les plus importantes qui ont une très faible probabilité d'être au même endroit sur les deux images courantes.

Augmentation

On calcule aussi la quantité (en pourcents) dont le flux dans l'ouverture a changé entre l'image de référence `Ref` et l'image courante sommée `Cour`. L'augmentation est donc simplement donnée par :

$$\mathrm{Augmentation} = 100 \times \frac{\int_{\mathrm{ouverture}} \mathrm{Sub}}{\int_{\mathrm{ouverture}} 4\mathrm{Ref}} \tag{7.9}$$

La coupure utilisée par le *Supernova Cosmology Project* est :

$$\mathrm{Augmentation} > 15\% \tag{7.10}$$

Cette coupure peut sembler quelque peu choquante dans la mesure ou l'on coupe les supernovæ très jeunes même si elles sont proches. C'est cependant une coupure très efficace pour rejeter les artefacts de soustraction (lorsque la soustraction est de mauvaise qualité, une petite fraction du flux des objets reste sur la soustraction).

Mouvement propre

Puisque l'on a deux images courantes séparées d'environ une demi-heure, on réalise une coupure sur la différence de position du candidat entre les deux poses, les positions étant mesurées sur les images `Sub1` et `Sub2` (la précision est de l'ordre de 0.2 pixel pour ces objets faibles). Idéalement, un objet hors du système solaire (supernova ou étoile variable) ne devrait pas avoir bougé du tout. Cependant, nous laissons cette coupure assez lâche (environ 2 pixels, c'est à dire $0.6''$ sachant que les astéroïdes lent de la ceinture de Kuiper se déplacent de 1 à $2''$ en 30 minutes) en la considérant plutôt comme une indication sur la qualité du candidat.

Décision finale sur le statut des candidats

Les scores dont on dispose pour chacun des candidats détectés par SExtractor et non rejetés pour des raisons de proximité avec une étoile saturée ou une zone abimée du CCD sont donc :

- S/B(Sub);
- S/B(Sub1);
- S/B(Sub2);
- Augmentation;
- Mouvement propre.

Les résultats sont stockés de sorte qu'ils peuvent être lus par le programme de sélection des candidats réalisé dans le cadre de la recherche de supernovæ lointaines de Berkeley (*Supernova Cosmology Project* [Perlmutter et al., 1997]). Ce programme, réalisé avec IDL permet, en apliquant des coupures sur les scores des candidats de réaliser une sélection de second niveau objective de manière interactive et efficace (on passe d'environ 800 candidats à une cinquantaine). L'étape suivante est l'analyse des candidats restant. Le programme de sélection permet de visualiser une image de chaque candidat ainsi que ses scores (voir figure 7.1) et ainsi de rejeter les artefacts de mauvaises soustractions, les étoiles variables et autres mauvais candidats. Il est très difficile de se débarrasser des faux candidats que sont les noyaux actifs de galaxies, ils sont donc souvent sélectionnés comme supernovæ potentielles. Leur ressemblance avec une supernova explosant dans le centre d'une galaxie est en effet parfaite. On les rejette cependant aisément une fois que l'on en a pris un spectre. Pour 10 vraies supernovæ, il y a typiquement 1 noyau actif de galaxie, ce n'est donc pas un bruit dominant. Cette dernière étape de sélection est beaucoup moins objective que les autres, mais elle est hélas inévitable.

7.2 Monte-Carlo - efficacité du programme de détection

L'efficacité de ce programme de soustraction a été testée avec le programme de Monte-Carlo du Supernova Cosmology Project [Pain et al., 1997]. Ce programme engendre de fausses supernovæ (environ 250) sur les images réelles avec une distribution uniforme entre la magnitude 20 et la magnitude 27 sur les galaxies du champ. La forme de la *PSF* utilisée pour les supernovæ simulées est déterminée à partir des étoiles brillantes de l'image. La position des chaque supernova simulée par rapport à sa galaxie hôte est tirée aléatoirement avec une distribution gaussienne autour du

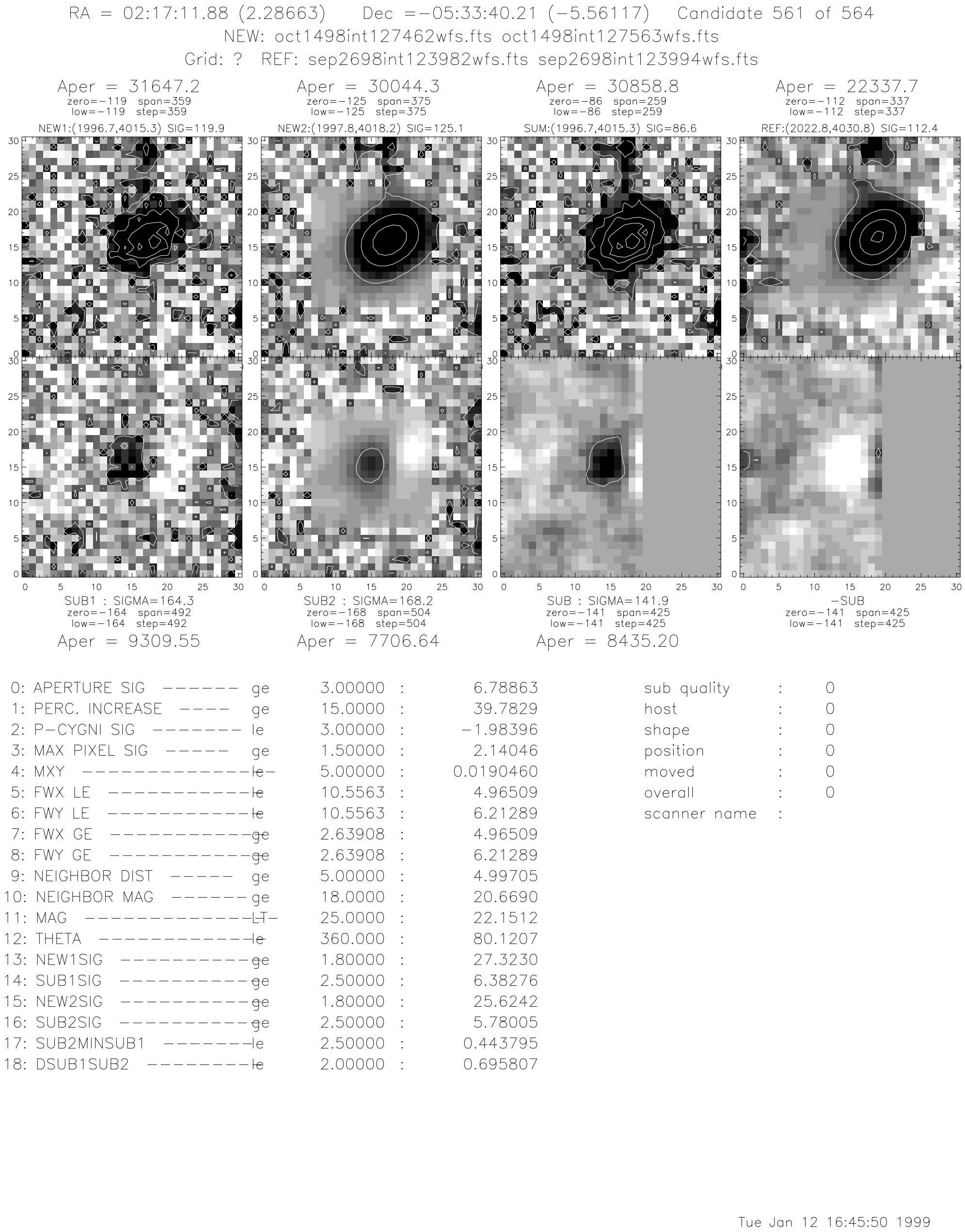


FIG. *7.1* – **Copie d'écran du programme de sélection des candidats du Supernova Cosmology Project :** *De gauche à droite et de bas en haut, les vignettes sont :* `Cour1`, `Cour2`, `Cour`, `Ref`, `Sub1`, `Sub2`, `Sub`, `-Sub`. *L'image est en négatif de sorte qu'un pixel sombre à un grand flux. Les paramètres indiqués en bas à gauche sont les scores que l'on a décrits (*`APERTURE SIG =` $S/B(\mathrm{Sub})$, `PERC. INCREASE =` *Augmentation*, `NEW1 SIG =` $S/B(\mathrm{Sub1})$, `NEW2 SIG =` $S/B(\mathrm{Sub2})$, `DSUB1SUB2 =` *Mouvement propre). D'autre paramètres sont indiqués sur lesquels on ne fait pas de coupure mais qui aident à rejeter les mauvais candidats : qualité locale de la soustraction, paramètres de forme du candidat, distance au plus proche voisin (galaxie hôte) ...*
Ce programme utilise les images non convoluées, aussi une convolution approximative est réalisées sur les vignettes autour de chaque candidat. On le voit sur les zones lissées qui apparaîssent sur les images de `Cour2` *et* `Sub2`*.*

centre de la galaxie hôte, la largeur de la gaussienne étant déterminée par celle de la galaxie hôte. Une fois les fausses supernovæ ajoutées sur les vraies images, il ne reste qu'à réaliser alors la soustraction et calculer les scores de chaque candidat avec les mêmes procédures que pour une vraie recherche de supernovæ.

L'efficacité de détection du programme est alors définie comme le rapport entre le nombre de supernovæ simulées qui passent effectivement les coupures et le nombre total de supernovæ simulées. Cette efficacité de détection va varier d'un champ à un autre et va dépendre, pour un champ donné de plusieurs paramètres. Le principal paramètre dont dépend l'efficacité est la magnitude de la supernova. On détecte moins facilement les supernovæ faibles car elles sortent moins du bruit. On s'attend aussi à ce que l'efficacité de détection dépende du contraste entre la supernova et le fond sur lequel elle repose. Le rapport signal/bruit d'une supernova va être moins bon (à flux fixé) si elle se trouve proche du centre d'une galaxie que si elle est sur le bord de cette galaxie. On s'attend donc finalement à ce que l'efficacité dépende de la distance au centre de la galaxie et chute lorsque l'on s'approche du centre.

Si les supernovæ sont découvertes dans des galaxies lointaines alors que la simulation est réalisée sur les galaxies de tout le volume sondé, le résultat du Monte-Carlo va être biaisé par le fait que l'efficacité chute sur les zones brillantes de l'image, qui sont, à première vue d'autant plus brillantes et étendues pour les galaxies proches. On va montrer que ceci est inexact et que la simulation n'est pas biaisée par les galaxies proches.

La brillance de surface d'une galaxie est indépendante de la distance qui nous en sépare. En effet, puisque elle est définie comme le flux reçu en provenance d'un objet par unité d'angle solide, la variation en $1/d^2$ du flux est compensée par la variation en d^2 du nombre de sources émissives dans la suface sous-tendue par un certain angle solide[2]. La brillance de surface est donc identique pour les galaxies proches et pour les galaxies lointaines[3]. Par conséquent le contraste de luminosité entre une supernova d'une magnitude apparente donné et sa galaxie hôte est indépendant de la distance, ce qui signifie que l'efficacité de détection ne sera pas moins bonne sur les galaxies proches que sur les galaxies lointaines.

De toute manière, par un simple effet de volume, les galaxies proches sont très peu nombreuses sur nos images et l'on y voit essentiellement des galaxies de faible luminosité, c'est à dire lointaines (figure 7.2). Par conséquent, même s'il existait un biais donnant une mauvaise efficacité de détection pour les galaxies proches, ce biais

2. La brillance de surface n'a bien de sens que pour les objets étendus comme les galaxies qui sont constitués de nombreuses sources non résolues. Pour une étoile individuelle résolue, seul le flux a une signification.

3. En fait la brillance de surface varie d'une galaxie à l'autre en fonction du type d'étoiles qui sont présentes et de leur densité, mais l'histogramme de la brillance de surface des galaxies lointaines est le même que pour les galaxies proches.

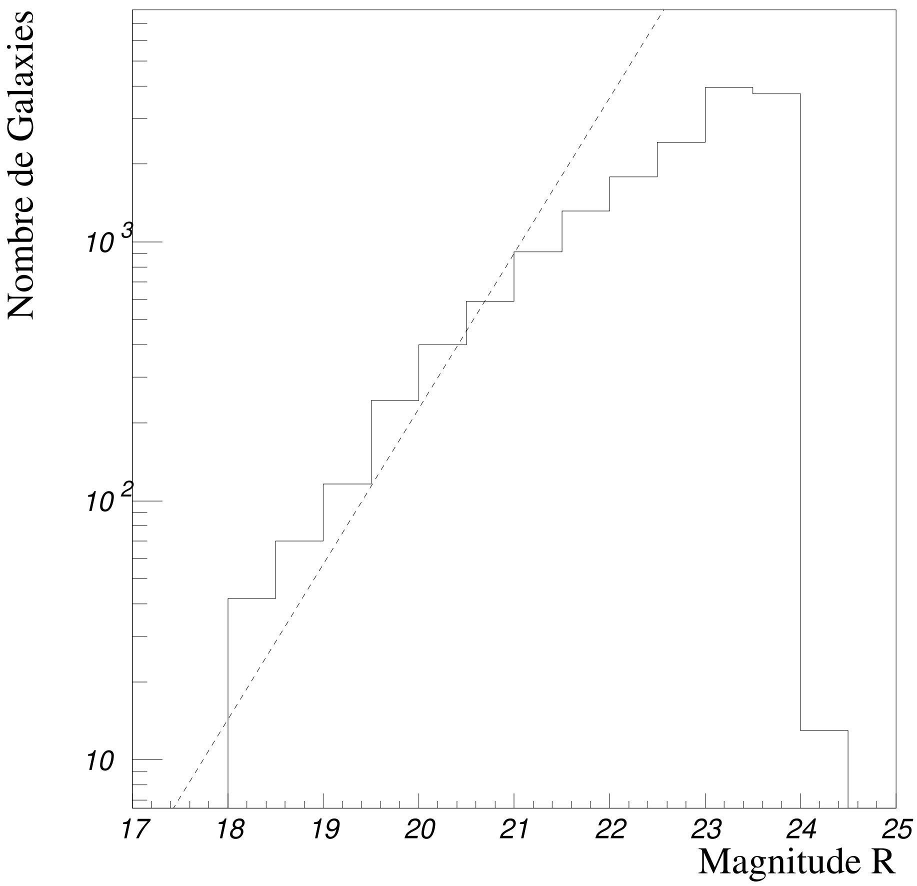


FIG. *7.2* – **Histogramme de la magnitude des galaxies des champs observés à l'INT :** *Il est clair que les galaxies brillantes (proches) représentent une fraction très faible des galaxies du champ. Pa r conséquent, même si la simulation était biaisée pour les galaxies proches, l'efficacité résultante serait exempte de ce biais puisqu'elle est calculée comme une moyenne sur toutes les galaxies.*
On a superposé en pointillés les prédictions de la loi de Schechter [Schechter, 1976] avec la normalisation donnée par [Peebles, 1993]. L'accord entre la loi de Schechter et nos observations est remarquable jusqu'à la magnitude $R \simeq 21.5$*. Le désaccord observé pour les galaxies peu lumineuses s'explique par le fait que l'on n'a pas tenu compte de la correction K. Les galaxies lointaines sont décalées vers le rouges, ce qui explique que la zone des magnitudes élevées soit dépeuplée ici puisque les magnitudes sont exprimées dans la bande R. Par ailleurs l'algorithme utilisé ici pour la photométrie n'est pas adapté pour mesurer le flux des galaxies pour lesquelles la forme est très variable.*

n'entacherait pas le calcul de l'efficacité de détection globale puisque les galaxies proches sont fortement minoritaires dans notre échantillon.

