



**HAL**  
open science

# Étude de l'extinction par la poussière interstellaire dans les lentilles gravitationnelles

Christophe Jean

► **To cite this version:**

Christophe Jean. Étude de l'extinction par la poussière interstellaire dans les lentilles gravitationnelles. Astrophysique [astro-ph]. Université de Liège, 2005. Français. NNT: . tel-00010174

**HAL Id: tel-00010174**

**<https://theses.hal.science/tel-00010174>**

Submitted on 16 Sep 2005

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

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

**Université de Liège**  
Faculté des Sciences  
Institut d'Astrophysique et de Géophysique

**Étude de l'extinction par la poussière  
interstellaire dans les lentilles  
gravitationnelles**

Christophe JEAN

Dissertation présentée en vue de l'obtention  
du grade de Docteur en Sciences

**Année académique 2004–2005**



## Remerciements

*JE* souhaite tout d'abord exprimer mes remerciements les plus chaleureux à mon promoteur Jean Surdej qui a initié et guidé ce travail et qui a toujours été disponible pour me conseiller, m'aider et répondre à mes questions, malgré un emploi du temps très chargé. J'ai énormément apprécié sa bienveillance tout au long de ces années.

J'adresse aussi mes plus sincères remerciements à Jean-Pierre Swings et Jean Surdej pour leur dévouement à rechercher les multiples sources de financement dont j'ai bénéficié.

Je remercie également notre secrétaire Denise Caro pour son efficacité dans l'accomplissement de fastidieuses tâches administratives.

Ma gratitude va aussi à mes collègues, notamment Jean-François Claeskens, Dominique Sluse et Alain Smette, avec lesquels j'ai eu des discussions très fructueuses et riches en conseils. Je suis particulièrement reconnaissant envers Alain Smette d'avoir réduit les spectres du mirage gravitationnel RX J0911+0551 et envers Damien Hutsemékers de m'avoir fourni les spectres réduits du mirage gravitationnel H1413+117.

Je remercie tout aussi vivement mes nombreux amis de l'Institut et d'ailleurs, qui ont fait de ces années liégeoises un magnifique album de souvenirs inoubliables. Je pense en particulier à Hugues Sana, Olivier Moreau, Hervé Lamy, Christophe Libbrecht, Dominique Sluse, Élisabeth Di Pietro, Bernard Vangeyte, Pierre Royer, Yves De Rop, Alain Zeippen, Eric et Francine Gosset, Michaël De Becker, Joël Poels, Jean-François Claeskens, Yaël Nazé, Robert Sip, Murielle Kirkove, Francis Zégut et mes amis internautes, les membres de l'a.s.b.l. « Capitale Rock & Culture » de Waremme ainsi que les guindaillants et guindaillantes de l'Ordre de la Questure Raymaldienne. Que ceux et celles que j'ai oubliés veuillent bien me pardonner.

Un grand merci également à mon ami François Le Berre qui est à l'origine de ma passion pour l'astronomie, et à mes premiers professeurs d'astrophysique à l'Université, Monique Aubier et Thomas Widemann, qui ont entretenu cette passion.

Enfin, je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance envers mes parents qui m'ont toujours soutenu depuis le début.



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>9</b>
<b>Abstract</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Extinction</b>	<b>17</b>
1.1 Définitions . . . . .	17
1.2 Historique des premières études sur l'extinction interstellaire . . . . .	19
1.3 La loi d'extinction dans la Galaxie . . . . .	20
1.3.1 Détermination de la loi d'extinction . . . . .	20
1.3.2 Description générale . . . . .	21
1.3.3 Le pic à 2175 Å . . . . .	21
1.4 La loi d'extinction dans des galaxies proches . . . . .	25
1.4.1 Les Nuages de Magellan . . . . .	25
1.4.2 La galaxie d'Andromède M31 . . . . .	26
1.4.3 Quelques autres galaxies proches . . . . .	27
<b>2 Les lentilles gravitationnelles</b>	<b>31</b>
2.1 Description générale et définitions . . . . .	31
2.1.1 Présentation . . . . .	31
2.1.2 Équation de la lentille . . . . .	31
2.1.3 Anneau d'Einstein . . . . .	32
2.1.4 Amplification en flux . . . . .	33
2.1.5 Lignes critiques et caustiques . . . . .	33
2.1.6 Délai temporel . . . . .	33
2.1.7 Effet de microlentille . . . . .	33
2.2 Historique . . . . .	34
2.2.1 Avant 1919 . . . . .	34
2.2.2 Entre 1919 et 1937 . . . . .	34
2.2.3 Entre 1963 et 1979 . . . . .	35
2.2.4 Après 1979 . . . . .	35
2.3 Phénomènes affectant la photométrie observée des mirages . . . . .	36
2.3.1 Cas idéal . . . . .	36
2.3.2 Extinction . . . . .	36
2.3.3 Variations intrinsèques de la source et délais temporels . . . . .	37
2.3.4 Effet de microlentille . . . . .	37

2.3.5	Conclusion . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Estimation du redshift d'une lentille</b>	<b>39</b>
3.1	Introduction . . . . .	39
3.2	Description de la méthode . . . . .	40
3.2.1	Présentation générale . . . . .	40
3.2.2	Contraintes sur le nombre minimal d'observations . . . . .	41
3.2.3	Vérification à l'aide des diagrammes couleur - couleur . . . . .	42
3.2.4	Ajustement des paramètres recherchés . . . . .	47
3.2.5	Influence de la forme de la loi d'extinction sur l'efficacité de la méthode . . . . .	48
3.3	Simulations . . . . .	51
3.3.1	Introduction . . . . .	51
3.3.2	Erreur sur l'estimation de $z_l$ . . . . .	51
3.3.3	Comparaison entre les filtres . . . . .	54
3.3.4	Erreur sur l'estimation de $R_V$ . . . . .	55
3.3.5	En utilisant d'autres lois d'extinction . . . . .	57
3.4	Applications à quelques mirages gravitationnels . . . . .	58
3.4.1	La Croix d'Einstein 2237+0305 . . . . .	58
3.4.2	Le Trèfle à quatre feuilles H1413+117 . . . . .	60
3.4.3	MG 0414+0534 . . . . .	61
3.5	Généralisation . . . . .	62
3.6	Conclusion . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Extraction de la loi d'extinction</b>	<b>69</b>
4.1	Principe de la méthode . . . . .	69
4.2	Conditions pour détecter le pic à 2175 Å . . . . .	70
4.3	Applications . . . . .	71
4.3.1	Introduction . . . . .	71
4.3.2	Le mirage RX J0911+0551 . . . . .	72
4.3.3	Le mirage H1413+117 . . . . .	77
4.3.4	Le mirage RX J1131-1231 . . . . .	78
4.4	Conclusion . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Caractérisation de la loi d'extinction extraite</b>	<b>85</b>
5.1	Introduction . . . . .	85
5.2	Présentation succincte de l'analyse en composantes principales . . . . .	86
5.3	Application aux lois d'extinction . . . . .	88
5.3.1	Description de la collection originale . . . . .	88
5.3.2	Résultats de l'analyse en composantes principales . . . . .	89
5.4	Simulations . . . . .	92
5.4.1	Introduction . . . . .	92
5.4.2	Description des simulations . . . . .	92
5.4.3	Résultats . . . . .	94
5.4.4	Quelques conclusions sur les résultats . . . . .	105
5.5	Application à un cas réel . . . . .	107
5.5.1	Introduction . . . . .	107

5.5.2	Application de la méthode . . . . .	107
5.5.3	Conclusion . . . . .	112
5.6	Conclusion générale . . . . .	113
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>115</b>





# Résumé

Après avoir rappelé quelques définitions et résultats concernant l'atténuation du flux lumineux d'une source éloignée due à la poussière dans notre Galaxie et dans des galaxies proches (phénomène physique appelé « extinction »), nous décrivons brièvement le phénomène de mirage gravitationnel ainsi que les processus physiques pouvant affecter la photométrie observée des images multiples d'un quasar distant.

Nous présentons ensuite une méthode originale pour estimer le décalage vers le rouge (le « redshift ») du déflecteur (la « galaxie lentille ») d'un mirage gravitationnel. Cette méthode se base sur les effets causés par l'extinction de la lumière par la poussière interstellaire au sein de la lentille.

Après une présentation de la méthode et quelques considérations préalables, des simulations numériques sont effectuées pour tester la méthode et calculer sa précision. La méthode est ensuite appliquée à des données réelles.

Par la suite, nous tentons d'extraire la loi d'extinction de la galaxie lentille à partir des spectres des images multiples de la source d'arrière-plan.

Enfin, nous utilisons la technique de l'analyse en composantes principales pour classifier une loi d'extinction parmi une collection de lois d'extinction connues. À nouveau, après une rapide présentation de l'analyse en composantes principales et de son application aux lois d'extinction, des simulations numériques sont utilisées pour évaluer la fiabilité de la méthode, laquelle est également appliquée à un cas réel.



# Abstract

After reminding some definitions and results related to “extinction” by dust in our Galaxy and in nearby galaxies, we briefly describe the gravitational lens phenomenon as well as the physical processes which may affect the observed photometry of the multiple images of a background quasar.

We then present an original method to estimate the redshift of the deflector (“the lens galaxy”) of a gravitational lens system. This method is based on the effects caused by the extinction of light due to interstellar dust within the lens.

After a presentation of the method and some preliminary considerations, numerical simulations are carried out in order to test the method and to estimate its accuracy. The method is then applied to real data.

Later, we attempt to extract the extinction law of the lensing galaxy from the observed spectra of the multiple images of the background source.

Lastly, we use the principal components analysis technique to classify an extinction law among a collection of known ones. Again, after a short presentation of the principal components analysis and its application to extinction laws, numerical simulations are used to assess the reliability of the method, which is also applied to a real case.



# Introduction

La poussière interstellaire et les lentilles gravitationnelles jouent, dans certaines circonstances, des rôles antinomiques : la première absorbe une partie de la lumière que les secondes amplifient, même si les poussières interstellaires contribuent de par leur masse, modestement certes, à l'amplification gravitationnelle de la lumière.

Au cours du  $xx^e$  siècle, le statut de la poussière interstellaire a considérablement évolué aux yeux des astrophysiciens.

Perçue au début comme une gêne à l'observation, elle est devenue au fil du temps un sujet d'étude extrêmement développé tandis que son implication dans de nombreux processus astrophysiques devenait évidente.

Plus précisément, la poussière joue un rôle dans la thermodynamique et la chimie du milieu interstellaire, notamment comme régulateur thermique et comme catalyseur.

Elle intervient entre autres dans l'évolution des galaxies, la formation des étoiles et des systèmes planétaires et peut-être aussi les origines de la vie. En particulier, la très grande luminosité des galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge découvertes par le satellite *IRAS* provient de poussières chauffées par le rayonnement émis par de jeunes étoiles et est le signe d'une intense formation stellaire. De même, les comètes, présentes dans le système solaire depuis le tout début et probablement impliquées dans l'apparition de la vie sur Terre, contiennent des poussières interstellaires.

Les grains de poussière participent au cycle de la matière (gaz et poussière), en allant du milieu interstellaire jusqu'aux étoiles puis en revenant au milieu interstellaire.

Les grains solides se condensent dans les atmosphères « froides » des étoiles évoluées, des étoiles de type Wolf-Rayet ou des nébuleuses planétaires mais aussi dans les milieux éjectés par les novae et les supernovae. Une fois dans le milieu interstellaire diffus, les grains interagissent avec le gaz chaud, le rayonnement ultraviolet des étoiles et les rayons cosmiques et sont partiellement détruits. Dans les nuages moléculaires formés par compression du gaz diffus, agglomération de petits nuages ou condensation faisant suite à des instabilités, la taille des grains augmente par accrétion d'un revêtement de glace et par coagulation. Enfin, l'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires denses donne naissance à de nouvelles étoiles.

L'étude des lentilles gravitationnelles a elle aussi connu un développement spectaculaire au cours du  $xx^e$  siècle. Prédits théoriquement dans les années 1920–1930, les mirages gravitationnels ont suscité un encore plus grand intérêt de la part des astronomes après la découverte du premier d'entre eux en 1979. Aujourd'hui, près d'une centaine de mirages gravitationnels sont connus.

Les mirages gravitationnels sont un peu comme des bancs d'optique aux dimen-

sions cosmologiques. À ce titre, une de leurs applications est la mesure du paramètre de Hubble  $H_0$ , qui régit la vitesse d'expansion de l'Univers actuel, à partir des délais temporels observés entre les différentes composantes. Cette détermination de la valeur du paramètre de Hubble dépend fortement du modèle utilisé pour représenter la distribution de masse dans la galaxie lentille.

Une autre application des mirages gravitationnels est la mesure de la taille des nuages intergalactiques. En effet, si les rayons lumineux d'un mirage gravitationnel traversent des nuages intergalactiques, les raies d'absorption caractéristiques de ces nuages seront plus ou moins visibles sur des spectres à haute résolution des images du quasar amplifié. En comparant entre eux les systèmes de raies d'absorption, il est possible de contraindre la taille des nuages intergalactiques.

L'observation des mirages gravitationnels permet aussi de calculer la masse de la galaxie lentille à l'origine de l'amplification gravitationnelle. Cette masse « gravitationnelle » est bien plus élevée que la masse « lumineuse », laquelle est estimée à partir de la luminosité observée de la galaxie lentille lorsque celle-ci est suffisamment bien détectée. Cette différence est une preuve supplémentaire de l'existence de matière « sombre » dans l'Univers. De plus, la configuration géométrique des images d'un mirage gravitationnel permet d'évaluer la distribution de la masse dans la lentille.

D'autre part, l'amplification gravitationnelle agit comme une loupe sur l'image de la source d'arrière-plan et permet en théorie d'observer cette dernière de manière plus détaillée, notamment dans le cas de la présence d'un anneau d'Einstein. L'apparition d'un événement de microlentille peut aussi fournir des informations supplémentaires sur la source.

Enfin, des études statistiques sur les mirages gravitationnels permettent de contraindre les valeurs de la constante cosmologique  $\lambda_0$  et de la densité de l'Univers  $\Omega_0$  car ces paramètres interviennent dans le calcul des distances angulaires et du volume effectif dans lequel une lentille produit plusieurs images d'une source d'arrière-plan.

Les lentilles gravitationnelles constituent ainsi des outils très puissants pour explorer des objets situés aux confins de l'Univers et aussi pour estimer les valeurs des paramètres cosmologiques.

C'est ce mariage un peu paradoxal entre un effet amplificateur et un effet atténuateur de la lumière émise par une source d'arrière-plan, effets tous deux produits au sein d'une même galaxie, que nous allons étudier dans ce travail.

Nous commençons par un chapitre consacré à l'extinction de la lumière par la poussière interstellaire. Dans ce chapitre, nous rappelons quelques définitions. Nous exposons ensuite un petit historique des études faites sur le sujet puis présentons les lois d'extinction de la Galaxie et de quelques galaxies proches.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons le phénomène de mirage gravitationnel en incluant ici aussi un historique des principales découvertes et en énumérant les processus susceptibles d'affecter la photométrie observée des mirages gravitationnels.

Le troisième chapitre présente notre méthode pour estimer le redshift de la galaxie à l'origine de l'effet de mirage. Après la description de la méthode et quelques considérations préalables, les résultats de simulations de type Monte Carlo illustrent la précision de la méthode. L'application de cette méthode à trois mirages gravitationnels est présentée ensuite.

Dans le quatrième chapitre, nous tentons d'extraire, avec plus ou moins de succès, la loi d'extinction de trois lentilles gravitationnelles.

Enfin, le cinquième et dernier chapitre est dédié à la caractérisation d'une loi d'extinction au moyen de l'analyse en composantes principales. Après une présentation de cette technique et de son application aux lois d'extinction, des simulations de type Monte Carlo sont à nouveau utilisées pour vérifier l'efficacité de la méthode et estimer sa précision en fonction des différents paramètres. Cette méthode est ensuite appliquée à un cas réel.





# Chapitre 1

## Extinction

### 1.1 Définitions

Quand un rayonnement électromagnétique traverse un milieu matériel, son intensité est atténuée tout au long du parcours par la combinaison de deux phénomènes physiques : l'*absorption* et la *diffusion*.

L'*absorption* consiste en l'interaction entre un photon et un atome qui capture ce photon, atteint un niveau d'énergie plus élevé (ou est même ionisé), transfère par collision tout ou partie de ce gain d'énergie à un autre atome puis retourne à son état initial (ou subit une autre collision) en émettant un photon de plus faible énergie (plus grande longueur d'onde) correspondant à la différence d'énergie entre celle du photon incident et celle transformée en énergie cinétique lors de la ou des collisions.

Quant à la *diffusion*, elle peut résulter, selon les conditions, d'une combinaison de trois processus différents : réflexion, collision inélastique (effet Compton) ou diffraction. À ces trois phénomènes de diffusion, on peut rajouter le cas, au moins du point de vue des effets observés, de l'absorption d'un photon suivie de la ré-émission quasi immédiate d'un photon de même longueur d'onde suivant une direction quelconque.

Soit un faisceau lumineux, de longueur d'onde  $\lambda$  et d'intensité spécifique  $I(\lambda, s)$ , traversant un milieu matériel le long d'un chemin optique d'abscisse curviligne  $s$ . Dans un premier temps, considérons uniquement l'absorption que nous supposons constante le long d'une épaisseur infinitésimale  $ds$  du milieu. Après cette épaisseur  $ds$ , l'intensité du rayonnement vaut  $I(\lambda, s) + dI(\lambda, s)$ , avec  $dI(\lambda, s)$  négative.

On définit le *coefficient d'absorption linéaire*  $\alpha$  tel que la fraction de l'intensité spécifique incidente qui a été absorbée sur la longueur  $ds$  s'exprime par :

$$-\frac{dI(\lambda, s)}{I(\lambda, s)} = \alpha(\lambda) ds. \quad (1.1)$$

La dimension de  $\alpha$  est  $L^{-1}$ .

Par un raisonnement analogue, on définit un *coefficient de diffusion linéaire*  $\sigma$ .

Dans le cas général où à la fois l'absorption et la diffusion contribuent à l'atténuation de l'intensité, on obtient l'équation suivante :

$$-\frac{dI(\lambda, s)}{I(\lambda, s)} = [\alpha(\lambda) + \sigma(\lambda)] ds. \quad (1.2)$$

On définit alors le *coefficient d'extinction linéaire*  $\kappa(\lambda)$  par :

$$\kappa(\lambda) = \alpha(\lambda) + \sigma(\lambda).$$

L'*extinction* est donc la somme de l'absorption et de la diffusion.

L'intégrale du coefficient  $\kappa(\lambda, t)$  le long du chemin optique entre le point origine et le point d'abscisse curviligne  $s$  est appelée *profondeur optique* ou *épaisseur optique* et est notée  $\tau(\lambda, s)$  :

$$\tau(\lambda, s) = \int_0^s \kappa(\lambda, t) dt. \quad (1.3)$$

Elle est sans dimension.

On obtient donc dans le cas général en intégrant l'équation (1.2) :

$$\begin{aligned} I(\lambda, s) &= I_0(\lambda) e^{-\int_0^s [\alpha(\lambda, t) + \sigma(\lambda, t)] dt} \\ &= I_0(\lambda) e^{-\int_0^s \kappa(\lambda, t) dt} \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$= I_0(\lambda) e^{-\tau(\lambda, s)} \quad (1.5)$$

où  $I_0(\lambda)$  est l'intensité du rayonnement au point origine.

On peut exprimer cette atténuation de la lumière comme une différence de magnitude, notée  $A(\lambda, s)$ , entre la magnitude observée  $m(\lambda, s)$  et la magnitude  $m_0(\lambda)$  qu'on aurait en l'absence d'extinction :

$$\begin{aligned} A(\lambda, s) &= m(\lambda, s) - m_0(\lambda) \\ &= -2,5 \log \left( \frac{I(\lambda, s)}{I_0(\lambda)} \right) \\ &= -2,5 \log (e^{-\tau(\lambda, s)}) \\ &= \frac{2,5}{\ln 10} \tau(\lambda, s) \\ &\simeq 1,086 \tau(\lambda, s). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Dans le cas particulier où le coefficient d'extinction linéaire  $\kappa(\lambda, s)$  ne varie pas le long du chemin optique, la profondeur optique  $\tau(\lambda, s)$  s'écrit simplement, d'après l'équation (1.3) :

$$\tau(\lambda, s) = \kappa(\lambda) s. \quad (1.7)$$

Dans ce cas particulier, les équations (1.5) et (1.6) deviennent respectivement :

$$I(\lambda, s) = I_0(\lambda) e^{-\kappa(\lambda) s} \quad (1.8)$$

et

$$A(\lambda, s) = \frac{2,5}{\ln 10} \kappa(\lambda) s. \quad (1.9)$$

On définit le rapport  $R$  de l'extinction totale sur l'extinction sélective entre deux longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  :

$$R(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2) - A(\lambda_1)} = \frac{A(\lambda_1)}{E(\lambda_1, \lambda_2)}$$

où  $E(\lambda_1, \lambda_2)$  est appelé *excès de couleur*.

On rencontre généralement le rapport  $R_V$  :

$$R_V = \frac{A(V)}{A(B) - A(V)} = \frac{A(V)}{E(B - V)}. \quad (1.10)$$

$R_V$  est le *rapport de l'extinction totale sur l'extinction sélective* dans la bande  $V$ .<sup>1</sup>

Enfin, la *loi d'extinction* est la fonction  $A(\lambda)$  qui décrit l'extinction de la lumière en fonction de sa longueur d'onde  $\lambda$  pour une ligne de visée donnée.

## 1.2 Historique des premières études sur l'extinction interstellaire

De nombreuses informations présentées ci-dessous proviennent de deux articles de revue récents, l'un par Li & Greenberg [53] et l'autre par Draine [28].

L'existence de zones sombres dans la Voie Lactée fut mentionnée pour la première fois en 1785 par Sir William Herschel qui les interpréta comme des « trous dans les cieux » (*holes in the heavens*).

Un siècle plus tard, en août 1889, Edward Barnard commença à prendre des clichés de ces zones sombres et rapporta l'observation de vastes régions en forme de nuages avec des structures bien particulières.

Au début du  $xx^e$  siècle, les astronomes réalisèrent qu'il s'agissait bien de « corps absorbants » plutôt que de zones dépourvues d'étoiles.

Parallèlement, l'extinction interstellaire fut mise en évidence dès 1847 par F.G. Wilhelm Struve qui observa que le nombre d'étoiles par unité de volume diminuait avec la distance au Soleil. À moins que ce dernier ne se trouve fortuitement au centre d'une concentration locale d'étoiles et qu'il occupe donc une position très exceptionnelle, la découverte de Wilhelm Struve ne peut s'expliquer que si elle correspond à un effet apparent dû à l'extinction de la lumière. Jacobus C. Kapteyn, au début du  $xx^e$  siècle, arriva à la même conclusion et, en considérant une densité stellaire réelle constante, calcula une extinction d'environ  $1,6 \text{ mag.kpc}^{-1}$  (magnitude visuelle), peu différente de la valeur actuellement admise d'environ  $1,8 \text{ mag.kpc}^{-1}$  en supposant une densité en hydrogène  $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$ .

Schalén obtint en 1929 des valeurs de coefficients d'extinction assez différentes selon la région du ciel étudiée.

Robert J. Trumpler [97], en 1930, fut le premier à apporter la preuve de l'existence du rougissement interstellaire en comparant les distances d'amas ouverts par deux méthodes différentes. D'une part, à partir du type spectral des étoiles constituant l'amas, il détermina la luminosité intrinsèque de l'amas puis, à l'aide de la magnitude apparente, il en déduisit une *distance photométrique*. D'autre part, il classa les amas en différentes catégories en fonction du nombre d'étoiles présentes et de la concentration stellaire au centre. Il supposa ensuite que les amas appartenant à une catégorie donnée avaient le même diamètre linéaire et, en mesurant le diamètre angulaire apparent de ces amas, calcula pour chacun d'eux une *distance géométrique*.

---

<sup>1</sup> $E(B - V)$  est une notation habituelle pour exprimer l'excès de couleur entre les filtres  $B$  et  $V$ .

En comparant, pour chaque amas, les deux distances ainsi calculées, Trumpler vint à la conclusion de l'existence d'une extinction générale qui, atténuant la lumière émise par les amas, les fait paraître plus lointains qu'ils ne le sont réellement : la *distance photométrique* est plus grande que la *distance géométrique* et cette différence augmente avec la distance. Il mit aussi en évidence une extinction sélective : les objets plus lointains sont non seulement plus faibles mais, de plus, le sont davantage dans le bleu que dans le rouge d'où le terme de *rougissement interstellaire*. Enfin, il suggéra que le milieu responsable de l'extinction sélective était constitué de fines particules de poussière essentiellement, mais inégalement, réparties dans le plan galactique.

Des observations ultérieures, par Hall en 1937 d'une part et par Stebbins, Huffer et Whitford en 1939 d'autre part, révélèrent une loi d'extinction variant linéairement en  $1/\lambda$  pour  $\lambda$  compris entre  $0,33 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ .

Enfin, signalons brièvement la découverte en 1922 des raies d'absorption interstellaire à  $5780 \text{ \AA}$ ,  $5797 \text{ \AA}$ ,  $6284 \text{ \AA}$  et  $6614 \text{ \AA}$ , aujourd'hui appelées *Bandes Interstellaires Diffuses* (« Diffuse Interstellar Bands » ; DIB en anglais) dont le caractère interstellaire a été établi en 1934 par Paul W. Merrill mais qui ne sont toujours pas identifiées avec certitude. Mentionnons aussi la confirmation en 1941 de l'existence d'un rayonnement diffus interstellaire détecté par van Rhijn en 1921 et la mise en évidence de la polarisation linéaire interstellaire en 1949, indépendamment par Hall et par Hiltner.

## 1.3 La loi d'extinction dans la Galaxie

### 1.3.1 Détermination de la loi d'extinction

Trumpler [98], toujours en 1930, obtint une des premières lois d'extinction (si ce n'est la première) en traçant, en fonction de la longueur d'onde, les différences de magnitudes observées entre des étoiles d'amas d'une part et des étoiles de référence non rougies et de même type spectral d'autre part. Pour chacune des étoiles, on doit connaître la distance (mesurée par une méthode non photométrique, comme la parallaxe) et le type spectral pour s'assurer que les étoiles sont de même température et donc de même luminosité. En comparant le spectre théorique correspondant à un type spectral donné et le spectre observé d'une étoile de même type, on peut déterminer si l'étoile est rougie ou pas. Trumpler mesura ainsi les lois d'extinction relative vers les deux amas NGC 6910 et NGC 6913 entre environ  $3400 \text{ \AA}$  et  $6300 \text{ \AA}$ . Il restait cependant le problème de la détermination du point zéro pour avoir une mesure absolue de l'extinction.

La loi d'extinction s'exprime généralement sous la forme  $A(\lambda)/A(V)$  ou sous la forme :

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \frac{A(\lambda) - A(V)}{A(B) - A(V)} = \frac{A(\lambda)}{A(B) - A(V)} - R_V \text{ avec } R_V = \frac{A(V)}{A(B) - A(V)}.$$

L'utilisation de  $A(V)$  comme extinction de référence dans l'expression  $A(\lambda)/A(V)$  est arbitraire et est conservée encore aujourd'hui pour des raisons historiques même s'il serait plus judicieux de considérer comme référence l'extinction à une longueur d'onde dans le proche infrarouge. En effet, l'extinction dans le proche infrarouge

( $\lambda \geq 0,9 \mu\text{m}$ ) dépend beaucoup moins de la ligne de visée et elle est aussi plus faible. Placée au dénominateur, elle peut, en revanche, disperser les valeurs de la loi d’extinction.

Une autre méthode de détermination de la loi d’extinction est de compter les étoiles ou les galaxies en fonction de leur brillance apparente (voir, par exemple le travail de Jacobus C. Kapteyn en 1904 [47]).

### 1.3.2 Description générale

D’une manière générale, la loi d’extinction dans la Galaxie a été plus abondamment et plus précisément étudiée dans un domaine de longueurs d’ondes compris entre l’ultraviolet (observations du satellite *IUE*; *International Ultraviolet Explorer*) et le proche infrarouge (observations au sol) soit  $0,12 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10 \mu\text{m}$ . Cependant, des études ont aussi été effectuées dans l’infrarouge, l’infrarouge lointain, l’ultraviolet lointain et le domaine des rayons X.

Les premières modélisations mathématiques de la courbe d’extinction par Seaton [90] remontent à 1979 et en 1989, Cardelli *et al.* [17] présentent des formules analytiques pour l’extinction dans la Galaxie. Ces formules sont calculées par ajustement de fonctions simples autour de points de mesure obtenus dans différentes régions du ciel dans un domaine de longueurs d’onde s’étendant de l’ultraviolet au proche infrarouge. Ces fonctions ne dépendent que du paramètre  $R_V$ , à nouveau pour des raisons pratiques.

La figure 1.1 montre les lois d’extinction  $A(\lambda)/A(V)$  en fonction de  $1/\lambda$  calculées à partir de ces fonctions analytiques pour différentes valeurs de  $R_V$ , c’est-à-dire différentes régions du ciel. À une ligne de visée traversant un milieu interstellaire de faible densité correspond habituellement une faible valeur de  $R_V$ , environ 3,1, qui est une valeur typique pour la région de la Galaxie autour du Soleil.

L’observation des courbes d’extinction de la figure 1.1 permet de distinguer trois « régimes » selon le domaine de longueur d’onde considéré :

1. une croissance de l’extinction approximativement linéaire en  $1/\lambda$  dans la partie proche infrarouge et visible, indépendamment de la valeur de  $R_V$  ;
2. un pic plus ou moins marqué centré en  $1/\lambda_0 = 4,6 \mu\text{m}^{-1}$  soit  $\lambda_0 = 2175 \text{ \AA}$  ;
3. une forte augmentation de l’extinction dans l’ultraviolet lointain.

Nous allons maintenant nous intéresser de plus près au pic d’extinction à  $2175 \text{ \AA}$ .

### 1.3.3 Le pic à $2175 \text{ \AA}$

#### Caractéristiques générales

En 1965, Stecher [93] découvre, centré en  $\lambda_0^{-1} = 4,4 \mu\text{m}^{-1}$ , un pic fort arrondi dans la courbe d’extinction obtenue par des observations de paires d’étoiles. Dans un article compagnon, Stecher & Donn [94] font le lien entre ce maximum d’extinction à  $4,4 \mu\text{m}^{-1}$  et le graphite en se basant sur des mesures en laboratoire de la diffusion de Mie par des particules de graphite. Ils avancent même l’hypothèse d’un revêtement sur les particules de graphite ou de la présence d’autres petites particules pour expliquer l’extinction dans l’ultraviolet plus lointain. Le graphite, constitué de couches

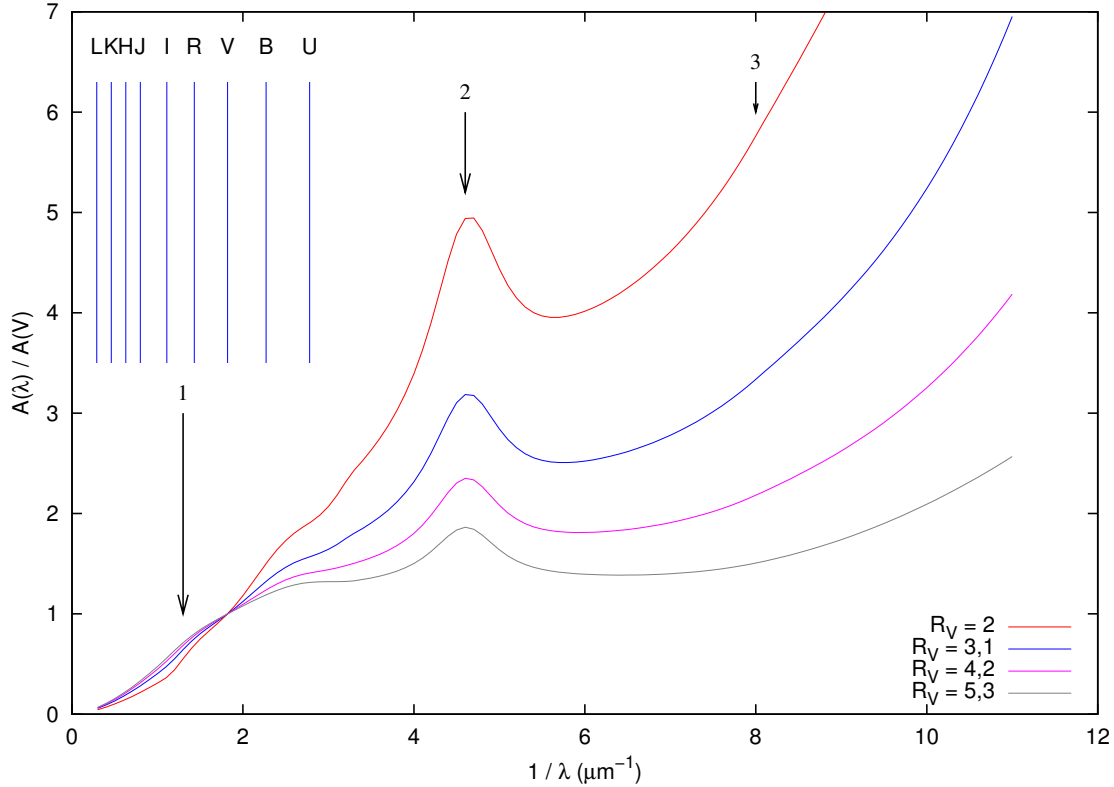


FIG. 1.1 – Exemples de courbes d’extinction de la Galaxie calculées pour 4 valeurs de  $R_V$  à l’aide des formules de Cardelli *et al.* [17]. Les positions des filtres U, B, V, R, I, J, H, K et L sont indiquées.

qui forment un réseau d’anneaux hexagonaux d’atomes de carbone (voir Donn [27]), avait déjà été étudié par Hoyle & Wickramasinghe [42] en 1962 pour reproduire la loi d’extinction.

Savage [84], en 1975, observe une corrélation entre la force du pic et  $E(B - V)$  et démontre ainsi l’origine interstellaire, et donc non circumstellaire, du pic.

Ce pic est caractérisé par une longueur d’onde centrale étonnamment constante, quelle que soit la région du ciel observée ( $\lambda_0 = 2174,4 \text{ \AA} \pm 17 \text{ \AA}$ ), alors qu’au contraire sa largeur à mi-hauteur et sa force sont très variables [35].

Enfin, il est souvent décrit par un profil de Drude (voir fig. 1.2) qui peut facilement être interprété comme une section efficace d’extinction dans le cadre de l’hypothèse de la théorie de Drude des métaux [35]. Le profil de Drude  $d(x)$  s’écrit sous la forme suivante :

$$d(x) = \frac{a}{(x - x_0^2/x)^2 + \gamma^2} \quad (1.11)$$

où  $a$  est le facteur d’échelle de la fonction de Drude,  $x_0$  la position centrale du pic et  $\gamma$  la largeur à mi-hauteur.

Le fait que pratiquement tous les pics observés sont très bien décrits par un profil de Drude est une contrainte forte sur la sphéricité ou la quasi-sphéricité des particules à l’origine de cet excès d’extinction [82], considéré ici comme de l’absorption pure [102]. De plus, on n’observe pas d’excès de polarisation à  $2175 \text{ \AA}$  dans la plupart

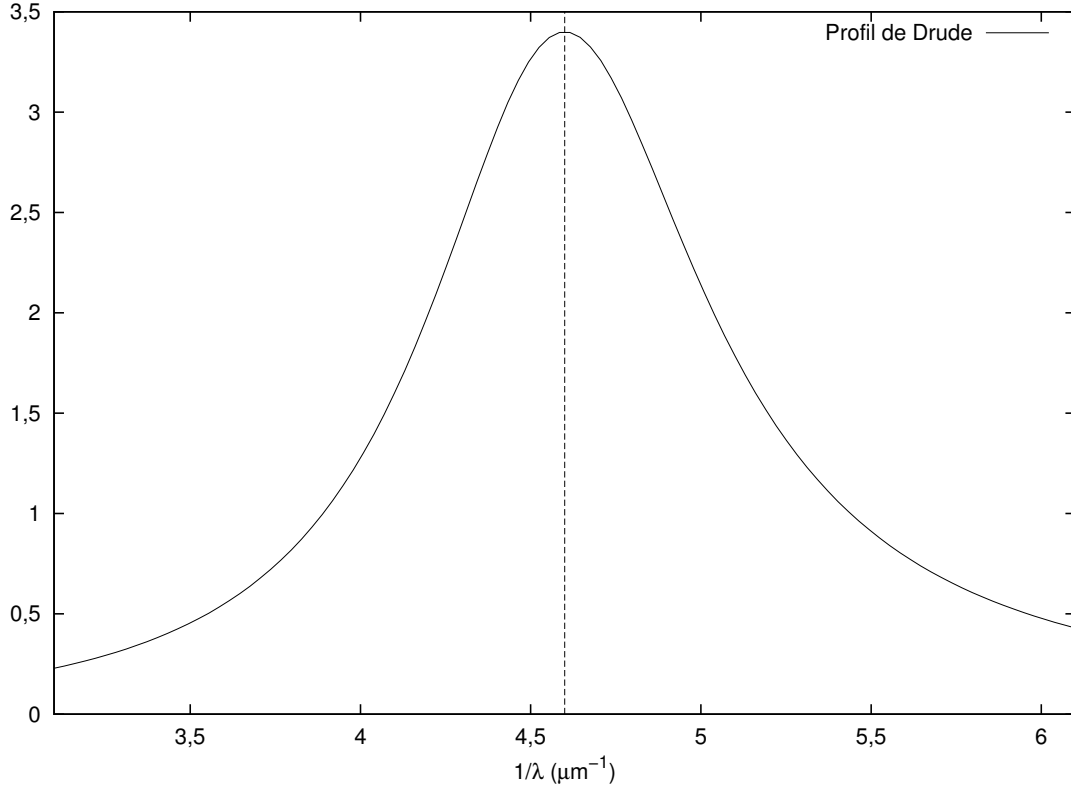


FIG. 1.2 – Un exemple de profil de Drude avec  $a = 3,4$ ,  $x_0 = 4,6$  et  $\gamma = 1$ .

des cas [28], ce qui signifie que les particules responsables du pic sont soit sphériques soit orientées aléatoirement [82].

### Interprétations physiques du pic

L'explication proposée par Stecher & Donn [94] en 1965, à savoir des particules de graphite éventuellement recouvertes d'autres particules ou molécules, est toujours d'actualité. Elle a été depuis enrichie par des études et des modèles.

Gilra, en 1972 (cité par Hecht [39]), rejette les particules non graphitiques parce qu'on observerait alors une autre forte raie près de  $1\,650\text{ \AA}$ . Il rejette aussi le graphite pur parce que dans ce cas le pic serait décalé à  $2\,080\text{ \AA}$ .

Mathis *et al.* [61] s'attachèrent en 1977 à reproduire la loi d'extinction galactique en ajustant la distribution en taille d'un composé ou d'une combinaison de composés parmi le graphite, l'olivine, le fer... Ils obtinrent les meilleurs résultats avec des mélanges contenant tous du graphite et une distribution de la taille des grains en loi de puissance décroissante :  $n(a) \propto a^{-q}$  avec  $q \simeq 3,5$  et  $0,005\text{ }\mu\text{m} < a < 1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $a$  étant la taille des grains. Pour les plus petites particules, la distribution est inconnue car ces particules sont dans la limite de Rayleigh ( $a \ll \lambda/2\pi$ ), c'est-à-dire que l'extinction par unité de masse de matière est indépendante de la taille des particules.

Hecht [39] proposa en 1986 un modèle pour expliquer la constance de la longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  du pic et la variabilité de sa largeur. Le fait que  $\lambda_0$  soit très peu variable est une contrainte très forte sur la distribution de la taille des particules qui



doit être la même partout. En effet, Savage [84] fit remarquer en 1975 que le moindre changement dans la taille des particules décalait la longueur d'onde centrale du pic au-delà des limites observées. Dans le modèle proposé par Hecht [39], les particules à l'origine du pic à 2175 Å seraient de petits grains (moins de 50 Å de rayon) de carbone déshydrogénés : en effet, les petits grains sont plus facilement chauffés par les photons à des températures de l'ordre de 1000 – 1500 K et perdent leur hydrogène. Les autres grains, plus gros, conservent leur hydrogène et ne contribuent pas au pic.

Toujours à propos du graphite, Draine & Malhotra [29] étudièrent en 1993 les effets produits sur le profil du pic par des changements dans la distribution de la taille des grains et dans la forme de ces derniers ainsi que par des revêtements de glace ou d'autres matériaux. Ils envisagèrent aussi les conséquences de l'agglomération avec d'autres grains. Ils conclurent que tous ces effets ne pouvaient expliquer les variations observées de la largeur du pic qui seraient en fait dues à des modifications des propriétés diélectriques du graphite.

Enfin, la température de l'environnement et d'éventuelles impuretés se fixant sur les petits grains peuvent aussi modifier la largeur du pic. Selon Fitzpatrick & Massa [35], un pic large est observé dans les régions denses et calmes tandis qu'un pic étroit l'est pour des milieux plus diffus ou des régions de formation d'étoiles récente.

D'autre part, la loi d'extinction peut aussi être altérée par des causes extérieures comme une explosion de supernova. Seab & Shull [89] montrent en 1983 à l'aide de simulations numériques qu'une onde de choc consécutive à une explosion de supernova détruit préférentiellement les gros grains par rapport aux petits et les silicates au graphite. En raison d'une énergie de liaison plus élevée, le graphite est plus résistant aux collisions entre grains produites par l'onde de choc et est donc moins détruit que les silicates. Comme ceux-ci sont considérés comme responsables de l'extinction dans le domaine optique, leur destruction implique une plus faible extinction dans ce domaine et donc un renforcement relatif du pic à 2175 Å. Effectivement, on observe un pic plus prononcé à proximité des restes des supernovae Monoceros Loop, Shajn 147 et Vela.

De nombreux autres types de particules ont été proposés pour expliquer le pic à 2175 Å [28].

Les molécules PAH (abréviation de *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*), envisagées dès 1968 [27], constituent aussi des candidats très sérieux pour l'explication d'au moins une partie de l'excès d'extinction à 2175 Å [22, 28].

En 2003, Chhowalla *et al.* [20] effectuèrent en laboratoire des mesures d'absorption dans l'ultraviolet et le domaine visible avec des échantillons très purs d'« oignons » de carbone et conclurent que ces derniers pourraient fort bien être à l'origine du pic à 2175 Å.

Récemment, Bradley *et al.* [8] détectèrent le pic d'absorption à 2175 Å dans des grains interstellaires incrustés dans des particules de poussière interplanétaire. Le pic serait ici causé par du carbone organique et des silicates amorphes qui se trouvent en abondance dans les particules interplanétaires et le milieu interstellaire. La multiplicité de l'origine du pic pourrait expliquer selon eux la stabilité de sa longueur d'onde centrale et la variabilité de sa largeur.

Bien d'autres candidats ont été étudiés et la littérature sur ce pic d'extinction encore incomplètement expliqué est très abondante.

## 1.4 La loi d’extinction dans des galaxies proches

### 1.4.1 Les Nuages de Magellan

La première « loi d’extinction » dans l’ultraviolet du Grand Nuage de Magellan date de 1975 grâce à des observations – en fait, quelques points – du satellite néerlandais *ANS* (abréviation de *Astronomical Netherlands Satellite*) de la région 30 Dor [7]. Cette loi est différente de celle de la Galaxie : le pic est moins marqué mais en revanche l’extinction dans l’ultraviolet lointain est beaucoup plus importante.

En 1985, Clayton & Martin [23], confirmés par Fitzpatrick [33, 34], distinguent deux types de lois d’extinction selon la région observée : d’une part, une loi marquée par un faible pic à 2175 Å et, au contraire, une plus importante extinction dans l’ultraviolet lointain dans la région de la nébuleuse de la Tarentule (30 Doradus) ; d’autre part, une loi assez semblable à celle caractéristique de la Galaxie en dehors de cette région.

La nébuleuse de la Tarentule est une zone de formation stellaire. Les grains de poussière(s) de cette région sont donc exposés à un rayonnement ultraviolet intense qui détruirait une partie des grains responsables du pic à 2175 Å, ce qui expliquerait sa faiblesse.

Cette distinction entre les deux types de lois d’extinction est nuancée par Misselt *et al.* [65] qui confirment la nette différence pour l’intensité du pic mais qui observent aussi des courbes d’extinction dans la région de la nébuleuse de la Tarentule avec une extinction dans l’ultraviolet lointain semblable à celle du reste du Grand Nuage de Magellan.

En ce qui concerne le Petit Nuage de Magellan, la première mesure de la loi d’extinction est due à Rocca-Volmerange *et al.* [81] en 1981 et, en 1984, Prévot *et al.* [77] publient une version améliorée de cette loi grâce à de nouvelles observations d’étoiles soigneusement sélectionnées au préalable. Cette nouvelle loi est présentée comme étant plus typique du Petit Nuage de Magellan. Elle est quasi linéaire sur tout le domaine de nombres d’ondes étudié (entre environ 2 et 8  $\mu\text{m}^{-1}$ ) et le pic à 2175 Å est invisible.

En 1998, Gordon & Clayton [36] publient les lois d’extinction obtenues en direction de quatre étoiles du Petit Nuage de Magellan à partir de spectres à bon rapport signal-sur-bruit du satellite *IUE*. Pour trois d’entre elles, le pic à 2175 Å est absent alors qu’il est visible sur la quatrième loi d’extinction. Dans le premier cas, la ligne de visée traverse une zone de formation d’étoiles récente tandis que dans le second cas la ligne de visée passe à travers une zone plus calme.

Les auteurs soutiennent l’hypothèse selon laquelle les caractéristiques de la poussière interstellaire dépendent de l’existence ou non d’un épisode de formation stellaire récente mais ils pensent que d’autres paramètres environnementaux comme la métallicité interviennent aussi.

Gordon *et al.* [37] comparent en 2003 diverses lois d’extinction mesurées pour les Nuages de Magellan et la Galaxie. Ils montrent qu’il existe une certaine continuité dans les variations entre les différentes lois d’extinction selon les régions observées de la Galaxie et des Nuages de Magellan, allant des zones calmes jusqu’à celles à forte formation stellaire.

Ils mettent aussi en avant les biais inhérents à la détermination des lois d’extinction actuelles dans la Galaxie et les Nuages de Magellan : la proximité des étoiles étudiées, et donc la faible diversité des environnements, pour les études galactiques et, en ce qui concerne les Nuages de Magellan, les régions de formation stellaire active en raison de la sélection de lignes de visée vers des étoiles supergéantes OB.

Enfin, signalons qu’en 1992 Pei [75] ajoute aux données les abondances relatives des grains de graphite et de silicates qui constituent le modèle de poussière classique : le graphite étant supposé être responsable du pic à 2175 Å et les silicates de l’extinction dans le domaine visible et proche infrarouge ainsi que des raies à 9,7 μm et à 18 μm. Il ajuste, sous une forme analytique dépendant de paramètres, les lois d’extinction de la Galaxie et des Nuages de Magellan.

La figure 1.3 montre les courbes d’extinction de la Galaxie et des Nuages de Magellan obtenues par utilisation des formules de Pei [75]. Nous remarquons qu’en allant de la loi d’extinction de la Galaxie (« MW ») vers celle du Petit Nuage de Magellan (« SMC ») en passant par celle du Grand Nuage de Magellan (« LMC ») l’intensité du pic à 2175 Å décroît tandis que l’extinction dans l’ultraviolet lointain croît. En ce qui concerne la loi d’extinction du Petit Nuage de Magellan, le pic à 2175 Å est même absent et l’extinction varie approximativement linéairement en  $1/\lambda$  sur tout le domaine de longueur d’onde étudié, ce qui altérera l’efficacité de notre méthode d’estimation du redshift des galaxies « lentille » si ces dernières possèdent une loi d’extinction de type « SMC » (voir sect. 3.2.5).

## 1.4.2 La galaxie d’Andromède M31

En 1996, Bianchi *et al.* [6] mesurèrent la loi d’extinction dans l’ultraviolet de la galaxie d’Andromède M31 par trois méthodes différentes :

1. comparaison de spectres de paires d’étoiles brillantes de type B appartenant à M31 ;
2. comparaison de spectres d’étoiles rougies de M31 avec ceux d’étoiles faiblement rougies appartenant à la Galaxie et se trouvant proches de la ligne de visée de M31 ;
3. comparaison de spectres d’étoiles de M31 avec des modèles d’atmosphère stellaire.

La première méthode a l’avantage d’annuler l’effet de l’extinction de la Galaxie mais elle est peu précise parce que les extinctions mesurées sont faibles. La deuxième méthode fait intervenir la correction de l’extinction de la Galaxie qui n’est pas nécessairement connue avec précision pour la ligne de visée étudiée. Enfin, en ce qui concerne la troisième méthode, des problèmes surviennent en raison de la correspondance imparfaite entre le spectre observé et le spectre théorique et de la difficulté de déterminer simultanément la température de l’étoile et l’extinction.

En conclusion, Bianchi *et al.* [6] obtinrent une loi d’extinction semblable à celle de la Galaxie mais avec un pic à 2175 Å moins marqué.

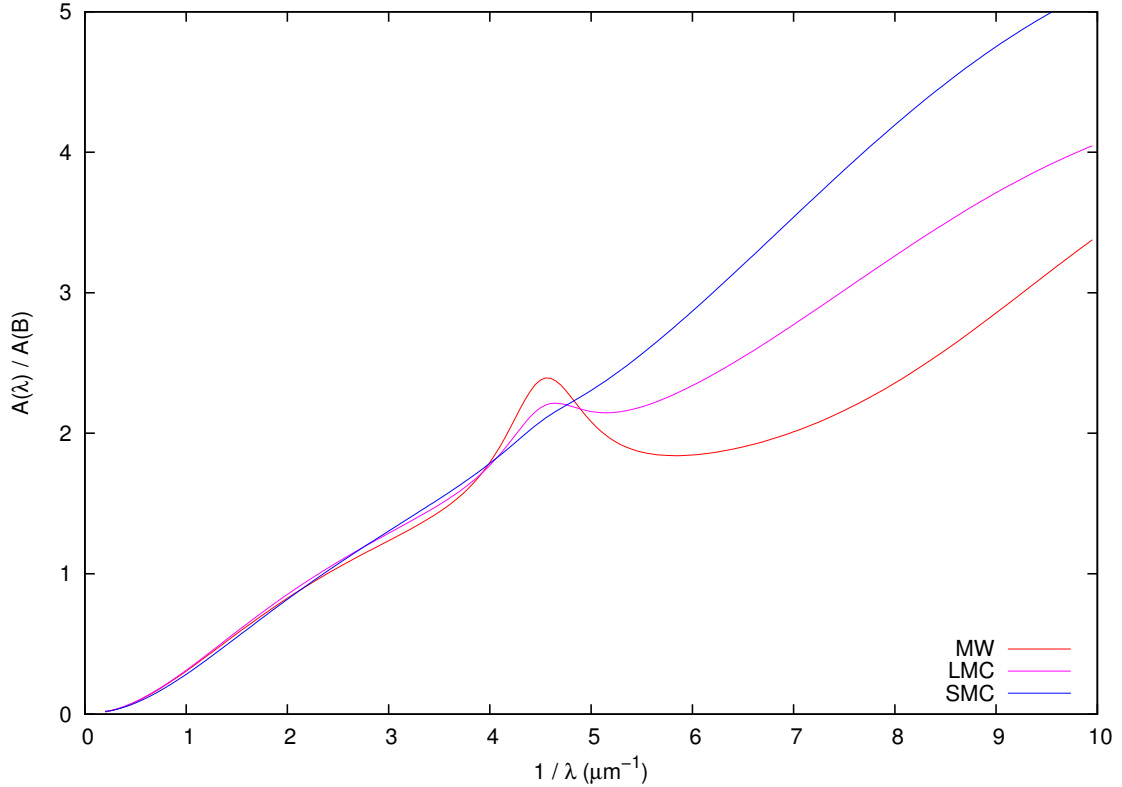


FIG. 1.3 – Courbes d’extinction déduites de la formule de Pei [75] : « MW » désigne la loi d’extinction de la Galaxie, « LMC » celle du Grand Nuage de Magellan et « SMC » celle du Petit Nuage de Magellan. Remarquez pour cette dernière l’absence du pic à  $2175 \text{ \AA}$  et sa forme quasi linéaire en  $1/\lambda$ .

### 1.4.3 Quelques autres galaxies proches

Naturellement, pour des galaxies plus éloignées, on ne peut plus obtenir la loi d’extinction le long de la ligne de visée d’une étoile particulière à cause de la résolution limitée des observations actuelles. En lieu et place de la traditionnelle méthode de l’observation spectrophotométrique d’une paire d’étoiles de même type spectral apparaissent des méthodes plus originales comme par exemple en faisant le rapport des spectres de deux galaxies de même type mais avec des inclinaisons différentes [50] ou en effectuant de la photométrie multi-couleurs de deux galaxies en interaction, l’une occultant en partie l’autre [5].

En généralisant la méthode de Kinney *et al.* [50], Calzetti *et al.* [16] obtiennent une loi d’extinction « effective » pour les galaxies à flambée d’étoiles (« starburst ») à partir d’un échantillon de 39 galaxies de ce type avec un redshift  $z \leq 0,053$ . Cette loi d’extinction est plus « grise », c’est-à-dire moins variable avec la longueur d’onde, que celles de la Galaxie et du Grand Nuage de Magellan et le pic à  $2175 \text{ \AA}$  est absent.

Quant à Berlind *et al.* [5], ils montrèrent que la poussière était essentiellement présente dans les bras spiraux de la galaxie d’avant-plan et que la courbe d’extinction dans ces bras était assez plate et ressemblait à une loi d’extinction de la Galaxie avec  $R_V = 5$ . Dans la zone inter-bras, ils trouvèrent que la loi d’extinction était plus plate

encore et, pour expliquer ceci, émettent l'hypothèse d'une distribution de poussière inhomogène, sous forme de nuages.

Sahu *et al.* [83] étudièrent la galaxie NGC 2076, une galaxie lenticulaire avec en avant-plan, le long de son grand axe, une large bande de poussière. En utilisant la partie non recouverte par la bande de poussière, ils modélisèrent la galaxie en ajustant aux données un profil de brillance de surface. En faisant le rapport de la brillance observée sur la zone modélisée, ils obtinrent des cartes d'extinction dans chacune des bandes photométriques (B, V, R et I) utilisées. À partir de ces cartes d'extinction, ils calculèrent des valeurs moyennes d'extinction et une valeur de  $R_V$  de  $2,70 \pm 0,28$ . Cependant, l'intervalle de longueurs d'ondes considéré est trop restreint pour pouvoir vraiment comparer la courbe obtenue avec les lois d'extinction de la Galaxie.

Une approche similaire avait été utilisée auparavant par Brosch *et al.* [9, 10] et Brosch & Loinger [11] pour quelques galaxies et les courbes d'extinction obtenues diffèrent plus ou moins, selon les cas, de la loi d'extinction typique de la Galaxie.

Ce ne sont que quelques exemples des études de l'extinction dans des galaxies situées au-delà du voisinage immédiat de la Galaxie. Il en existe bien d'autres.

Du fait que, pour ces objets éloignés, on ne puisse déterminer la courbe d'extinction que pour des régions étendues, l'approximation de l'écran de poussière n'est plus valable contrairement au cas de la méthode de la paire d'étoiles [16]. En effet, pour des régions étendues, la diffusion de la lumière par la poussière d'avant-plan peut rediriger des photons vers la ligne de visée alors qu'ils étaient au départ émis dans une direction différente (voir fig. 1.4).

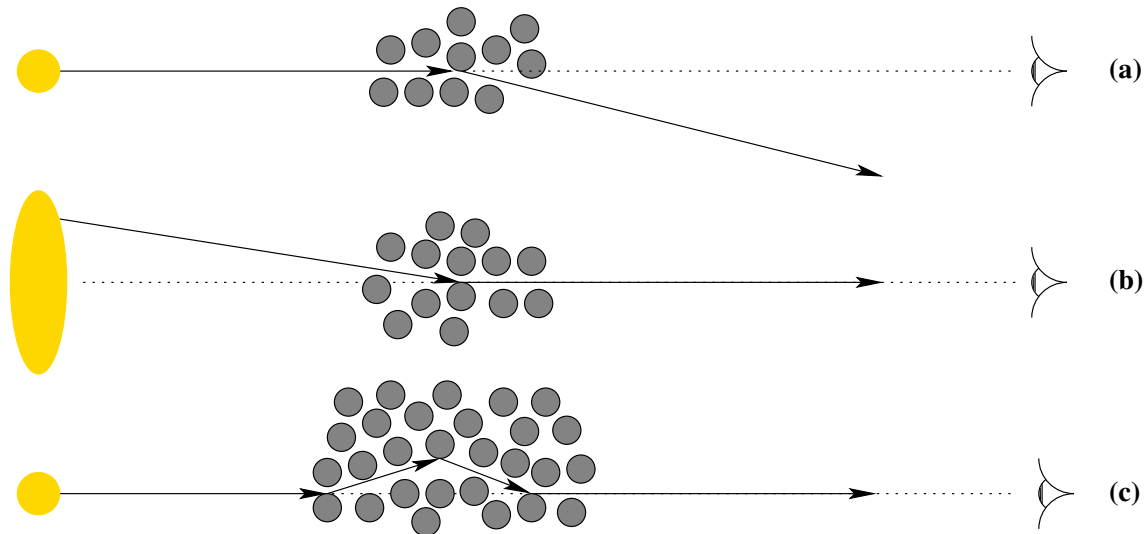


FIG. 1.4 – Schéma explicatif de trois cas de diffusion : (a) cas d'une source ponctuelle où la diffusion retire un photon de la ligne de visée; (b) cas d'une source étendue où la diffusion peut amener dans la ligne de visée un photon au départ émis suivant une direction différente de la ligne de visée; (c) cas où le chemin optique est tel que des diffusions multiples peuvent écarté des photons de la ligne de visée puis les ramener.

De plus, la diffusion étant plus efficace pour les courtes longueurs d'ondes (partie « bleue » du spectre), elle agit comme une source supplémentaire de rayonnement à ces longueurs d'ondes et compense en partie le rougissement. Ainsi, une grande quantité de poussière peut être présente dans la galaxie bien qu'on observe un relativement faible rougissement [12, 103].

Les effets observés peuvent être importants, de l'ordre de la magnitude dans le domaine visible, pour certaines galaxies très lumineuses dans l'infrarouge lointain (observations du satellite *IRAS*; *InfraRed Astronomical Satellite*), c'est-à-dire contenant une grande quantité de poussière [26].

La mesure directe de l'extinction dans une galaxie est donc une opération complexe et délicate et peut conduire à fortement sous-estimer la quantité de poussière si elle est basée sur une méthode dépendant d'un paramètre variant avec la longueur d'onde comme les excès de couleur [103].

Une façon d'étudier l'extinction dans des galaxies en s'affranchissant de ce problème de diffusion est d'en observer les effets sur la ou les images d'une source d'arrière-plan comme dans le cas du phénomène de mirage gravitationnel. Ceci sera l'objet des chapitres 3 et suivants.



# Chapitre 2

## Les lentilles gravitationnelles

### 2.1 Description générale et définitions

On trouvera une excellente introduction aux lentilles gravitationnelles dans l'article de revue de Refsdal & Surdej [80] et dans la thèse de doctorat de Jean-François Claeskens [21]. Ce qui suit provient essentiellement de ces deux sources.

#### 2.1.1 Présentation

Un mirage gravitationnel est un phénomène physique résultant d'un alignement fortuit quasi parfait entre une source lointaine, un objet massif (étoile, galaxie ou amas de galaxies) appelé lentille ou déflecteur, et l'observateur.

Ce dernier voit plusieurs images (généralement 2, 3 ou 4) de la source d'arrière-plan et/ou un anneau d'Einstein en raison de la déflexion, par la lentille, de la lumière émise par la source (voir fig. 2.1 et fig. 2.2).

#### 2.1.2 Équation de la lentille

À l'aide de la théorie de la Relativité Générale, on montre que, dans le cadre des petits angles et des champs gravitationnels faibles, l'angle de déflexion  $\hat{\alpha}$  des rayons lumineux passant à une distance  $r$  d'un objet compact de masse  $M$  s'écrit :

$$\hat{\alpha} = 4 \frac{GM}{c^2 r}$$

où  $G$  est la constante de gravitation universelle ( $G \simeq 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ) et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide ( $c \simeq 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

À l'aide de simples relations géométriques sur la figure 2.1, on obtient l'équation de la lentille :

$$\vec{\theta}_S = \vec{\theta} + \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \vec{\hat{\alpha}}(\vec{r}).$$

Comme  $\vec{r} = D_{OL} \vec{\theta}$  et en posant  $\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = -\frac{D_{LS}}{D_{OS}} \vec{\hat{\alpha}}(\vec{r})$ , on en déduit une équation simplifiée :

$$\vec{\theta}_S = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}).$$



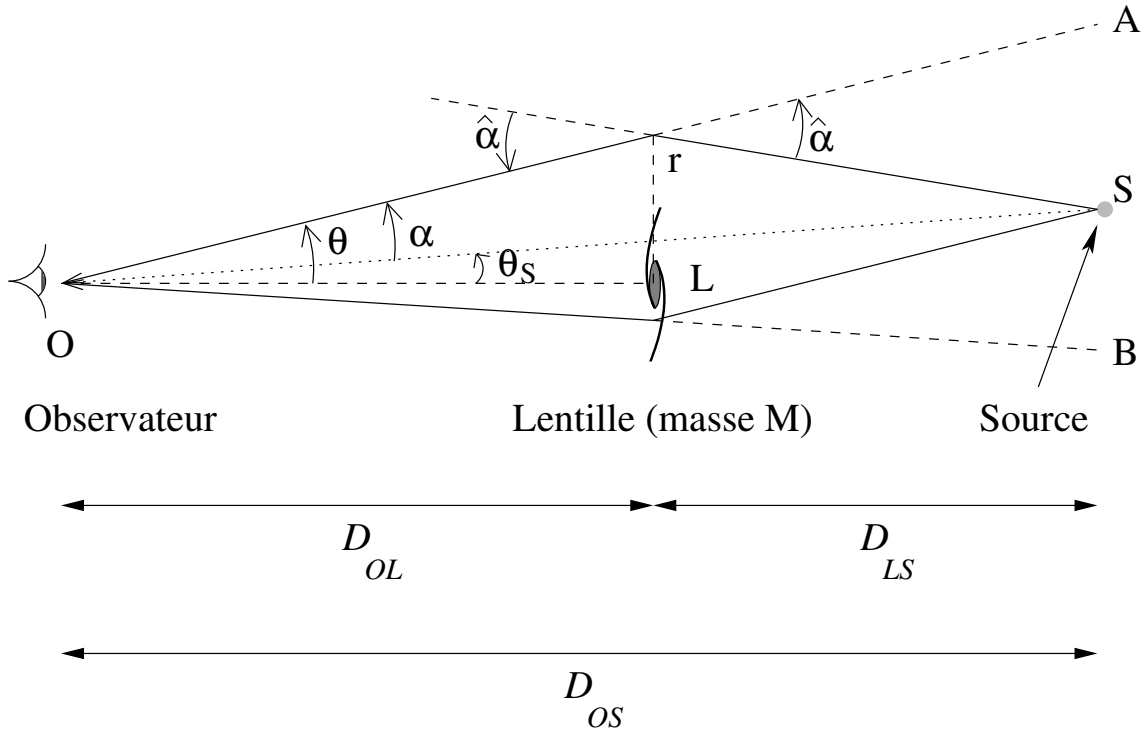


FIG. 2.1 – Schéma d'un mirage gravitationnel avec deux composantes, A et B.

Les distances  $D_{LS}$ ,  $D_{OS}$  et  $D_{OL}$  intervenant dans l'équation de la lentille sont des distances angulaires.

La distance angulaire  $D_A$  est la distance qui vérifie la relation géométrique classique entre la longueur propre  $l_p$  d'un objet (le diamètre intrinsèque d'une galaxie par exemple) situé à la coordonnée radiale  $r$  et l'angle  $\phi$  sous lequel cet objet est vu par un observateur situé à l'origine du référentiel.

En supposant  $\phi \ll 1$ , on a :

$$\phi = \frac{l_p}{D_A(r)}.$$

L'équation de la lentille peut admettre une ou plusieurs solutions et l'observateur voit donc dans ce dernier cas plusieurs images d'une seule et même source (voir fig. 2.2 page 38).

### 2.1.3 Anneau d'Einstein

Dans le cas d'une lentille à symétrie axiale et d'un alignement parfait le long de cet axe, l'observateur voit un anneau appelé *anneau d'Einstein* dont le rayon angulaire  $\theta_E$  s'écrit :

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM D_{LS}}{c^2 D_{OL} D_{OS}}}$$

où  $M$  est la masse comprise à l'intérieur du rayon  $D_{OL}\theta_E$ .

La valeur de  $\theta_E$  rencontrée dans les cas de mirage gravitationnel varie de quelques microsecondes d'arc (étoile dans la galaxie lentille) à une dizaine de secondes d'arc

(amas de galaxies).

Dans le cas plus général où la lentille n'est ni symétrique ni parfaitement alignée entre la source et l'observateur, la séparation angulaire maximale entre les images reste proche de  $2\theta_E$ .

### 2.1.4 Amplification en flux

Le phénomène de mirage gravitationnel conserve la brillance de surface de la source. Ainsi, pour calculer l'*amplification en flux* d'une image donnée, il « suffit » de faire le rapport entre l'angle solide de l'image et celui de la source.