Par ailleurs, on a dit que l'on s'attend malgré tout à ce que l'efficacité de détection dépende de la distance au centre de la galaxie hôte, le contraste entre la supernova et le fond (c'est à dire le rapport signal/bruit) étant plus important sur les bords que près du centre. En fait, ceci va être considérablement atténué par deux effets :

- les galaxies présentent un profil de luminosité très piqué au centre, là où la densité d'étoiles est la plus importante, la pente diminuant lorsque l'on s'éloigne du centre. Ces profils sont observés sur des galaxies très proches qui occupent généralement tout le champ et pour lesquelles on peut négliger la taille de la tache de *seeing* par rapport à la taille de la galaxie. Les galaxies qui peuplent nos champs, même les plus brillantes sont de taille beaucoup plus modeste et la zone centrale où le profil de luminosité est très piqué n'occupe que quelques pixels au maximum. La luminosité de cette zone est donc considérablement moyennée avec les pixels voisins de sorte que le profil est finalement très peu piqué au centre. La diminution de rapport signal sur bruit va donc être moins importante lorsque l'on s'approche du centre et l'efficacité va peu diminuer (figure 7.3);
- les galaxies sont superposées à un fond de ciel qui n'est pas négligeable. Loin du centre, le profil de luminosité va lui aussi être aplati car on ne distinguera plus la luminosité de la galaxie de celle du fond de ciel (7.3).

Ces deux effets qui atténuent la forme normalement piquée du profil de luminosité des galaxies sont moins marqués pour les galaxies proches, aussi on devrait observer malgré tout une chute de l'efficacité vers le centre des galaxies plus marquée pour les galaxies très proches, pour lesquelles l'effet de *seeing* n'est pas dominant. Cependant, là encore, ces grosses galaxies sont si peu nombreuses sur nos champs que nous ne disposons pas d'une statistique suffisante pour que cet effet soit visible. On a représenté sur la figure 7.4 l'efficacité de détection pour tous les champs observés en fonction de la distance au centre de la galaxie hôte pour des galaxies proches (de magnitude $R < 19.5$) et pour les autres galaxies du champ (de magnitude $R > 19.5$). Le nombre de galaxies proches est trop faible pour que l'on observe une chute plus importante de l'efficacité au voisinage du centre que pour les galaxies lointaines. Par conséquent, même si l'effet est certainement présent, il concerne tellement peu de galaxies qu'il est légitime de le négliger.

La figure 7.5 montre la variation de l'efficacité de détection moyennée sur tous les champs en fonction de la distance au centre en haut et de la magnitude de la supernova simulée en bas. On constate qu'il y a effectivement une légère chute de l'efficacité vers le centre des galaxies, mais que la différence d'efficacité n'est que de

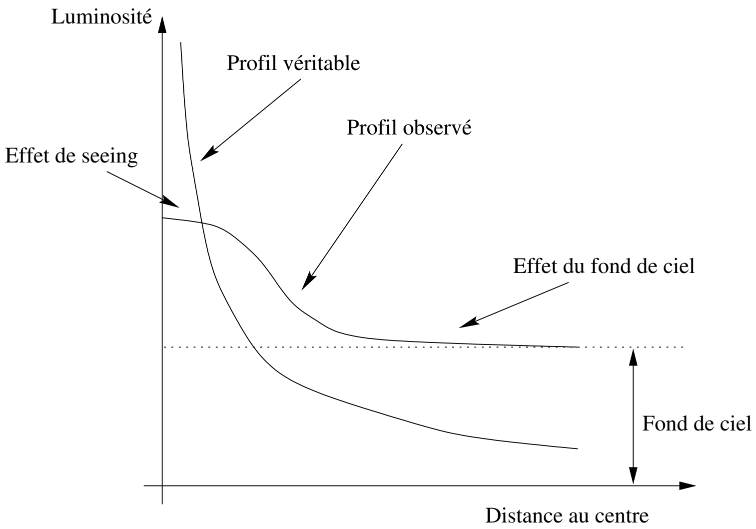


FIG. *7.3* – **Effet du *seeing* et du fond de ciel sur le profil de luminosité d'une galaxie :** *La pente du profil de luminosité est très atténuée, vers le centre de la galaxie par l'effet du* seeing *et vers les bords par la présence du fond de ciel.*

10% entre le centre et le bord[4]. La courbe d'efficacité de détection en fonction de la magnitude de la supernova montre une chute nette. Cette courbe est moyennée sur tous les champs observés et sur toutes les distances au centre de la galaxie hôte. On définira par la suite la magnitude limite de détection comme la magnitude à laquelle l'efficacité chute de moitié par rapport à sa valeur maximale. La valeur maximale de l'efficacité de détection (pour les hauts flux) ne vaut pas 1 car une partie de l'image est inutilisable pour la recherche de supernovæ et a été masquée. On a rejeté tous les candidats se trouvant proches d'étoiles saturées ou de zones abimées du CCD (une partie des bords du CCD est aussi inefficace à cause du décalage géométrique entre les images servant à construire la soustraction, cette dernière n'a de sens que pour les zones communes aux trois images). On masque ainsi environ 10 à 15% de la surface de chaque CCD, ce qui est cohérent avec la valeur maximale de l'efficacité que l'on observe sur la figure 7.5 (environ 85%). La magnitude limite obtenue avec ces images prises en septembre/octobre 1998 est de 22.3 (les magnitudes sont ici exprimées dans la bande R centrée sur 600 nm).

4. En fait, à l'époque ou les supernovæ étaient recherchées sur des plaques photographiques (à l'oeil, en comparant référence et image courante en les faisant successivement clignoter à l'aide d'appareils prévus à cet effet), l'efficacité chutait considérablement au centre des galaxies car l'image était saturée au centre. En effet, la réponse des plaques photographiques n'est pas linéaire, contrairement à celle des caméras CCD, et a une bien moins grande dynamique. On avait donc le choix entre sous-exposer les bords des galaxies ou bien saturer leur centre. Aujourd'hui, les caméras CCD permettent de ne pas avoir de saturation au centre des galaxies et le fait de soustraire l'image de référence permet d'être peu sensible à la variation du contraste d'une supernova par rapport à la galaxie entre le bord et le centre de cette dernière.

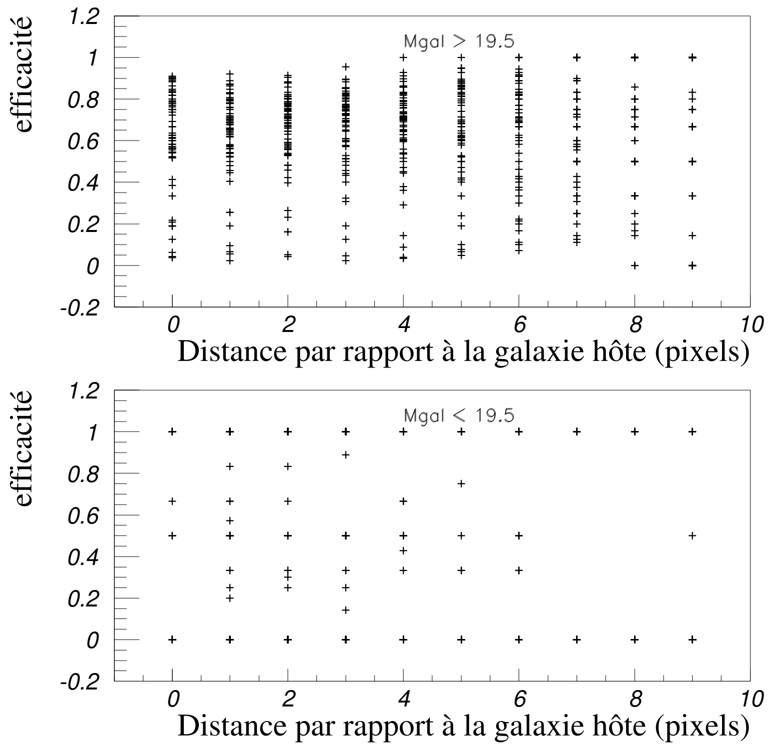


FIG. *7.4* – **Comparaison de la courbe d'efficacité de détection en fonction de la distance au centre de la galaxie hôte pour des galaxies proches et lointaines :** *On a superposé les mesures de l'efficacité en fonction de la distance pour tous les champs observés pour des galaxies proches (de magnitude $R < 19.5$) et pour des galaxies lointaines (de magnitude $R > 19.5$). Les valeurs correspondant à un ou zéro de l'efficacité signifie qu'il y avait une seule ou pas de supernova simulée dans le bin correspondant. On voit bien qu'il est très difficile d'obtenir une courbe d'efficacité pour les galaxies proches et ainsi de confirmer la chute plus importante de l'efficacité de détection au centre pour ces galaxies que pour les plus lointaines. La dispersion que l'on observe sur la figure du haut reflète la forte dispersion de qualité des données (voir section 7.3.2).*

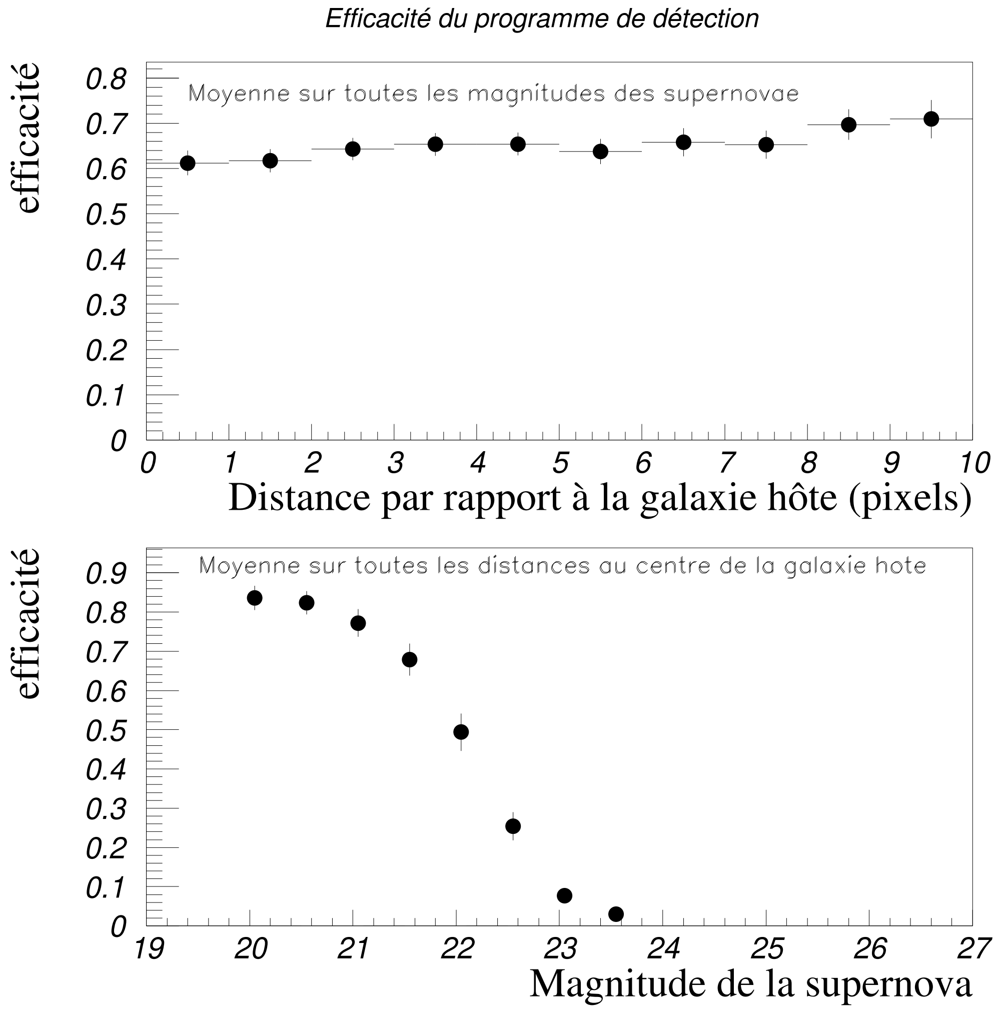


FIG. 7.5 – **Efficacité du programme de détection de supernovæ :** *En haut, efficacité en fonction de la distance à la galaxie hôte. En Bas, efficacité en fonction de la magnitude R la supernova. Ces deux courbes sont obtenues en faisant la moyenne des efficacités obtenues sur un grand nombre d'images (76 CCD) prises à l'INT. Les barres d'erreur représentent l'écart-type dans chaque bin.*

On négligera dans la suite la variation de l'efficacité de détection en fonction de la distance au centre de la galaxie hôte pour ne considérer que sa variation en fonction de la magnitude de la supernova. Cette approximation (fort justifiée comme on l'a vu plus haut) permet de calculer le taux d'explosion des supernovæ de manière assez simple sans avoir à tenir compte explicitement de chacune des galaxies observées, on utilisera ainsi une distribution volumique de galaxies pour calculer les temps de contrôle et la luminosité surveillée en intégrant sur tout le volume observé. En somme, on considère que le programme de détection de supernovæ est sensible à des objets sur l'image soustraite indépendamment de leur appartenance ou non à une galaxie sur les images courantes.

7.3 Résultats de la campagne de test de septembre/octobre 1998 à l'INT

Après avoir décrit la manière dont fonctionne le programme de détection de supernovæ que j'ai réalisé, nous allons voir quels ont été les résultats de son application aux données prises à l'INT à l'automne 1998. Je décrirai dans un premier temps l'organisation de la campagne de recherche, puis la qualité des données que nous avons prises, je discuterai la qualité des deux candidats que nous avons sélectionné. Je présenterai les résultats de calculs d'efficacité de détection et leur application au calcul d'une limite supérieure au taux d'explosion des supernovæ à $z \simeq 0.32$.

7.3.1 Organisation de la campagne

Une partie du temps consacrée au *Wide Field Survey* de l'Isaac Newton Telescope (INT) est réservée à la recherche de supernovæ à des distances intermédiaires ($0.3 < z < 0.4$). Une campagne de test a été planifiée pour la fin de l'été 1998. Nous avons pris des images de référence à la fin septembre 1998 et les images courantes (sur lesquelles nous avons cherché les supernovæ) environ 15 jours plus tard. La recherche de supernovæ est réalisée sur la zone `wfsj0219-0500` dont les coordonnées équatorialles sont : $\alpha = 2h19m00s$ et $\delta = -05°00'00''$. Cette zone contient 54 champs qui sont indiqués dans le tableau 7.1. Les champs indiqués en italique sont ceux pour lesquels nous avions une images de référence et deux images courantes, de sorte que nous avons pu les utiliser pour rechercher des supernovæ. Toutes les images ont été prises dans la bande R (centrée sur 600 nm) avec des poses de 300 secondes séparées de 30 minutes pour rejeter les astéroïdes.