Malheureusement, en pratique, la source est toujours invisible car elle est cachée par la lentille et, de plus, son image directe est fortement atténuée par le phénomène de mirage gravitationnel. Les facteurs d'amplification sont donc calculés à partir de modèles théoriques.

On peut cependant mesurer l'amplification en flux dans le cas d'un effet de microlentille : si l'on dispose d'une série temporelle d'observations montrant un événement de microlentille, en mesurant le flux de l'image avant (ou après) l'événement et pendant son maximum, on peut en déduire le facteur d'amplification.

### 2.1.5 Lignes critiques et caustiques

Dans le plan image, la *ligne critique* est le lieu où l'amplification d'une source ponctuelle est en théorie infinie. En pratique, ce n'est bien sûr jamais le cas.

Dans le plan source, la ligne correspondant à la ligne critique par application de l'équation de la lentille est la *caustique*. Ainsi, quand la source est sur ou très proche de la caustique, nous obtenons des images fortement amplifiées.

### 2.1.6 Délai temporel

Le *délai temporel*  $\Delta\tau$  entre deux images est l'intervalle de temps correspondant à la différence de temps de parcours de la lumière le long du chemin optique de chacune des images. Si une variation lumineuse de la source est d'abord observée, par exemple, sur la composante A à l'instant  $t$ , elle le sera sur la composante B à l'instant  $t + \Delta\tau$ .

Le délai temporel varie, selon les configurations, entre quelques heures et plus d'un an.

### 2.1.7 Effet de microlentille

L'effet de *microlentille* consiste en l'amplification d'une source d'arrière-plan par un objet de relativement faible masse, comme une étoile ou une naine brune, qui, en se déplaçant, traverse le faisceau lumineux en provenance de cette source. Il y a formation de plusieurs images de la source mais dont la séparation angulaire est si faible (inférieure au millième de seconde d'arc, voire à la microseconde d'arc) qu'elles ne sont pas résolues individuellement par les observations actuelles. Ainsi, nous observons simplement une amplification générale de la source d'arrière-plan.

On distingue deux cas principaux d'effet de microlentille :

- une étoile d'un Nuage de Magellan est amplifiée par une étoile ou une naine brune du halo galactique ;
- une image d'un mirage gravitationnel est amplifiée par une étoile ou un amas d'étoiles de la galaxie lentille.

## 2.2 Historique

Les informations de cette introduction historique sont extraites du livre très complet de Schneider *et al.* [88].

### 2.2.1 Avant 1919

Au tout début du XVIII<sup>e</sup> siècle, Isaac Newton se demande si les corps n'agiraient pas à distance sur la lumière en courbant ses rayons et si cette action ne serait pas d'autant plus forte que le paramètre d'impact est petit.

John Michell, en 1783, dans une lettre à Henry Cavendish, envisage le cas d'un objet si dense que toute lumière émise par cet objet y retournerait.

Henry Cavendish calcula alors la déflexion de la lumière par un objet en utilisant la théorie corpusculaire de la lumière et la loi de la gravitation de Newton mais ne la publia pas.

Pierre Simon Laplace, à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle, fit indépendamment la même découverte que John Michell. Tous deux ont anticipé l'existence des trous noirs.

En 1801, J. Soldner calcula l'orbite d'un objet de vitesse constante  $c$  passant à la distance  $r$  du centre d'un corps sphérique de masse  $M$ . Dans le cas où la déviation est faible, l'angle de déflexion  $\alpha$  s'écrit :

$$\alpha \simeq \frac{2GM}{c^2 r}.$$

Il s'agit de la valeur « newtonienne » de l'angle de déflexion, égale à la moitié de la valeur exacte obtenue au moyen des équations de la Relativité Générale.

### 2.2.2 Entre 1919 et 1937

En 1920, A.S. Eddington écrit que nous devrions voir plusieurs images si deux étoiles étaient suffisamment bien alignées. Une faible image secondaire devrait apparaître à proximité de l'étoile la plus proche (la lentille) et du côté opposé par rapport à l'image primaire de l'étoile d'arrière-plan (la source).

O. Chwolson remarque en 1924 qu'en cas d'alignement parfait un anneau centré sur la lentille serait créé. Cet anneau porte bien évidemment le nom... d'anneau d'Einstein !

Sur la suggestion de R.W. Mandl, un ingénieur électricien tchèque, Albert Einstein calcule à nouveau en 1936 la déflexion de la lumière par une étoile et découvre qu'une image peut être fortement amplifiée. Il est cependant pessimiste sur les chances d'observer un tel phénomène.

En 1937, Fritz Zwicky montre que les « nébuleuses extragalactiques »— ainsi étaient appelées à l'époque les galaxies — constituent des lentilles bien plus efficaces que les étoiles. De plus, il exploite les propriétés des lentilles gravitationnelles pour en imaginer des applications astrophysiques possibles (tester la théorie de la Relativité Générale, observer des objets normalement trop lointains, déterminer la masse des galaxies). Enfin, il calcule la probabilité de détecter un effet de lentille gravitationnelle causé par une galaxie et la trouve suffisamment élevée pour penser qu'on aurait déjà dû découvrir des mirages gravitationnels.

### 2.2.3 Entre 1963 et 1979

Après 25 ans de « sommeil », le sujet des lentilles gravitationnelles est relancé par Y.G. Klimov, S. Liebes et S. Refsdal au cours des années 1963 et 1964.

Sjur Refsdal s'intéresse notamment au délai temporel dû à la différence de temps de parcours de la lumière entre les chemins optiques et à ses implications cosmologiques. Il montra que le paramètre de Hubble et la masse de la galaxie lentille peuvent s'exprimer en fonction du délai temporel, des redshifts de la source et de la lentille, de la brillance des images et de leur séparation angulaire.

En 1971, N. Sanitt publie un article sur l'effet d'amplification gravitationnelle des QSOs<sup>1</sup> et son influence sur le dénombrement des QSOs (biais en amplification).

En 1979, K. Chang et S. Refsdal montrent qu'une étoile de la galaxie lentille peut amplifier une composante du mirage gravitationnel lorsqu'elle passe devant cette dernière : c'est l'effet de microlentille. L'effet provoque une variation du flux d'une image qui peut s'étaler sur plus d'une année.

### 2.2.4 Après 1979

La même année (1979) est enfin découvert le premier mirage gravitationnel : 0957+561. Il est suivi l'année suivante par PG 1115+080. Aujourd'hui, près de quatre-vingts mirages gravitationnels sont connus.

Le premier cas d'amplification gravitationnelle par un amas de galaxies est annoncé en 1987. Il s'agit d'images en forme d'arcs dont le centre de courbure coïncide avec le centre de gravité de l'amas, occupé par une galaxie de type cD. Ces arcs sont les images fortement déformées de galaxies d'arrière-plan.

Peu de temps après est découvert le premier anneau d'Einstein dans le domaine radio. Ce cas survient quand une partie d'une source étendue dans le domaine radio couvre la majeure partie de la caustique.

---

<sup>1</sup>Abréviation de *Quasi Stellar Objects*, objets d'apparence ponctuelle, extrêmement lointains et intrinsèquement très brillants dont le premier fut identifié en 1963 par M. Schmidt.

## 2.3 Phénomènes affectant la photométrie observée des mirages

### 2.3.1 Cas idéal

Puisque la déflexion de la lumière par une masse est achromatique, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas de la longueur d'onde, le facteur d'amplification d'une composante donnée est le même quelle que soit la longueur d'onde.

Il en résulte que, dans le cas idéal, les couleurs observées des images doivent être identiques entre elles, si l'on suppose que la source ne varie pas. Ce cas idéal est celui d'une lentille qui n'agit sur la lumière que par ses effets gravitationnels, ce qui exclut notamment les interactions matière - rayonnement que sont l'absorption et la diffusion.

On suppose donc généralement que la lentille est soit transparente soit suffisamment compacte pour que les rayons lumineux passent à une distance nettement supérieure à la dimension de la lentille et ne soient pas affectés par la matière constituant ladite lentille.

### 2.3.2 Extinction

Malheureusement, en pratique, ce cas idéal n'est jamais parfaitement réalisé et les rayons lumineux traversent donc le milieu matériel de la galaxie lentille sur une épaisseur variant d'une composante à une autre.

En traversant le milieu interstellaire de la lentille, la lumière interagit avec la matière et subit les effets de l'extinction qui dépendent, entre autres, de la longueur d'onde et de la distance parcourue par la lumière à travers ce milieu.

Il en résulte des effets chromatiques visibles pour chacune des composantes prises individuellement et aussi entre les composantes. Du fait de la dépendance en longueur d'onde de l'extinction, la couleur observée d'une composante donnée n'est plus simplement celle déduite du spectre de la source d'arrière-plan, corrigée des effets de l'expansion de l'Univers, mais s'ajoute à celle-ci un rougissement. De plus, comme le rougissement dépend de l'épaisseur traversée et que celle-ci est différente d'une composante à une autre, il s'ensuit que le rougissement observé n'est pas le même pour toutes les composantes.

Comme nous ne connaissons pas le spectre intrinsèque de la source d'arrière-plan, tout ce que nous pouvons mesurer est le rougissement différentiel entre les composantes.

Malhotra *et al.* [56] apportent un indice supplémentaire de la présence de poussière dans les lentilles gravitationnelles. En effet, ils trouvent que les mirages gravitationnels détectés au cours de recherches dans le domaine radio ou infrarouge sont plus rougis que ceux identifiés dans le domaine optique. Comme ce biais peut être dû à des différences de couleurs intrinsèques aux quasars, sources d'arrière-plan des mirages gravitationnels, ils comparent ensuite les quasars amplifiés avec ceux qui ne le sont pas, tous étant détectés dans le domaine radio. Ils concluent que les quasars amplifiés sont plus rougis que les non-amplifiés et donc qu'au moins une partie du rougissement observé est due à la poussière.

Enfin, nous ne devons pas oublier l’extinction causée par la poussière de notre galaxie. Toutefois nous ferons l’approximation, sans doute justifiée, que l’extinction galactique est constante sur une échelle de quelques secondes d’arc, c’est-à-dire la dimension angulaire typique d’un mirage gravitationnel. De plus, à notre connaissance, la meilleure carte de l’extinction galactique pour le ciel complet est celle de Schlegel *et al.* [85] qui a une résolution angulaire de 6,1 minutes d’arc, ce qui nous empêche de toute manière de faire une correction de l’extinction pour une composante individuelle.

Dans la suite, nous travaillerons toujours en termes de magnitudes et de couleurs relatives entre deux composantes d’un mirage gravitationnel, si bien que les effets de l’extinction galactique s’annuleront.

### 2.3.3 Variations intrinsèques de la source et délais temporels

Par ailleurs, la combinaison des éventuelles variations intrinsèques du flux émis par la source d’arrière-plan et les délais temporels entre les différentes composantes du mirage peuvent modifier les couleurs qu’on observerait dans un cas idéal.

En effet, supposons que la source d’arrière-plan soit un QSO dont le spectre est caractérisé par un continu sur lequel s’ajoutent des raies larges en émission.

La plupart des QSO sont variables mais cette variabilité n’affecte pas les différentes longueurs d’ondes du continu de la même manière : la pente du continu augmente quand le QSO devient plus brillant, c’est-à-dire que les variations sont plus grandes aux courtes longueurs d’onde [76]. De plus, ces variations semblent être totalement irrégulières.

Ceci, combiné avec les délais temporels entre les images du mirage, peut modifier les couleurs qu’on observerait à un instant donné dans le cas de l’extinction pure.

### 2.3.4 Effet de microlentille

Enfin, l’effet de microlentille causé par une étoile de la galaxie lentille peut aussi affecter la couleur observée de la composante amplifiée. Dans ce cas, on peut dire que l’amplification gravitationnelle est chromatique mais de manière indirecte.

En effet, le rayon d’Einstein d’une microlentille est très petit (quelques microsecondes d’arc) et donc seule une toute petite zone proche du centre de l’image, déjà agrandie par le phénomène de lentille, est à nouveau amplifiée.

Dans le cas d’un QSO, cette zone proche du centre est la source d’émission de la partie bleue du continu. L’effet de microlentille entraîne donc, en général, un bleuissement de la composante affectée.

### 2.3.5 Conclusion

Nous voyons donc que, dans un cas réaliste de lentille gravitationnelle, de nombreux phénomènes concourent à une modification des couleurs observées des composantes et à une différenciation du modèle simple de l’extinction pure.

Ceci dit, dans la suite, nous serons bien obligé de faire des hypothèses simplificatrices.

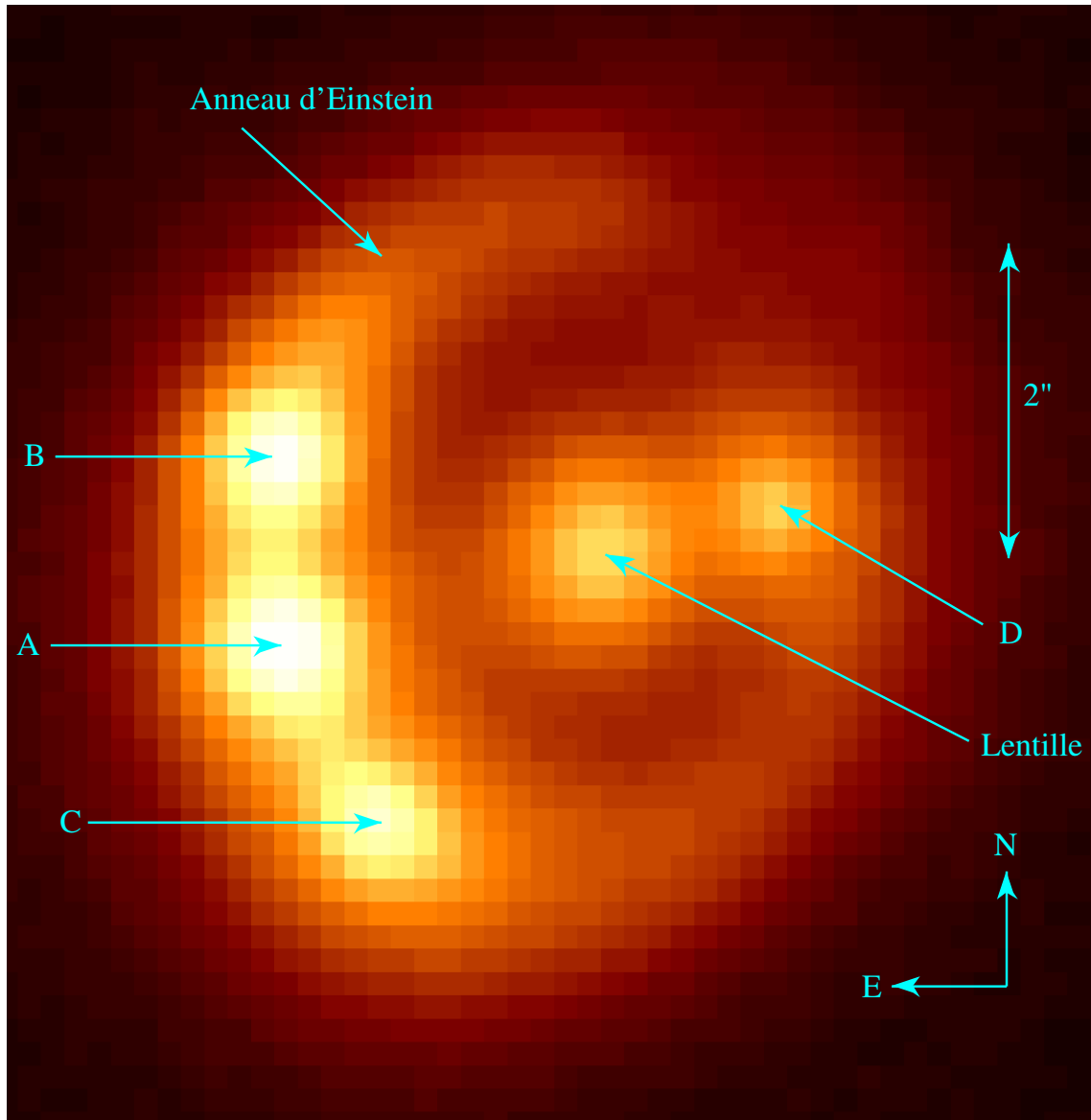


FIG. 2.2 – Exemple d'un mirage gravitationnel (1RXS J113155.4-123155, [92]). Les quatre images A, B, C et D du même quasar d'arrière-plan ainsi que la galaxie lentille et l'anneau d'Einstein sont indiqués. Cette image est une combinaison d'images prises le 12 avril 2003 dans le filtre Ks avec l'instrument ISAAC sur le télescope UT1 du VLT.

# Chapitre 3

## Estimation du redshift d'une lentille

### 3.1 Introduction

Le redshift<sup>1</sup> de la galaxie lentille est un paramètre important de la modélisation du mirage gravitationnel.

Malheureusement, il n'est pas toujours connu, soit parce que la galaxie lentille n'a pas encore été détectée, soit parce qu'elle est trop faible pour pouvoir être observée par spectroscopie et ainsi déterminer le redshift de ses raies en émission (ou en absorption).

Notons cependant que pour déduire le redshift de la lentille, on peut aussi chercher des raies en absorption dans les spectres des images du mirage mais cela ne donne pas forcément un redshift unique puisqu'il n'est pas rare d'observer plusieurs systèmes de raies en absorption à différents redshifts – voir, par exemple, les nombreux systèmes en absorption détectés dans les spectres du mirage gravitationnel H1413+117 [1, 30, 66, 99], découvert en 1988 par Magain *et al.* [55].

Nous proposons ici une méthode originale pour estimer le redshift de la galaxie lentille lorsque celle-ci est trop faible pour des observations spectroscopiques directes, voire même invisible.

Cette méthode a un air de famille avec la recherche des raies en absorption dans le sens qu'elle utilise aussi l'effet absorbant de la matière contenue dans la lentille sur la lumière émise par la source d'arrière-plan.

Il s'agit d'estimer le redshift de la lentille qui convienne le mieux aux rougissements relatifs observés entre les différentes composantes du mirage.<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>Veuillez excuser cet anglicisme pour « décalage vers le rouge » mais il est si couramment employé que nous n'allons pas nous priver d'en faire autant.

<sup>2</sup>Nous parlerons toujours dans la suite de « rougissement », ce qui signifie implicitement que la loi d'extinction considérée est dans ses grandes lignes similaire à celles que nous connaissons déjà (la Galaxie, les Nuages de Magellan, M31...), c'est-à-dire que l'extinction décroît quand la longueur d'onde augmente, mais on pourrait imaginer des conditions si particulières que le comportement de la loi d'extinction serait inversé. Dans ce cas, une composante affectée par l'extinction apparaîtrait plus bleue.



## 3.2 Description de la méthode

### 3.2.1 Présentation générale

D'après l'équation (1.4) à la page 18, le flux reçu par l'observateur en provenance de la composante  $i$  à la longueur d'onde  $\lambda$  est, en supposant que la forme de la loi d'extinction ne varie pas spatialement :

$$F_i(\lambda) = F_0(\lambda)M_i e^{-\kappa(\lambda')L_i} \quad (3.1)$$

où :

- $F_0(\lambda)$  est le flux qui serait reçu en provenance de la source en l'absence de tout effet (amplification gravitationnelle, extinction) ;
- $M_i$  l'amplification gravitationnelle de la composante  $i$  ;
- $\kappa(\lambda')$  le coefficient d'extinction à la longueur d'onde  $\lambda' = \lambda/(1 + z_l)$ ,  $z_l$  étant le redshift de la lentille qu'on cherche à estimer ;
- $L_i$  la longueur du chemin optique de la composante  $i$  à travers la galaxie lentille (voir figure 3.1).

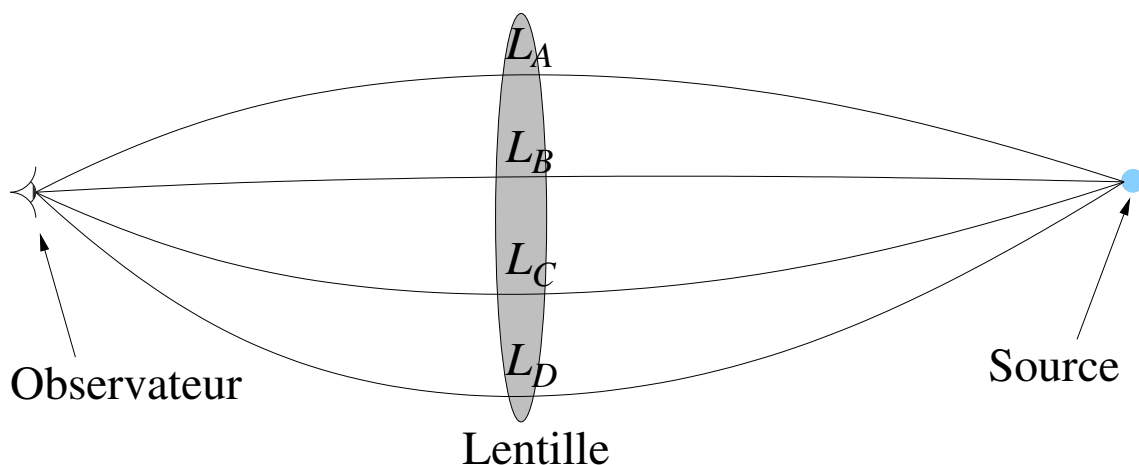


FIG. 3.1 – Schéma représentant un mirage gravitationnel à quatre composantes.  $L_A$ ,  $L_B$ ,  $L_C$  et  $L_D$  désignent les longueurs optiques à travers la lentille pour chacune de ces composantes.

En écrivant l'équation (3.1), nous faisons implicitement les hypothèses suivantes :

- la lumière émise par la galaxie lentille ne contamine pas celle des composantes du mirage ;
- les images de la source ne sont pas amplifiées par effet de microlentille ;
- il n'y a pas de variation intrinsèque des couleurs entre les différentes composantes (pas de dépendance en temps) ;
- la loi d'extinction est la même partout dans la lentille ;
- le rougissement différentiel observé est seulement dû à l'extinction dans la lentille.

Ces hypothèses correspondent au cas idéal qui n'est que théorique. En pratique, on cherchera à minimiser les effets perturbateurs.

La couleur de la composante  $i$  entre les longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  est la différence de magnitude entre ces deux longueurs d'onde, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}
m_i(\lambda_1) - m_i(\lambda_2) &= -2,5 \log \left( \frac{F_i(\lambda_1)}{F_i(\lambda_2)} \right) \\
&= -2,5 \log \left( \frac{F_0(\lambda_1) M_i e^{-\kappa(\lambda'_1) L_i}}{F_0(\lambda_2) M_i e^{-\kappa(\lambda'_2) L_i}} \right) \\
&= -2,5 \log \left( \frac{F_0(\lambda_1) e^{-\kappa(\lambda'_1) L_i}}{F_0(\lambda_2) e^{-\kappa(\lambda'_2) L_i}} \right). \tag{3.2}
\end{aligned}$$

Après avoir choisi une composante comme référence, on peut exprimer la couleur relative de la composante  $i$  par rapport à cette référence notée « réf. » ci-dessous :

$$\begin{aligned}
&(m_i(\lambda_1) - m_i(\lambda_2)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_1) - m_{\text{réf.}}(\lambda_2)) \\
&= \left[ -2,5 \log \left( \frac{F_0(\lambda_1) e^{-\kappa(\lambda'_1) L_i}}{F_0(\lambda_2) e^{-\kappa(\lambda'_2) L_i}} \right) \right] - \left[ -2,5 \log \left( \frac{F_0(\lambda_1) e^{-\kappa(\lambda'_1) L_{\text{réf.}}}}{F_0(\lambda_2) e^{-\kappa(\lambda'_2) L_{\text{réf.}}}} \right) \right] \\
&= \left[ -2,5 \log \left( \frac{F_0(\lambda_1)}{F_0(\lambda_2)} \right) - \frac{2,5}{\ln 10} [-\kappa(\lambda'_1) L_i - (-\kappa(\lambda'_2) L_i)] \right] - \\
&\quad \left[ -2,5 \log \left( \frac{F_0(\lambda_1)}{F_0(\lambda_2)} \right) - \frac{2,5}{\ln 10} [-\kappa(\lambda'_1) L_{\text{réf.}} - (-\kappa(\lambda'_2) L_{\text{réf.}})] \right] \\
&= -\frac{2,5}{\ln 10} [-\kappa(\lambda'_1) L_i - (-\kappa(\lambda'_2) L_i) - (-\kappa(\lambda'_1) L_{\text{réf.}} - (-\kappa(\lambda'_2) L_{\text{réf.}}))] \\
&= \frac{2,5}{\ln 10} [\kappa(\lambda'_1) L_i - \kappa(\lambda'_2) L_i - (\kappa(\lambda'_1) L_{\text{réf.}} - \kappa(\lambda'_2) L_{\text{réf.}})] \\
&= \frac{2,5}{\ln 10} [\kappa(\lambda'_1)(L_i - L_{\text{réf.}}) - \kappa(\lambda'_2)(L_i - L_{\text{réf.}})] \\
&= \frac{2,5}{\ln 10} \mathcal{L}_i (\kappa(\lambda'_1) - \kappa(\lambda'_2)) \tag{3.3}
\end{aligned}$$

où  $\mathcal{L}_i = L_i - L_{\text{réf.}}$  désigne la longueur relative du chemin optique dans la lentille de la composante  $i$  par rapport à la composante de référence. Pour être cohérent et donc avoir une longueur  $\mathcal{L}_i$  positive, on choisira de préférence comme référence la composante la moins rouge (la plus en bas à gauche dans un diagramme couleur - couleur orienté « normalement », voir sect. 3.2.3).

Outre le fait d'éliminer les flux intrinsèques et inconnus  $F_0(\lambda_1)$  et  $F_0(\lambda_2)$  dans l'élaboration du résultat (3.3), l'utilisation des couleurs relatives permet de s'affranchir du rougissement causé par l'effet Doppler dû à l'expansion de l'Univers et de celui provenant de l'extinction par la poussière de la Galaxie. Le rougissement relatif qui subsiste est entièrement dû à l'extinction dans la galaxie lentille.

### 3.2.2 Contraintes sur le nombre minimal d'observations

Supposons l'observation d'un mirage gravitationnel à  $N$  composantes à travers  $M$  filtres. Pour une composante donnée, nous disposons de  $M - 1$  couleurs relatives indépendantes. Puisqu'une composante sert de référence, il nous reste  $N - 1$  composantes disponibles. Finalement, nous obtenons  $(M - 1)(N - 1)$  couleurs relatives comme décrites par l'équation (3.3).

Les formules de lois d’extinction que nous allons utiliser dans un premier temps sont celles de Cardelli *et al.* [17] qui ne dépendent que du paramètre  $R_V$  (voir l’équation (1.10) page 19). Ce paramètre, qui est une des inconnues de notre méthode, est indépendant du nombre de filtres et du nombre de composantes, tout comme la principale inconnue qui nous intéresse : le redshift de la lentille  $z_l$ .

De plus, à chaque composante  $i$ , excepté la composante de référence, correspond une longueur relative  $\mathcal{L}_i$ , ce qui fait  $N - 1$  inconnues supplémentaires.

Par conséquent, nous avons un total de  $2 + (N - 1) \times 1 = N + 1$  inconnues.

Pour résoudre le problème, nous devons disposer d’au moins autant d’équations indépendantes que d’inconnues, ce qui s’écrit :

$$(M - 1)(N - 1) \geq N + 1 \text{ soit } M \geq \frac{2N}{N - 1}. \quad (3.4)$$

On en déduit le tableau de correspondance 3.1 entre le nombre de composantes du mirage étudié et le nombre minimal de filtres nécessaire pour appliquer notre méthode.

Nombre de composantes	Nombre minimal de filtres
2	4
3	3
4	3

TAB. 3.1 – Correspondance entre le nombre de composantes du mirage et le nombre minimal de filtres nécessaire.

Non seulement des observations dans plusieurs filtres sont indispensables mais il est même préférable que ces observations aient lieu au cours de la même nuit ou dans un intervalle de quelques nuits pour éviter que des variations intrinsèques du quasar n’affectent les couleurs relatives des images du mirage.

En effet, une variation de la luminosité du quasar d’arrière-plan sera reflétée dans la photométrie des composantes du mirage selon une séquence déterminée par les délais temporels entre les différentes images.

En définitive, hormis le cas heureux où le quasar est connu pour ne pas ou peu varier, comme c’est le cas par exemple du mirage MG 0414+0534 [67], il importe que les observations soient séparées par un laps de temps petit comparé au temps caractéristique de variation des quasars (plusieurs mois, voir Peterson [76]) et de choisir si possible un mirage gravitationnel dont les délais temporels sont relativement courts, comme la Croix d’Einstein 2237+0305 [86, 87] et le Trèfle à Quatre Feuilles H1413+117 [49, 55].

### 3.2.3 Vérification à l’aide des diagrammes couleur - couleur

Pour un mirage donné, satisfaisant aux conditions listées à la page 40, l’équation (3.3) se traduit par une droite dans un diagramme couleur - couleur. La pente de cette droite est immédiatement dérivée du rapport de deux couleurs relatives pour

une composante fixée :

$$\begin{aligned}
 \frac{(m_i(\lambda_1) - m_i(\lambda_2)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_1) - m_{\text{réf.}}(\lambda_2))}{(m_i(\lambda_3) - m_i(\lambda_4)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_3) - m_{\text{réf.}}(\lambda_4))} &= \frac{\frac{2,5}{\ln 10} \mathcal{L}_i(\kappa(\lambda'_1) - \kappa(\lambda'_2))}{\frac{2,5}{\ln 10} \mathcal{L}_i(\kappa(\lambda'_3) - \kappa(\lambda'_4))} \\
 &= \frac{\kappa(\lambda'_1) - \kappa(\lambda'_2)}{\kappa(\lambda'_3) - \kappa(\lambda'_4)} \quad (3.5)
 \end{aligned}$$

où  $\lambda'_1$ ,  $\lambda'_2$ ,  $\lambda'_3$  et  $\lambda'_4$  désignent, dans le référentiel de la lentille, les longueurs d'ondes effectives des filtres utilisés pour le diagramme couleur - couleur. Parmi ces quatre filtres, deux peuvent être identiques.

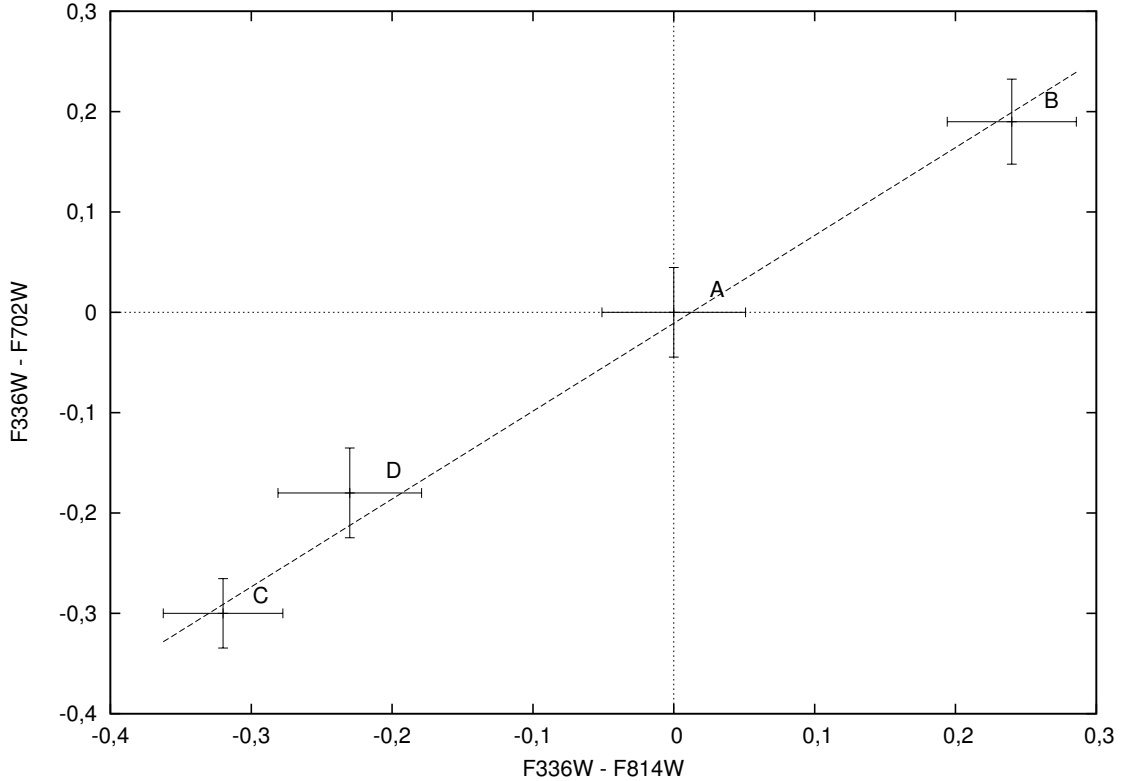


FIG. 3.2 – Diagramme couleur - couleur pour le mirage H1413+117. Les données photométriques proviennent de l'article de Turnshek *et al.* [100]. La composante A a été choisie comme référence. La droite a été ajustée pour passer au plus près des points en tenant compte des incertitudes sur les couleurs.