Au total, nous avons pu utiliser 19 champs, soit 76 CCD. Cependant, la zone `wfsj0219-0500` est choisie de telle manière qu'il y a un recouvrement entre les champs, de sorte que la zone observée par le CCD3 se trouve déjà sur d'autres champs. La

	$\delta-$								$\delta+$
$\alpha+$	46	47	48	49	50	51	52	53	54
	37	38	*39*	*40*	*41*	*42*	43	44	45
	28	29	30	*31*	*32*	*33*	34	35	36
	19	20	*21*	*22*	*23*	*24*	25	26	27
	10	11	*12*	*13*	*14*	*15*	16	17	18
$\alpha-$	1	2	*3*	*4*	*5*	*6*	7	8	9

TAB. *7.1* – **Liste des champs de la zone** `wfsj0219-0500`

surface observée pendant cette campagne est donc réduite à une surface sur la voûte céleste de 3.3 degrés carrés. Les images de référence ont été prises autour de la nouvelle Lune (20 septembre) alors que les images courantes ont été prises pendant la Lune descendante (la Lune était présente pendant la seconde partie de la nuit, sur environ la moitié des images). Comme on le verra plus loin, la présence de la Lune sur les images courantes se traduit par un rapport signal/bruit moins bon que pour les références.

7.3.2 Qualité des images

Un bon estimateur de la qualité des images est le rapport signal/bruit pour une étoile de magnitude donnée. Nous choisirons la magnitude $R = 23$ pour calculer ce rapport signal/bruit puisque c'est la magnitude limite que nous pensions atteindre au cours de cette recherche de supernovæ[5]. On mesure le rapport signal/bruit pour une photométrie d'ouverture avec un rayon de 1 FWHM (discutée dans la section 5.6). La figure 7.6 représente ce rapport signal/bruit pour les images de référence et les images courantes. On remarque qu'il y a deux populations (à haut et à bas rapport signal/bruit) sur les images courantes. Ce point sera élucidé par la suite.

Les images de référence ont un rapport signal/bruit moyen de 5.3 qui correspond bien à ce que l'on attendait pour ce temps de pose. En revanche, les images courantes sont de moins bonne qualité, leur rapport signal/bruit moyen n'est que de 4.

Une différence de rapport signal/bruit entre les deux jeux d'images peut avoir trois origines :

- le *seeing*;
- l'absorption;
- le fond de ciel.

5. Une supernova de type Ia au maximum à $z = 0.4$ a une magnitude dans la bande R de $\simeq 22.3$ qui chute à $\simeq 23.3$ quinze jours après le maximum.

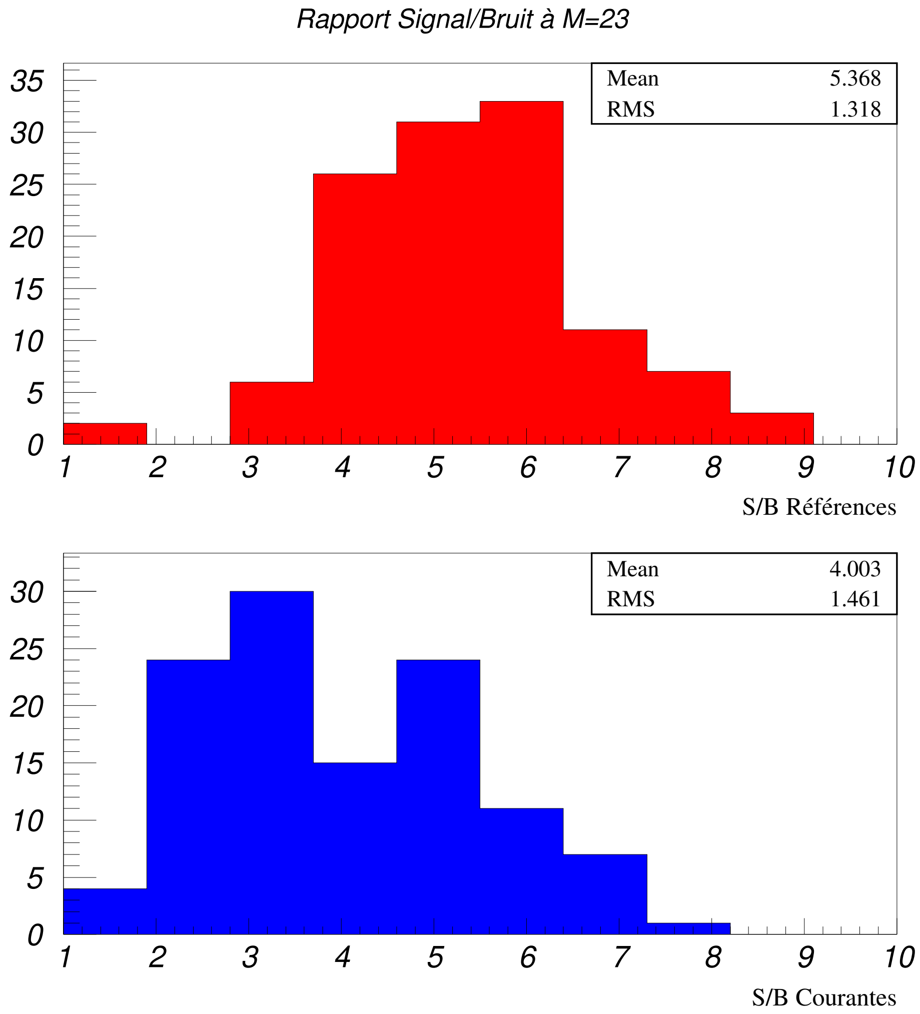


Fig. 7.6 – **Rapport signal/bruit à la magnitude $R = 23$:** *Le rapport signal/bruit moyen pour les images de référence (en haut) est de 5.4 alors qu'il n'est que de 4 pour les images courantes (en bas).*

On a donc comparé ces quantités entre les images de référence et les images courantes pour déterminer quel effet était dominant afin d'en tenir compte lors des prochaines campagnes de recherche de supernovæ.

Comparaison du seeing *entre les images de référence et les images courantes*

La figure 7.7 montre que le *seeing* n'a pas significativement varié en moyenne entre les images de référence et les images courantes. Dans les deux cas, le *seeing* moyen est de $1.3''$, ce qui est typique pour cette saison à l'INT. Notons que la dispersion semble plus importante pour les images courantes, mais l'effet est de toute manière trop faible pour être significatif. Le mauvais rapport signal/bruit sur les images courantes ne peut donc pas être imputé au *seeing*.

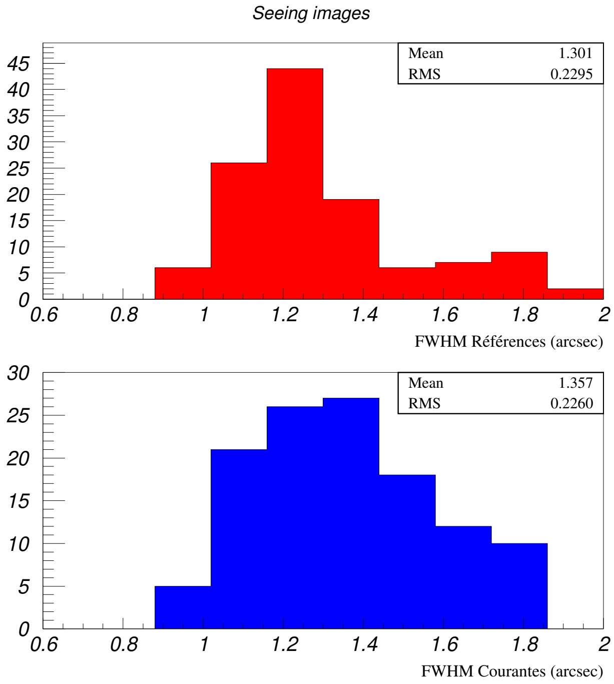


FIG. 7.7 – **Histogrammes du *seeing* pour la campagne de test à l'INT:** *Le* seeing *moyen est de* $1.3''$.

Comparaison de l'absorption entre les images de référence et les images courantes

Si l'absorption atmosphérique est plus importante sur les images courantes, on s'attend à avoir un moins bon rapport signal/bruit sur ces images. La figure 7.8 montre l'évolution du point zéro des magnitudes entre les images de référence et les images courantes. Rappelons que la magnitude d'un objet est définie comme :

$$m = -2.5 \log(\text{Flux}) + Z_p \qquad (7.11)$$

Z_p est le point zéro qui permet de transformer le flux d'un objet en sa magnitude. Si le point zéro d'un même objet diminue, cela signifie que le flux reçu en provenance de cet objet a diminué, donc que l'absorption a augmenté. On constate sur la figure 7.8 que le point zéro a diminué de 0.1 magnitudes entre les images de référence et les images courantes et que la dispersion s'est accrue. Cela correspond à une absorption de 10% supplémentaire sur les images courantes. Cependant, une telle absorption ne suffit pas à expliquer que le rapport signal/bruit soit passé de 5.3 à 4.

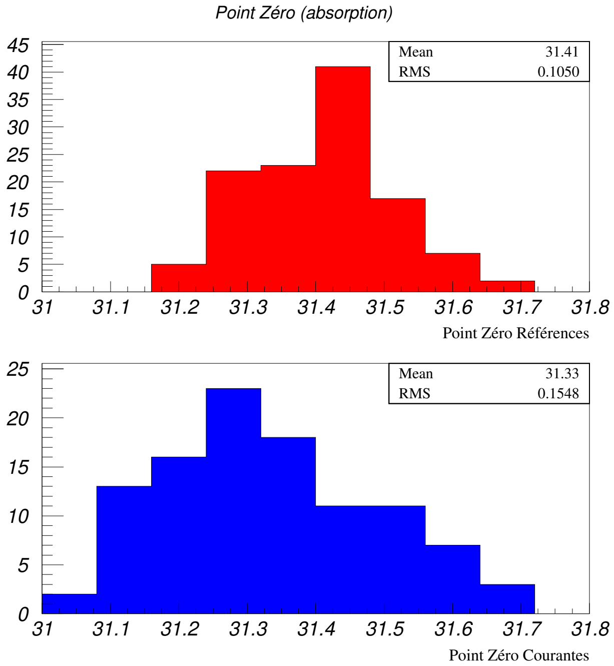


FIG. *7.8* – **Histogrammes du point zéro des magnitudes pour la campagne de test à l'INT:** *Le point zéro est passé de 31.4 à 31.3, ce qui correspond à une absorption de* 10% *supplémentaire sur les images courantes.*

Comparaison du fond de ciel entre les images de référence et les images courantes

Si le fond de ciel est plus important sur les images courantes, le bruit de photons va être plus important. La figure 7.9 montre l'histogramme de la valeur du fond de ciel (en nombre de photons). L'histogramme pour les images de référence indique un fond de ciel moyen de 4000 photons. Sur les images courantes, on distingue nettement deux populations, la première a un fond de ciel similaire à celui des images de référence alors que la seconde a un fond de ciel deux fois plus élevé avec une forte dispersion vers les grandes valeurs. Les images courantes avec un fond de ciel élevé ont été prises en seconde partie de nuit, lorsque la Lune était levée. C'est cet effet qui est dominant dans le rapport signal/bruit et qui produit la distribution bimodale observée sur la figure 7.6. Un fond de ciel multiplié par deux correspond à un bruit de photons multiplié par un facteur 1.4. C'est donc essentiellement à cause de la présence de la lune que les images courantes sont moins profondes que les images de référence.

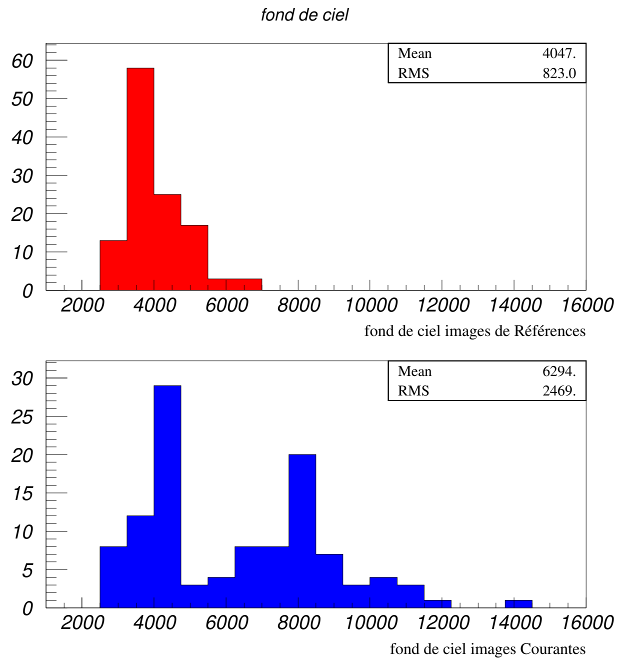


FIG. *7.9* – **Histogrammes du fond de ciel pour la campagne de test à l'INT:** *On distingue deux populations pour les images courantes. La première population a un fond de ciel similaire à celui des images de référence alors que la seconde à fond de ciel bien plus important.Ces dernières ont été prises en seconde partie de nuit, lorsque la Lune était levée.*

Conclusions

Le *seeing* n'a pas significativement varié entre les images de référence et les images courantes tandis que l'absorption atmosphérique s'est légèrement accrue et que le fond de ciel a considérablement augmenté pour environ la moitié des images à cause de la présence de la Lune en seconde partie de nuit. C'est l'effet de la Lune qui est indéniablement dominant. Lors des prochaines campagnes de recherche, il faudra soit ne prendre que des images durant la période vraiment sombre (c'est à dire sans Lune) soit augmenter les temps de pose de manière à récupérer un bon rapport signal/bruit.

Les images prises en présence de la Lune ayant un bruit de photons environ 1.5 fois plus élevé que les autres, il aurait fallu augmenter le temps de pose d'un facteur 1.5 ce qui n'est pas négligeable et aurait eu pour conséquence qu'une moins grande surface aurait été couverte pendant la campagne. Il est bien sûr impossible d'avoir deux jeux d'images sans Lune séparés de 15 jours, il vaut donc mieux prendre un intervalle de trois semaines entre les images de référence et les images courantes en prenant les références quelques jours après la nouvelle Lune et les images courantes quelques jours avant la nouvelle Lune suivante.

7.3.3 Calculs d'efficacité de détection

On a mesuré l'efficacité de détection sur chacun des champs sur lesquels on a fait la recherche de la manière décrite dans la section 7.2. La courbe d'efficacité moyenne en fonction de la magnitude (figure 7.5) indique une magnitude limite de détection de 22.3, ce qui est inférieur à ce que l'on escomptait compte tenu de la qualité des images de référence qui indiquaient plutôt une limite à la magnitude 23. Comme on l'a indiqué, c'est la présence de la Lune pendant une partie des images courantes qui a eu pour effet de diminuer le rapport signal/bruit de ces images, diminuant ainsi la magnitude limite de détection. On a tracé sur la figure 7.10 l'histogramme de la magnitude limite de détection pour tous les champs qui ont été traités. On constate une dispersion de l'ordre de 0.6 magnitudes ce qui signifie en termes de flux que le flux limite pour les images les moins bonnes est moins de la moitié de celui des meilleures images. On peut voir sur la figure 7.11 la courbe d'efficacité de détection pour l'image dont la qualité est la meilleure. La limite de détection est à la magnitude 23.4 ce qui signifie que l'on est capable de détecter sur cette image des objets 2.5 fois moins lumineux que sur la moyenne des images de cette campagne.

7.3.4 Candidats supernova

Le faible champ couvert ne nous laissait que peu d'espoir de détecter beaucoup de supernovæ. On sait qu'il explose $34.4^{+23.9}_{-16.2}\,\mathrm{SNe.an}^{-1}.\mathrm{deg}^{-2}$ dans l'intervalle de magnitude $21.3 \leq R \leq 22.3$ [Pain et al., 1997]. On peut utiliser ce résultat pour calculer grossièrement le nombre de supernovæ attendu. Pour un intervalle de quinze jours et une surface observée de $3.3\,\mathrm{deg}^2$, on trouve 4.4^{+3}_{-2} supernovæ. Ce chiffre est bien sûr très optimiste puisqu'il ne tient aucunement compte de l'efficacité de détection qui commence déjà à chuter dans ce domaine de magnitude (figure 7.5). Nous avons trouvé deux candidats qui étaient à la limite de détection. Ce ne sont pas de «bons» candidats (leurs socores ne sont pas très convaicants, ce qui laisse à penser qu'ils sont tres probablement des artefacts) et ils n'auraient pas été sélectionnés si nous avions eu des «bons» candidats. Ces deux candidats n'ont pas pu être confirmé spectrosco-

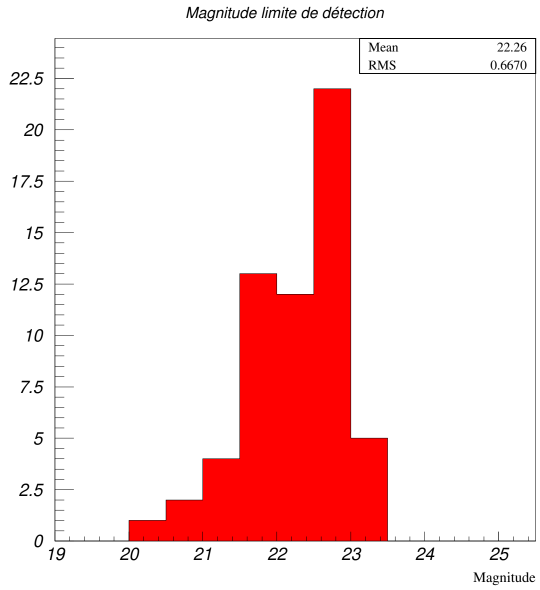


FIG. *7.10* – **Histogrammes de la magnitude limite de détection :** *La magnitude limite de détection moyenne est de 22.3 avec une dispersion de 0.6 magnitudes, soit presque un facteur 2 en flux.*

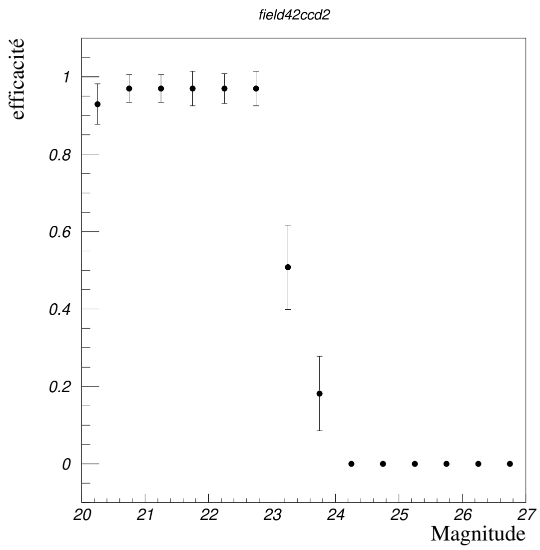


FIG. *7.11* – **Courbe d'efficacité de détection pour le meilleur champ (champ 42 CCD2):** *la magnitude limite est presque de 23.4, ce qui correspond à une limite en flux 2.5 fois plus basse que sur la moyenne des images de cette campagne.*

piquement ni photométriquement. En particulier, nous n'avons pas pu prendre une image de confirmation le lendemain pour vérifier qu'ils étaient encore là parcequ'ils ont été sélectionnés après la fin de la campagne (nous avons recommencé la sélection des candidats avec des coupures plus lâches), nous ne disposions donc plus de temps de télescope.

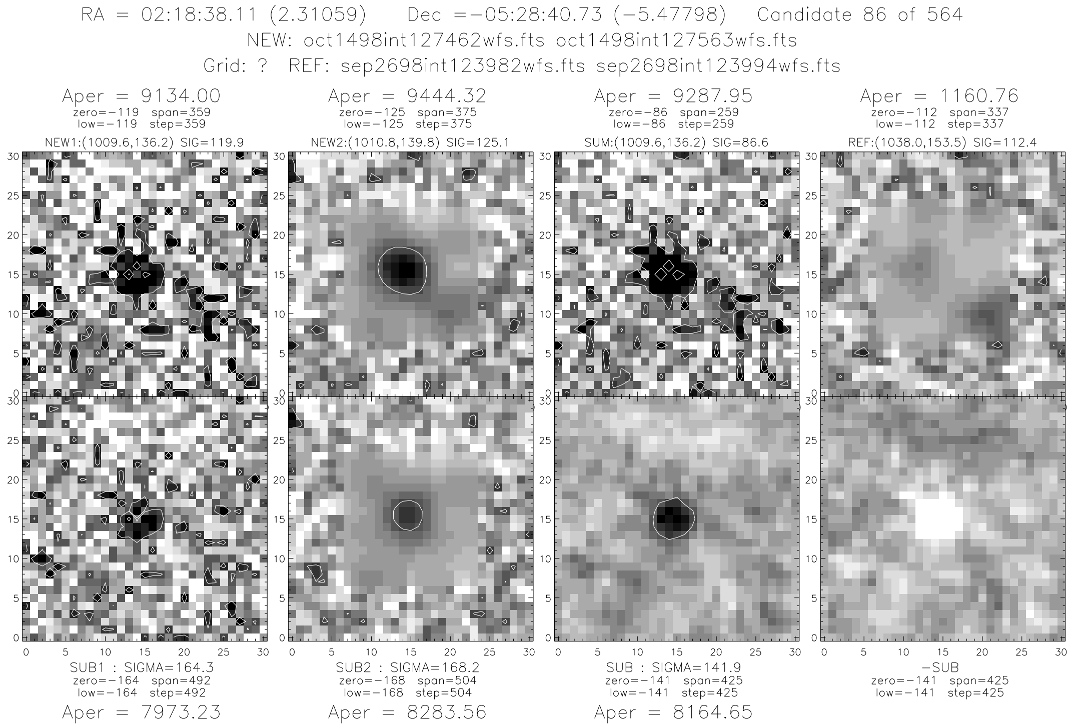
- Candidat INT 9818 (figure 7.12): Son rapport signal/bruit est de 6.2. Le mouvement propre du candidat entre les deux images courantes (30 minutes) est assez faible (0.7 pixels). Il n'y a pas de galaxie hôte visible sur l'image de référence. La magnitude du candidat est de 22.3. L'absence de galaxie hôte est un mauvais point pour ce candidat, les supernovæ dans les galaxies faibles étant moins fréquentes (il y a moins d'étoiles). Ce candidat pourrait être un astéroïde suffisamment lointain pour que son mouvement propre soit faible entre les deux poses.
- Candidat INT 9819 (figure 7.13) : Le rapport signal/bruit est de 6.8 avec un faible mouvement propre entre les deux poses (0.7 pixels). La galaxie hôte à une taille angulaire d'environ $5''$. Le candidat est à la magnitude 22.2. Un zone fortement négative en haut à droite du candidat sur l'image soustraite fait soupçonner une mauvaise soustraction. De plus, le candidat est sur le bord du CCD, là où les soustractions sont plus difficiles à réaliser.

Des images de ces deux candidats ont été prises 40 jours après avec le télescope de 2 mètres du Pic du Midi (Télescope Bernard Lyot) avec un temps de pose de 1 heure sans filtre. Aucun objet n'était visible à cette position dans les deux cas. Cependant, on ne peut pas pour autant conclure que ces deux candidats n'étaient pas des supernovæ car en 40 jours, une supernova décroit de près de trois magnitudes par rapport à son maximum. Par conséquent, si ces deux candidats étaient des supernovæ proches du maximum lors de leur découvertes, nous n'avions aucune chance de les voir à la magnitude 25 avec le télescope Bernard Lyot.

7.3.5 Calcul du taux d'explosion des supernovæ à $z = 0.32$

La campagne de test à l'INT ayant une magnitude limite de 22.3, cela nous permet de donner une limite supérieure au taux d'explosion des supernovæ de type Ia à $z \simeq 0.4$ (ce *redshift* est celui d'une supernova de type Ia ayant une magnitude de 22.3 au maximum). On va voir qu'en fait le *redshift* moyen auquel on est sensible est $z = 0.32$, c'est donc pour ce *redshift* que l'on va calculer le taux d'explosion des supernovæ de type Ia.

Nous allons calculer le nombre de supernovæ attendues si le taux d'explosion des supernovæ de type Ia est τ_{SNIa} et ensuite déduire de nos données une limite supérieure

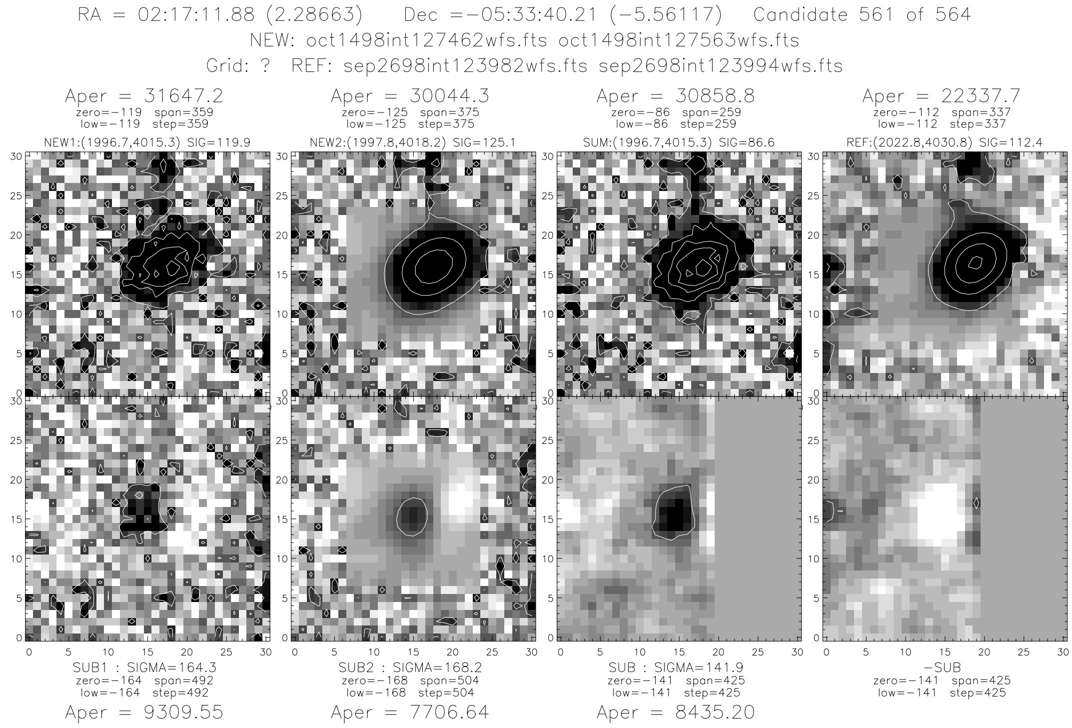


0: APERTURE SIG ------	ge	3.00000	:	6.16847
1: PERC. INCREASE ----	ge	15.0000	:	690.919
2: P-CYGNI SIG -------	le	3.00000	:	−2.95653
3: MAX PIXEL SIG -----	ge	1.50000	:	1.96392
4: MXY -------------	~~le~~−	5.00000	:	0.274598
5: FWX LE -----------	~~le~~	10.5563	:	5.32428
6: FWY LE -----------	~~le~~	10.5563	:	5.19841
7: FWX GE -----------	~~ge~~	2.63908	:	5.32428
8: FWY GE -----------	~~ge~~	2.63908	:	5.19841
9: NEIGHBOR DIST -----	ge	5.00000	:	75.7362
10: NEIGHBOR MAG ------	ge	18.0000	:	20.9022
11: MAG -------------	~~LT~~−	25.0000	:	22.2619
12: THETA ------------	~~le~~	360.000	:	190.191
13: NEW1SIG ----------	~~ge~~	1.80000	:	8.04873
14: SUB1SIG ----------	~~ge~~	2.50000	:	5.89758
15: NEW2SIG ----------	~~ge~~	1.80000	:	8.14691
16: SUB2SIG ----------	~~ge~~	2.50000	:	6.20674
17: SUB2MINSUB1 -------	~~le~~	2.50000	:	0.315754
18: DSUB1SUB2 --------	~~le~~	2.00000	:	0.678402

sub quality	:	0
host	:	0
shape	:	0
position	:	0
moved	:	0
overall	:	0
scanner name	:	

Tue Jan 12 16:28:10 1999

FIG. *7.12* – **Candidat INT 9818 :** *voir la légende de la figure 7.1 pour les explications concernant les informations présentes sur cette figure.*



0: APERTURE SIG ------	ge	3.00000	:	6.78863
1: PERC. INCREASE ----	ge	15.0000	:	39.7829
2: P−CYGNI SIG --------	le	3.00000	:	−1.98396
3: MAX PIXEL SIG -----	ge	1.50000	:	2.14046
4: MXY --------------	le−	5.00000	:	0.0190460
5: FWX LE ------------	le	10.5563	:	4.96509
6: FWY LE ------------	le	10.5563	:	6.21289
7: FWX GE ------------	ge	2.63908	:	4.96509
8: FWY GE ------------	ge	2.63908	:	6.21289
9: NEIGHBOR DIST -----	ge	5.00000	:	4.99705
10: NEIGHBOR MAG ------	ge	18.0000	:	20.6690
11: MAG --------------	LT−	25.0000	:	22.1512
12: THETA ------------	le	360.000	:	80.1207
13: NEW1SIG -----------	ge	1.80000	:	27.3230
14: SUB1SIG -----------	ge	2.50000	:	6.38276
15: NEW2SIG -----------	ge	1.80000	:	25.6242
16: SUB2SIG -----------	ge	2.50000	:	5.78005
17: SUB2MINSUB1 -------	le	2.50000	:	0.443795
18: DSUB1SUB2 --------	le	2.00000	:	0.695807

sub quality	:	0
host	:	0
shape	:	0
position	:	0
moved	:	0
overall	:	0
scanner name	:	

Tue Jan 12 16:45:50 1999

FIG. *7.13* – **Candidat INT 9819 :** *voir la légende de la figure 7.1 pour les explications concernant les informations présentes sur cette figure.*

à la valeur de τ_{SNIa} sachant que nous n'avons pas observé de supernova pendant cette campagne. Rappelons que le taux d'explosion des supernovæ est exprimé en SNu, une SNu correspondant à une explosion de supernova par siècle pour une luminosité de $10^{10} L_{\odot}$.