Le diagramme couleur - couleur permet de s'assurer que les conditions nécessaires (mais pas suffisantes) sont bien satisfaites (voir fig. 3.2).

Si ce n'était pas le cas, les points ne seraient pas tous alignés, à moins que, par malchance, plusieurs effets se compensent mutuellement ou qu'ils résultent en un déplacement des points affectés le long de la droite définie par les points non affectés.

Par ailleurs, il est important que les rougissemments différentiels observés soient sensiblement plus élevés que les incertitudes sur leur valeur. Dans le cas contraire, la détermination de la pente de la droite serait très imprécise.

Ce tracé du diagramme couleur - couleur permet d'affiner la sélection des bons candidats à l'application de notre méthode. En effet, les mirages PG 1115+080 [52] (voir Fig. 3.3) et B 1422+231 [106, 107] (voir Fig. 3.4) montrent trop peu de rougissemment différentiel entre leurs composantes et ne sont donc pas adaptés à notre méthode. En revanche, les lentilles gravitationnelles H1413+117 (voir un diagramme couleur - couleur sur la figure 3.2) et MG 0414+0534 sont de bons candidats, d'autant plus que ce dernier mirage est connu pour être très stable [3, 67] et probablement pas affecté par des effets de microlentille significatifs ([63], nuancé par [19]).

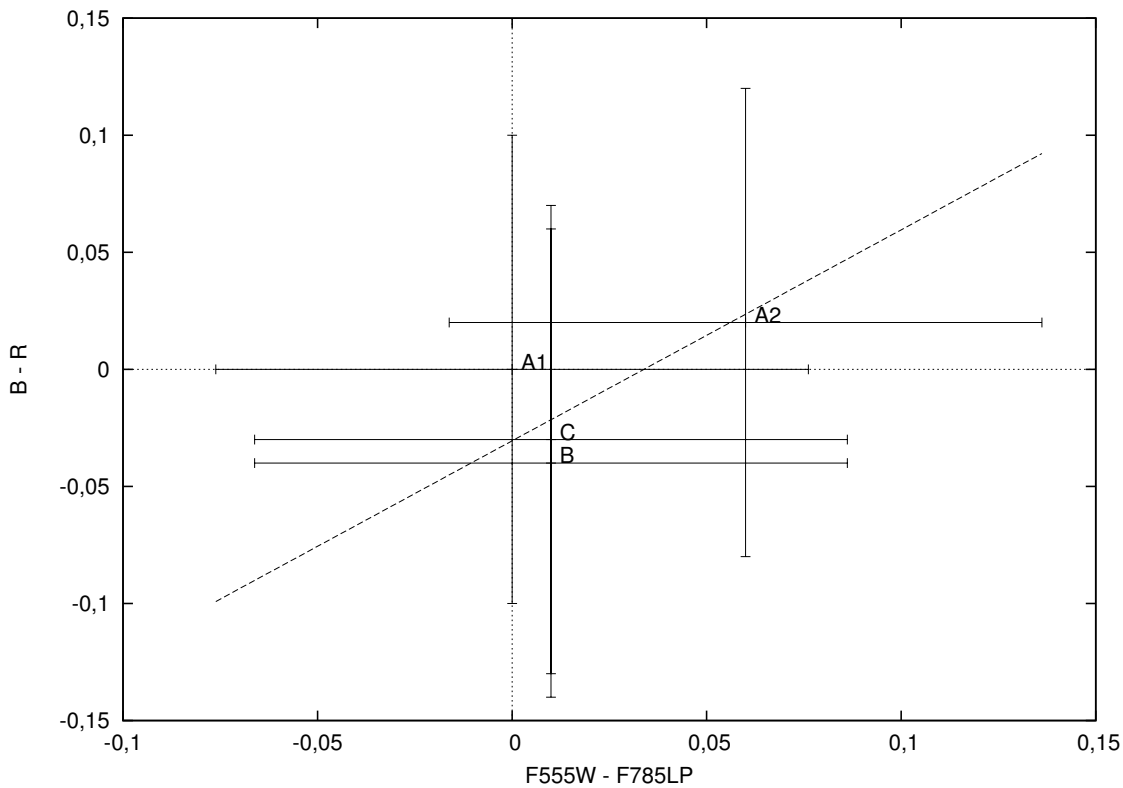


FIG. 3.3 – Diagramme couleur - couleur pour le mirage gravitationnel PG 1115+080. La composante A1 a été choisie comme référence. Les données photométriques proviennent de l'article d'Impey *et al.* [44]. La droite en traits interrompus représente le meilleur ajustement parmi les points.

Cependant, la situation concernant ce dernier mirage, MG 0414+0534, n'est peut-être pas aussi claire qu'on pourrait le penser à première vue. En effet, Angonin-Willaime *et al.* [3] indiquent que la poussière de la source et celle présente dans la galaxie lentille contribuent ensemble, dans des proportions encore mal définies, à la forte extinction observée. Si la poussière à proximité de la source n'est pas distribuée de manière homogène mais au contraire sous forme de nuages plus ou moins denses et épars, elle peut aussi affecter l'extinction différentielle observée.

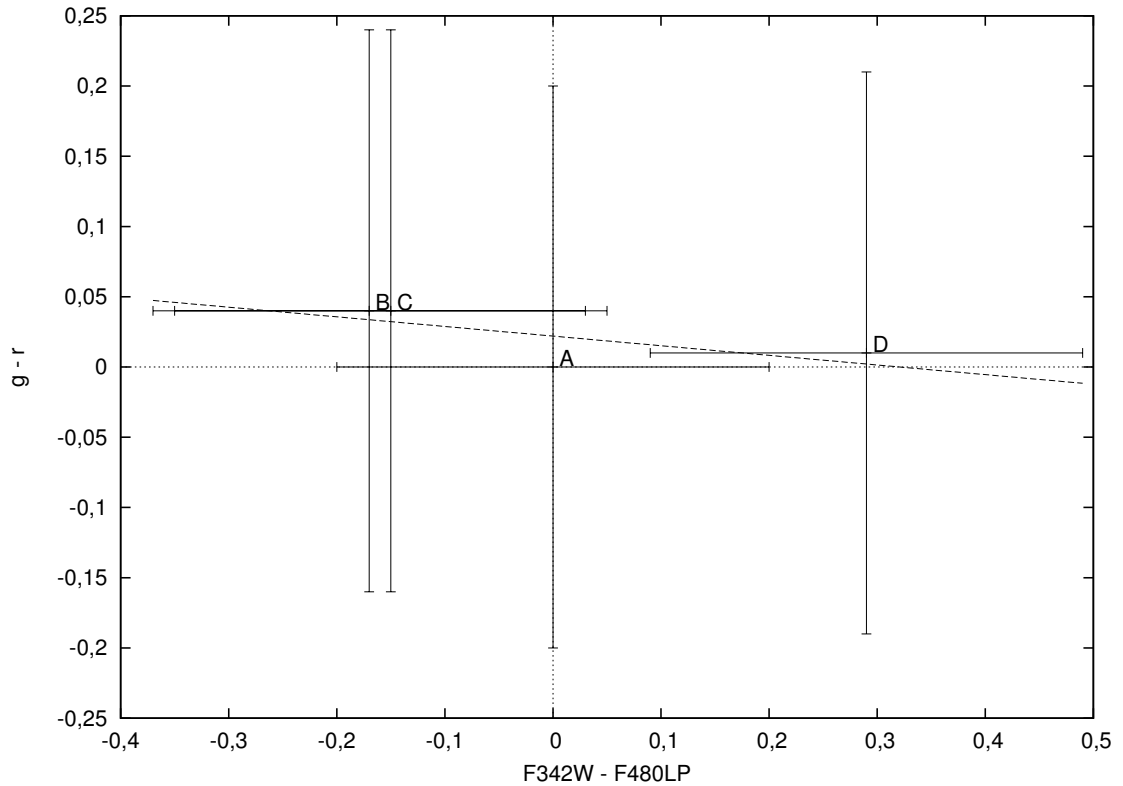


FIG. 3.4 – Diagramme couleur - couleur pour le mirage gravitationnel B1422+231. La composante A a été choisie comme référence. Les données photométriques sont issues de l'article d'Impey *et al.* [45]. La droite en traits interrompus représente le meilleur ajustement parmi les points.

La figure 3.5 illustre la fragilité du diagnostic de l'observation d'extinction différentielle. Sur le premier diagramme, l'effet de l'extinction différentielle semble assez évident. En revanche, sur le second diagramme, qui ne diffère du premier que par l'utilisation du filtre R au lieu du filtre I pour des observations faites la même nuit, on ne voit plus rien de semblable.

En construisant d'autres diagrammes couleur - couleur, il appert que l'alignement ou non des mesures des couleurs relatives des composantes dépend très nettement des filtres utilisés. Si l'on exclut les effets de microlentille et les variations intrinsèques de la source, une explication serait que les lois d'extinction diffèrent selon les chemins empruntés par la lumière des composantes, comme cela est suggéré par McGough *et al.* [62].

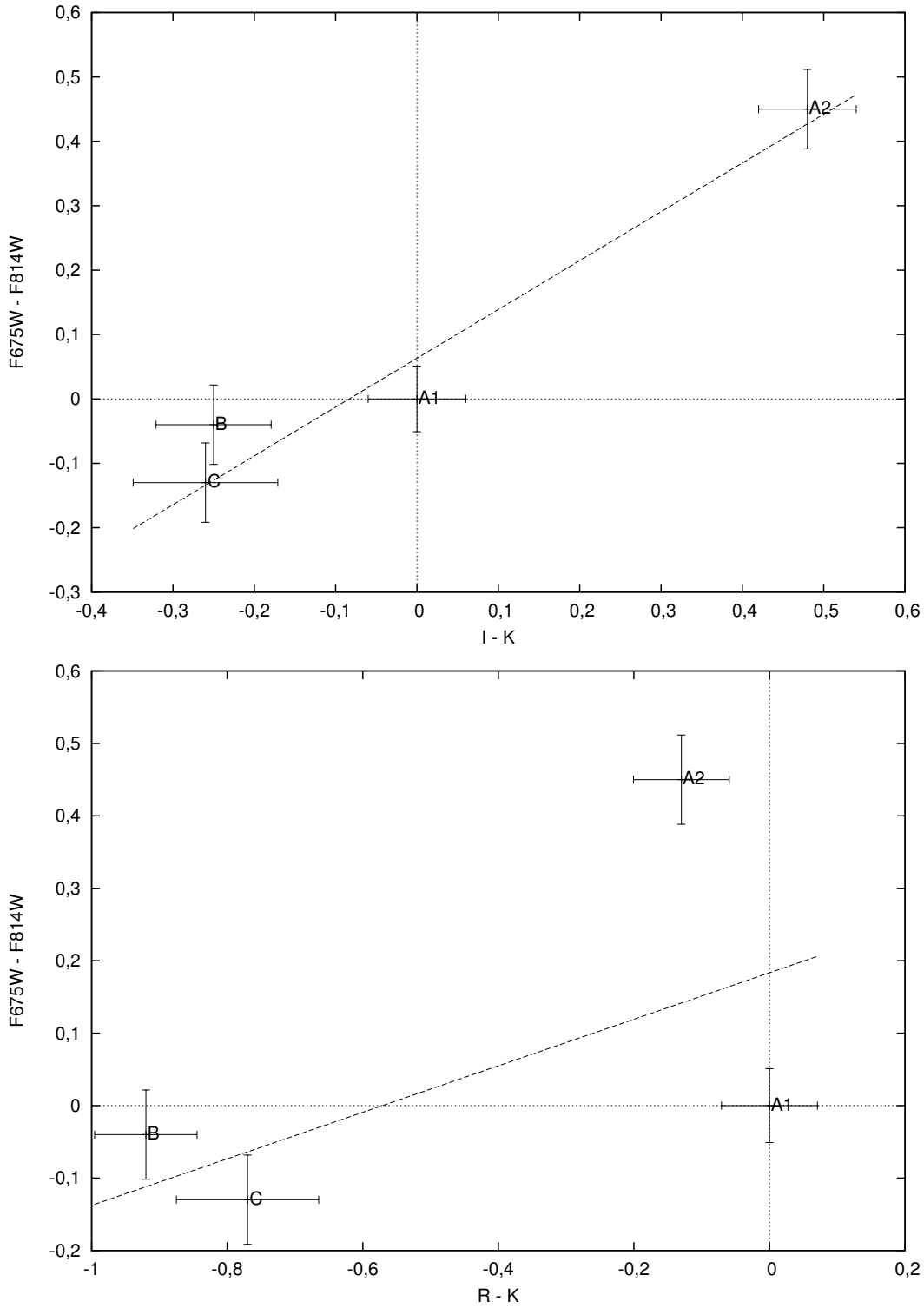


FIG. 3.5 – Deux exemples de diagrammes couleur - couleur pour le mirage gravitationnel MG 0414+0534. La composante A1 a été choisie comme référence. La droite en traits interrompus représente le meilleur ajustement. Selon les filtres utilisés, le résultat peut-être très différent. Les données photométriques sont issues d'Angonin-Willaime *et al.* [3].

Partons de l'équation (3.5) et supposons que pour une composante  $j$  donnée, l'extinction à la longueur d'onde  $\lambda'_5$ ,  $\kappa'(\lambda'_5)$ , soit différente de celle des autres composantes  $i$ ,  $\kappa(\lambda'_5)$ . On obtient alors l'équation :

$$\frac{(m_j(\lambda_1) - m_j(\lambda_2)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_1) - m_{\text{réf.}}(\lambda_2))}{(m_j(\lambda_3) - m_j(\lambda_5)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_3) - m_{\text{réf.}}(\lambda_5))} = \frac{\mathcal{L}_j(\kappa(\lambda'_1) - \kappa(\lambda'_2))}{L_j(\kappa(\lambda'_3) - \kappa'(\lambda'_5)) - L_{\text{réf.}}(\kappa(\lambda'_3) - \kappa(\lambda'_5))} \quad (3.6)$$

L'équation (3.6) montre que la composante  $j$ , située sur une droite de pente différente, ne sera plus alignée avec les autres composantes  $i$ .

Enfin, signalons que Yee [105], en 1988, trace le diagramme couleur - couleur du mirage 2237+0305 et en déduit l'existence d'une extinction différentielle entre les composantes.

### 3.2.4 Ajustement des paramètres recherchés

Nous atteignons le cœur de la méthode dont le but est de trouver les valeurs des paramètres libres  $\mathcal{L}_i$ ,  $R_V$  et  $z_l$  (la *cause*, membre de droite de l'équation (3.3)) de telle sorte que la quantité de lumière ainsi absorbée corresponde au mieux aux couleurs relatives observées (l'*effet*, membre de gauche de l'équation (3.3)).

La littérature fournit des lois d'extinction normalisées sous la forme d'un rapport de magnitudes comme  $\frac{A(\lambda)}{A(V)}$  ou  $\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \frac{A(\lambda) - A(V)}{A(B) - A(V)}$ .

D'après l'équation (1.6), la profondeur optique  $\tau(\lambda)$  est directement proportionnelle à  $A(\lambda)$  d'où  $\frac{A(\lambda)}{A(V)} = \frac{\tau(\lambda)}{\tau(V)}$ .

Si l'on suppose maintenant que le milieu absorbant est homogène le long d'un chemin optique de longueur  $L$  (une des hypothèses énumérées à la section 3.2.1 page 40), on obtient, d'après la définition de la profondeur optique (eq. (1.3) page 18) :  $\tau(\lambda) = \kappa(\lambda)L$ . Comme précédemment, on en déduit :  $\frac{\tau(\lambda)}{\tau(V)} = \frac{\kappa(\lambda)}{\kappa(V)}$ .

On a donc :

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = \frac{\tau(\lambda)}{\tau(V)} = \frac{\kappa(\lambda)}{\kappa(V)}.$$

Puisque le principe de la méthode consiste à ajuster, au sens des moindres carrés, le redshift de la lentille intervenant dans les termes  $\kappa(\lambda'_1)$  et  $\kappa(\lambda'_2)$  de l'équation (3.3), on voit qu'on peut utiliser la loi d'extinction  $A(\lambda)/A(V)$  en lieu et place de  $\kappa(\lambda)$  dans l'équation (3.3) pour trouver ce redshift. En effet, le redshift minimisant un  $\chi^2$  pour une expression dépendant de  $A(\lambda)/A(V)$  le fera aussi avec  $\kappa(\lambda)/\kappa(V)$  et donc aussi avec  $\kappa(\lambda)$  puisque  $\kappa(V)$  est une constante.

Les paramètres  $z_l$ ,  $R_V$  et  $\mathcal{L}_i$  ne sont pas tous ajustés de la même manière : les deux premiers varient par valeurs discrètes tandis que les derniers ( $\mathcal{L}_i$ ) peuvent prendre des valeurs quelconques.

Le redshift de la lentille  $z_l$  ne peut bien sûr prendre que des valeurs comprises entre 0 et le redshift de la source.



Quant au paramètre  $R_V$ , les valeurs mesurées dans la Galaxie sont comprises entre 2,1 (nuage moléculaire HD 210121) et 5,6 (nuage moléculaire HD 36982 dans la nébuleuse d’Orion) [53]. Cependant, des valeurs de  $R_V$  plus extrêmes ont été estimées par Falco *et al.* [31] pour des lentilles gravitationnelles :  $0,92 \pm 0,58$  pour le mirage B1600+434 ( $z_l = 0,42$ ) et  $7,20 \pm 0,08$  pour le mirage B0218+357 ( $z_l = 0,68$ ). Une valeur de  $0,64 \pm 0,15$  est même obtenue pour la galaxie lentille du mirage gravitationnel SBS 0909+532, pour un redshift alors estimé à 0,6. Lubin *et al.* [54] ont déterminé en 2000 le redshift de cette lentille ( $z_l = 0,83$ ) et Motta *et al.* [68] ont mesuré une valeur de  $R_V$  plus réaliste ( $2,1 \pm 0,9$ ).

Ainsi, pour les applications de la méthode à quelques mirages gravitationnels (voir sect. 3.4), nous ferons varier le paramètre  $R_V$  entre 1 et 9 — pour être prudent et n’exclure aucune valeur possible de  $R_V$  — et le redshift  $z_l$  entre 0 et le redshift de la source.

Ceci dit, les formules analytiques de Cardelli *et al.* [17] ont été obtenues à partir de lois d’extinction expérimentales, mesurées avec des valeurs de  $R_V$  comprises entre 2,6 et 5,6. Les courbes d’extinction obtenues avec des valeurs de  $R_V$  trop éloignées de cet intervalle ne sont donc pas forcément réalistes.

À chaque point de la grille de paramètres  $(R_V, z_l)$  (voir fig. 3.6), la valeur de  $A(\lambda'_j)/A(V) - A(\lambda'_k)/A(V)$  est calculée en utilisant les formules de Cardelli *et al.* [17] tandis que les longueurs géométriques relatives  $\mathcal{L}_i$ <sup>3</sup> sont ajustées par une procédure informatique qui minimise le  $\chi^2$  suivant :

$$\chi^2 = \sum \frac{(\text{Couleur observée} - \text{Couleur ajustée})^2}{\text{Variance}_{\text{Couleur observée}}}. \quad (3.7)$$

Les termes  $\lambda'_j = \lambda_j/(1 + z_l)$  et  $\lambda'_k = \lambda_k/(1 + z_l)$  ( $j \neq k$ ) représentent, rapportées au référentiel de la lentille, les longueurs d’ondes effectives des filtres utilisés lors des observations.

La somme intervenant dans le calcul du  $\chi^2$  se fait sur un ensemble de  $(M - 1)(N - 1)$  couleurs indépendantes.

La figure 3.7 représente un exemple de carte de  $\chi^2$  obtenue à partir de données simulées (voir sect. 3.3).

### 3.2.5 Influence de la forme de la loi d’extinction sur l’efficacité de la méthode

Le but principal de la méthode étant l’estimation du redshift de la lentille grâce aux effets observés de l’extinction, il ne faut pas que la dépendance de celle-ci avec la longueur d’onde soit telle que la valeur du redshift n’ait aucune influence sur les couleurs relatives observées ou qu’on ne puisse pas trouver de solution unique.

Prenons des exemples pour rendre notre propos plus compréhensible.

Il y a bien sûr le cas évident où l’extinction ne dépend pas de la longueur d’onde :  $\kappa(\lambda) = a$  où  $a$  est une constante. Dans ce cas,  $\kappa(\lambda_1/(1 + z_l)) = \kappa(\lambda_2/(1 + z_l)) = a$  et,

<sup>3</sup>Du fait que les formules analytiques de Cardelli *et al.* [17] donnent  $A(\lambda)/A(V)$ , ce sont en fait des extinctions relatives  $\mathcal{A}_i(V) = A_i(V) - A_{\text{réf.}}(V)$  qui sont déterminées numériquement pour chaque composante. Les valeurs obtenues pour les cas réels (voir sect. 3.4) sont de l’ordre de quelques centièmes ou dixièmes de magnitude (en valeur absolue) selon les cas.

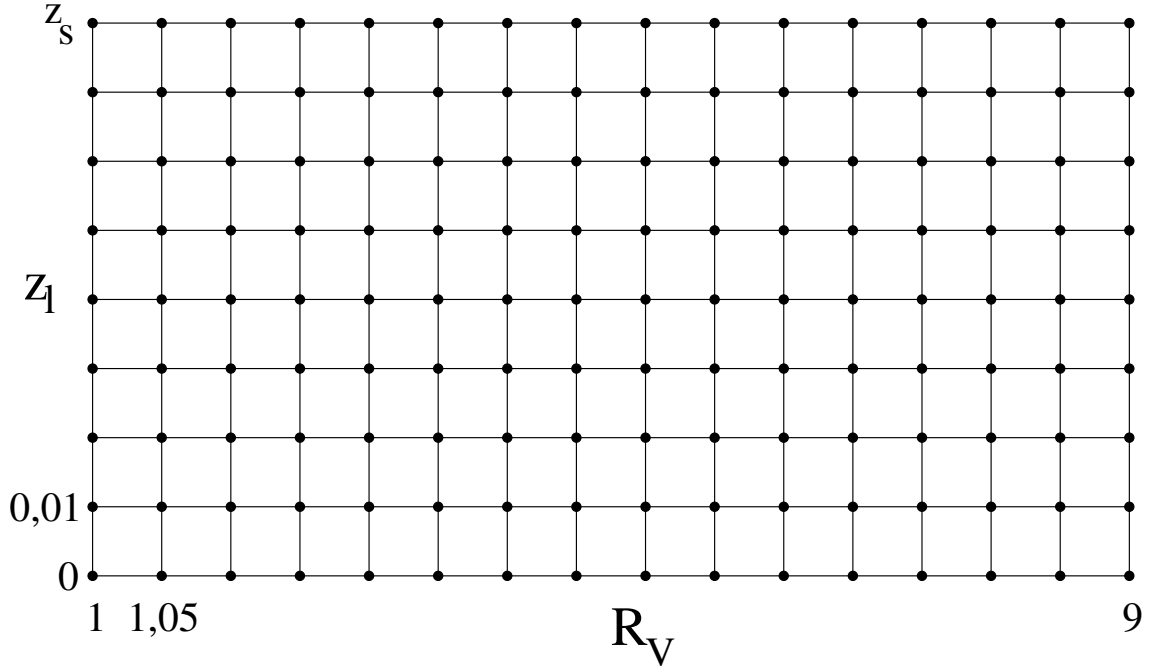


FIG. 3.6 – Schéma représentant le plan de paramètres  $(R_V, z_l)$  parcouru point après point lors de l'application de notre méthode. En chaque point de cette grille est minimisé le  $\chi^2$  défini par l'équation (3.7).

d'après l'équation (3.3), les couleurs relatives observées seraient nulles, ce qui serait immédiatement visible sur le diagramme couleur - couleur.

Supposons maintenant que la loi d'extinction soit de la forme  $\kappa(\lambda) = a \ln \lambda + b$ , où  $a$  et  $b$  sont des constantes. On a alors :

$$\begin{aligned}
 \kappa(\lambda'_1) - \kappa(\lambda'_2) &= \kappa\left(\frac{\lambda_1}{1+z_l}\right) - \kappa\left(\frac{\lambda_2}{1+z_l}\right) \\
 &= a \ln\left(\frac{\lambda_1}{1+z_l}\right) + b - \left[ a \ln\left(\frac{\lambda_2}{1+z_l}\right) + b \right] \\
 &= a (\ln \lambda_1 - \ln(1+z_l)) + b - [a (\ln \lambda_2 - \ln(1+z_l)) + b] \\
 &= a (\ln \lambda_1 - \ln \lambda_2) \\
 &= a \ln\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) \quad \text{pour tout } z_l.
 \end{aligned}$$

Ainsi, la couleur relative exprimée par l'équation (3.3) ne dépend plus du redshift  $z_l$  de la lentille et notre méthode est inapplicable dans ce cas.

Enfin, si l'extinction suit une loi de la forme  $\kappa(\lambda) = a\lambda^\alpha + b$  avec  $a$ ,  $\alpha$  et  $b$  fixés,

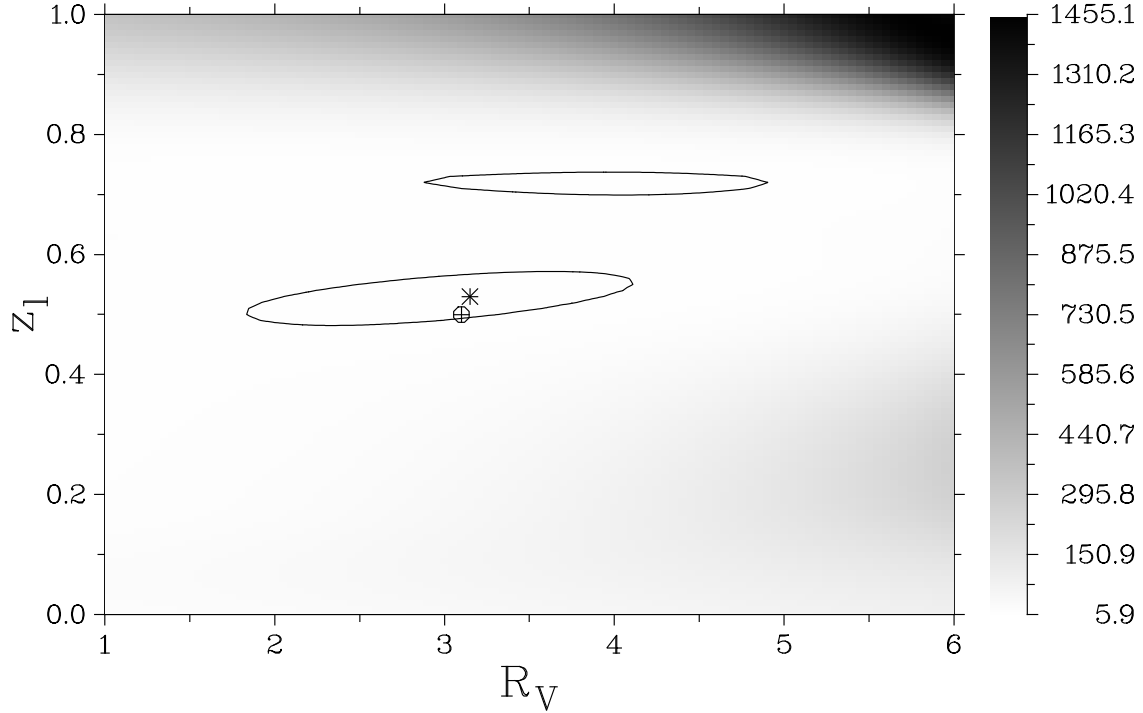


FIG. 3.7 – Exemple d’une carte de  $\chi^2$  construite à partir d’un ensemble de données simulées dans cinq filtres avec  $R_V = 3,1$ ,  $z_l = 0,5$ ,  $\mathcal{L} = 0, 0,6, 1,3, 1,1$  et les amplifications relatives  $\mathcal{M} = 1, 0,9, 0,8, 0,7$  pour les quatre composantes du mirage considéré. Un bruit gaussien de 0,1 magnitude a été ajouté aux magnitudes U, B, V, R et I. Les symboles  $\oplus$  et  $*$  représentent respectivement les valeurs introduites au départ et les valeurs ajustées des paramètres  $R_V$  et  $z_l$ . Les contours correspondent à une variation  $\Delta\chi^2 = 1$ .

nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 \kappa(\lambda'_1) - \kappa(\lambda'_2) &= \kappa\left(\frac{\lambda_1}{1+z_l}\right) - \kappa\left(\frac{\lambda_2}{1+z_l}\right) \\
 &= a\left(\frac{\lambda_1}{1+z_l}\right)^\alpha + b - \left[a\left(\frac{\lambda_2}{1+z_l}\right)^\alpha + b\right] \\
 &= \frac{a}{(1+z_l)^\alpha}[\lambda_1^\alpha - \lambda_2^\alpha].
 \end{aligned}$$

La couleur relative de l’équation (3.3) s’écrit donc :

$$(m_i(\lambda_1) - m_i(\lambda_2)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_1) - m_{\text{réf.}}(\lambda_2)) = \frac{2,5}{\ln 10} \mathcal{L}_i \frac{a}{(1+z_l)^\alpha} [\lambda_1^\alpha - \lambda_2^\alpha]. \quad (3.8)$$

Dans l’équation (3.8), les paramètres variables  $\mathcal{L}_i$  et  $(1+z_l)^\alpha$  apparaissent sous la forme  $\mathcal{L}_i/(1+z_l)^\alpha$ . Ils sont donc mutuellement dépendants, ce qui empêche une estimation précise de la valeur de  $z_l$ . Ceci dit, l’imprécision diminuera d’autant plus que le nombre de données photométriques, qui contraignent les paramètres, sera important.

En particulier, si  $\alpha = -1$ ,  $\kappa(\lambda) = a/\lambda + b$  et l'équation (3.8) devient :

$$(m_i(\lambda_1) - m_i(\lambda_2)) - (m_{\text{réf.}}(\lambda_1) - m_{\text{réf.}}(\lambda_2)) = \frac{2,5}{\ln 10} a \mathcal{L}_i (1 + z_l) \left[ \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right].$$

Cette allure de la loi d'extinction en  $1/\lambda$  se rencontre physiquement dans le domaine proche infrarouge et visible pour les lois de la Galaxie et des Nuages de Magellan, ce comportement étant même étendu jusqu'à l'ultraviolet lointain pour la loi d'extinction du Petit Nuage de Magellan, comme le montre la figure 1.3 à la page 27.

Nous pouvons observer le résultat de cette dégénérescence sur les courbes de  $\chi^2$  des mirages gravitationnels étudiés (voir les figures 3.16, 3.18, 3.20 et 3.22 respectivement aux pages 60, 65, 66 et 67). Sur ces courbes de  $\chi^2$ , celle relative au Petit Nuage de Magellan (« SMC ») est relativement plane et ne conduit donc pas à une bonne estimation du redshift.

Un autre cas de dégénérescence peut survenir si le nombre de filtres, bien que satisfaisant les conditions exposées à la section 3.2.2, est néanmoins insuffisant pour déterminer de manière univoque la loi d'extinction, c'est-à-dire les valeurs de  $z_l$  et de  $R_V$  dans le cas de la Galaxie. Winn *et al.* [101] montrent un exemple où deux courbes d'extinction correspondant à deux redshifts et deux valeurs de  $R_V$  différents sont compatibles avec les quatre points de mesure, compte tenu des incertitudes sur chacun d'eux.

## 3.3 Simulations

### 3.3.1 Introduction

Afin de vérifier la méthode proposée et d'estimer les erreurs affectant les paramètres ajustés, nous avons effectué un grand nombre de simulations de type Monte Carlo.

Pour une configuration choisie, nous fixons tous les paramètres nécessaires : le redshift de la lentille  $z_l$ , le rapport de l'extinction totale sur l'extinction sélective  $R_V$ , les macro-amplifications relatives  $\mathcal{M}_i = M_i/M_{\text{réf.}}$  et les longueurs géométriques relatives  $\mathcal{L}_i$ . Nous pouvons ainsi calculer des magnitudes théoriques dans autant de filtres que souhaité. À ces magnitudes est ajouté un bruit gaussien de variance connue puis nous appliquons la méthode. Nous répétons ces deux dernières étapes 100 fois.

À l'issue de ces 100 itérations, nous calculons l'écart-type des valeurs ajustées de  $z_l$  et  $R_V$  pour obtenir une estimation de l'incertitude sur la valeur de ces paramètres fournie par la méthode.

### 3.3.2 Erreur sur l'estimation de $z_l$

La figure 3.8 illustre l'estimation de l'incertitude sur  $z_l$  en fonction de celui-ci et du niveau de bruit introduit dans les magnitudes simulées. Comme précédemment, nous avons utilisé un ensemble formé de quatre composantes et observé dans les cinq

filtres de Johnson U, B, V, R et I. Les valeurs des paramètres  $R_V$ ,  $\mathcal{L}_i$  et  $\mathcal{M}_i$  sont les mêmes que celles de la figure 3.7.