Une supernova n'est détectée que si son flux ϕ_s sur l'image soustraite est supérieur à la limite de détection. Le flux de la supernova sur l'image courante est ϕ_c et son flux sur l'image de référence est ϕ_r. Celui-ci n'est pas forcément nul car, avec 15 jours entre les références et les images courantes, on ne peut pas être certain que les objets n'étaient pas sur les références. On a évidemment la relation $\phi_s = \phi_c - \phi_r$. En termes de magnitudes, on a :

$$m_r = -2.5 \log \phi_r + Z_p \iff \phi_r = 10^{-0.4(m_r - Z_p)} \tag{7.12}$$

$$m_c = -2.5 \log \phi_c + Z_p \iff \phi_c = 10^{-0.4(m_c - Z_p)} \tag{7.13}$$

Les points zéro sont égaux puisque les images ont été alignées photométriquement. On a donc :

$$m_s = -2.5 \log \phi_s + Z_p \tag{7.14}$$

$$= m_c - 2.5 \log \left[1 - 10^{0.4(m_c - m_r)}\right] \tag{7.15}$$

On a par ailleurs la relation qui relie magnitude apparente et magnitude absolue :

$$m_c - M_c = m_r - M_r \tag{7.16}$$

$$= 40 + 5 \log \left(\frac{\mathcal{D}_L}{1\mathrm{Gpc}}\right) \tag{7.17}$$

$\mathcal{D}_L$ est la distance de luminosité de la supernova considérée. De plus, on sait relier entre elles les magnitudes sur l'image de référence et sur l'image courante sachant qu'un temps $\Delta t'$ les sépare dans notre référentiel (c'est à dire à $z = 0$). Dans le référentiel de la supernova considérée, cet intervalle de temps est $\Delta t = \frac{\Delta t'}{1+z}$. On utilise la courbe de lumière en magnitude absolue d'une supernova de type Ia $M(t)$ (t est défini à partir de la date de l'explosion, pas du maximum) pour relier les magnitudes entre elles (t est exprimé dans le référentiel dans lequel la supernova est au repos) :

$$M_c = M(t) \tag{7.18}$$

$$M_r = M(t - \Delta t) \tag{7.19}$$

On peut donc réécrire 7.15 sous la forme :

$$m_s = M(t) + 40 + 5 \log \left[\frac{\mathcal{D}_L}{1\mathrm{Gpc}}\right] - 2.5 \log \left[1 - 10^{0.4(M(t) - M(t - \Delta t))}\right] \tag{7.20}$$

Pour plus de commodité, le dernier terme de 7.20 sera appelé $\mu(t, \Delta t)$ dans la suite :

$$\mu(t, \Delta t) = -2.5 \log \left[1 - 10^{0.4(M(t) - M(t - \Delta t))}\right] \tag{7.21}$$

On peut inverser l'expression 7.20 pour exprimer la distance de luminosité (exprimée en Gpc) de la supernova en fonction de sa magnitude sur l'image soustraite sur laquelle on réalise la détection :

$$\mathcal{D}_L(m_s, t, \Delta t) = 10^{0.2(m_s - \mu(t,\Delta t) - M(t) - 40)} \tag{7.22}$$

Toutes les supernovæ d'âge t qui sont plus proches que $\mathcal{D}_L$ sont plus brillantes sur l'image soustraite que m_s. Sachant que l'on recherche des supernovæ dans un cône d'ouverture Ω et que le nombre de supernovæ de type Ia explosant par Gpc^3 et par jour est n (on explicitera n en fonction du taux d'explosion des supernovæ plus loin), le nombre de supernovæ d'âge t dans la tranche de volume d'épaisseur $\mathrm{d}\mathcal{D}_L$ sur nos images soustraites est :

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{SNIa}}}{\mathrm{d}t} &= n\mathrm{d}V & (7.23)\\ &= n\Omega\mathcal{D}_L^2\mathrm{d}\mathcal{D}_L & (7.24) \end{aligned}$$

On peut facilement exprimer $\mathrm{d}\mathcal{D}_L$ en fonction de $\mathrm{d}m_s$ grâce à l'équation 7.22 :

$$\mathrm{d}\mathcal{D}_L = (0.2\ln 10)\mathcal{D}_L\mathrm{d}m_s \tag{7.25}$$

On réécrit alors 7.24 uniquement en fonction de m_s :

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{SNIa}}}{\mathrm{d}t} = (0.2\ln 10) \times n\Omega \times 10^{0.6(m_s - \mu(t,\Delta t) - M(t) - 40)}\mathrm{d}m_s \tag{7.26}$$

Si l'on veut connaître le nombre de supernovæ qui sont effectivement détectables par notre programme de détection, il faut intégrer ce nombre sur les âges des supernovæ et sur toutes les magnitudes m_s en tenant compte de l'efficacité de détection $\epsilon(m_s)$. On obtient ainsi le sombre de supernovæ détectées par le programme avec une magnitude sur l'image soustraite égale à m_s.

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{SNIa}}}{\mathrm{d}m_s} = (0.2\ln 10) \times n\Omega \times \int_{t=0}^{\infty} 10^{0.6(m_s - \mu(t,\Delta t) - M(t) - 40)}\epsilon(m_s)\mathrm{d}t \tag{7.27}$$

Cependant, la magnitude sur l'image soustraite n'est pas une grandeur physiquement intéressante, on est forcé de l'utiliser car c'est en fonction de cette magnitude que l'on connaît l'efficacité de détection du programme. Il serait beaucoup plus avantageux d'exprimer le nombre de supernovæ détectables en fonction de la magnitude au maximum de ces supernovæ car on peut facilement la relier au *redshift*. On pourrait ainsi obtenir la distribution en *redshift* des supernovæ auxquelles nous sommes sensibles. De plus, l'intervalle de temps séparant les deux images (exprimé dans le référentiel dans lequel la supernova est au repos) dépend du *redshift*. Il nous faut donc absolument relier la magnitude de la supernova sur l'image soustraite à sa magnitude au maximum afin de pouvoir mener à bien le calcul.

Introduisons la fonction $\mathcal{M}(t)$ qui est la courbe de lumière d'une supernova de type Ia normalisée de telle sorte que $\mathcal{M}(t_{max}) = 0$ (au maximum de luminosité). C'est à dire :

$$\begin{aligned} M(t) &= M_{max} + \mathcal{M}(t) && (7.28)\\ m(t) &= m_{max} + \mathcal{M}(t) && (7.29) \end{aligned}$$

M_{max} désigne la magnitude absolue au maximum des supernovæ de type Ia et m_{max} leur magnitude apparente que l'on sait relier à leur *redshift* (figure 1.7 et équation 1.57). En utilisant la relation 7.15, on obtient :

$$m_s = m_{max} + \mathcal{M}(t) + \mu(t, \Delta t) \tag{7.30}$$

On peut alors faire le changement de variable $m_s \to m_{max}$ dans 7.27 et l'on obtient le nombre de supernovæ détectées en fonction de leur magnitude apparente au maximum :

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{SNIa}}}{\mathrm{d}m_{max}} = (0.2 \ln 10) \times n\Omega \times 10^{0.6(m_{max} - M_{max} - 40)} \int_{t=0}^{\infty} \epsilon \left(m_{max} + \mathcal{M}(t) + \mu(t, \Delta t)\right) \mathrm{d}t \tag{7.31}$$

Cette expression nous donne la distribution en m_{max} des supernovæ détectées, on peut facilement la transformer en distribution en *redshift* en utilisant la relation *magnitude-redshift* pour les supernovæ de type Ia (équation 1.57 et figure 1.7). Il faut alors choisir un jeu de paramètres cosmologiques. Pour obtenir le nombre total de supernovæ découvertes, il suffit d'intégrer cette expression pour toutes les valeurs de m_{max}. Rappelons que $\Delta t = \frac{\Delta t'}{1+z}$ dépend de z et donc de m_{max}.

$$N_{\mathrm{SNIa}} = \int_{m_{max}} (0.2 \ln 10) \times n\Omega \times 10^{0.6(m_{max} - M_{max} - 40)} \int_{t=0}^{\infty} \epsilon \left(m_{max} + \mathcal{M}(t) + \mu(t, \Delta t)\right) \mathrm{d}t \mathrm{d}m_{max} \tag{7.32}$$

Il nous reste à expliciter le paramètre n en termes de taux d'explosion des supernovæ. Comme on l'a dit dans la section 2.3, on devrait, en principe, compter le nombre de galaxies visibles sur nos images et tenir compte de leurs distances pour déterminer le temps de contrôle. En pratique, la très large majorité des galaxies visibles sur nos images ne sont pas répertoriées dans les catalogues. On ne connaît donc pas leur *redshift*. On contourne cette difficulté en utilisant les distributions spatiales de galaxies que l'on trouve dans la littérature. Le paramètre important n'est pas le nombre de galaxies par unité de volume puisque les galaxies contiennent un nombre d'étoiles qui peut fortement varier d'une galaxie à une autre. C'est plutôt la luminosité moyenne par unité de volume qui nous intéresse. Elle vaut pour $z \leq 0.1$ dans la bande B centrée sur 450 nm [Loveday et al., 1992] :

$$\bar{L} = 1.4 \times 10^8 \, h \, L_{\odot}.\mathrm{Mpc}^{-3} \tag{7.33}$$

Le nombre de supernovæ qui explosent par unité de volume et par jour est alors :

$$n = \frac{\tau_{\mathrm{SNIa}}/(1+z)}{36500 \times 10^{10}} \times \bar{L} \tag{7.34}$$

puisque le taux d'explosion des supernovæ est donné en SNu, c'est à dire en nombre de supernovæ par siècle et par $10^{10}\,L_\odot$ (dans la bande B). Notons que le fait d'utiliser une normalisation pour la luminosité en bande B alors que nous avons pris les images en R est sans conséquences puisque nous n'utilisons à aucun moment pour la luminosité des comptages mesurés sur nos données, la seule conséquence est que nous donnons des valeurs de taux d'explosion des supernovæ pour des luminosités exprimées dans la bande B (c'est le cas de la plupart des taux mesurés).

Nous allons réinterpréter l'équation 7.32 en termes de temps de contrôle. Rappelons que le nombre de supernovæ observé est égal à la somme sur toutes les galaxies surveillées du produit de la luminosité observée $\mathcal{L}_i$ et du temps de contrôle $\mathcal{T}_{ci}$ multiplié par le taux d'explosion (équation 2.14) :

$$N_{\mathrm{SNIa}} = \tau_{\mathrm{SNIa}} \times \sum_{\mathrm{galaxies}} \mathcal{L}_i \mathcal{T}_{ci} \tag{7.35}$$

Dans le cas présent, on ne fait pas la somme sur toutes les galaxies, mais l'intégrale sur tout le volume sondé, c'est à dire :

$$N_{\mathrm{SNIa}} = \tau_{\mathrm{SNIa}} \int_{m_{max}} \mathcal{L} \mathrm{T_c} \mathrm{d}m_{max} \tag{7.36}$$

On peut donc identifier $\mathcal{L}$ et $\mathrm{T_c}$ à partir de l'équation 7.32. La luminosité dans la tranche de volume définie par m_{max} est (en unités de $10^{10}\,L_\odot$) :

$$\mathcal{L} = (0.2 \ln 10)\Omega \times \frac{\bar{L}}{10^{10}} \times 10^{0.6(m_{max} - M_{max} - 40)} \tag{7.37}$$

et le temps de contrôle pour cette tranche (en siècles) est :

$$\mathrm{T_c} = \frac{1}{36500} \int_0^\infty \frac{1}{1+z} \epsilon \left(m_{max} + \mathcal{M}(t) + \mu(t, \Delta t) \right) \mathrm{d}t \tag{7.38}$$

Pour simplifier la notation, l'intégrale sur tout le volume de la luminosité multipliée par le temps de contrôle sera notée E dans la suite :

$$E = \int_{m_{max}} \mathcal{L} \mathrm{T_c} \mathrm{d}m_{max} \tag{7.39}$$

Par conséquent, si l'on observe N_{SNIa} supernovæ de type Ia pendant la campagne, le taux d'explosion correspondant est :

$$\tau_{\mathrm{SNIa}} = \frac{N_{\mathrm{SNIa}}}{E} \tag{7.40}$$

En pratique, comme l'efficacité peut varier considérablement d'un champ à un autre (on a vu que nos données sont de qualité très variable), on calcule E champ par champ et l'on en fait la somme :

$$E = \sum_{\text{champs}} E_i \tag{7.41}$$

Il faut bien sûr remplacer Ω dans l'expression de $\mathcal{L}$ (équation 7.37) par la surface d'un champ.

On calcule alors E numériquement avec les paramètres suivants :

Ω_m	$=$	0.3	[Perlmutter et al., 1997]
Ω_Λ	$=$	0.7	[Perlmutter et al., 1997]
M_{max}	$=$	$-18.3 \pm 0.3 + 5 \log h$	[Branch and Miller, 1993]
$\bar{L}$	$=$	$1.4 \pm 0.17 \times 10^8\, h\, L_\odot.\mathrm{Mpc}^{-3}$	[Loveday et al., 1992]

Les paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ interviennent dans le passage de m_{max} à z, mais le résultat dépend peu de leur valeur pour les *redshifts* qui nous intéressent ici. La magnitude absolue des supernovæ de type Ia est donnée ici dans la bande B, mais le programme tient compte du fait que les courbes d'efficacité sont calculées pour la bande R. Le programme tient aussi compte de la correction K qui est de l'ordre de 0.4 magnitude à $z \simeq 0.3$ [Kim et al., 1996]. Nous avons utilisé un patron de courbe de lumière de supernova de type Ia [Kim, 1998b]. Le résultat est assez sensible à la forme de la courbe de lumière, et en particulier de la manière dont elle augmente dans les premiers jours (peu avant le maximum). Cette partie de la courbe n'était pas décrite par le patron de courbe de lumière utilisé, aussi nous l'avons prolongé par une forme proportionnelle à t (en flux) compatible avec les données connues de supernovæ proches. Nous avons en particulier utilisé la courbe de lumière de la supernova SN1997dl découverte par EROS2 avant le maximum (voir chapitre 6).

On obtient la valeur suivante pour E :

$$E = 2.13 \ \pm\ 0.96\, h^{-2}\, 10^{10} L_\odot.\text{siècles} \tag{7.42}$$

En fait, la distribution de probabilité de E n'est pas symétrique. On peut aisément la déterminer numériquement en faisant des tirages de M_{max} et de $\bar{L}$ avec des distributions de probabilité gaussiennes de largeur égale à l'erreur sur ces paramètres. La distribution pour E ainsi obtenue est représentée sur la figure 7.14. C'est la l'expression numérique de cette distribution que nous utiliserons dans la suite.

La distribution en *redshift* correspondante pour le nombre de supernovæ de type Ia (tirée de l'équation 7.31) est représentée sur la figure 7.15. Le redshift moyen auquel

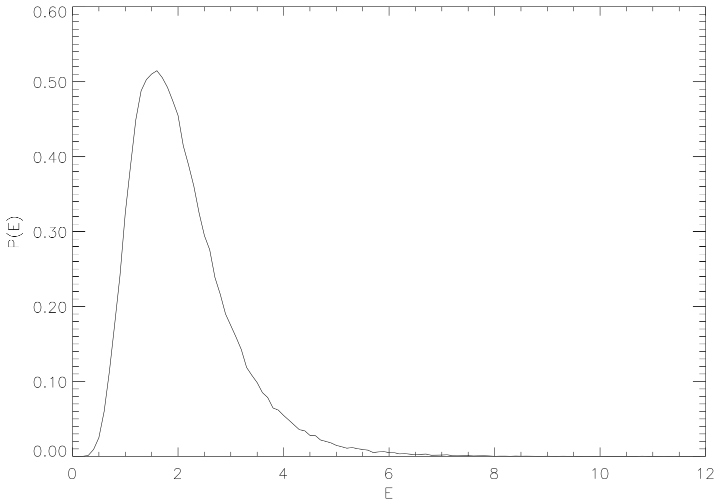


FIG. *7.14* – **Distribution de probabilité de E :** *E est la somme sur tous les champs observés de l'intégrale sur tout le volume du produit de la luminosité par le temps de contrôle. Cette distribution est centrée sur* $2.13\,h^{-2}\,10^{10}L_{\odot}$.siècles *avec un RMS de* $0.96\,h^{-2}\,10^{10}L_{\odot}$.siècles.

on est sensible est $z \simeq 0.32$. C'est donc à ce *redshift* que l'on peut donner une limite sur le taux d'explosion des supernovæ de type Ia.

Puisque nous n'avons pas détecté de supernova dans le volume observé, on ne peut donner qu'une limite supérieure au taux d'explosion des supernovæ de type Ia à $z = 0.32$. On va déterminer la plus grande valeur de $\tau_{\rm SNIa}$ autorisant une observation de zéro supernova avec un certain de niveau de confiance. C'est-à-dire que l'on tolère que le fait de ne pas observer d'événement soit dû à une fluctuation statistique si elle est plus rare que 100% moins le niveau de confiance considéré.

- Une limite à 2 écarts-type correspond à un niveau de confiance de 95.45%, c'est-à-dire à une fluctuation statistique plus rare que 4.55%.
- Une limite à 1 écart-type correspond à un niveau de confiance de 68.27%, c'est-à-dire à une fluctuation statistique plus rare que 31.73%.

Si le nombre attendu de supernovæ était connu avec une précision infinie, la probabilité d'observer $N = n$ supernovæ de type Ia serait donnée par une simple loi de Poisson de paramètre τE. Dans le cas qui nous intéresse ici, on ne connait pas avec précision la valeur de E, on ne dispose que de sa distribution de probabilité $g(E)$ (figure 7.14). Par conséquent, la probabilité d'observer $N = n$ supernovæ est donnée par la moyenne sur E de toutes les lois de Poisson de paramètre τE pondérées par la

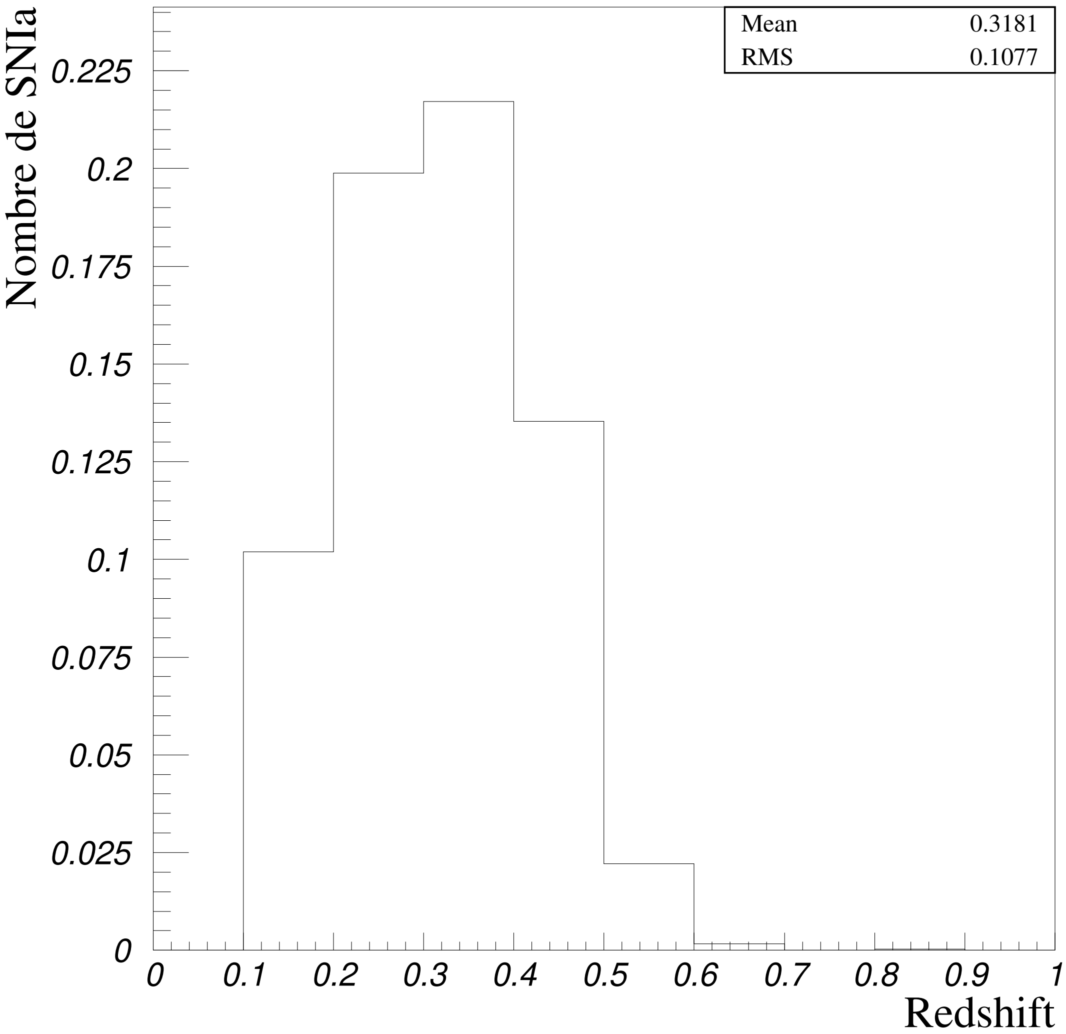


FIG. 7.15 – **Distribution en *redshift* du nombre de supernovæ de type Ia attendu à l'INT :** *Cette distribution est donnée pour un taux d'explosion des supernovæ de type Ia de* $\tau_{\mathrm{SNIa}} = 0.5\,h^2\,\mathrm{SNu}$. *Le redshift moyen est* $z \simeq 0.32$ *(la position de l'histogramme est insensible à la valeur du taux d'explosion qui n'agit que comme une normalisation).*

distribution de probabilité de E. Soit, pour une valeur donnée du taux τ :

$$P(N=n;\tau) = \int g(E) \times \frac{(\tau E)^n e^{-\tau E}}{n!} \mathrm{d}E \tag{7.43}$$

Puisque l'on a observé 0 supernova, c'est $P(N=0;\tau)$ qui nous intéresse :

$$P(N=0;\tau) = \int g(E) \times e^{-\tau E} \mathrm{d}E \tag{7.44}$$

qui est la probabilité de ne pas observer de supernova dans notre volume en fonction de τ, le taux d'explosion des supernovæ de type Ia. On calcule cette distribution de probabilité numériquement avec $g(E)$ telle que représentée sur la figure 7.14 pour toutes les valeurs possibles de τ.

On peut faire le même genre de calcul en supposant qu'un des deux candidats que l'on a trouvé, ou même les deux, sont des supernova de type Ia. On utilise alors les distributions de probabilité $P(N=1)$ et $P(N=2)$:

$$P(N=1;\tau) = \int g(E) \times \tau E e^{-\tau E} \mathrm{d}E \tag{7.45}$$

$$P(N=2;\tau) = \frac{1}{2} \int g(E) \times (\tau E)^2 e^{-\tau E} \mathrm{d}E \tag{7.46}$$

Afin de donner des intervalles de confiance sur la valeur du taux τ en fonction du nombre observé de supernovæ, on utilise la méthode de la ceinture de Poisson [Escoubès, 1998].

Pour chaque valeur de τ, la loi $P(N=n;\tau)$ (équation 7.43) nous donne la probabilité d'observer n supernovæ. La normalisation de cette distribution a un sens dans la direction n. C'est à dire que la somme sur toutes les valeurs de n à τ donné vaut 1. Le nombre de supernovæ que l'on observe est une variable aléatoire dont la probabilité est donnée par la loi 7.43. Il est donc logique que, pour un taux donné, la somme des probabilités d'observer tous les nombres possibles de supernovæ vaille 1. En revanche, la normalisation de la loi 7.43 n'a pas de sens dans la direction τ, c'est à dire qu'il n'y a pas de raison pour qu'elle vaille une valeur particulière. On ne peut donc pas construire d'intervalle de confiance directement de cette manière. Ceci traduit simplement le fait que la taux d'explosion possède une valeur fixée et n'a donc pas, au sens strict, de loi de probabilité associée (sauf au sens bayesien, mais nous nous plaçons ici dans le cadre d'une approche fréquentiste).

Cependant, ce qui nous intéresse ici est d'estimer la valeur du taux avec un intervalle de confiance sachant que l'on a effectivement observé un certain nombre de supernovæ n. On va donc définir comme intervalle de confiance l'ensemble des valeurs du taux pour lesquelles le fait que l'on ait observé n supernovæ soit statistiquement acceptable avec un niveau de confiance α, par exemple 68%, ce qui correspondrait à un écart-standard pour une distribution de probabilité gaussienne.

On peut donner, pour chaque valeur de τ, un intervalle de confiance sur le nombre observé de supernovæ, avec un niveau de confiance α (c'est à dire une valeur n_- et une valeur n_+ telles que, pour cette valeur du taux, on ait α% de chance d'observer un nombre de supernovæ compris entre n_- et n_+). On a représenté ce type d'intevalle sur la figure 7.16. On peut ainsi construire dans le plan (n, τ) une région définie par

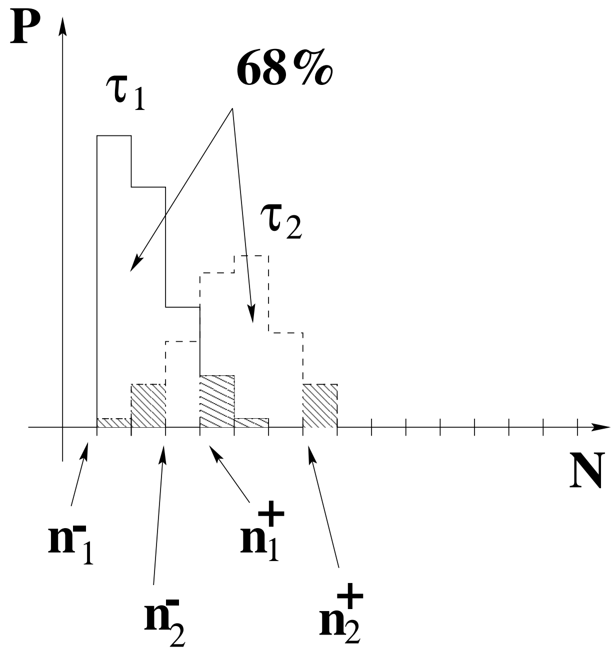


FIG. *7.16* – **Intervalle de confiance sur le nombre observé pour une valeur du taux donné :**
La distribution de probabilité du nombre de supernovæ observées dépend de la valeur du taux d'explosion. Pour chaque valeur du taux (ici τ_1 et τ_2), on peut donner une valeur n_- et une valeur n_+ telles que, pour cette valeur du taux, 68% des expériences identiques à la notre observent un nombre de supernovæ compris entre n_- et n_+. Pour définir l'intervalle de confiance à 68%, on choisit de rejeter 16% de chaque coté de la distribution.

un niveau de confiance α sur le nombre observé de supernovæ pour une valeur donnée du taux d'explosion τ.

Cette région est représentée dans le plan (n, τ) sur la figure 7.17. La valeur la plus probable pour le taux d'explosion est alors le mode de la distribution dans la direction τ (voir figure 7.18). L'intervalle de confiance sur le taux est donné par les limites de la région que l'on vient de décrire dans la direction τ pour n donné par le nombre de supernovæ effectivement observé. C'est donc bien l'ensemble des valeurs de taux pour

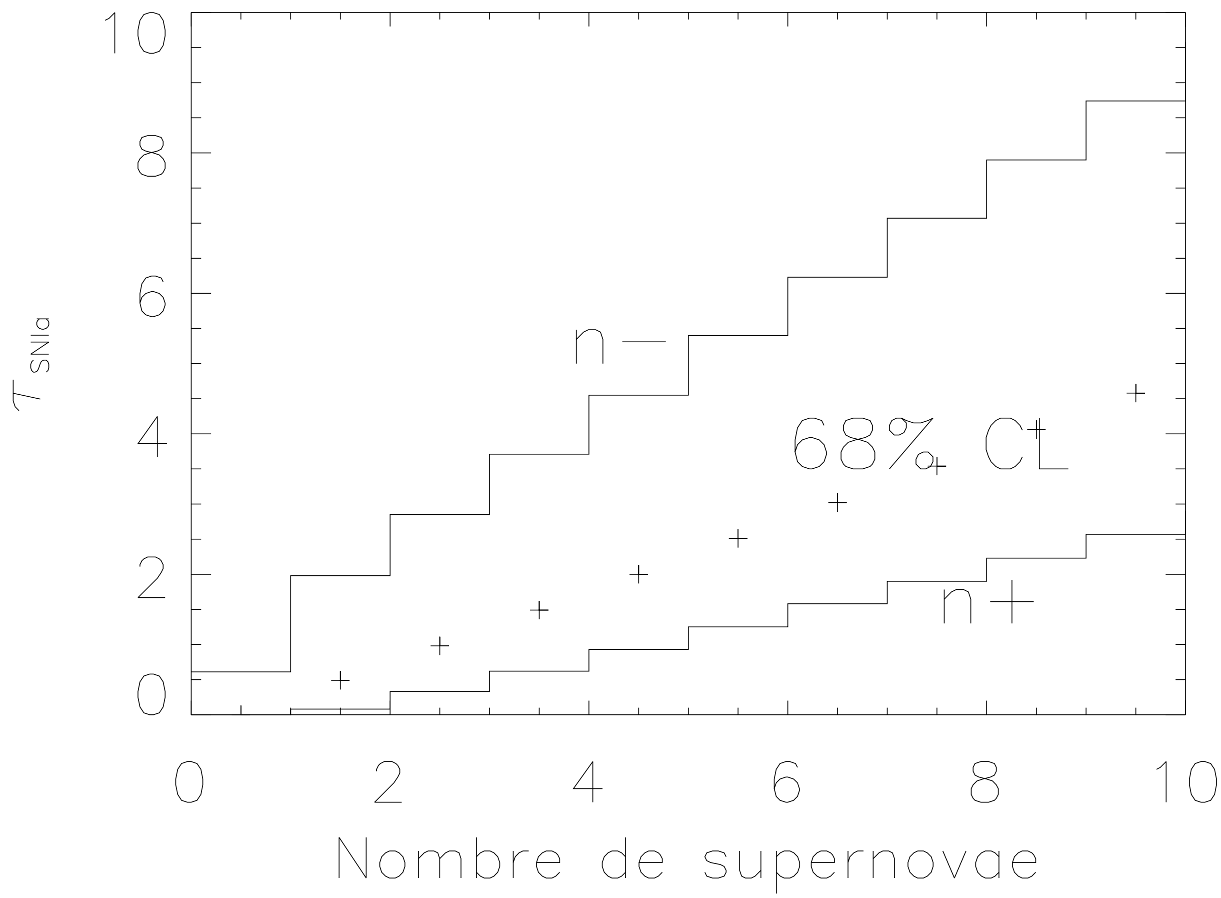


FIG. *7.17* – **Région à** 68% **de niveau de confiance dans le plan** (n, τ) **définie par la ceinture de Poisson :**
Pour chaque valeur du nombre observé de supernovæ on peut donner un intervalle de confiance sur τ *défini par les bords en haut et en bas de la région à* 68% *de niveau de confiance. On a représenté par une croix la valeur la plus probable de* τ *pour chaque valeur de* n *observé.*

lesquelles notre observation de n supernovæ est associée à un niveau de confiance α.