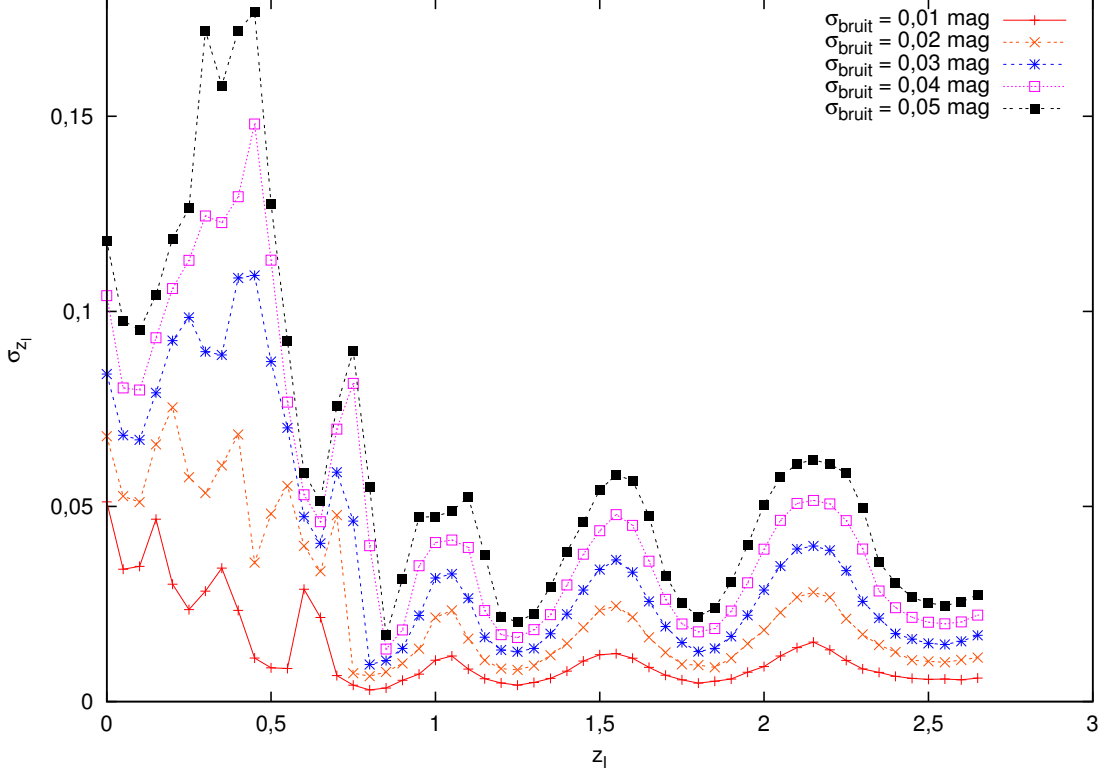


FIG. 3.8 – Erreur  $\sigma_{z_l}$  sur l'estimation du redshift  $z_l$  de la lentille en fonction de ce dernier. Excepté pour le redshift de la lentille et le niveau de bruit qui tous deux varient, les valeurs des autres paramètres sont les mêmes que celles de la figure 3.7.

Pour un niveau de bruit donné, l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  est plus importante aux faibles redshifts ( $z_l \lesssim 0,85$ ) parce qu'à ces redshifts les positions des longueurs d'ondes effectives de certains filtres se trouvent encore dans le domaine visible et proche infrarouge où l'extinction est plus faible et où elle varie en  $1/\lambda$ , ce qui affecte la précision de la méthode (voir sect. 3.2.5).

Les oscillations visibles sur la figure 3.8 sont dues aux positions, rapportées au référentiel de la lentille, des longueurs d'ondes effectives des filtres utilisés par rapport au pic d'absorption à 2175 Å.

En effet, la figure 3.9 montre la loi d'extinction de la Galaxie avec  $R_V = 3,1$  sur laquelle ont été ajoutées les positions des longueurs d'ondes effectives des filtres U, B, V, R, I, J, H, K et L, décalées aux redshifts  $z_l = 1,5, 1,55$  et  $1,6$ . On y remarque que les positions des filtres B et V sont sur un « plateau » : le redshift peut varier un peu autour de  $z_l = 1,55$  et les positions se déplacent légèrement sans que l'extinction ne change de manière importante. Ainsi, l'ajustement du paramètre  $z_l$  a une certaine latitude qui se manifeste sur la figure 3.8 par une augmentation de l'erreur  $\sigma_{z_l}$  autour de  $z_l = 1,55$ .

En revanche, la situation est inversée pour un redshift autour de  $z_l = 1,8$ . Sur

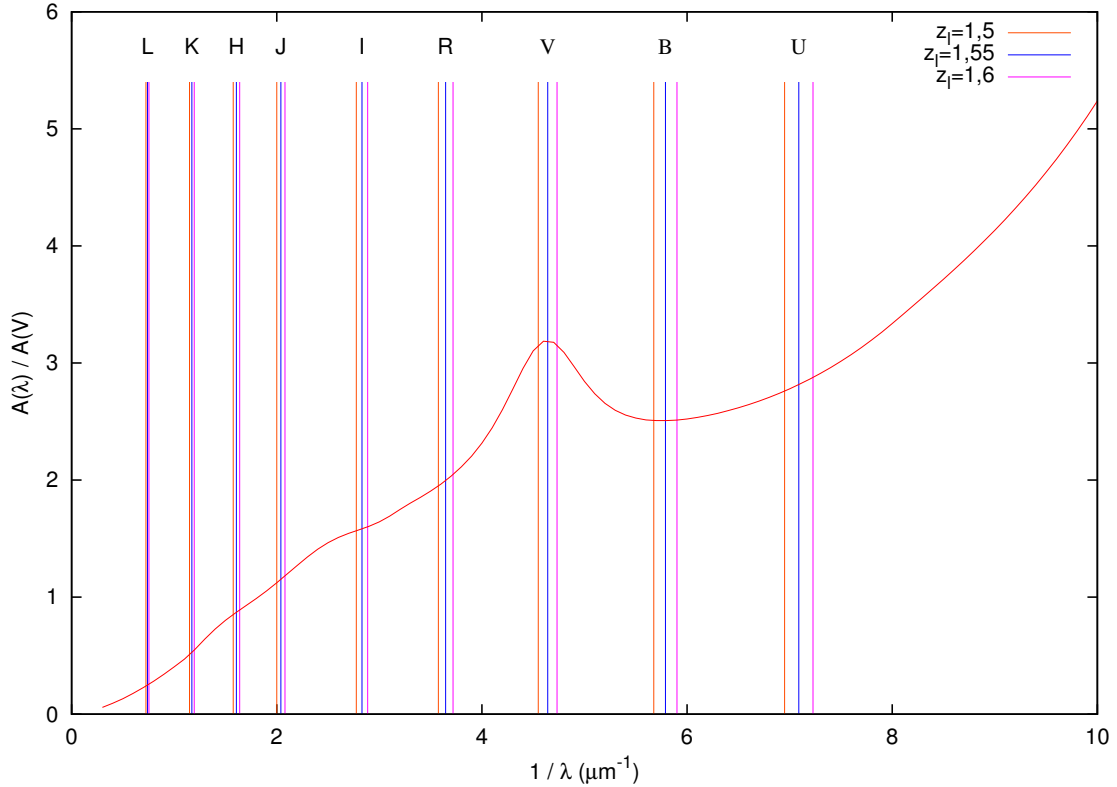


FIG. 3.9 – Loi d’extinction de la Galaxie pour  $R_V = 3,1$  selon Cardelli *et al.* [17]. Les positions, rapportées aux redshifts  $z_l = 1,5, 1,55$  et  $1,6$ , des longueurs d’ondes effectives des filtres habituellement utilisés sont indiquées.

la figure 3.10, nous voyons que les positions des filtres B et R sont sur des pentes positives en  $1/\lambda$  tandis que la position du filtre V est sur une pente négative. Ainsi, quand le redshift  $z_l$  augmente de 1,75 à 1,85, l’extinction en B et R augmente alors que celle en V diminue ce qui conduit à de fortes variations des couleurs ajustées. Par conséquent, le redshift est nettement mieux contraint puisqu’à la moindre variation, les couleurs ajustées changent de manière significative.

Enfin, si la loi d’extinction de la galaxie lentille est semblable à celle de la Galaxie avec  $R_V = 3,1$ , il n’est pas impossible d’observer pour certains redshifts des couleurs relatives négatives (voir, par exemple, le cas de B – V sur la figure 3.9).

On retrouve bien sûr ces oscillations sur la figure 3.11 qui présente l’incertitude  $\sigma_{z_l}$  en fonction du redshift  $z_l$  pour quatre valeurs de  $R_V$ , le niveau de bruit étant maintenant fixé à 0,01 magnitude. Les valeurs des autres paramètres sont les mêmes que pour la figure 3.7.

Sur ce graphique, on constate que  $\sigma_{z_l}$  est plus faible pour les petites valeurs de  $R_V$  à partir d’un redshift de 0,7 environ. Ceci est logique puisque les courbes d’extinction à faibles valeurs de  $R_V$  sont plus « accidentées », donc plus efficaces, dans le domaine ultraviolet, domaine sondé par les filtres utilisés à ces redshifts. Pour des redshifts inférieurs à 0,7, la situation est plus confuse car les filtres explorent le domaine s’étendant du proche infrarouge au proche ultraviolet où l’extinction est

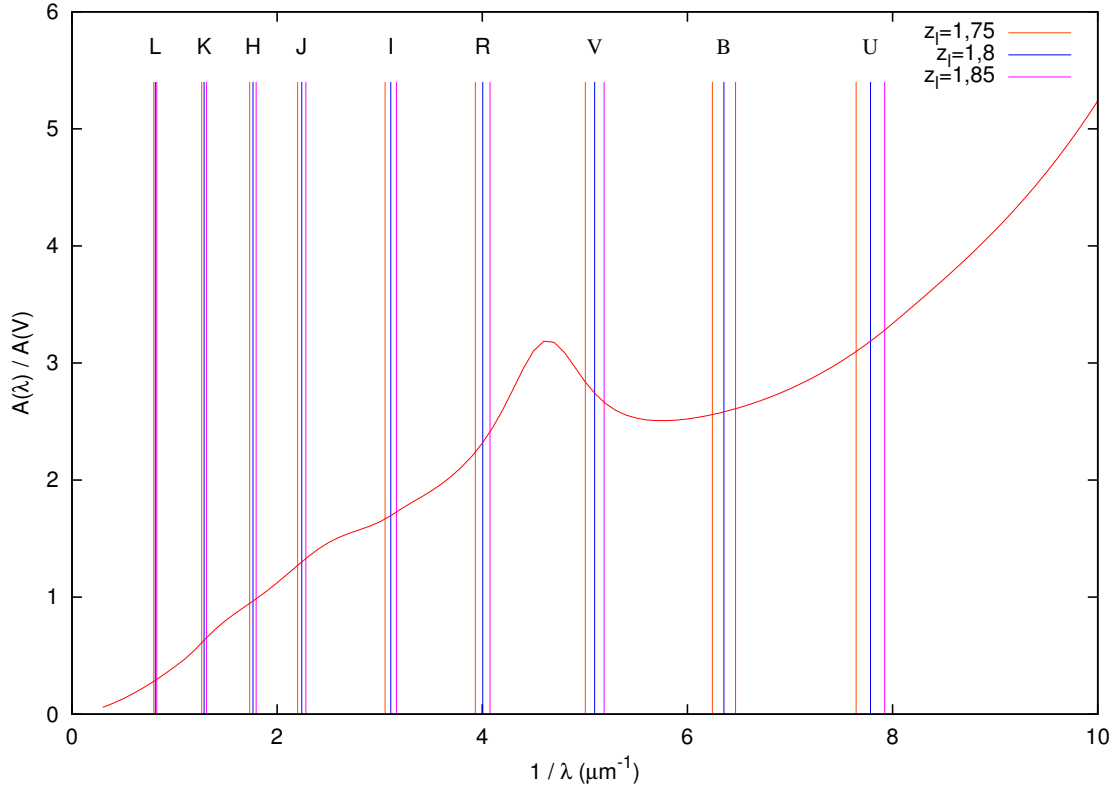


FIG. 3.10 – Loi d’extinction de la Galaxie pour  $R_V = 3,1$  selon Cardelli *et al.* [17]. Les positions, rapportées à un redshift  $z_l = 1,75, 1,8$  et  $1,85$ , des longueurs d’ondes effectives des filtres habituellement utilisés sont indiquées.

plus faible, variant de manière quasi monotone en  $1/\lambda$  et différant peu selon les valeurs de  $R_V$ . L’incertitude  $\sigma_{z_l}$  est en conséquence plus importante.

### 3.3.3 Comparaison entre les filtres

En observant les figures 3.9 et 3.10, nous remarquons que, pour les filtres dans le proche infrarouge I, J, H, K et L :

1. la loi d’extinction croît de façon assez monotone si bien que les couleurs calculées, d’un redshift à un autre, sont peu distinctes les unes des autres ;
2. pour ces petits nombres d’ondes ( $1/\lambda$ ), le décalage dû au redshift est faible ;
3. l’extinction est dans l’ensemble relativement modérée, ce qui entraîne que la part du bruit devient plus importante comparée aux variations de couleurs qui sont justement une conséquence de l’extinction.

Tous ces facteurs contribuent à la piètre efficacité des filtres dans le proche infrarouge pour estimer le redshift d’une galaxie lentille par notre méthode, comme le montre la figure 3.12.

Cette figure permet de comparer, sur une échelle logarithmique, l’incertitude sur l’estimation du redshift  $z_l$  selon que l’on utilise des filtres dans le domaine optique

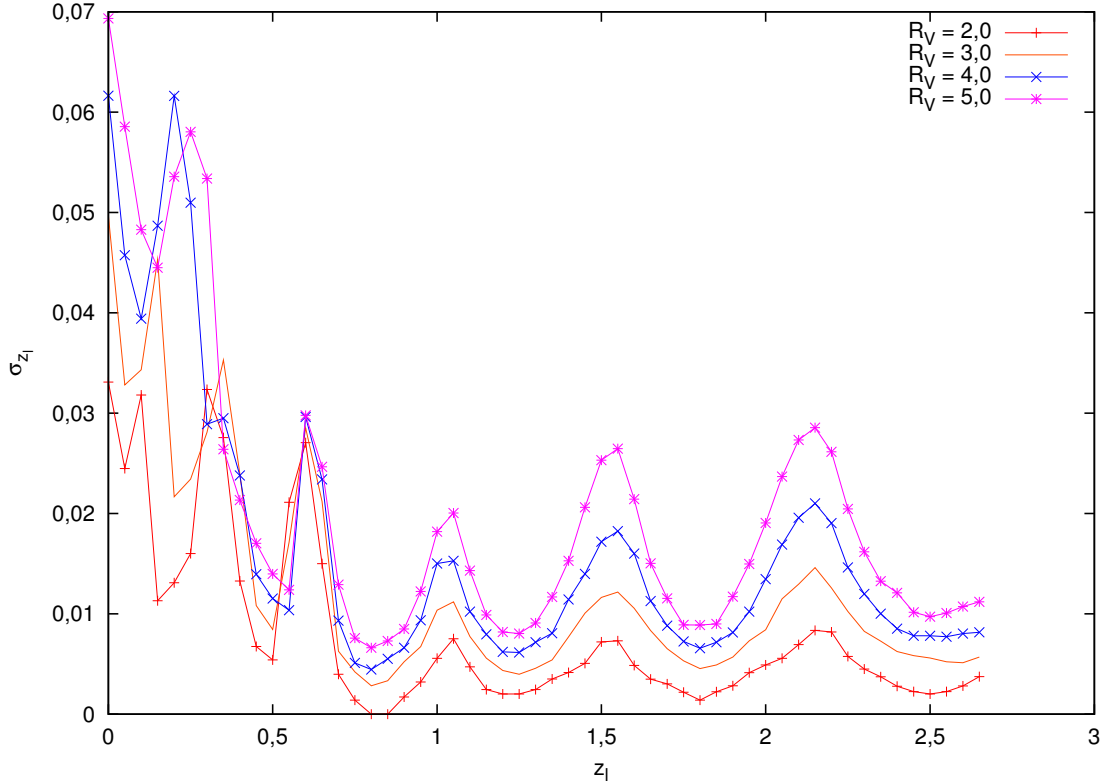


FIG. 3.11 – Incertitude  $\sigma_{z_l}$  en fonction du redshift  $z_l$  pour quatre valeurs de  $R_V$ . Les valeurs des paramètres  $\mathcal{L}$  et  $\mathcal{M}$  sont les mêmes que pour la figure 3.7. Un bruit gaussien de sigma 0,01 magnitude a été ajouté aux données photométriques simulées.

(U, B, V, R et I) ou des filtres dans le proche infrarouge (I, J, H, K et L). La différence est flagrante.

L’allure générale de la courbe pour les filtres dans le proche infrarouge en fonction de  $z_l$  est décroissante parce qu’au fur et à mesure que le redshift augmente, les positions des filtres se déplacent vers les plus grandes valeurs de l’extinction et vers une zone plus « accidentée » de la courbe d’extinction.

L’augmentation de l’incertitude  $\sigma_{z_l}$  autour de  $z_l = 1,55$  est due à la position du filtre I dans une zone où l’extinction est presque constante.

Ce comportement de la courbe de la figure 3.12 pour les filtres dans le proche infrarouge est encore plus facilement explicable quand on trace les mêmes lois d’extinction que celles de la figure 1.1 mais cette fois-ci en fonction de  $\lambda$  et non plus en fonction de  $1/\lambda$  (voir fig. 3.13).

### 3.3.4 Erreur sur l’estimation de $R_V$

Nous avons aussi étudié grâce à des simulations de type Monte Carlo l’incertitude sur la valeur ajustée de  $R_V$  en fonction de  $z_l$ , de  $R_V$  lui-même et du bruit ajouté aux données photométriques simulées. Pour ces simulations, nous avons utilisé les mêmes valeurs des paramètres  $\mathcal{M}$  et  $\mathcal{L}$  que celles de la figure 3.7 à la page 50. Les



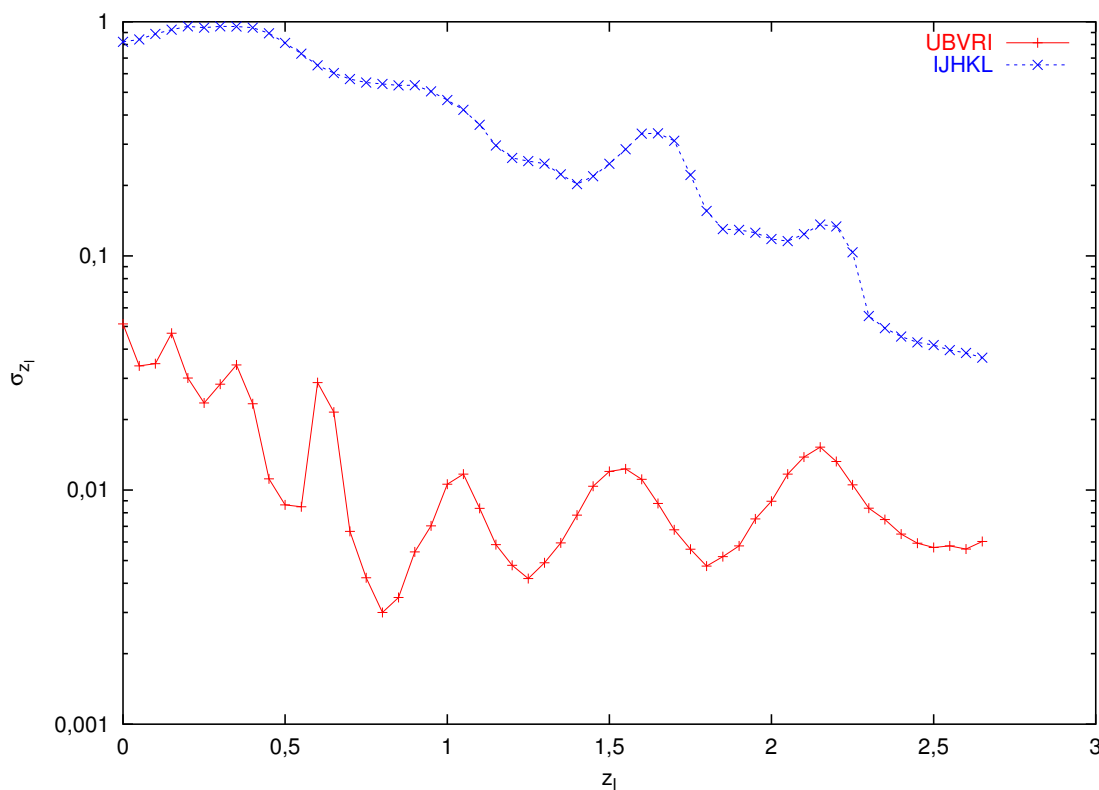


FIG. 3.12 – Incertitude  $\sigma_{z_l}$  sur l'estimation du redshift de la lentille  $z_l$  en fonction de celui-ci pour deux ensembles de cinq filtres, l'un dans le domaine optique (U, B, V, R et I) et l'autre dans le domaine proche infrarouge (I, J, H, K et L). Comme précédemment, nous avons supposé  $R_V = 3,1$ ,  $\mathcal{L} = 0, 0,6, 1,3, 1,1$  et  $\mathcal{M} = 1, 0,9, 0,8, 0,7$  pour respectivement les quatre composantes A, B, C et D du mirage. Un bruit gaussien de 0,01 magnitude a été ajouté aux données photométriques simulées.

données photométriques ont été calculées pour les cinq filtres U, B, V, R et I et un bruit gaussien de 0,01 magnitude a été ajouté à ces données.

Sur la figure 1.1 à la page 22, nous pouvons voir que l'extinction dans le domaine visible et proche infrarouge dépend très peu de la valeur de  $R_V$ . Cela conduit à une grande incertitude sur son estimation comme le montre la figure 3.14 où  $\sigma_{R_V}$  est relativement élevé pour  $z_l \lesssim 1$ , c'est-à-dire tant que des longueurs d'ondes effectives de filtre se trouvent dans ce domaine visible et proche infrarouge (à  $z_l = 1$ , la position du filtre I est décalée à  $2,22 \mu\text{m}^{-1}$ , soit approximativement la position du filtre B à  $z_l = 0$ ).

Nous observons aussi pour  $z_l \lesssim 1$  une forte dépendance de  $\sigma_{R_V}$  avec  $R_V$ , l'incertitude  $\sigma_{R_V}$  étant d'autant plus faible que la valeur de  $R_V$  est petite. Ceci s'explique par le fait que le pic à  $2175 \text{ \AA}$ , assez « rapidement » atteint par les filtres U et B notamment, est bien plus prononcé pour les faibles valeurs de  $R_V$  (voir fig. 1.1 page 22), ce qui augmente grandement la précision de l'estimation des paramètres.

La figure 3.15 illustre les résultats pour  $R_V = 3,1$  sous forme d'histogrammes. Avec un bruit de 0,05 magnitude, la dispersion des valeurs de  $R_V$  devient très grande.

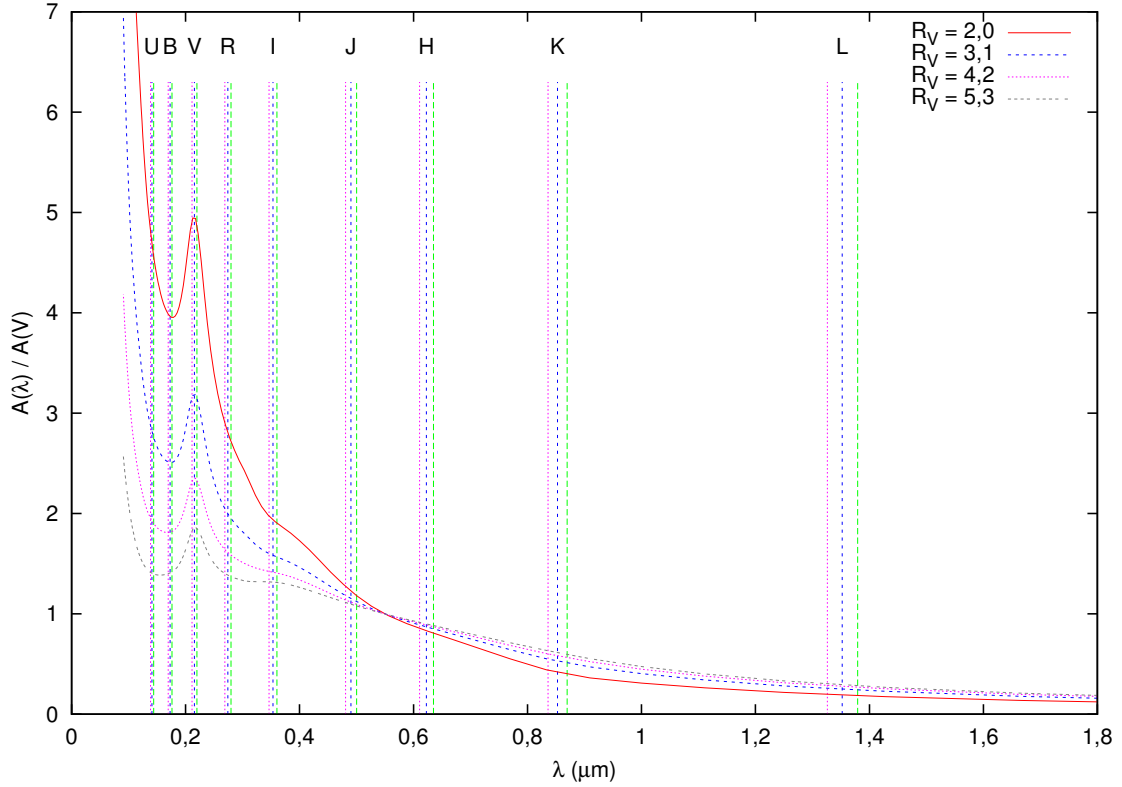


FIG. 3.13 – Lois d’extinction identiques à celles de la figure 1.1 mais tracées en fonction de  $\lambda$ . Les positions des longueurs d’onde effectives des filtres habituels sont indiquées pour des redshifts de  $z_l = 1,5, 1,55$  et  $1,6$ . Notez sur les courbes correspondant à  $R_V = 4,2$  et  $R_V = 5,3$  les positions du filtre I. Elles se trouvent sur un « plateau » où l’extinction varie très peu. Pour ces valeurs de  $R_V$  et ces redshifts, le filtre I contribue peu à l’efficacité de la méthode puisque celle-ci dépend des variations d’extinction.

### 3.3.5 En utilisant d’autres lois d’extinction

Nous avons aussi testé notre méthode avec les lois d’extinction présentées par Pei [75]. Puisque ces lois ne dépendent pas du paramètre  $R_V$ , nous obtenons simplement des courbes de  $\chi^2$  comme celles de la figure 3.16 pour lesquelles nous avons utilisé les mêmes données photométriques que pour la carte de  $\chi^2$  (fig. 3.7).

Pour la loi d’extinction de la Galaxie, désignée par MW (« Milky Way ») sur la figure 3.16, le minimum est atteint pour un redshift de 0,48. En ce qui concerne les lois d’extinction des Grand et Petit Nuages de Magellan, notées LMC pour « Large Magellanic Cloud » et SMC pour « Small Magellanic Cloud », les minima des courbes sont respectivement obtenus pour des redshifts de 0,61 et 0,65, ce dernier avec un  $\chi^2$  sensiblement plus élevé ( $\simeq 12$ ).

Les valeurs minimales du  $\chi^2$  pour les courbes MW et LMC sont fort semblables ( $\simeq 8$ ) et cependant atteintes à des redshifts différents, respectivement 0,48 et 0,61, ce qui signifie qu’en raison de la précision limitée des données photométriques, on ne peut pas distinguer *a priori* la meilleure estimation du redshift si l’on ne peut

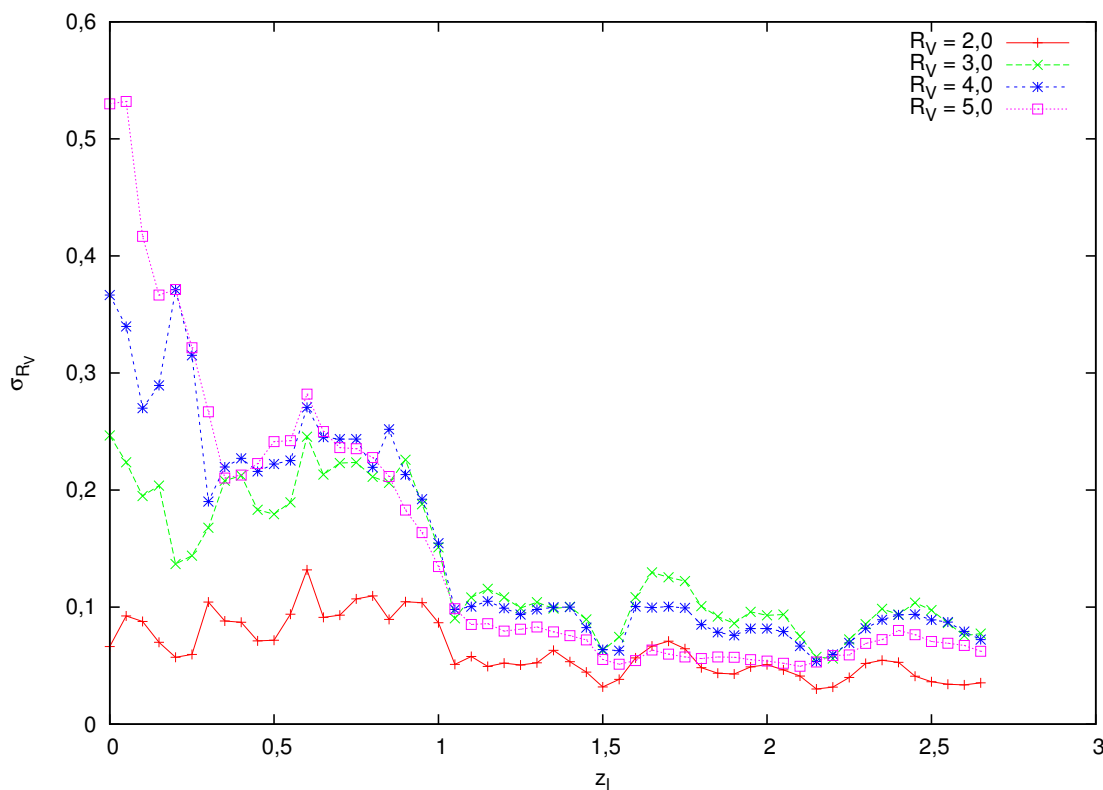


FIG. 3.14 – Incertitude  $\sigma_{R_V}$  en fonction de  $z_l$  pour quatre valeurs de  $R_V$ . Les valeurs des paramètres  $\mathcal{M}$  et  $\mathcal{L}$  pour les données simulées sont les mêmes que pour la figure 3.7 et un bruit de 0,01 magnitude a été ajouté à ces données.

faire aucune hypothèse sur le type (MW, LMC ou SMC) de la loi d’extinction de la galaxie lentille.

Ceci souligne l’importance d’avoir des données photométriques de très bonne qualité pour pouvoir appliquer notre méthode.

## 3.4 Applications à quelques mirages gravitationnels

### 3.4.1 La Croix d’Einstein 2237+0305

La figure 3.17 page 65 présente la carte de  $\chi^2$  pour la Croix d’Einstein [43], déduite des données photométriques décrites dans le tableau 3.2 à la page 64. Les contours, comme pour la figure 3.7, correspondent à une variation  $\Delta\chi^2 = 1$  et délimitent les valeurs acceptables pour  $R_V$  et  $z_l$  avec un niveau de confiance de 68 %.