On obtient :

- $\tau_{\mathrm{SNIa}} \leq 0.61\, h^2\,\mathrm{SNu}$ à $z \simeq 0.32$ à 68% de niveau de confiance,
- $\tau_{\mathrm{SNIa}} \leq 1.90\, h^2\,\mathrm{SNu}$ à $z \simeq 0.32$ à 95% de niveau de confiance.

On obtient ainsi les valeurs suivantes :

- Si un seul des deux candidats est une supernova de type Ia :
  $\tau_{\mathrm{SNIa}} = 0.49^{+1.49}_{-0.41}\, h^2\,\mathrm{SNu}$ à $z \simeq 0.32$ à 68% de niveau de confiance (c'est à dire un écart-type).
- Si les deux candidats sont des supernovæ de type Ia :
  $\tau_{\mathrm{SNIa}} = 0.98^{+1.87}_{-0.65}\, h^2\,\mathrm{SNu}$ à $z \simeq 0.32$ à 68% de niveau de confiance (c'est à dire un écart-type).

On peut comparer cette limite avec les taux d'explosion des supernovæ de type Ia annoncés par d'autres auteurs :

- à $z \simeq 0$: $\tau_{\mathrm{SNIa}} = 0.61 \pm 0.2\, h^2\,\mathrm{SNu}$ [Tammann et al., 1994]
- à $z \simeq 0.1$: $\tau_{\mathrm{SNIa}} = 0.46^{+0.46}_{-0.32}\, h^2\,\mathrm{SNu}$ [Hardin, 1998]
- à $z \simeq 0.4$: $\tau_{\mathrm{SNIa}} = 0.82^{+0.65}_{-0.45}\, h^2\,\mathrm{SNu}$ [Pain et al., 1997]

On a représenté ces mesures ainsi que la limite que nous venons de calculer sur la figure 7.19. Notre limite est compatible avec les autres mesures, mais ce n'est bien sûr qu'une limite supérieure et la contrainte est assez faible. On voit clairement sur la figure 7.19 que des contraintes fortes sur les modèles de formation et d'évolution des galaxies ne seront données par les mesures de taux d'explosion des supernovæ que lorsque l'on pourra les mesurer à des décalages vers le rouge supérieurs à 1, ce qui sera possible dans quelques années.

Notons qu'il est aussi intéressant d'un point de vue astronomique d'exprimer les taux d'explosion en nombre de supernovæ par an et par unité de volume. Ceci a un sens si l'on considère des volumes suffisamment grands pour qu'ils contiennent assez de galaxies pour que les différences de luminosité entre les galaxies se compensent. Dans ce système d'unité, les résultats obtenus ici sont les suivants :

- si aucun de nos candidats n'est une supernova de type Ia :
  $\tau_{\mathrm{SNIa}} \leq 1.05 \times 10^{-2}\, h^3\,\mathrm{SNIa.siècle^{-1}.Mpc^{-3}}$ à 68% de niveau de niveau de

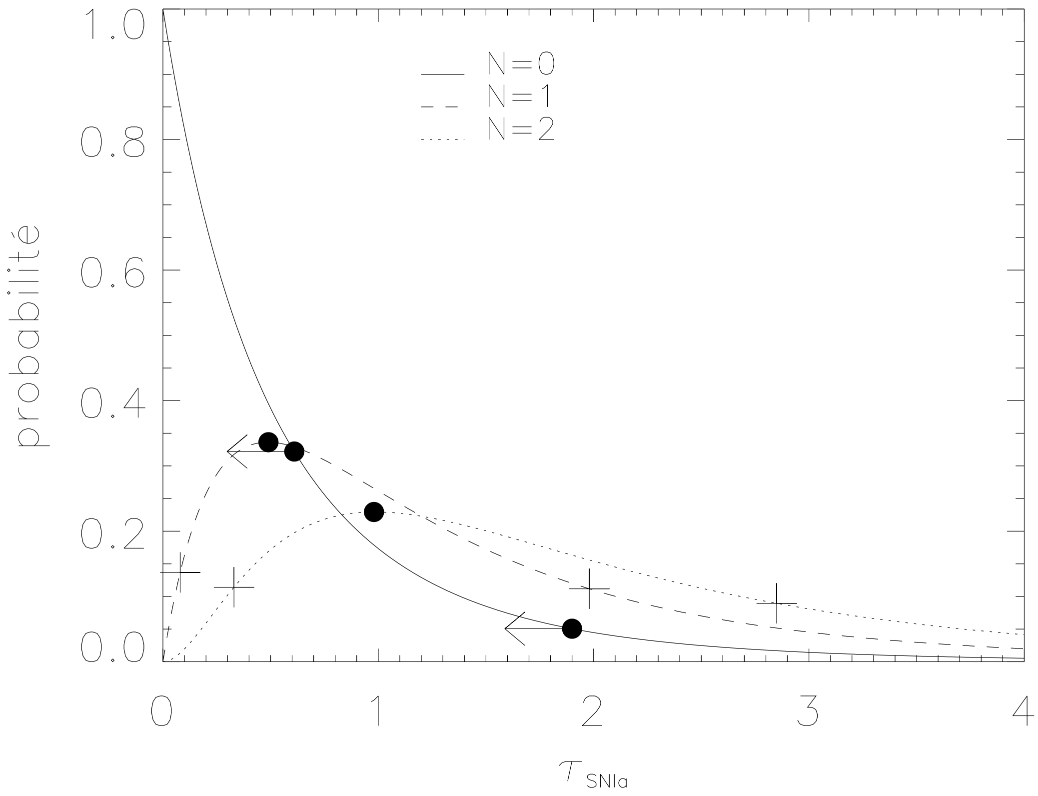


FIG. *7.18* – **Distribution de probabilité du nombre observé de supernovæ de type Ia à N donné en fonction de τ :**
en trait plein dans le cas où aucun de nos candidats n'est une SNIa; en tirets dans le cas où l'un des deux candidats est une SNIa et en pointillés si les deux candidats sont des SNIa.
Les cercles noirs indiquent les valeurs obtenues (limite supérieure pour $N = 0$, valeur la plus probable pour $N = 1$ et $N = 2$). Les croix indiquent les limites des intervalles de confiance à 68% pour $N = 1$ et $N = 2$ calculées par la méthode de la ceinture de Poisson.

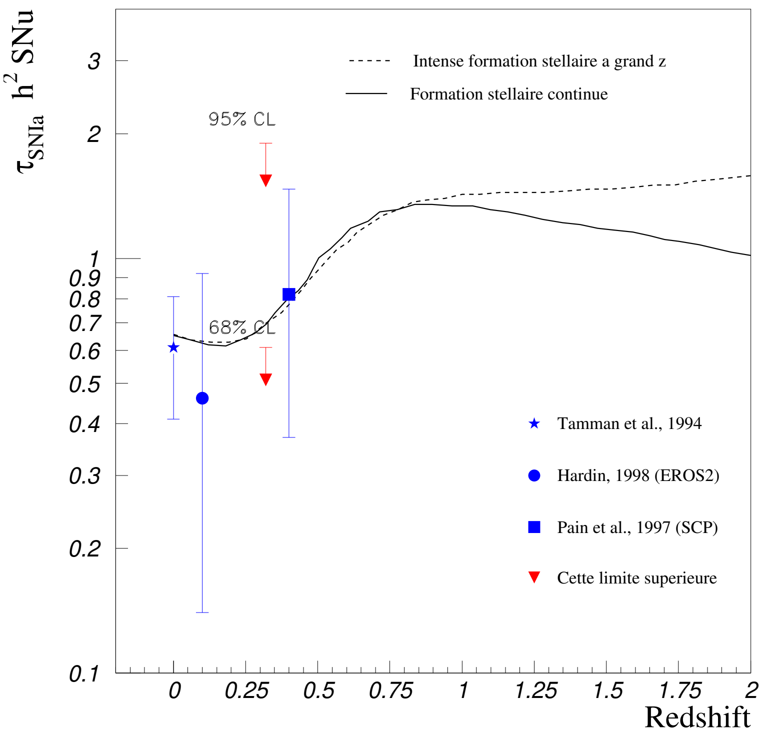


FIG. *7.19* – **Comparaison des mesures de taux d'explosion des supernovæ de type Ia à différents *redshifts*:** *le point à $z = 0$ est tiré de [Tammann et al., 1994], le point à $z \simeq 0.1$ est celui mesuré par EROS2 [Hardin, 1998] et le point à $z = 0.4$ vient de [Pain et al., 1997]. On a ajouté la présente limite supérieure à $z \simeq 0.3$ (en haut avec 95% de niveau de confiance et en bas avec 68% de niveau de confiance). On a tracé les prédictions du modèle hiérarchique de formation des galaxies en traits pleins et en pointillés celle du modèle adverse dans lequel les galaxies elliptiques se sont formées en premier (voir section 2.3.2). Les valeurs des taux pour les deux modèles sont tirées de [Madau et al., 1998].*

confiance à $z \simeq 0.32$.
$\tau_{\rm SNIa} \leq 3.29 \times 10^{-2}\, h^3\,$SNIa.siècle^{-1}.Mpc^{-3} à 95% de niveau de niveau de confiance à $z \simeq 0.32$.

– Si un seul des deux candidats est une supernova de type Ia:
$\tau_{\rm SNIa} = 0.69^{+1.50}_{-0.55} \times 10^{-2}\, h^3\,$SNIa.siècle^{-1}.Mpc^{-3} à $z \simeq 0.32$ à 68% de niveau de confiance (c'est à dire un écart-type).

– Si les deux candidats sont des supernovæ de type Ia:
$\tau_{\rm SNIa} = 1.39^{+2.09}_{-0.92} \times 10^{-2}\, h^3\,$SNIa.siècle^{-1}.Mpc^{-3} à $z \simeq 0.32$ à 68% de niveau de confiance (c'est à dire un écart-type).

CONCLUSIONS

La détection de supernovæ lointaines est clairement apparue comme l'un des outils majeurs de la cosmologie depuis quelques années, l'étude de la relation entre la magnitude apparente des supernovæ de type Ia et leur *redshift* permet une mesure directe de Ω_m et Ω_Λ. Les premiers résultats obtenus par deux groupes américains [Kim, 1998a, Schmidt et al., 1998] indiquent que la constante cosmologique est très probablement non nulle, ce qui modifie radicalement la vision que l'on avait de l'Univers. Par ailleurs, la mesure du taux d'explosion des supernovæ de type Ia et de type II à grands *redshifts* apportera dans les prochaines années des informations inestimables sur la formation et l'évolution des galaxies ainsi que sur l'histoire de la formation stellaire dans les galaxies. J'ai établi durant cette thèse une mesure d'une limite supérieure au taux d'explosion des supernovæ de type Ia à un *redshift* de $z \simeq 0.33$. Pour contraindre les modèles d'évolution de galaxies, il faudra aller encore plus loin en *redshift*, ce qui sera fait dans les prochaines années.

Pour ce qui est de la détermination des paramètres cosmologiques, il faut garder à l'esprit que les supernovæ de type Ia ne sont pas des objets physiques véritablement compris du point de vue théorique. On a longtemps cru que les supernovæ de type Ia étaient les chandelles standard dont rêvaient les cosmologistes depuis des décennies. Il s'avère, lorsqu'on les regarde de plus près qu'elles sont très différentes les unes des autres. Il semble donc essentiel, si l'on veut continuer à les utiliser comme chandelles standard de comprendre au moins de manière empirique quelles sont leurs différences et comment les relier à leur luminosité absolue. En effet, si l'exploitation cosmologique des supernovæ lointaines est un sujet extrémement chaud, elle passe par la calibration de leur luminosité absolue qui nécessite de très bien mesurer spectroscopiquement et photométriquement des supernovæ proches.

L'expérience EROS2 a entrepris une recherche systématique de supernovæ à des distances intermédiaires ($z \sim 0.1$) dans le but d'étudier de manière empirique les courbes de lumière des supernovæ de type Ia et de standardiser ces objets. Des supernovæ sont détectées par la collaboration avec une grande régularité au rythme d'environ 1 supernova pour 2 heures d'observations. Nous avons décrit dans cette thèse une méthode que j'ai développée qui permet de construire la courbe de lumière des supernovæ que l'on détecte. Du fait de l'intervalle de temps trop long entre les images de référence et les images de détection, une trop faible fraction des supernovæ sont détectées avant le maximum de luminosité. Ceci rend très difficile l'exploitation des courbes de lumière et nous sommes donc contraints d'ajuster sur nos points de mesure des patrons de courbes de lumière. Malheureusement, les filtres avec lesquels sont faites les observations ont des bandes passantes très larges et sont, de fait, très différents des filtres standard utilisés en astronomie. Il nous a donc fallu, pour ajuster les courbes de lumière de nos supernovæ, fabriquer des patrons de courbes de lumière dans nos bandes passantes à partir de données spectroscopiques et photométriques publiées. Ces données sont en assez petit nombre, ce qui limite la précision que l'on peut avoir sur la forme de nos patrons de courbes de lumière et surtout, la manière de traduire nos résultats dans des bandes photométriques standard afin de les rendre utilisables par d'autres groupes. Malgré ces difficultés, nous avons pu construire un diagramme de Hubble pour nos supernovæ et ainsi mesurer la magnitude absolue des supernovæ pour notre échantillon. La valeur obtenue est $M(V) = -18.2 \pm 0.4 + 5\log(h)$, en bon accord avec les mesures faites par d'autres auteurs. La dispersion de la magnitude absolue de nos supernovæ autour de cette valeur est cependant trop grande. Un lot plus important de supernovæ avec des points de mesures s'étalant une longue période à partir du maximum permettrait sans doutes de faire des corrélations entre la vitesse de décroissance de la courbe de lumière et la magnitude absolue des supernovæ et ainsi de réduire la dispersion autour du diagramme de Hubble.

Si la connaissance insuffisante que l'on a de l'objet astrophysique supernova risque de limiter l'utilisation de ces dernières comme chandelles standard pour la cosmologie dans les prochaines années, je dirai que c'est tout de même grâce aux supernovæ que l'éventualité que la constante cosmologique soit non nulle est désormais considérée avec sérieux par les cosmologistes. Par conséquent, même si dans les prochaines années, l'observation des fluctuations de température du rayonnement de fond cosmologique permettra une mesure précise de la plupart des paramètres cosmologiques, il ne faudra pas oublier que ce sont les supernovæ qui ont permis de défricher le terrain.

BIBLIOGRAPHIE

[Afonso, 1999] Afonso, C. (1999). *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle vers le centre galactique et étude de sa distribution de masse dans le disque et le centre de la Galaxie.* PhD thesis, Université de Paris 7.

[Afonso et al., 1998] Afonso, C. et al. (1998). Microlensing towards the Small Magellanic Cloud - EROS 2 two-year analysis. *Soumis à A&A.*

[Alard and Lupton, 1998] Alard, C. and Lupton, R. H. (1998). A Method for Optimal Image Subtraction. *ApJ*, 503:325.

[Alcock et al., 1993] Alcock, C. et al. (1993). *Nature*, 365:621.

[Alcock et al., 1997] Alcock, C. et al. (1997). *ApJ*, 486:697.

[Ansari, 1996] Ansari, R. (1996). Photometric reconstruction and data analysis softwares in the EROS experiment. *Vistas in Astronomy*, 40:519.

[Ansari et al., 1997] Ansari, R. et al. (1997). AGAPE: a search for dark matter towards M 31 by microlensing effects on unresolved stars. *A&A*, 324:843.

[Aubourg et al., 1993] Aubourg, E. et al. (1993). *Nature*, 365:623.

[Barnett et al., 1996] Barnett, R. et al. (1996). Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 54:1.

[Battye, 1998] Battye, R. (1998). Cosmic strings in a universe with non-critical matter density. *Fundamental Parameters in Cosmology, Rencontres de Moriond 1998.*

[Bauer, 1997] Bauer, F. (1997). *Développement et mise au point du détecteur EROS2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Comparaison des céphéides dans les Nuages de Magellan.* PhD thesis, Université de Paris 7.

[Bauer et al., 1998] Bauer, F. et al. (1998). A slope variation in the Period-Luminosity relation for short period SMC Cepheids. *Soumis à A&A.*

[Beaulieu et al., 1997] Beaulieu, J.-P. et al. (1997). *A&A Letters*, 318:47.

[Bergström and Goobar, 1999] Bergström, L. and Goobar, A. (1999). *Cosmology and particle astrophysics.* Praxis.

[Bertin, 1996] Bertin, E. (1996). *SExtractor 1.0a Users Guide.*

[Bertin and Arnouts, 1996] Bertin, E. and Arnouts, S. (1996). SExtractor: software for source extraction. *A&A Supp.*, 117:393.

[Binney and Tremaine, 1987] Binney, J. and Tremaine, S. (1987). *Galactic dynamics.*

[Boisseau and Wheeler, 1991] Boisseau, J. and Wheeler, J. (1991). The effect of background galaxy contamination on the absolute magnitude and light curve speed class of type Ia supernovae. *AJ*, 101:1281.

[Borg, 1996] Borg, C. O. (1996). *The Ptolemaic Scheme of the Universe.*

[Brahé, 1573] Brahé, T. (1573). *De stella Nova.*

[Branch and Miller, 1993] Branch, D. and Miller, D. (1993). Type Ia supernovae as standard candles. *ApJ*, page 405.

[Branch and Tammann, 1992] Branch, D. and Tammann, G. (1992). Type Ia supernovæ as standard candles. *ARAA*, 30:359.

[Bratton et al., 1988] Bratton, C. et al. (1988). The imb collaboration. *Phys. Rev. D*, 37:3361.

[Buta and Turner, 1983] Buta, R. and Turner, A. (1983). The photometric properties of the bright type I supernova 1981B in NGC 4536. *PASP*, 95:72.

[Cappellaro et al., 1997] Cappellaro, E. et al. (1997). The rate of supernovae from the combined sample of five searches. *A&A*, 322:431.

[Coles and Lucchin, 1995] Coles, P. and Lucchin, F. (1995). *Cosmology, the origin and evolution of cosmic structure.* Wiley.

[Copernic, 1543] Copernic, N. (1543). *De revolutionibus orbium coelestis.* Flammarion.

[Derue, 1999] Derue, F. (1999). *Recherche de matière galactique par effet de micro-lentille gravitationnelle.* PhD thesis, Université de Paris 11.

[Eastman and Pinto, 1993] Eastman, R. and Pinto, P. (1993). *ApJ*, 412:721.

[Escoubès, 1998] Escoubès, B. (1998). *Probabilités et statistiques à l'usage des physiciens.*

[Evans et al., 1989] Evans, R., van den Bergh, S., and McClure, R. (1989). *ApJ*, 345:752.

[Filippenko, 1997] Filippenko, A. (1997). Optical spectra of supernovæ. *ARAA*, 35:309.

[Fukuda et al., 1998] Fukuda, Y. et al. (1998). Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Letters*, 81:1562.

[Goldman, 1999] Goldman, B. (1999). *Recherche par mouvement propre de naines rouges et de naines blanches dans le halo de notre Galaxie.* PhD thesis, Université de Paris 6.

[Graff and Freese, 1996] Graff, D. and Freese, K. (1996). *ApJ*, 456:49.

[Hamilton et al., 1999] Hamilton, J.-C. et al. (1999). Seeing matching of two images. *in preparation.*

[Hamuy et al., 1996a] Hamuy, M. et al. (1996a). *BVRI* lightcurves for 29 type Ia supernovae. *AJ*, 112:2408.

[Hamuy et al., 1996b] Hamuy, M. et al. (1996b). The Absolute Luminosity of the Calán/Tololo Type Ia Supernovæ. *AJ*, 112:2391.

[Hamuy et al., 1996c] Hamuy, M. et al. (1996c). The Hubble Diagram of the Calan/Tololo Type Ia Supernovae and the Value of $H_\circ$. *AJ*, 112:2398.

[Hardin, 1997] Hardin, D. (1997). private communication.

[Hardin, 1998] Hardin, D. (1998). *Recherche de Supernovæ avec EROS et mesure du taux d'explosion de supernovæ.* PhD thesis, Université de Paris 11.

[Hirata et al., 1988] Hirata, K. et al. (1988). The kamiokande collaboration. *Phys. Rev. D*, 38:448.

[Höflich and Khokhlov, 1997] Höflich, P. and Khokhlov, A. (1997). *ApJ*, 457:500.

[Hubble, 1929] Hubble, E. (1929). A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulæ. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 15:168.

[IAU6605, 1997] IAU6605 (1997). *EROS Collaboration.*

[IAU6609, 1997] IAU6609 (1997). *EROS Collaboration.*

[IAU6628, 1997] IAU6628 (1997). *EROS Collaboration.*

[IAU6760, 1997] IAU6760 (1997). *EROS Collaboration.*

[IAU6762, 1997] IAU6762 (1997). *EROS Collaboration.*

[IAU6782, 1997] IAU6782 (1997). *EROS Collaboration.*

[IAU6785, 1997] IAU6785 (1997). *S. Deustua, Lawrence Berkeley Laboratory (LBL); R. McMillan, Apache Point Observatory; H. Newberg, Fermi National Accelerator Laboratory; P. Nugent, C. Pennypacker, et S. Perlmutter, LBL; and M. Strauss, Princeton University.*

[IAU6836, 1998] IAU6836 (1998). *EROS Collaboration.*

[IAU6904, 1998] IAU6904 (1998). *EROS Collaboration.*

[IAU6921, 1998] IAU6921 (1998). *EROS Collaboration.*

[IAU7092, 1999] IAU7092 (1999). *EROS Collaboration.*

[Kellerman, 1993] Kellerman, K. (1993). The cosmological deceleration parameter estimated from the angular-size/redshift relation for compact radio sources. *Nature*, 361:134.

[Kepler, 1609] Kepler, J. (1609). *Astronomia nova.* Blanchard.

[Kim, 1998a] Kim, A. (1998a). A review of the high-redshift supernova searches. *Fundamental Parameters in Cosmology, Rencontres de Moriond.*

[Kim, 1998b] Kim, A. (1998b). Communication privée. Les patrons de courbe de lumière proviennent de B. Leibundgut.

[Kim, 1998c] Kim, A. (1998c). private communication.

[Kim et al., 1996] Kim, A., Goobar, A., and Perlmutter, S. (1996). A Generalized K Correction for Type Ia supernovæ: Comparing R-band Photometry Beyond $z = 0.2$ with B,V and R-band Nearby Photometry. *PASP.*

[Koestler, 1960] Koestler, A. (1960). *Les Somnambules.* Calmann-Lévy.

[Kolb and Turner, 1990] Kolb, E. and Turner, M. (1990). *The Early Universe.* Addison Wesley.

[Lineweaver, 1996] Lineweaver, C. (1996). Gold in the Doppler Hills: Cosmological Parameters in the Microwave Background. *Proceedings of the International School in Astrophysics: From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures. Casablanca, Morocco.*

[Lineweaver and Barbosa, 1998] Lineweaver, C. and Barbosa, D. (1998). What Can Cosmic Microwave Background Observations Already Say about Cosmological Parameters in Open and Critical-Density Cold Dark Matter Models? *ApJ*, 496.

[Lira et al., 1998] Lira, P. et al. (1998). Optical Light Curve of the type Ia supernovae sn1990N and sn 1991T. *AJ*, 115:234.

[Loveday et al., 1992] Loveday, J. et al. (1992). *ApJ*.

[Loveday et al., 1998] Loveday, J. et al. (1998). The Sloan Digital Sky Survey. In et al., Y. M., editor, *Wide field surveys in cosmology*.

[Luminet and Roukema, 1999] Luminet, J. and Roukema, B. (1999). Topology of the universe: Theory and observations. *astro-ph/9901364 (proceedings of Cosmology School held at Cargese, Corsica, August 1998)*.

[Luminet, 1997] Luminet, J.-P. (1997). *L'invention du Big Bang*. Sources du Savoir - Seuil.

[Madau et al., 1998] Madau, P., Della Valle, M., and Panagia, N. (1998). On the evolution of the cosmic supernova rates. *MNRAS*, 297:L17.

[Mansoux, 1997] Mansoux, B. (1997). *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université de Paris 7.

[Mather et al., 1993] Mather, J. et al. (1993). Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *ApJ*, 420:439.

[Meikle et al., 1996] Meikle, P. et al. (1996). An early-time infrared and optical study of the Type Ia supernovae SN1994D and 1991T. *MNRAS*, 281:263.

[Meikle and Hernandez, 1999] Meikle, P. and Hernandez, M. (1999). Infrared and Optical Study of the type Ia SN1998bu in M96. *astro-ph/9902056*.

[Nomoto et al., 1984] Nomoto, K., Thielemann, F., and Yokoi, K. (1984). Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *ApJ*, 286.

[Olive, 1999] Olive, K. (1999). Primordial big bang nucleosynthesis. *astro-ph/9901231*.

[Paczyński, 1986] Paczyński, B. (1986). *ApJ*, 304:1.

[Pain et al., 1997] Pain, R. et al. (1997). The type Ia supernova rate at $z \simeq 0.4$. *ApJ*, 473:356.

[Palanque-Delabrouille, 1997] Palanque-Delabrouille, N. (1997). *Research on Galactic Dark Matter implied by Gravitationnal Microlensing*. PhD thesis, Université de Paris 7 et Chicago University.

[Peebles, 1993] Peebles, P. (1993). *Principles of Physical Cosmology.* Princeton University Press.

[Pen, 1998] Pen, U.-L. (1998). Topological defects with broken scale invariance. *Fundamental Parameters in Cosmology, Rencontres de Moriond.*

[Perkins, 1984] Perkins, D. (1984). *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 34:1.

[Perlmutter et al., 1997] Perlmutter, S. et al. (1997). Measurements of the Cosmological Parameters Ω and Λ from the First Seven Supernovae at $z \geq 0.35$. *ApJ*, 483:565.

[Perlmutter et al., 1998] Perlmutter, S. et al. (1998). Discovery of a supernova explosion at half the age of the Universe. *Nature*, 391:51.

[Pfenninger et al., 1994] Pfenninger, D. et al. (1994). *A&A*, 285:79.

[Phillips and Davis, 1995] Phillips, A. and Davis, L. (1995). *L.E. in Astronomical data analysis and systems IV.* R. Shaw Payne and J.J.E. Hayes.

[Phillips, 1993] Phillips, M. (1993). The absolute magnitudes of Type Ia supernovae. *ApJ*, 413:L105.

[Pskovskii, 1977] Pskovskii, Y. (1977). Light curves, color curves, and expansion velocity of type i supernovae as functions of the rate of brightness decline. *Soviet Astronomy*, 21:675.

[Reinecke et al., 1998] Reinecke, M., Hillebrandt, W., and Niemeyer, J. (1998). Thermonuclear explosions of chandrasekhar-mass c+o white dwarfs. *atro-ph/9812120.*

[Renault et al., 1997] Renault, C. et al. (1997). *A&A*, 324:L69.

[Richmond et al., 1995] Richmond, M. et al. (1995). UBVRI Photometry of the type Ia SN 1994D in NGC 4526. *AJ*, 109:2121.

[Riess et al., 1998] Riess, A. et al. (1998). BVRI Light Curves for 22 Type Ia Supernovæ. *AJ.*

[Riess et al., 1995] Riess, A., Press, W., and Kirshner, R. (1995). Using Type Ia supernova light curve shapes to measure the Hubble constant. *ApJ*, 438:L17.

[Riess et al., 1996] Riess, A., Press, W., and Kirshner, R. (1996). A precise distance indicator : Type Ia supernova multicolor light-curve shape. *ApJ*, 473:88.

[Robertson, 1935] Robertson, H. P. (1935). Kinematics and world structure. *ApJ*, 82:248.

[Robertson, 1936] Robertson, H. P. (1936). Kinematics and world structure. *ApJ*, 83:187.

[Ruiz-Lapuente, 1998] Ruiz-Lapuente, P. (1998). Cosmological insights from supernovæ. *astro-ph/9810423*.

[Sadat et al., 1998] Sadat, R., Blanchard, A., Guidernoni, B., and Silk, J. (1998). Cosmic star formation and Type Ia/II supernova rates at high z. *A&A*, 331:L69.

[Sandage, 1970] Sandage, A. (1970). . *Physics Today*, page 34.

[Schechter, 1976] Schechter, P. (1976). *ApJ*.

[Schlegel et al., 1998] Schlegel et al. (1998). *ApJ*, 500:525.

[Schmidt et al., 1998] Schmidt, B. et al. (1998). The High-Z supernova search: measuring cosmic deceleration and global curvature of the Universe using type Ia supernovae. *ApJ*, 507:46.

[Shu, 1982] Shu, F. (1982). *The physical Universe, an introduction to physical astronomy*. University Science Books.

[Slipher, 1918] Slipher, V. (1918). A new type of nebular spectrum. *Bulletin / Lowell Observatory*, 81:63.

[Smoot, 1992] Smoot, G. F. (1992). Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First Year Maps. *ApJ*, 396:L1.

[Steigman, 1976] Steigman, G. (1976). *ARAA*, 14:339.

[Tammann et al., 1994] Tammann, G., Löffler, W., and Schröder, A. (1994). *ApJ Supp.*, 92:487.

[Tegmark, 1998] Tegmark, M. (1998). Cosmic complementarity : probing the acceleration of the universe. *ApJ*, 504:L57.

[Tomaney and Crotts, 1996] Tomaney, A. B. and Crotts, A. P. (1996). Expanding the Realm of Microlensing Surveys with Difference Image Photometry. *AJ*, 112:2872.

[Walker, 1936] Walker, A. G. (1936). On Milne's theory of world structure. *Proc. London Math. Soc.*, 42:90.

[Wang, 1993] Wang, Z. (1993). Historical supernovæ and supernova remnants. *Proceedings of the 145th IAU Colloquium : Supernovæ and supernova remnants, Xian, China*.

[Wells et al., 1994] Wells, L. et al. (1994). The type Ia supernova 1989B in NGC3627 (M66). *AJ*, 108:2333.

[Wheeler, 1990] Wheeler, J. (1990). *A journey into gravity and spacetime.* Scientific American Library.

[Wheeler et al., 1998] Wheeler, J. et al. (1998). Explosion Diagnostics of Type Ia Supernovae From Early Infrared Spectra. *ApJ*, 496:908.

[Wheeler and Harkness, 1990] Wheeler, J. and Harkness, R. (1990). *Rep. Prog. Phys.*, 53:1467.

[Woosley, 1990] Woosley, S. (1990). *Supernovæ.* Springer.

[York, 1966] York, D. (1966). Least-squares fitting of a straight line. *Canadian Journal of Physics*, 44:1079.