Le minimum est atteint pour une valeur de  $R_V$  de 2,8 et un redshift  $z_l = 0,13$  alors que le redshift réel de la lentille est de 0,04 [43]. Cette différence s’explique par la qualité relativement mauvaise des données photométriques de Yee [105] avec une

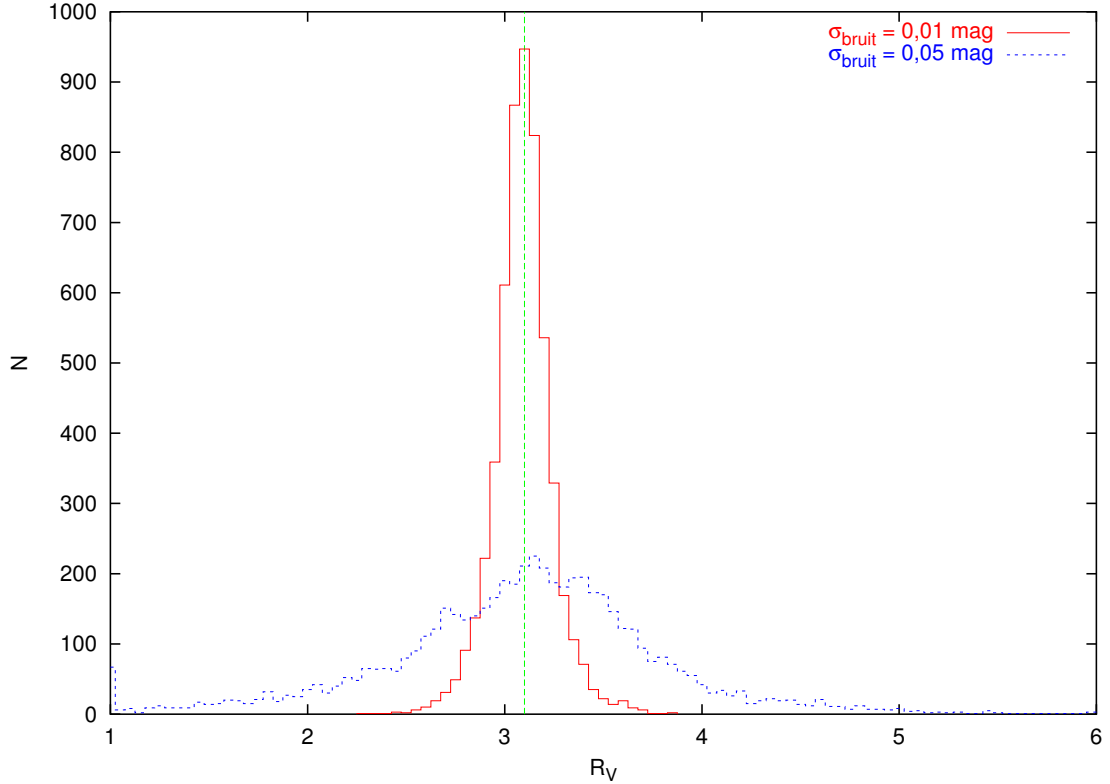


FIG. 3.15 – Histogrammes des valeurs ajustées de  $R_V$  pour deux niveaux de bruit différents. Pour les données simulées, nous avons supposé  $R_V = 3,1$ ,  $z_l$  variant de 0 à 2,65 par pas de 0,05 et les mêmes valeurs pour les paramètres  $\mathcal{L}$  et  $\mathcal{M}$  que précédemment.

incertitude sur les magnitudes supérieure ou égale à 0,02 mag. De plus, les observations présentées dans le tableau 3.2 ont été effectuées à plus de huit ans d'intervalle et des événements d'amplification par effet de microlentille sur des échelles de temps de plusieurs années ont été mentionnés pour ce mirage par Corrigan *et al.* [25], Irwin *et al.* [46], Østensen *et al.* [73] et Racine [79].

Si nous fixons le redshift de la lentille à sa vraie valeur ( $z_l = 0,04$  [43]), le  $\chi^2$  minimal est obtenu pour  $R_V = 3,1$ , valeur typique du milieu diffus de la Galaxie (3,1). Ceci va dans le même sens que les conclusions obtenues par Nadeau *et al.* [71] qui avaient trouvé une loi d'extinction assez semblable à celle de la Galaxie. Par ailleurs, en utilisant une méthode similaire à la nôtre, Falco *et al.* [31] ont trouvé une valeur assez élevée de  $R_V$  (5,29) en fixant la valeur du redshift de la lentille.

La figure 3.18 page 65 représente l'évolution du  $\chi^2$  en fonction du redshift pour chacune des trois lois d'extinction étudiées par Pei [75] (voir sect. 3.3.5 page 57).

Pour un redshift de 0,04, le  $\chi^2$  pour la loi d'extinction de la Galaxie est très légèrement inférieur à celui obtenu avec la loi d'extinction du Grand Nuage de Magellan. La distinction est plus nette en ce qui concerne la loi d'extinction du Petit Nuage de Magellan.

Nous pouvons vérifier que la courbe de  $\chi^2$  (fig. 3.18) pour la loi d'extinction de

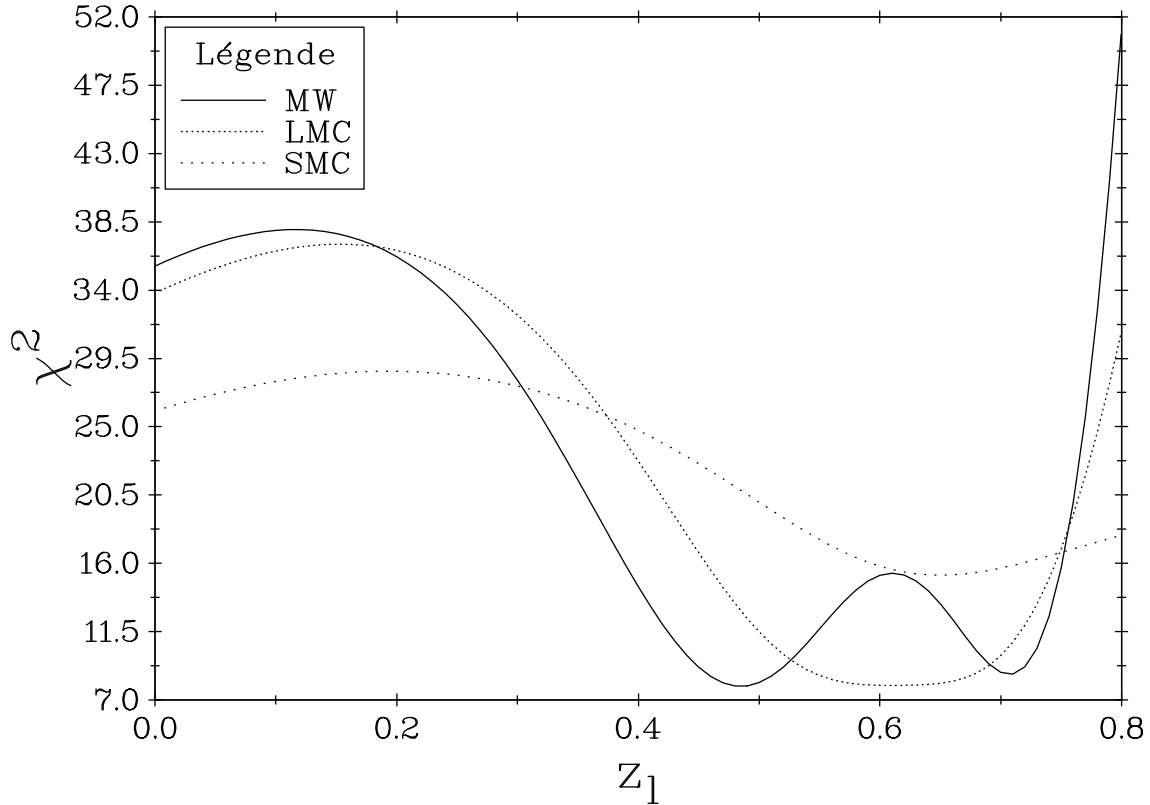


FIG. 3.16 – Courbes de  $\chi^2$  obtenues à partir des mêmes données photométriques simulées que pour la figure 3.7 ( $z_l = 0,5$ ) mais en utilisant les lois d’extinction de Pei [75]. « MW » désigne la courbe relative à la loi d’extinction de la Galaxie, « LMC » à celle du Grand Nuage de Magellan et « SMC » à celle du Petit Nuage de Magellan.

la Galaxie correspond approximativement au profil vertical de la carte de  $\chi^2$  (fig. 3.17) passant par  $R_V = 3,1$ . Les différences proviennent de l’utilisation des formules de Cardelli *et al.* [17] pour la carte d’une part et de Pei [75] pour les courbes d’autre part.

### 3.4.2 Le Trèfle à quatre feuilles H1413+117

Les données photométriques de H1413+117 [55] que nous avons utilisées sont listées dans le tableau 3.3 page 64 et la carte de  $\chi^2$  ainsi obtenue est représentée par la figure 3.19 à la page 66.

Nous trouvons un  $\chi^2$  minimal pour  $z_l = 1,15$  et  $R_V \simeq 9$ , cette dernière valeur étant très improbable. À notre connaissance, une valeur de  $R_V$  aussi élevée que 9 n’a jamais été observée.

Ici aussi, les données photométriques proviennent de deux séries d’observations séparées de plus de quatre mois et un effet de microlentille affectant la composante D a été détecté par Angonin *et al.* [2], Østensen *et al.* [74] et Chae *et al.* [18].

Falco *et al.* [31], en estimant un redshift de 0,7 pour la lentille, obtiennent une

valeur de  $R_V$  égale à 2,94.

Pour ce mirage gravitationnel, de nombreux systèmes de raies en absorption, et donc de possibles redshifts de la galaxie lentille, ont été identifiés : 0,31 et 0,75 [1], 0,61 et 1,35 [66], 1,44 [55], 1,66, 1,87 et 2,07 [30, 38, 99]. Néanmoins, le véritable redshift de la lentille demeure inconnu.

La figure 3.20 à la page 66 présente les courbes de  $\chi^2$  obtenues en utilisant la loi d'extinction de la Galaxie et celles des Nuages de Magellan. Le  $\chi^2$  minimal est atteint pour la loi d'extinction de la Galaxie à un redshift aux alentours de 0,5. Un autre minimum local est visible pour cette même loi à un redshift proche de celui de la source ( $z_s = 2,55$ , [55]).

La courbe relative à la loi d'extinction du Grand Nuage de Magellan atteint elle aussi un minimum vers  $z_l = 0,5$ . En revanche, en ce qui concerne la loi du Petit Nuage de Magellan, il ne semble pas y avoir de minimum précis.

### 3.4.3 MG 0414+0534

Le tableau 3.4 à la page 64 contient les mesures photométriques qui ont servi à construire la carte de  $\chi^2$  pour le mirage MG 0414+0534 [40] (fig. 3.21 page 67). Le minimum correspond à  $z_l = 1,15$  et  $R_V = 1,8$ .

Si nous fixons le redshift de la lentille ( $z_l = 0,96$ , [96]), nous obtenons une très faible valeur de  $R_V$ , proche de 1, en accord avec celle obtenue par Falco *et al.* [31] (1,47).

Nous voyons sur cette figure 3.21 que le contour  $\Delta\chi^2 = 1$  est très large parce que nous ne disposons pour chacune des composantes que de quatre magnitudes dont deux, de surcroît, dans le proche infrarouge.

Il est par ailleurs vrai que les observations photométriques de la table 3.4 sont séparées de plus d'un an et demi mais, puisque ce mirage est connu pour être particulièrement peu variable dans le domaine radio [67], cela ne devrait pas être un inconvénient. Nous supposons ici implicitement que cette stabilité dans le domaine radio est aussi vérifiée dans le domaine optique, ce qui semble être le cas selon Angonin-Willaime *et al.* [3].

D'autre part, les effets de microlentille sont probablement négligeables [63], même si récemment un tel effet semble avoir été observé par Chartas *et al.* [19].

Même si l'intérêt est moindre puisque le redshift de la lentille est maintenant connu,  $z_l = 0,96$  [96], le mirage MG 0414+0534 constitue cependant un excellent candidat pour l'application de notre méthode pour les deux raisons précédemment citées (stabilité en flux et absence probable d'effet de microlentille) et pourvu que nous disposions d'une photométrie très précise dans une large gamme de longueurs d'ondes.

Sur la figure 3.22, nous voyons que les différentes courbes de  $\chi^2$  sont assez peu discernables jusqu'à un redshift de 1,3 environ. Un minimum est atteint aux alentours de  $z_l = 2,4$  pour les lois d'extinction de la Galaxie et du Grand Nuage de Magellan.

À nouveau, la courbe de  $\chi^2$  relative à la loi d'extinction du Petit Nuage de Magellan ne nous permet pas de privilégier un redshift plutôt qu'un autre. Ceci est probablement dû au caractère fort monotone de la loi d'extinction du Petit Nuage de Magellan (voir fig. 1.3).

### 3.5 Généralisation

En écrivant l'équation (3.1) pour une composante  $i$  et une composante de référence, on a :

$$F_i(\lambda) = F_0(\lambda)M_i e^{-\kappa(\lambda')L_i} \quad (3.9)$$

$$F_{\text{réf.}}(\lambda) = F_0(\lambda)M_{\text{réf.}} e^{-\kappa(\lambda')L_{\text{réf.}}}. \quad (3.10)$$

En faisant le rapport de l'équation (3.9) par l'équation (3.10), on obtient :

$$\frac{F_i(\lambda)}{F_{\text{réf.}}(\lambda)} = \mathcal{M}_i e^{-\kappa(\lambda')\mathcal{L}_i} \quad (3.11)$$

où  $\mathcal{M}_i = \frac{M_i}{M_{\text{réf.}}}$  est l'amplification relative de la composante  $i$  par rapport à la composante de référence et  $\mathcal{L}_i = L_i - L_{\text{réf.}}$  désigne toujours la longueur relative du chemin optique dans la lentille pour la composante  $i$  (voir page 41).

On peut écrire l'équation (3.11) sous forme d'une différence de magnitude :

$$\begin{aligned} m_i(\lambda) - m_{\text{réf.}}(\lambda) &= -2,5 \log \left( \frac{F_i(\lambda)}{F_{\text{réf.}}(\lambda)} \right) \\ &= -2,5 \log \left[ \mathcal{M}_i e^{-\kappa(\lambda')\mathcal{L}_i} \right] \\ &= \frac{2,5}{\ln 10} \kappa(\lambda')\mathcal{L}_i - 2,5 \log \mathcal{M}_i. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Nous remarquons ainsi que nous pouvons directement travailler avec les magnitudes relatives, au prix de  $N - 1$  inconnues supplémentaires, les  $\mathcal{M}_i$ , où  $N$  est toujours le nombre de composantes du mirage étudié.

Nous avons maintenant un total de  $(N + 1) + (N - 1) = 2N$  inconnues (voir sect. 3.2.2). En ce qui concerne les équations, nous pouvons calculer  $N - 1$  magnitudes relatives à une longueur d'onde donnée. Si nous disposons de  $M$  filtres, cela donne un total de  $M(N - 1)$  équations.

Puisqu'il nous faut au moins autant d'équations que d'inconnues, nous en déduisons la condition suivante :

$$M(N - 1) \geq 2N \text{ soit } M \geq \frac{2N}{N - 1}. \quad (3.13)$$

Nous retrouvons exactement la même condition que celle pour les couleurs relatives (voir l'équation (3.4) page 42).

Cependant, dans le cas où la source est émettrice d'ondes radio (très grandes longueurs d'ondes, de l'ordre du centimètre), les macro-amplifications relatives  $\mathcal{M}_i$  peuvent être calculées en faisant le rapport des flux radio entre les différentes composantes. En effet, dans le domaine radio, l'extinction est quasi nulle. Nous faisons ici l'hypothèse que les rapports de macro-amplification ainsi calculés dans le domaine radio sont les mêmes que ceux déterminés dans le domaine optique.

Même si la déflexion des rayons lumineux sous l'action d'un champ gravitationnel est achromatique, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas de la longueur d'onde, la région

de la source émettant dans le domaine optique n'est pas nécessairement confondue avec celle émettant dans le domaine radio. Ces deux régions peuvent donc occuper des lieux différents dans le plan source et, par conséquent, par rapport aux caustiques. Il en résulte que les amplifications en flux mesurées dans le domaine radio peuvent différer de celles dans le domaine optique.

## 3.6 Conclusion

Nous avons proposé une méthode pour estimer le redshift de la lentille d'un mirage gravitationnel à partir des effets produits sur les couleurs relatives des images observées par l'extinction de la lumière au sein même de la galaxie lentille.

Il faut tout d'abord s'assurer que les couleurs relatives ne sont pas affectées par autre chose que l'extinction comme les effets de microlentille ou les variations intrinsèques de la source d'arrière-plan. On vérifie ceci en traçant un diagramme couleur - couleur.

Des simulations de type Monte Carlo montrent que cette méthode donne des résultats satisfaisants à condition de disposer de données photométriques très précises dans le plus grand nombre de filtres possible.

L'application de la méthode à des cas réels se heurte à l'hétérogénéité des observations photométriques, ce qui entraîne que les résultats obtenus sont pour le moins incertains. Des données photométriques homogènes, dans une grande gamme de longueurs d'ondes et de très bonne qualité, sont donc absolument indispensables. Un télescope tel que le LZT (« Large Zenith Telescope », [41]) pourrait les fournir.



Composantes						
Date	Filtre	A	B	C	D	Référence
25/09/1987	g	17,77 ± 0,03	17,98 ± 0,03	18,46 ± 0,05	18,69 ± 0,06	[105]
25/09/1987	r	17,62 ± 0,02	17,77 ± 0,03	18,06 ± 0,04	18,40 ± 0,06	[105]
25/09/1987	i	17,25 ± 0,02	17,38 ± 0,02	17,61 ± 0,03	17,98 ± 0,04	[105]
10-11/10/1995	B	17,626 ± 0,009	17,741 ± 0,008	18,881 ± 0,020	19,111 ± 0,033	[14]
10-11/10/1995	V	17,278 ± 0,004	17,428 ± 0,009	18,389 ± 0,009	18,734 ± 0,022	[14]
10-11/10/1995	R	17,093 ± 0,004	17,274 ± 0,004	18,109 ± 0,008	18,441 ± 0,010	[14]
10-11/10/1995	I	16,966 ± 0,006	17,192 ± 0,007	17,910 ± 0,015	18,206 ± 0,020	[14]

TAB. 3.2 – Données photométriques de 2237+0305 provenant de Yee [105] et de Burud *et al.* [14, algorithme CLEAN].

Composantes						
Date	Filtre	A1	A2	B	C	Référence
02/08/1994	B	-1,06 ± 0,02	-0,82 ± 0,02	-0,88 ± 0,02	-0,70 ± 0,02	[74]
02/08/1994	V	-0,41 ± 0,01	-0,23 ± 0,01	-0,20 ± 0,01	-0,06 ± 0,01	[74]
02/08/1994	R	-0,08 ± 0,01	0,10 ± 0,01	0,18 ± 0,01	0,28 ± 0,01	[74]
02/08/1994	I	0,19 ± 0,01	0,36 ± 0,01	0,48 ± 0,01	0,62 ± 0,01	[74]
22/12/1994	F336W	19,03 ± 0,03	19,37 ± 0,02	19,01 ± 0,01	19,20 ± 0,03	[100]
22/12/1994	F702W	18,40 ± 0,01	18,55 ± 0,02	18,68 ± 0,01	18,75 ± 0,01	[100]
22/12/1994	F814W	18,66 ± 0,02	18,76 ± 0,02	18,96 ± 0,02	19,06 ± 0,02	[100]

TAB. 3.3 – Données photométriques de H1413+117 provenant de Østensen *et al.* [74] et de Turnshak *et al.* [100].

Composantes						
Date	Filtre	A	B	C	D	Référence
10/03/1993	H	15,31 ± 0,05	15,51 ± 0,05	16,28 ± 0,01	17,16 ± 0,02	[63]
10/03/1993	K	14,34 ± 0,05	14,56 ± 0,05	15,36 ± 0,01	16,24 ± 0,02	[63]
08/11/1994	F675W	22,760 ± 0,008	23,756 ± 0,016	23,488 ± 0,012	24,258 ± 0,022	[32]
08/11/1994	F814W	20,595 ± 0,003	21,407 ± 0,004	21,363 ± 0,004	22,212 ± 0,007	[32]

TAB. 3.4 – Données photométriques de MG 0414+0534 provenant de McLeod *et al.* [63] et de Falco *et al.* [32].

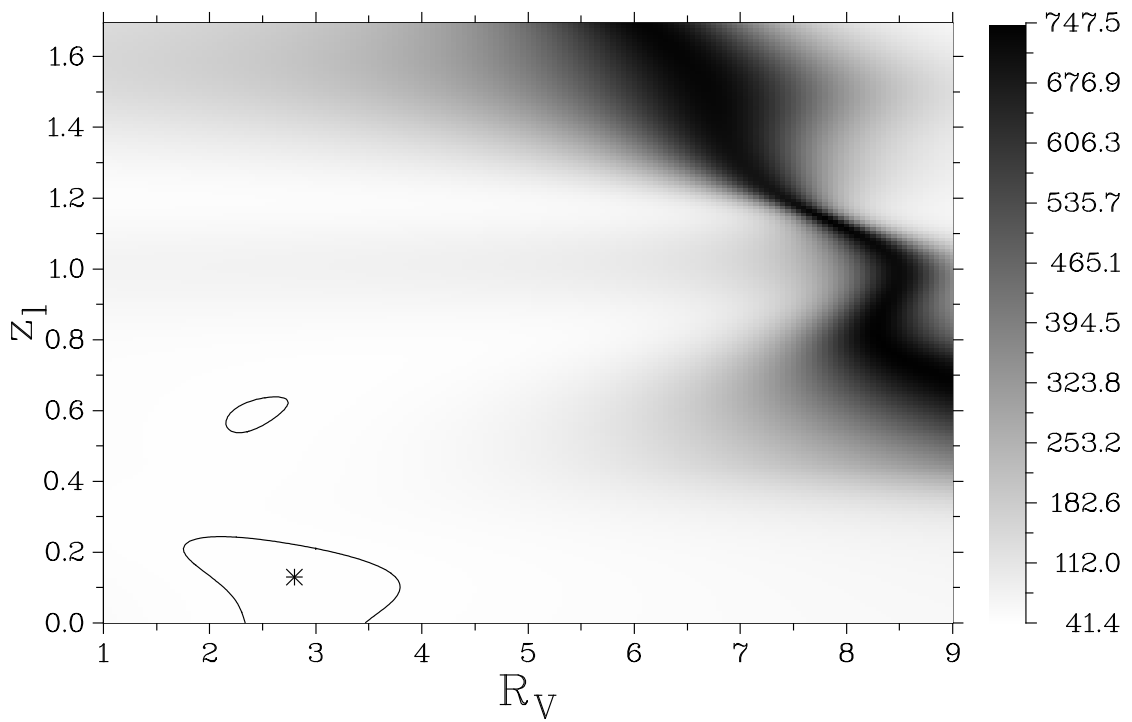


FIG. 3.17 – Carte de  $\chi^2$  pour la Croix d'Einstein 2237+0305.

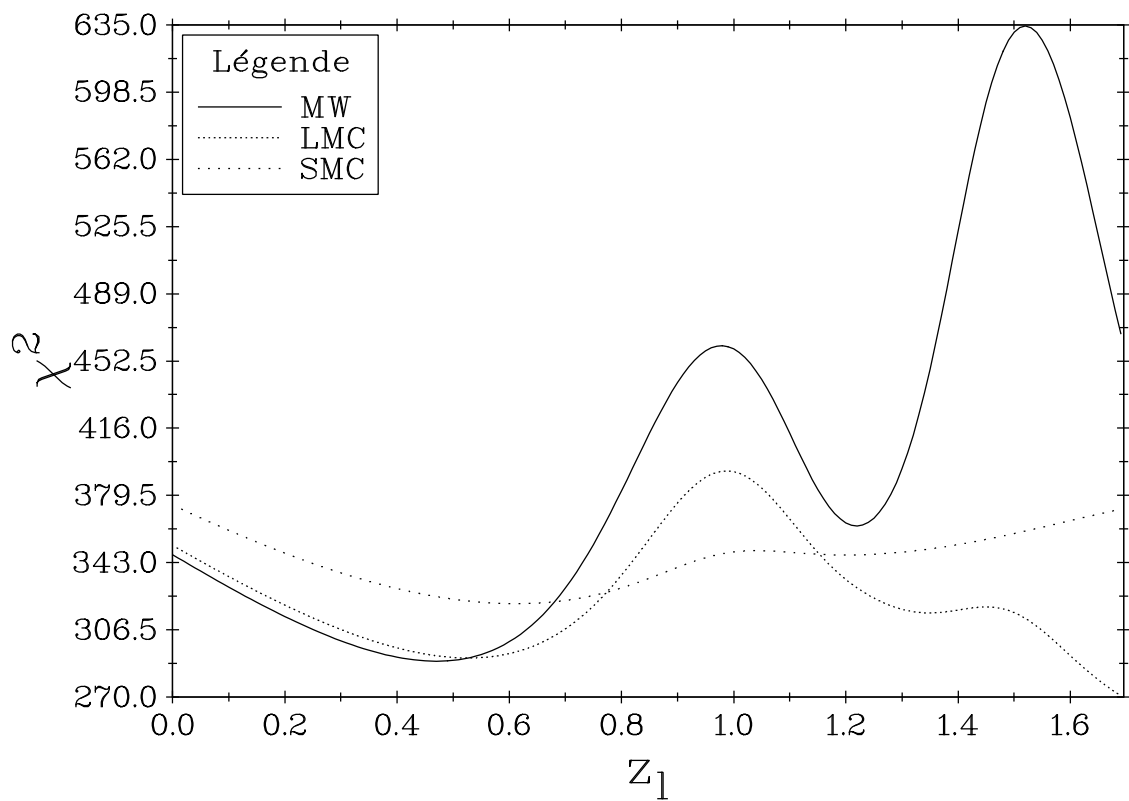


FIG. 3.18 – Courbes de  $\chi^2$  pour la Croix d'Einstein 2237+0305.

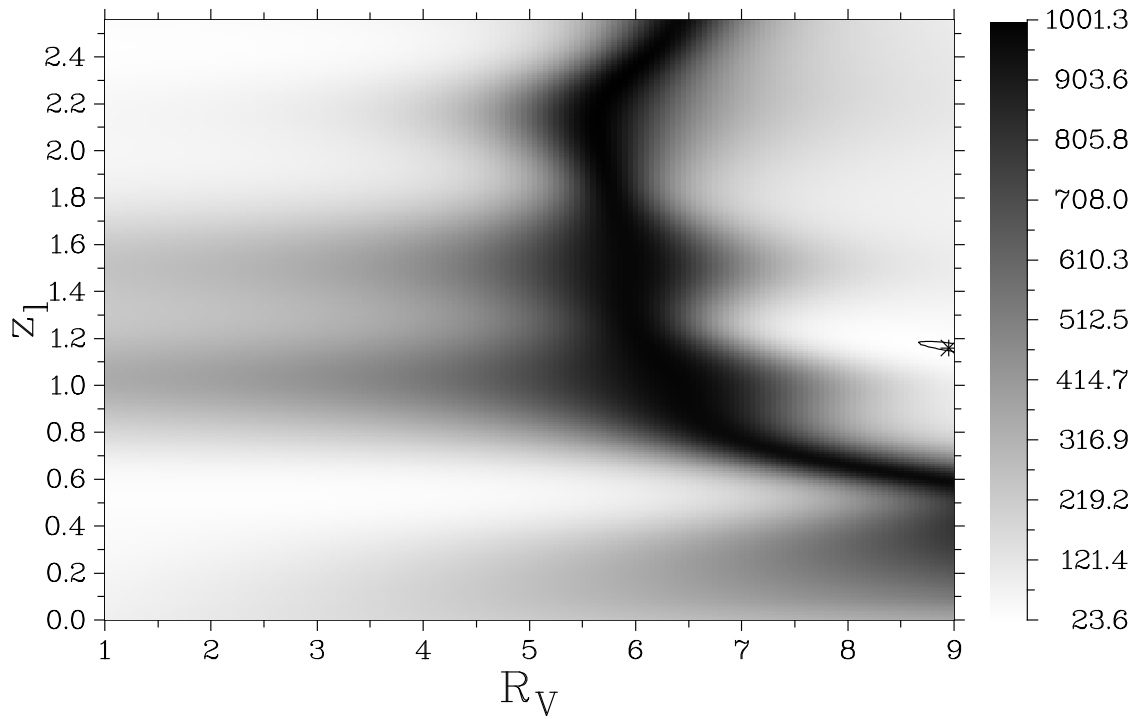


FIG. 3.19 – Carte de  $\chi^2$  pour le mirage gravitationnel H1413+117.

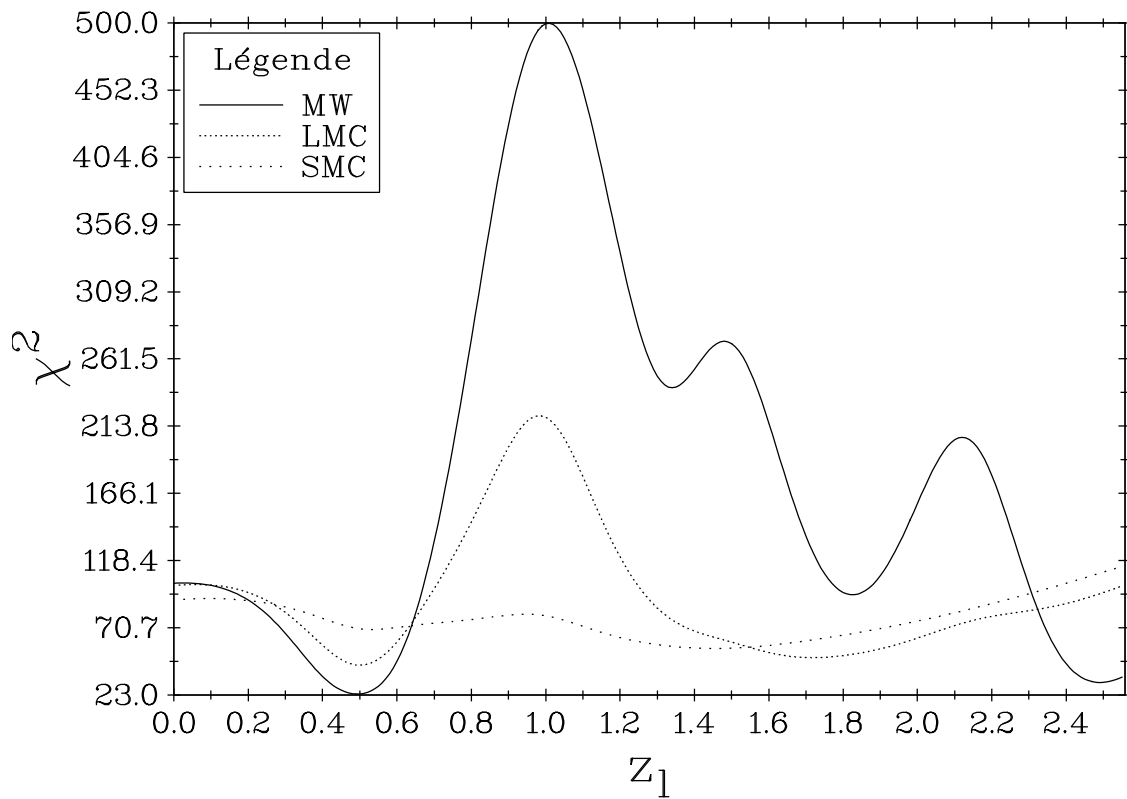


FIG. 3.20 – Courbes de  $\chi^2$  pour le mirage gravitationnel H1413+117.

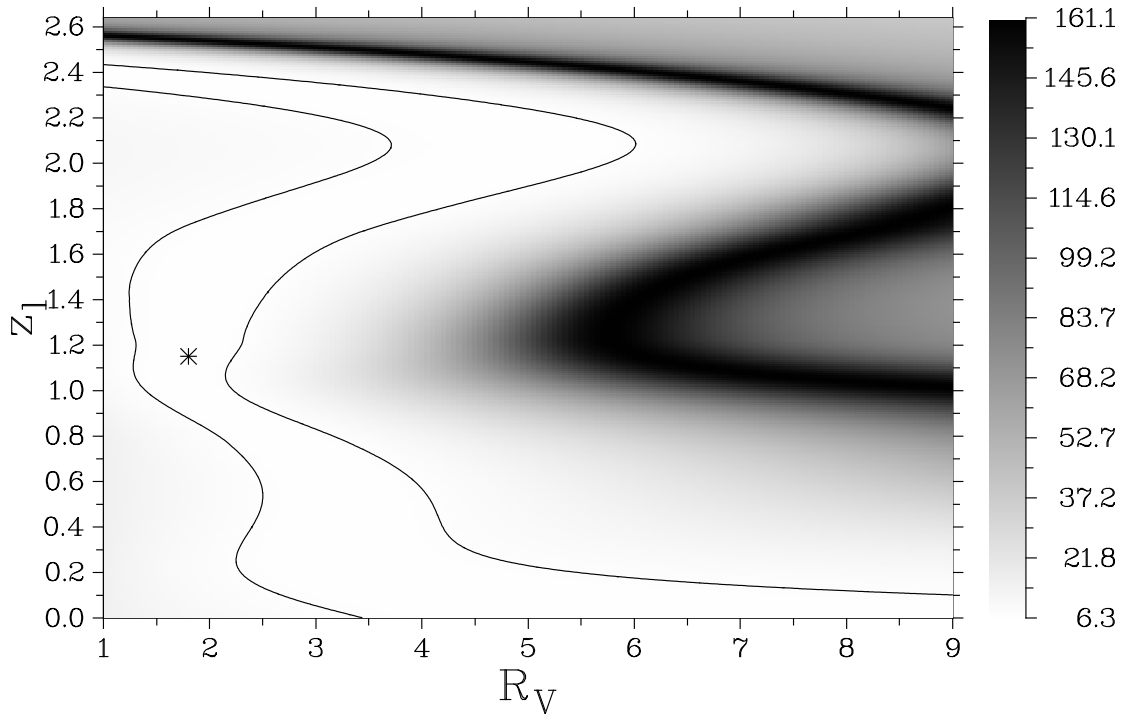


FIG. 3.21 – Carte de  $\chi^2$  pour le mirage gravitationnel MG 0414+0534.

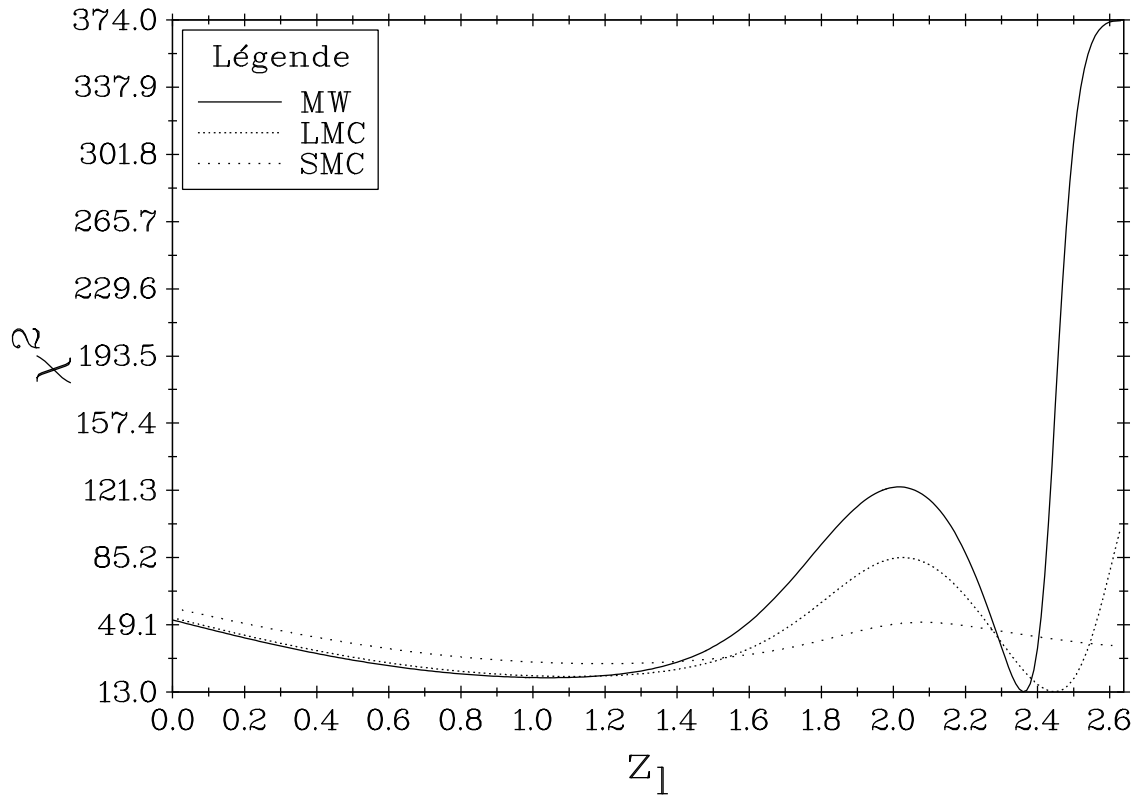


FIG. 3.22 – Courbes de  $\chi^2$  pour le mirage gravitationnel MG 0414+0534.



# Chapitre 4

## Extraction de la loi d'extinction

### 4.1 Principe de la méthode

La différence de magnitude à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée entre une composante  $i$  et une composante de référence donne directement l'extinction relative  $A_i(\lambda)$  qui s'écrit simplement :

$$A_i(\lambda) = m_i(\lambda) - m_{\text{réf.}}(\lambda) = -2,5 \log \left( \frac{F_i(\lambda)}{F_{\text{réf.}}(\lambda)} \right) \quad (4.1)$$

soit, d'après l'équation (3.12) à la page 62 :

$$A_i(\lambda) = \frac{2,5}{\ln 10} \kappa(\lambda') \mathcal{L}_i - 2,5 \log \mathcal{M}_i. \quad (4.2)$$

Si nous comparons maintenant cette équation (4.2) à l'équation (1.9) de la page 18 (cas où l'extinction est constante le long du chemin optique), nous voyons que la seule différence est la constante additive  $-2,5 \log \mathcal{M}_i$ .

On peut tenter d'estimer  $\mathcal{M}_i$  en supposant que l'extinction est négligeable aux grandes longueurs d'ondes. Le rapport des spectres à ces longueurs d'ondes fournit directement  $\mathcal{M}_i$ . Ce rapport de macro-amplification peut aussi être estimé à partir d'un modèle de lentille.

Nous voyons donc que nous pouvons facilement obtenir la loi d'extinction « red-shiftée » de la galaxie lentille en faisant le rapport des spectres des différentes composantes du mirage gravitationnel, une composante servant de référence.

Nous devons cependant mentionner que McGough *et al.* [62] ont très récemment fait remarquer que, dans le cas général, la différence de magnitude entre deux composantes en fonction de la longueur d'onde donne plutôt la différence des deux lois d'extinction affectant chacune des deux lignes de visée.

De même, pour une ligne de visée donnée, la lumière traverse une succession de milieux interstellaires différents (nuages moléculaires, zones à formation stellaire, etc.). La loi d'extinction résultante est donc la combinaison des lois d'extinction de chacun des milieux interstellaires traversés.

Dans la suite, nous supposons que la loi d'extinction est identique partout dans la galaxie lentille et qu'il n'y a pas d'effets « perturbateurs » (événement de microlentille, variations intrinsèques de la source, etc.).

De bons candidats pour tenter de déterminer la loi d’extinction de la lentille à partir de spectres à basse résolution mais à haut rapport signal-sur-bruit et de qualité spectro-photométrique sont H1413+117 et MG 0414+0534. Une demande de temps pour des observations photométriques et spectroscopiques en mode « grism<sup>1</sup> » du mirage H1413+117 avec le VLT fut soumise. Après avoir été rejetée deux fois, elle fut enfin acceptée mais classée en catégorie B, c’est-à-dire non prioritaire, si bien que les observations ne furent jamais effectuées. Il faut dire aussi que nous demandions des contraintes assez fortes sur la qualité du ciel (seeing  $\leq 0,6$  seconde d’arc).

Quant au mirage MG 0414+0534, malgré ses qualités pour l’étude de l’extinction (rougissement différentiel observé, stabilité en flux, absence ou peu d’effets de micro-lentille), il est malheureusement trop faible ( $R = 23$  pour l’ensemble des images de l’objet) pour obtenir des spectres avec un bon rapport signal-sur-bruit de chacune des images au bout d’un temps de pose raisonnable.

En se basant sur les lois d’extinction connues, nous pouvons faire l’hypothèse raisonnable que les lois d’extinction que nous cherchons à déterminer varient elles aussi lentement avec la longueur d’onde. Ainsi, nous n’avons pas forcément besoin de spectres, de la photométrie dans un grand nombre de filtres à bande étroite suffit.

Pour cela, des observations éventuellement réalisées par le télescope à miroir liquide LZT (Large Zenith Telescope) avec ses 40 filtres à bande étroite [41] pourraient parfaitement convenir, à la réserve près que ce télescope, de par sa nature, ne peut pas s’orienter vers une direction choisie arbitrairement et est contraint de fixer en permanence le zénith. Ainsi, le télescope observe continûment le ciel qui défile au dessus de lui. Un objet passant à la verticale du télescope n’est donc visible par ce dernier que quelques dizaines de secondes (de l’ordre de la centaine) par nuit et il faut attendre la nuit suivante pour pouvoir l’observer de nouveau avec un autre filtre. Par conséquent, obtenir la photométrie d’un mirage gravitationnel donné dans les 40 filtres à bande étroite du LZT prendra au mieux 40 nuits et les problèmes de variabilité présentés à la section 2.3.3 page 37 peuvent apparaître.

## 4.2 Conditions pour détecter le pic à 2175 Å

Pour pouvoir détecter la présence éventuelle du pic à 2175 Å dans la loi d’extinction de la galaxie lentille, il faut que son effet soit visible sur le spectre de la source. On doit donc s’assurer que, dans le référentiel de la lentille, le pic agira sur une zone relativement intense du spectre reçu pour que l’effet soit remarquable et non perdu dans le bruit.

Dans le cas où la source est un quasar, il est préférable que le pic d’extinction agisse au-delà de la raie Lyman  $\alpha$ , c’est-à-dire à des longueurs d’ondes supérieures à celle de la raie Lyman  $\alpha$  observée, et, en tout état de cause, au-delà de la forêt Lyman  $\alpha$ .

Le redshift de la source vue depuis la lentille,  $z_{ls}$ , s’écrit :

$$1 + z_{ls} = \frac{1 + z_s}{1 + z_l}.$$

---

<sup>1</sup>Un « grism » (contraction des mots anglais *grating* et *prism*) est un prisme à angle droit avec un réseau à transmission taillé sur l’hypoténuse.

Dans le référentiel de la lentille, la raie Lyman  $\alpha$ , de longueur d'onde au repos  $1216 \text{ \AA}$ , est observée à la longueur d'onde  $(1 + z_{ls}) \times 1216 \text{ \AA}$ .

Il faut donc que le pic d'extinction, de longueur d'onde au repos  $2175 \text{ \AA}$  dans la galaxie lentille, soit visible au-delà de  $(1 + z_{ls}) \times 1216 \text{ \AA}$  soit :

$$2175 > \frac{1 + z_s}{1 + z_l} 1216$$

d'où :

$$z_s < \left( \frac{2175}{1216} - 1 \right) + \frac{2175}{1216} z_l. \quad (4.3)$$

Une condition plus souple consiste à reculer la limite à la forêt Lyman  $\alpha$  à  $912 \text{ \AA}$  au repos. On obtient alors la condition :

$$z_s < \left( \frac{2175}{912} - 1 \right) + \frac{2175}{912} z_l. \quad (4.4)$$

Le graphique 4.1 montre la position des mirages gravitationnels en fonction des redshifts de la source et de la lentille quand ces derniers sont connus. Les droites d'équation  $z_s = \frac{2175}{1216} z_l + \left( \frac{2175}{1216} - 1 \right)$  (« limite  $1216 \text{ \AA}$  ») et  $z_s = \frac{2175}{912} z_l + \left( \frac{2175}{912} - 1 \right)$  (« limite  $912 \text{ \AA}$  ») sont tracées. Les mirages pour lesquels on peut espérer observer le pic à  $2175 \text{ \AA}$  se trouvent sous ces droites car ils satisfont les conditions (4.3) et (4.4).

## 4.3 Applications

### 4.3.1 Introduction

En 1991, Nadeau *et al.* [71] ont tenté de dériver la loi d'extinction de la galaxie lentille de la Croix d'Einstein 2237+0305 à partir de données photométriques dans de nombreuses bandes et, après avoir fait quelques hypothèses, ils ont trouvé qu'elle était semblable à celle de la Galaxie.

Falco *et al.* [31] ont étudié en 1999 l'extinction de 23 lentilles gravitationnelles. Ils ont calculé des extinctions différentielles et ont cherché à déterminer la valeur de  $R_V$  qui correspond le mieux à leurs données photométriques. Pour cela, ils ont eux aussi minimisé un  $\chi^2$  et utilisé les lois d'extinction de Cardelli *et al.* [17].

Toft *et al.* [95], en 2000, ont ajusté ces mêmes courbes d'extinction paramétrées de Cardelli *et al.* [17] à leurs données photométriques du mirage gravitationnel B1152+199 et ont trouvé pour la loi d'extinction de la galaxie lentille à  $z_l = 0,44$  une valeur de  $R_V$  comprise entre 1,3 et 2,1.

Il faut cependant garder à l'esprit que mesurer la valeur de  $R_V$  ne signifie pas déterminer la loi d'extinction. En effet, au sein même de la Galaxie, des lignes de visées distinctes ont généralement des lois d'extinction différentes mais peuvent néanmoins partager une même valeur de  $R_V$  [60].



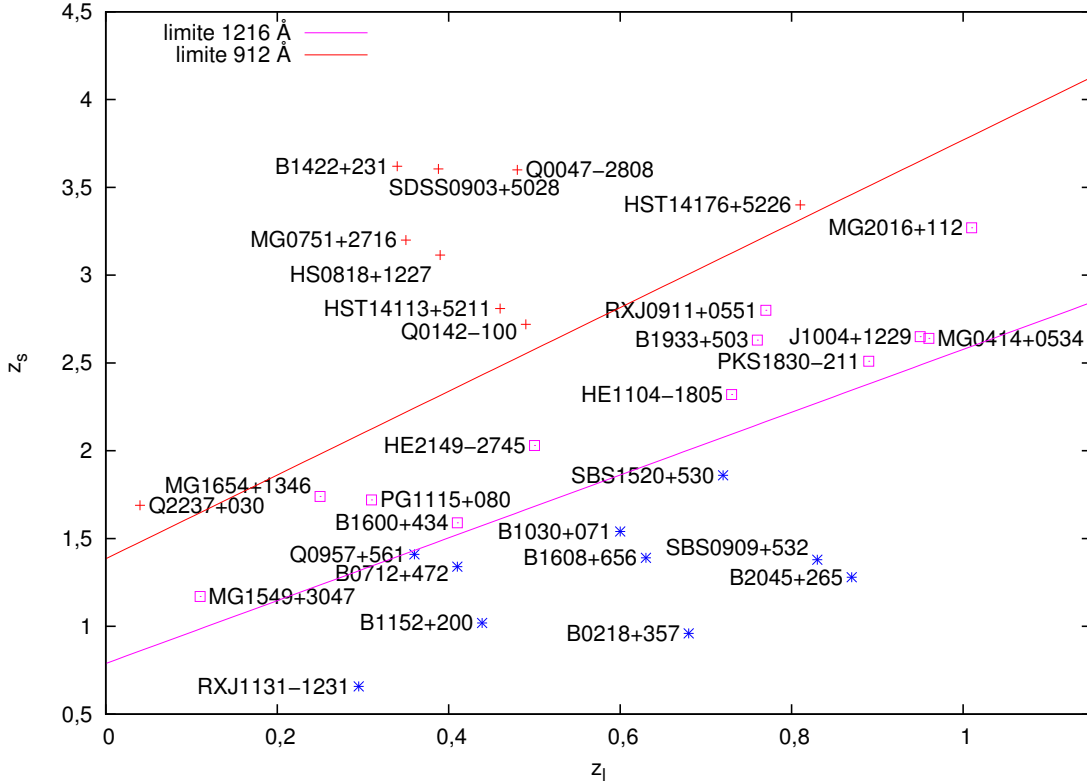


FIG. 4.1 – Lieu des mirages gravitationnels en fonction des redshifts de la source et de la galaxie lentille quand ces derniers sont connus. Les droites correspondant aux inégalités (4.3) et (4.4) sont tracées, respectivement sous les noms « limite 1 216 Å » et « limite 912 Å ».

Enfin, Motta *et al.* [68] ont publié en 2002 la loi d’extinction de la galaxie lentille du mirage gravitationnel SBS 0909+532, située à un redshift de 0,83 [54]. Ils ont obtenu cette courbe d’extinction de grande qualité grâce à des spectres couvrant un domaine de longueurs d’ondes allant de 3 400 à 9 200 Å. Le pic à 2 175 Å y est clairement détecté et une valeur de  $R_V$  égale à  $2,1 \pm 0,9$  semble être la mieux adaptée pour décrire cette loi d’extinction au moyen de la courbe paramétrée de Cardelli *et al.* [17]. Cependant, une valeur de 3,1, comme celle du milieu diffus de la Galaxie, n’est pas exclue.

Nous avons tenté de déterminer la loi d’extinction de trois lentilles par application de la méthode présentée à la section 4.1. Même si, en principe, le résultat doit être immédiat, il n’en est malheureusement pas de même en pratique en raison des nombreux effets affectant les spectres (nombreux rayons cosmiques dans le cas d’observations spatiales, effets de microlentille, variabilité...). Les exemples suivants des mirages RX J0911+0551, H1413+117 et RX J1131-1231 illustrent ces difficultés.

### 4.3.2 Le mirage RX J0911+0551

Ce mirage composé de quatre images, découvert en 1997 par Bade *et al.* [4], a été observé en 2001 avec l’instrument *STIS* (« Space Telescope Imaging Spectrograph »)

embarqué à bord du télescope spatial Hubble. Comme il s’agissait d’observations spectroscopiques avec de longues poses, de surcroît une année de maximum d’activité solaire, les données sont fort affectées de rayons cosmiques.

Vérifions tout d’abord grâce à un diagramme couleur - couleur (figure 4.2) qu’une extinction différentielle est bien observée entre les composantes. Ce diagramme couleur - couleur a été obtenu à partir des données présentées dans le tableau 4.1.

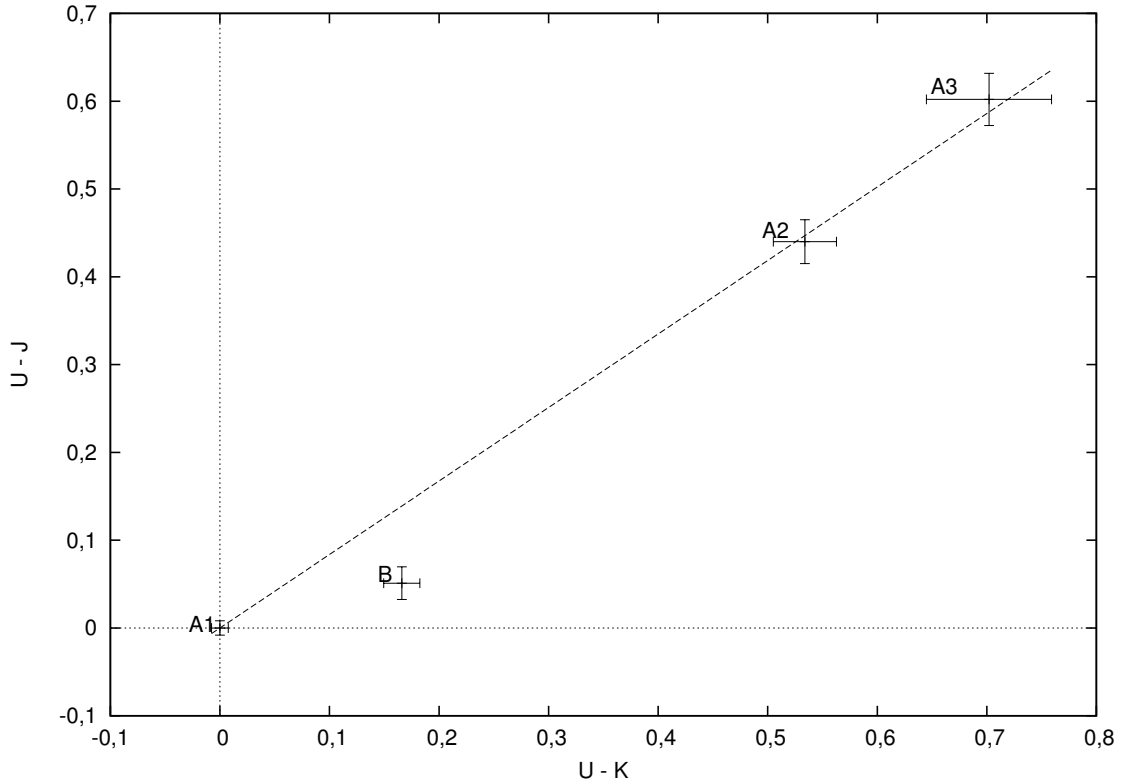


FIG. 4.2 – Diagramme couleur - couleur pour le mirage RX J0911+0551. La composante B, visiblement non alignée avec les trois autres, a été exclue de l’ajustement de la droite.

Composantes					
Date	Filtre	A1	A2	A3	B
03/12/1997	U	0,000 ± 0,005	0,573 ± 0,024	1,363 ± 0,027	1,014 ± 0,012
03/12/1997	V	0,000 ± 0,011	0,578 ± 0,018	1,191 ± 0,015	0,960 ± 0,018
03/12/1997	I	0,000 ± 0,026	0,419 ± 0,028	1,000 ± 0,019	0,942 ± 0,020
19/01/1998	J	0,000 ± 0,003	0,133 ± 0,004	0,761 ± 0,011	0,963 ± 0,013
15/12/1997	K	0,000 ± 0,002	0,039 ± 0,015	0,661 ± 0,050	0,848 ± 0,010

TAB. 4.1 – Magnitudes relatives de RX J0911+0551 provenant de Burud *et al.* [13]

Le domaine de longueurs d’ondes couvert par l’ensemble des observations s’étend d’environ 2 000 Å à près de 10 000 Å.

La figure 4.3 montre la combinaison des spectres.

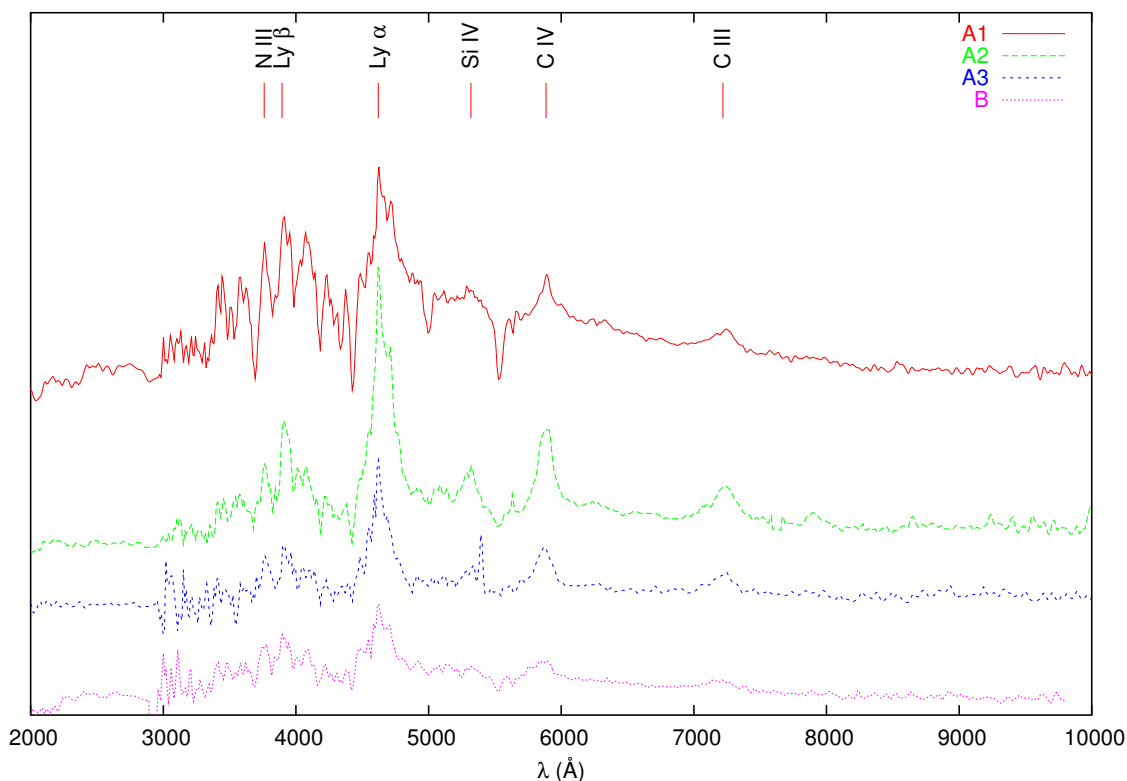


FIG. 4.3 – Combinaison des spectres de RX J0911+0551. Une constante a été ajoutée à trois d’entre eux pour améliorer la présentation. Les positions de certaines raies en émission sont indiquées.

Sur cette figure 4.3, nous pouvons apparier les spectres des composantes A1 et B d’une part, et ceux des composantes A2 et A3 d’autre part : en effet, les raies en émission des spectres des composantes A1 et B ( $\text{Ly}\alpha$  en particulier) sont plus faibles relativement au continu que celles des spectres des composantes A2 et A3. De même, entre 6000 Å et 9000 Å, le continu des spectres des composantes A2 et A3 est quasiment constant contrairement à celui des spectres des composantes A1 et B.

Pour expliquer ceci, le phénomène de microlentille, qui amplifie préférentiellement le continu, peut être invoqué mais il est peu probable que deux événements affectent simultanément les composantes A1 et B.

Les figures 4.4 et 4.5 montrent le résultat des opérations «  $A1 - 2,5 \times B$  » et «  $A2 - 2 \times A3$  » où A1, A2, A3 et B désignent les spectres de chacune des composantes du mirage.

Sur ces figures 4.4 et 4.5, nous ne constatons pas de variation générale avec la longueur d’onde qui serait caractéristique de l’extinction ou d’un effet de microlentille.

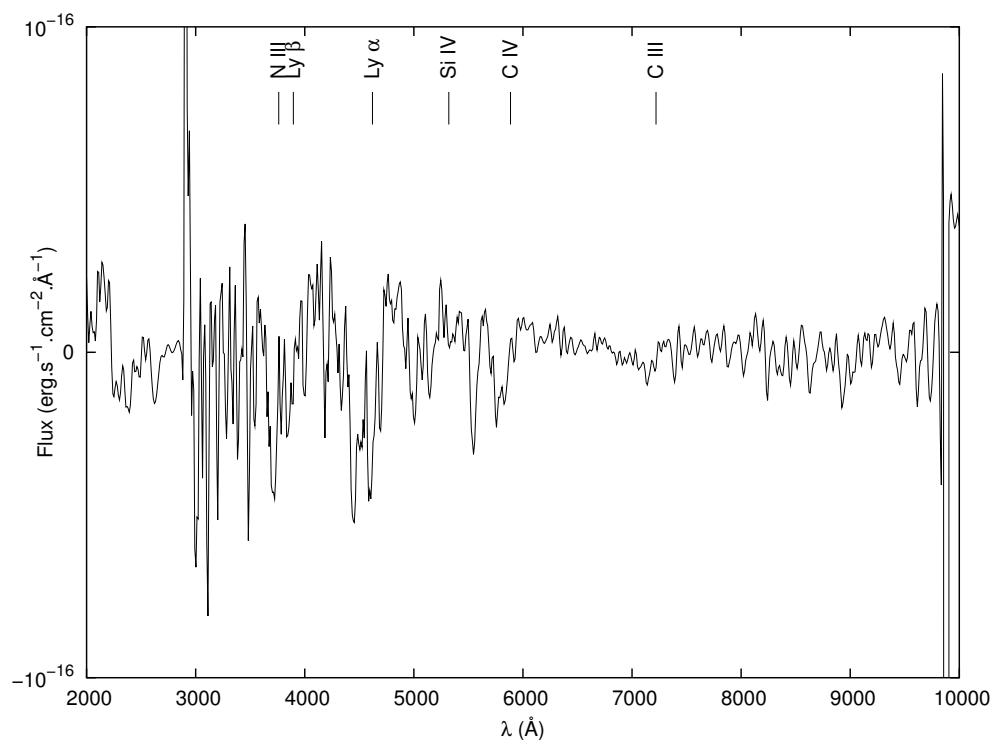


FIG. 4.4 – Résultat de la soustraction de 2,5 fois le spectre de la composante B de RX J0911+0551 au spectre de la composante A1.

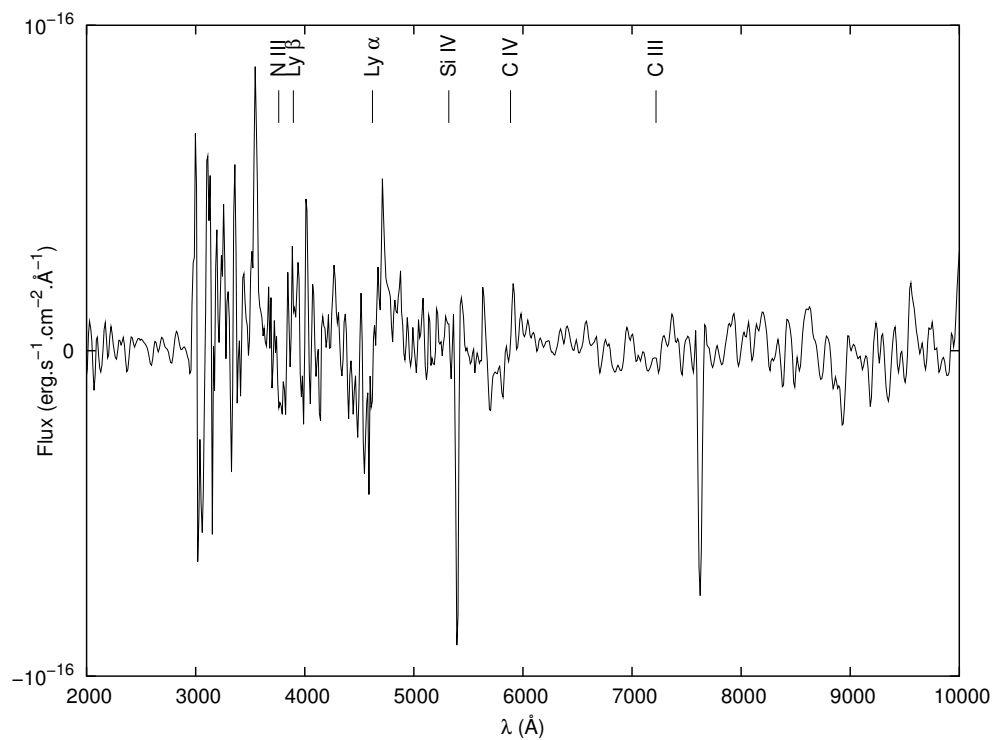


FIG. 4.5 – Résultat de la soustraction de 2 fois le spectre de la composante A3 de RX J0911+0551 au spectre de la composante A2.

Cet appariement des spectres est cohérent avec le diagramme couleur - couleur (fig. 4.2) réalisé avec des données plus anciennes, dans lequel on remarque aussi les couleurs relativement semblables des paires de composantes A1 - B d'un côté et A2 - A3 de l'autre.

D'après le diagramme couleur - couleur (fig. 4.2), la composante A1 est la moins rougie tandis que la composante A3 est la plus rougie.

Nous allons donc essayer d'extraire la loi d'extinction à partir des spectres des composantes A2, A3 (composantes rouges) et A1 (composante de référence).

Les figures 4.6 et 4.7 présentent, en fonction du nombre d'ondes, les différences de magnitudes respectivement des composantes A2 et A1 d'une part et des composantes A3 et A1 d'autre part. Certains points, visiblement aberrants, ont été ignorés.

Sur ces figures 4.6 et 4.7, on observe une augmentation de la différence de magnitude avec le nombre d'ondes jusqu'à environ  $3,5 \mu\text{m}^{-1}$ , puis une décroissance au-delà. Cette tendance est mieux visible sur la figure 4.6 qui concerne les composantes les plus brillantes du mirage. Cependant, dans les deux cas, on ne peut pas dire que l'on ait obtenu une véritable loi d'extinction.

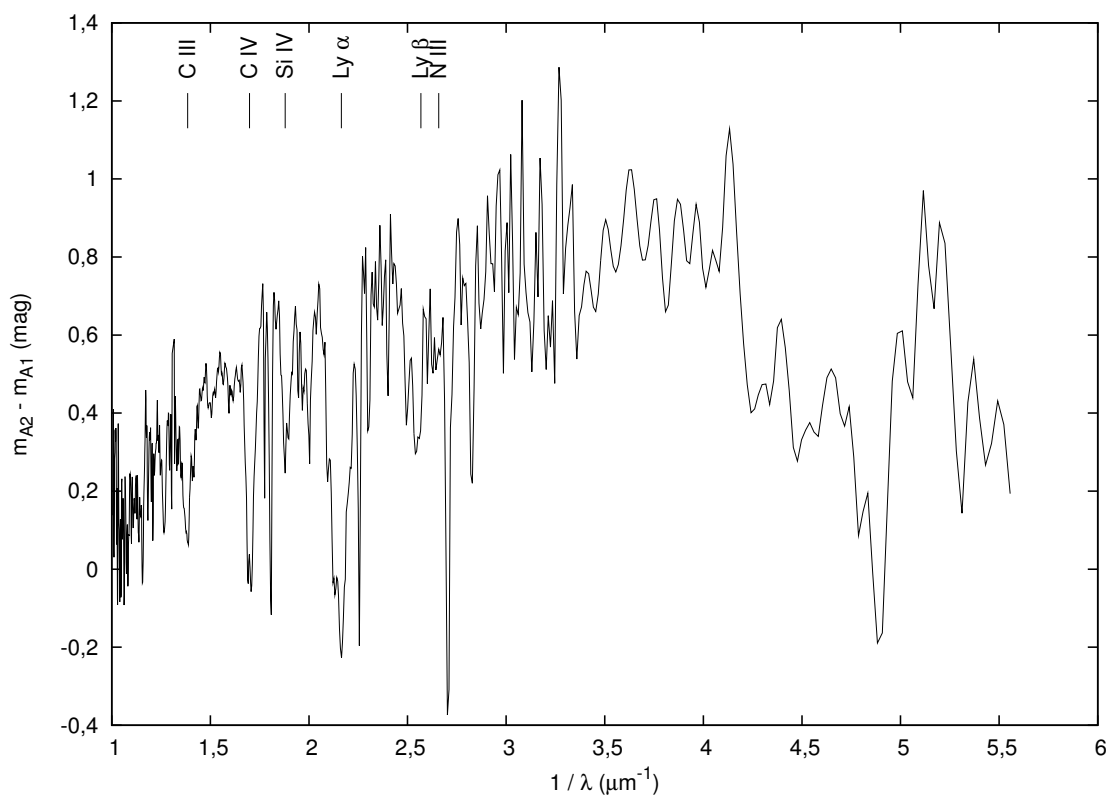


FIG. 4.6 – Différence de magnitude entre les composantes A2 et A1 en fonction du nombre d'ondes  $1/\lambda$ . Certains points aberrants ont été ignorés. Les positions des raies indiquées sur la figure 4.3 ont été reportées.

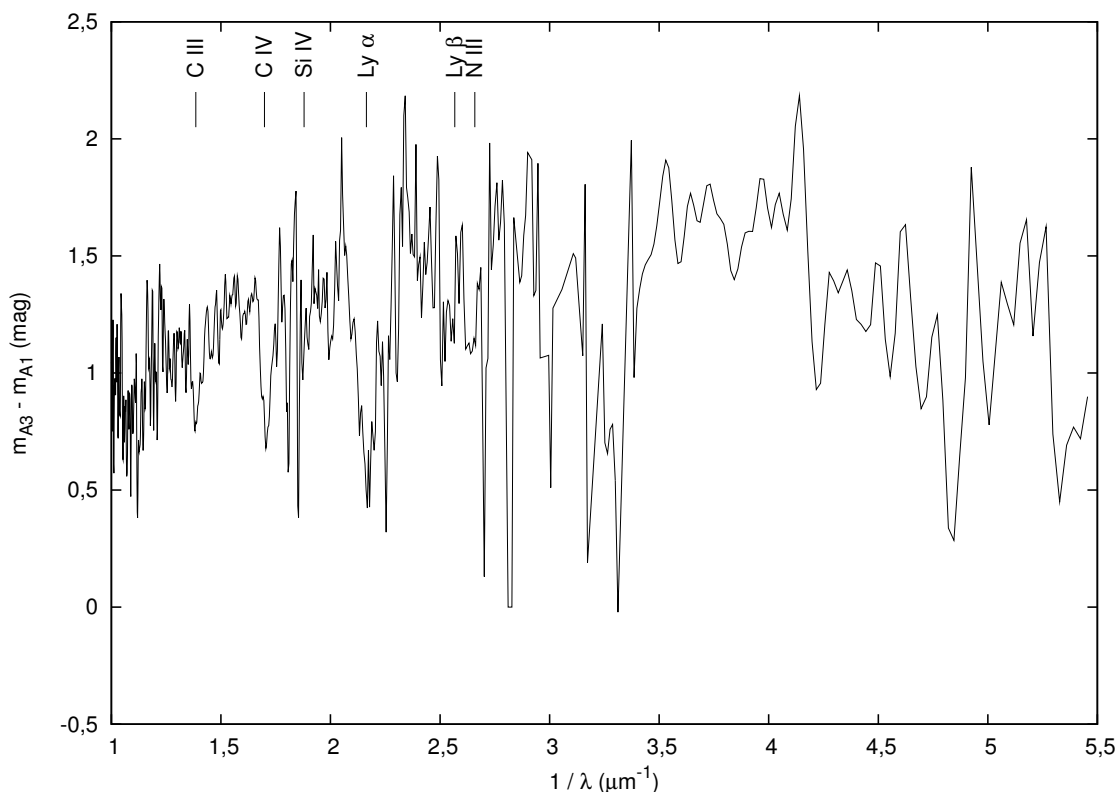


FIG. 4.7 – Différence de magnitude entre les composantes A3 et A1 en fonction du nombre d’ondes  $1/\lambda$ . Certains points aberrants ont été ignorés. Les positions des raies indiquées sur la figure 4.3 ont été reportées.

### 4.3.3 Le mirage H1413+117

Le mirage H1413+117 a été observé en 1993 et 1994 avec l’instrument FOS (« Faint Object Spectrograph ») à bord du télescope spatial Hubble. La figure 4.8 présente les spectres réduits et étalonnés des quatre composantes A, B, C et D. La source d’arrière-plan de ce mirage est un QSO avec de larges raies en absorption (« BAL » pour *Broad Absorption Lines*).

D’après le diagramme couleur - couleur de ce mirage (fig. 3.2 page 43), la composante C est la moins rouge et la composante B la plus rouge. De plus, la composante D est très probablement affectée d’un effet de microlentille [2, 18, 49].

Nous allons donc tenter d’extraire la loi d’extinction par application de l’équation (4.1) aux composantes B et C, cette dernière jouant le rôle de la composante de référence. Le résultat est illustré à la figure 4.9.

Les « raies » visibles sur cette figure 4.9 ne sont pas réelles mais proviennent de différences entre les larges bandes d’absorption des raies des deux composantes, différences qui ne s’expliquent pas seulement en termes d’extinction. Nous pouvons cependant remarquer une augmentation de l’extinction vers les plus grands nombres d’ondes.

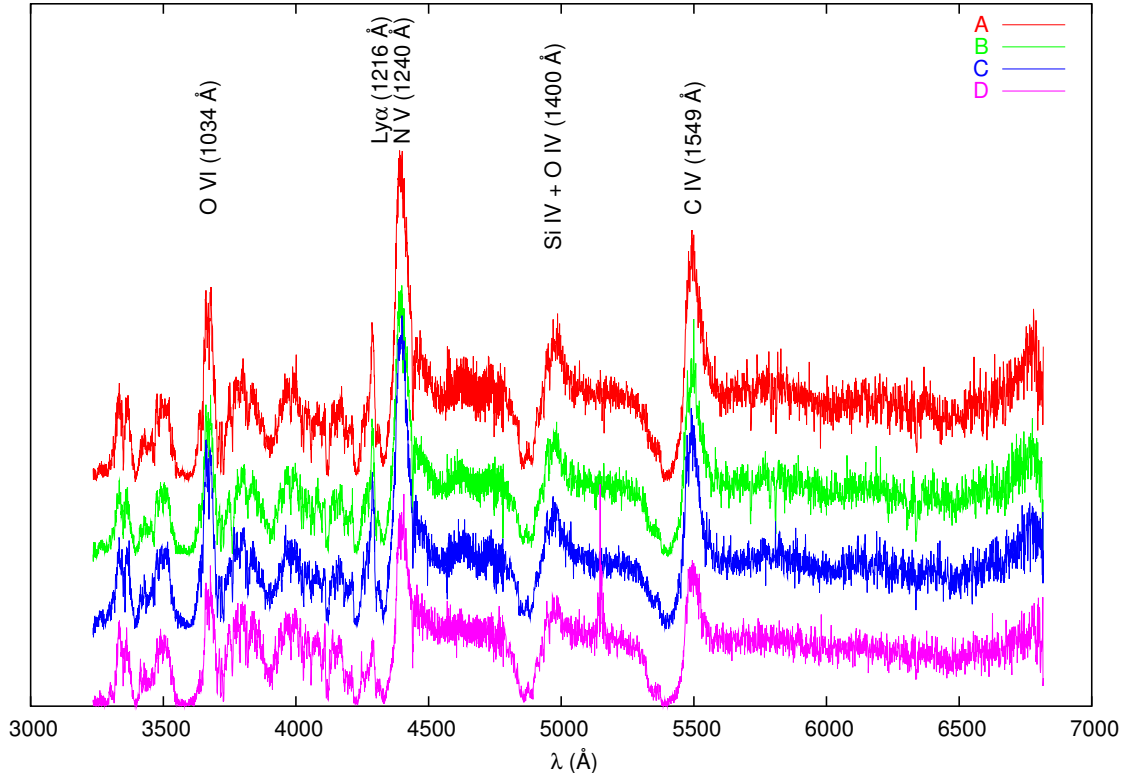


FIG. 4.8 – Spectres des quatre composantes du mirage gravitationnel H1413+117. La résolution est de 1,09 Å par pixel. Une constante a été ajoutée à trois des spectres pour améliorer leur visibilité. Les positions des principales raies sont indiquées. Notez la très forte absorption de la raie Ly $\alpha$  et la « raie » visible uniquement sur le spectre de la composante D à environ 5145 Å et dont l'origine est indéterminée.

#### 4.3.4 Le mirage RX J1131-1231

Découvert en mai 2002 par Dominique Sluse [92], ce mirage gravitationnel est le résultat de l'amplification d'une galaxie de type Seyfert 1 située à un redshift  $z_s = 0,658$  par une galaxie lentille de redshift  $z_l = 0,295$ .

Quatre composantes ponctuelles et un anneau d'Einstein, lequel est surtout visible dans la partie rouge et proche infrarouge du domaine spectral, sont les images amplifiées respectivement du noyau actif et de la galaxie hôte du noyau actif.

Des spectres de ce mirage gravitationnel dans le domaine ultraviolet ont été pris en mode « grism » avec l'instrument *STIS* à bord du télescope spatial Hubble le 8 avril 2004. Pour cela, une large fente permettant d'obtenir simultanément les spectres des quatre composantes a été utilisée.

Cependant, à cause de ce mode opératoire, aucune des quatre images ponctuelles ne se trouve au centre de l'axe optique de l'instrument. Par conséquent, avant de pouvoir étalonner en longueur d'onde et en flux, il faut au préalable décaler chaque spectre, déjà corrigé d'un certain nombre d'effets (biais, « flat-field », rayons cosmiques, etc.), afin de l'amener à la position qu'il aurait eu si la source avait été placée au centre de la fente. Pour y parvenir, nous utilisons l'image d'acquisition,

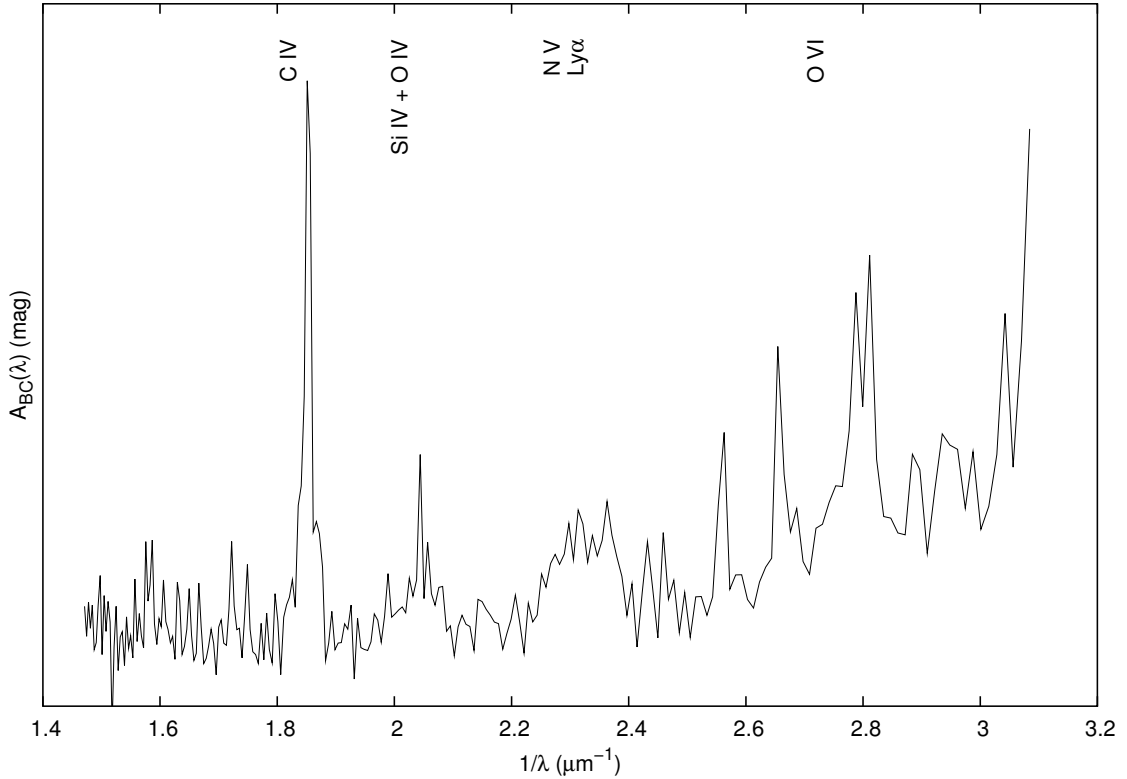


FIG. 4.9 – Extraction de la loi d’extinction du mirage gravitationnel H1413+117 par application de l’équation (4.1) aux composantes B et C (référence). Les spectres des deux composantes ont été au préalable ré-échantillonnés avec une résolution de 15 Å. Les positions des raies mentionnées à la figure 4.8 sont indiquées.

obtenue avec la même orientation que celle des observations spectroscopiques, pour calculer les décalages à appliquer aux spectres.

Après l’étalonnage en longueur d’onde et en flux, nous extrayons chaque spectre. La composante D étant trop faible, son spectre n’a pu être extrait. La figure 4.10 présente les spectres ainsi obtenus pour les composantes A, B et C.

D’après le graphique 4.1, les redshifts de la source  $z_s$  et de la lentille  $z_l$  du mirage gravitationnel RX J1131-1231 sont compatibles avec une éventuelle observation du pic à 2175 Å à condition bien sûr de disposer de spectres dans le domaine spectral adéquat, l’ultraviolet en l’occurrence. En effet,  $2175 \times (1 + 0,295) = 2816,625$  Å et  $1216 \times (1 + 0,658) = 2016,128$  Å. Le pic à 2175 Å, s’il est présent, affectera une zone du spectre de la source d’arrière-plan centrée sur la longueur d’onde au repos  $2816,625 / (1 + 0,658) \simeq 1698,8$  Å, c’est-à-dire une partie du continu compris entre les raies C IV (1549 Å au repos, décalée à  $1549 \times (1 + 0,658) = 2568,242$  Å) et C III] (1909 Å au repos, décalée à  $1909 \times (1 + 0,658) = 3165,122$  Å).

Les spectres *STIS* de RX J1131-1231, couvrant le domaine allant approximativement de 1700 Å à 3050 Å, sont justement bien adaptés à l’éventuelle détection du pic à 2175 Å.

Les spectres des composantes A et B possédant le meilleur rapport signal-sur-



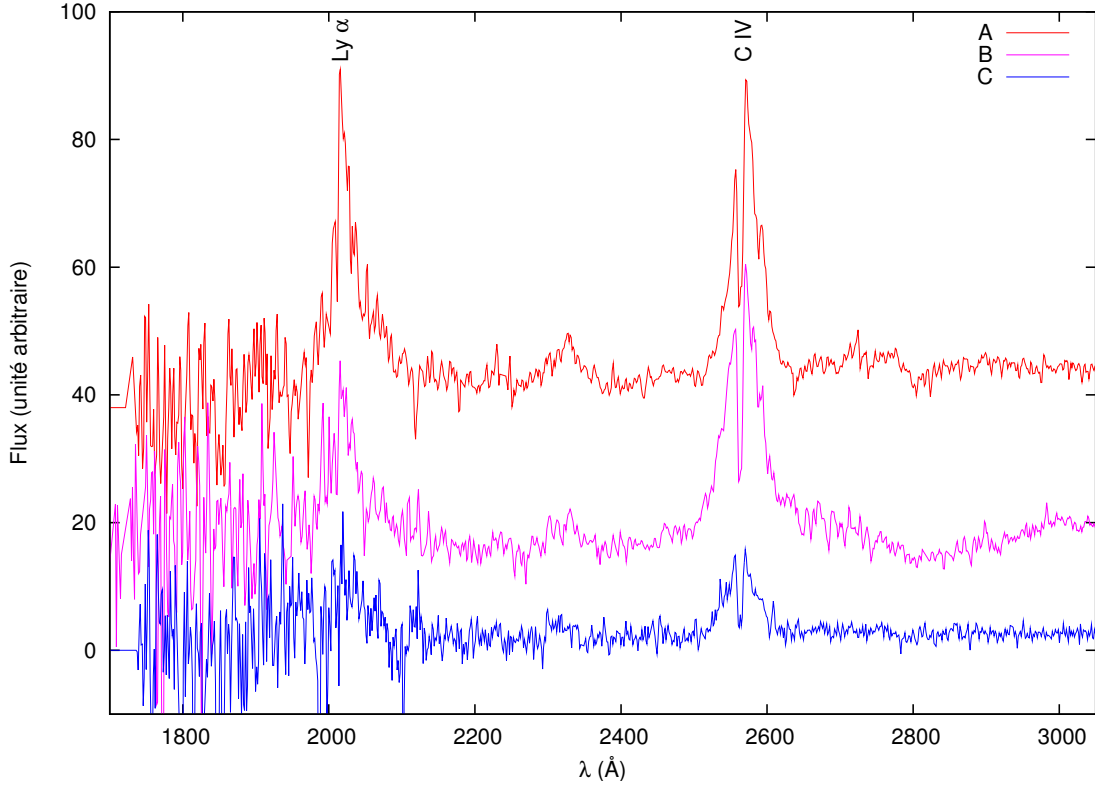


FIG. 4.10 – Spectres des composantes A, B et C du mirage gravitationnel RX J1131-1231 obtenus en 2004 avec l’instrument *STIS* à bord du télescope spatial Hubble. Une constante a été ajoutée aux spectres des composantes A et B pour améliorer la visibilité. Le spectre de la composante D, trop faible, n’a pu être extrait.

bruit, nous allons d’abord considérer ceux-ci pour tenter de détecter le pic à  $2175 \text{ \AA}$ .

La figure 4.11 illustre la différence de magnitude  $m_B - m_A$  entre les composantes A et B en fonction du nombre d’ondes  $1/\lambda$ , exprimé dans le référentiel de la galaxie lentille. Sur cette figure, nous voyons clairement, centré à environ  $4,6 \mu\text{m}^{-1}$ , un pic arrondi et assez large.

À l’instar de Fitzpatrick & Massa [35], nous avons alors tenté d’ajuster à ce pic la somme d’un continu linéaire et d’un profil de Drude (voir l’équation (1.11) page 22), soit :

$$f(x) = cx + b + \frac{a}{(x - x_0^2/x)^2 + \gamma^2} \quad (4.5)$$

Le résultat de cette opération effectuée sur l’intervalle compris entre  $4,3$  et  $4,9 \mu\text{m}^{-1}$  donne :

- une pente du continu  $c = -0,5 \pm 0,4$  ;
- une constante additive  $b = 0,04 \pm 1,42$  ;
- un facteur d’échelle  $a = 1,66 \pm 1,42$  ;
- un nombre d’ondes central  $x_0 = 1/\lambda_0 = 4,619 \pm 0,019 \mu\text{m}^{-1}$  soit  $\lambda_0 = 2165,0 \pm 9,0 \text{ \AA}$  ;
- et une largeur du pic  $\gamma = 0,81 \pm 0,21 \mu\text{m}^{-1}$ .

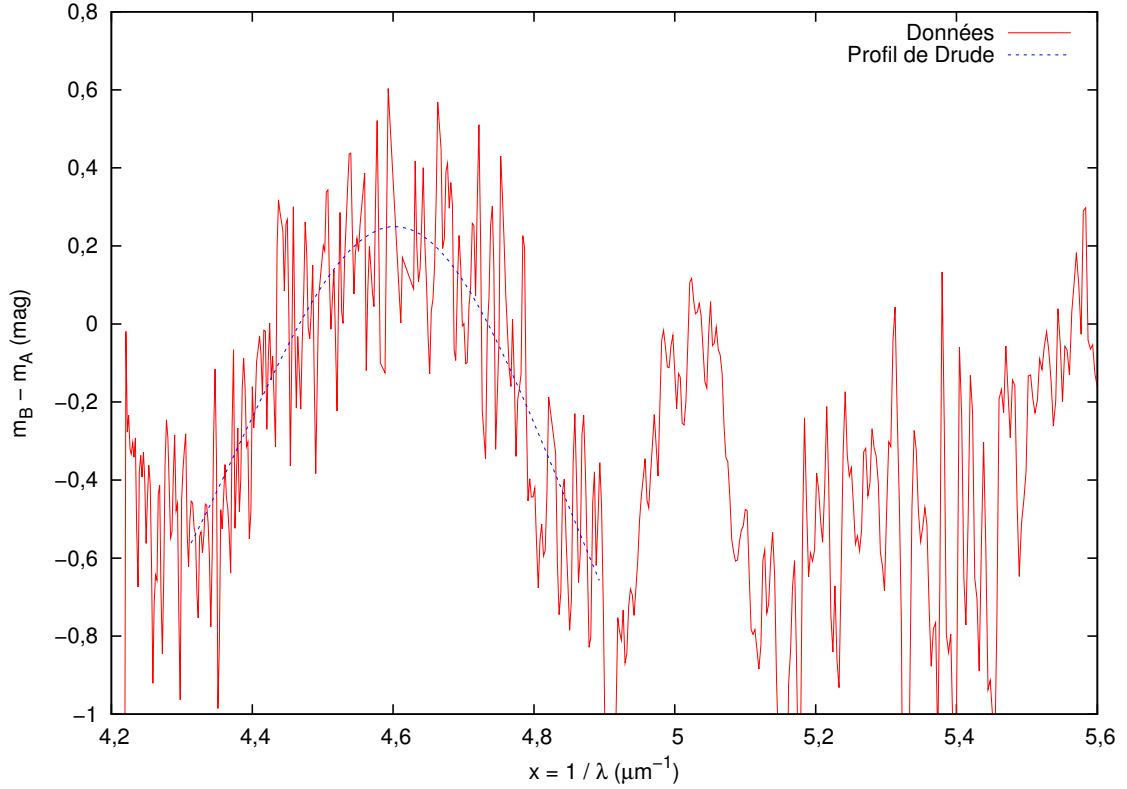


FIG. 4.11 – Différence de magnitude  $m_B - m_A$  entre les composantes A et B du mirage gravitationnel RX J1131-1231 en fonction du nombre d'ondes  $1/\lambda$  dans le référentiel de la galaxie lentille. La partie  $1/\lambda > 5,6 \mu\text{m}^{-1}$  n'est pas montrée ici car trop bruitée. Un profil de Drude ajouté à une droite (voir l'équation (4.5)) a été ajusté au pic.

La fonction  $f(x)$  avec les valeurs des paramètres ajustés ci-dessus est tracée sur la figure 4.11.

Les valeurs obtenues pour la longueur d'onde centrale ( $\lambda_0 = 2\,165 \text{ \AA}$ ) et la largeur du pic ( $\gamma = 0,81 \mu\text{m}^{-1}$ ) sont faibles par rapport aux valeurs habituellement rencontrées mais ne sont pas aberrantes. Des valeurs plus extrêmes ont déjà été observées dans la Galaxie [35].

D'autre part, l'aire  $A$  sous le profil de Drude s'écrit  $A = \frac{\pi a}{2\gamma}$  [35] et vaut dans ce cas 3,22. C'est une valeur qui entre dans le domaine observé par Fitzpatrick & Massa [35].

Fitzpatrick & Massa [35] montrent que la largeur du pic est corrélée avec l'environnement : un pic relativement étroit, comme ici, est plutôt caractéristique d'un milieu interstellaire diffus, peu dense ou d'une région ayant connu récemment un épisode de formation stellaire, alors qu'un large pic se rencontre davantage dans des milieux interstellaires calmes et denses.

En plus de ce pic, nous pouvons remarquer que cette différence de magnitude  $m_B - m_A$  est négative dans l'ensemble. Cela peut paraître paradoxal parce que cette différence de magnitude est censée représenter une loi d'extinction, par définition

positive, et que le pic est, lui, bien orienté vers les magnitudes croissantes.

De l'équation (4.2) page 69, on déduit l'expression de la loi d'extinction :

$$\tau_i(\lambda') = \kappa(\lambda')\mathcal{L}_i = \frac{\ln 10}{2,5} A_i(\lambda') + \ln \mathcal{M}_i \quad (4.6)$$

Cette loi d'extinction n'est donc connue qu'à une constante additive près,  $\ln \mathcal{M}_i$ , liée seulement au rapport des macro-amplifications si les effets de microlentille sont absents ou négligeables.

Or, en modélisant la distribution de masse de la lentille au moyen d'un ellipsoïde isotherme singulier (en anglais, *Singular Isothermal Ellipsoid*, voir Kassiola & Kovner [48] et Kormann *et al.* [51]), Sluse *et al.* [91] dérivent un rapport des macro-amplifications entre les composantes A et B,  $M_B/M_A$ , égal à 0,61 d'où une valeur pour la constante  $\ln \mathcal{M} = \ln \frac{M_B}{M_A}$  de -0,49. Cette valeur étant négative, cela ne résout pas le problème de la négativité de la différence de magnitude.

En fait, Sluse *et al.* [91] indiquent qu'au moins une des deux composantes A ou B est sans doute affectée d'un effet de microlentille.

En ajoutant un terme de micro-amplification  $\mu_i(\lambda')$  dans l'expression du flux reçu d'une image d'un mirage gravitationnel, l'équation (3.1) page 40 devient :

$$F_i(\lambda) = F_0(\lambda)M_i\mu_i(\lambda')e^{-\tau_i(\lambda')} \quad (4.7)$$

Si l'on réécrit l'équation (4.6) en tenant compte cette fois-ci d'effets de microlentille affectant les composantes A et B d'un facteur respectivement  $\mu_A(\lambda')$  et  $\mu_B(\lambda')$ , on obtient :

$$\tau(\lambda') = \frac{\ln 10}{2,5} [m_B(\lambda) - m_A(\lambda)] + \ln \frac{M_B}{M_A} + \ln \frac{\mu_B(\lambda')}{\mu_A(\lambda')} \quad (4.8)$$

Dans ce cas, il faut que le terme  $\ln \frac{\mu_B(\lambda')}{\mu_A(\lambda')}$  soit positif sur tout l'intervalle de longueurs d'ondes considéré<sup>2</sup>, ce qui implique que le rapport  $\frac{\mu_B(\lambda')}{\mu_A(\lambda')}$  doit être supérieur à 1. Or, selon Sluse *et al.* [91], la composante A est probablement atténuée ( $\mu_A(\lambda') < 1$ ) par effet de microlentille<sup>3</sup> de même que la composante B peut, elle, être amplifiée ( $\mu_B(\lambda') > 1$ ) mais ce dernier cas est moins probable. Il en résulte que le rapport  $\frac{\mu_B(\lambda')}{\mu_A(\lambda')}$  serait supérieur à 1, ce qui peut résoudre le problème.

Nous observons d'autre part que la « raie » C IV est bien visible à droite du pic, ce qui indique que les raies en émission et le continu n'ont pas le même comportement. Ceci appuie fortement l'hypothèse de l'effet de microlentille.

En effet, la raie en émission est supposée insensible à l'effet de microlentille. Sur la figure 4.11 représentant la différence de magnitude  $m_B - m_A$  entre les composantes B et A en fonction du nombre d'ondes, c'est donc le continu de  $m_B - m_A$  qui est faible par rapport à la raie en émission, c'est-à-dire que le continu de B est anormalement brillant par rapport à celui de A. On en déduit que B est amplifiée ou que A est atténuée, voire les deux en même temps.

<sup>2</sup>Pour rappel, la dépendance en longueur d'onde des termes de micro-amplification est en fait indirecte (voir sect. 2.3.4 page 37).

<sup>3</sup>Le phénomène d'amplification gravitationnelle, que ce soit par macro-amplification ou par micro-amplification, peut conduire, dans certains cas, à une diminution du flux.

De fait, en regardant attentivement les spectres de RX J1131-1231 sur la figure 4.10, nous pouvons déjà remarquer un « creux » dans le spectre de la composante B, à droite de la raie C IV, qui n'apparaît pas dans les spectres des composantes A et C. On peut donc s'attendre à observer à nouveau le pic d'extinction à  $2175 \text{ \AA}$  lors du tracé de la différence de magnitude entre les composantes B et C. En revanche, il ne devrait plus apparaître avec les composantes A et C.

La figure 4.12 présente la différence de magnitude  $m_B - m_C$  entre les composantes B et C en fonction du nombre d'ondes  $x = 1/\lambda$ . Un « pic » est visible, quoique plus faible.

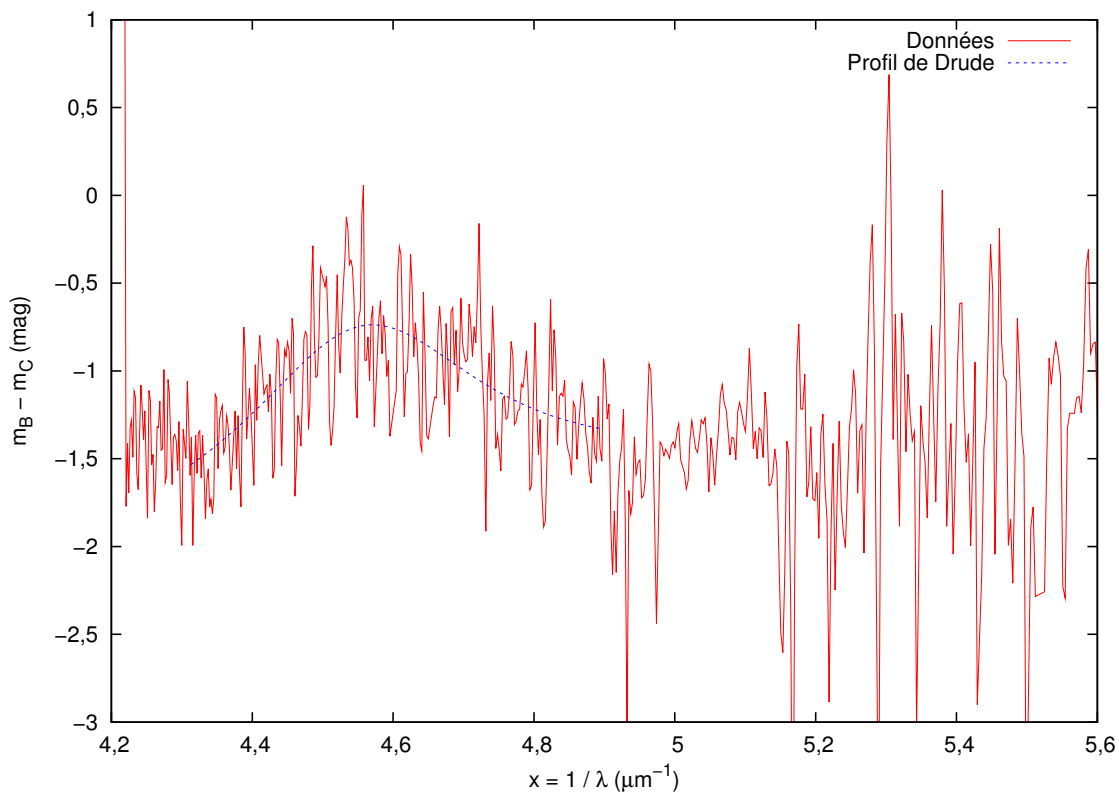


FIG. 4.12 – Différence de magnitudes  $m_B - m_C$  entre les composantes B et C du mirage gravitationnel RX J1131-1231 en fonction du nombre d'ondes  $1/\lambda$  dans le référentiel de la galaxie lentille. La partie  $1/\lambda > 5,6 \mu\text{m}^{-1}$  n'est pas montrée ici car trop bruitée. Un profil de Drude ajouté à une droite (voir l'équation (4.5)) a été ajusté au pic.

La fonction  $f(x)$  (voir l'équation (4.5)) a été ajustée comme précédemment sur l'intervalle compris entre  $4,3$  et  $4,9 \mu\text{m}^{-1}$ . Le résultat indique un pic décalé cette fois-ci vers les plus grandes longueurs d'ondes ( $x_0 = 4,56 \mu\text{m}^{-1}$  soit  $\lambda_0 = 2193 \text{ \AA}$ ) et moins large ( $\gamma = 0,42 \mu\text{m}^{-1}$ ). La valeur de  $x_0$  est à la limite de ce qui est observé par Fitzpatrick & Massa [35]. En revanche, la largeur à mi-hauteur du pic  $\gamma$  est bien trop faible. De plus, la valeur de l'aire délimitée par le profil de Drude vaut ici  $A = \frac{\pi a}{2\gamma} = 0,73$ , ce qui est bien en deçà des valeurs observées par Fitzpatrick & Massa [35].

Enfin, la figure 4.13 montre la différence de magnitude entre les composantes A et C. Comme on s’y attendait, aucun « pic » n’est visible et la différence de magnitude est dans l’ensemble plutôt constante.

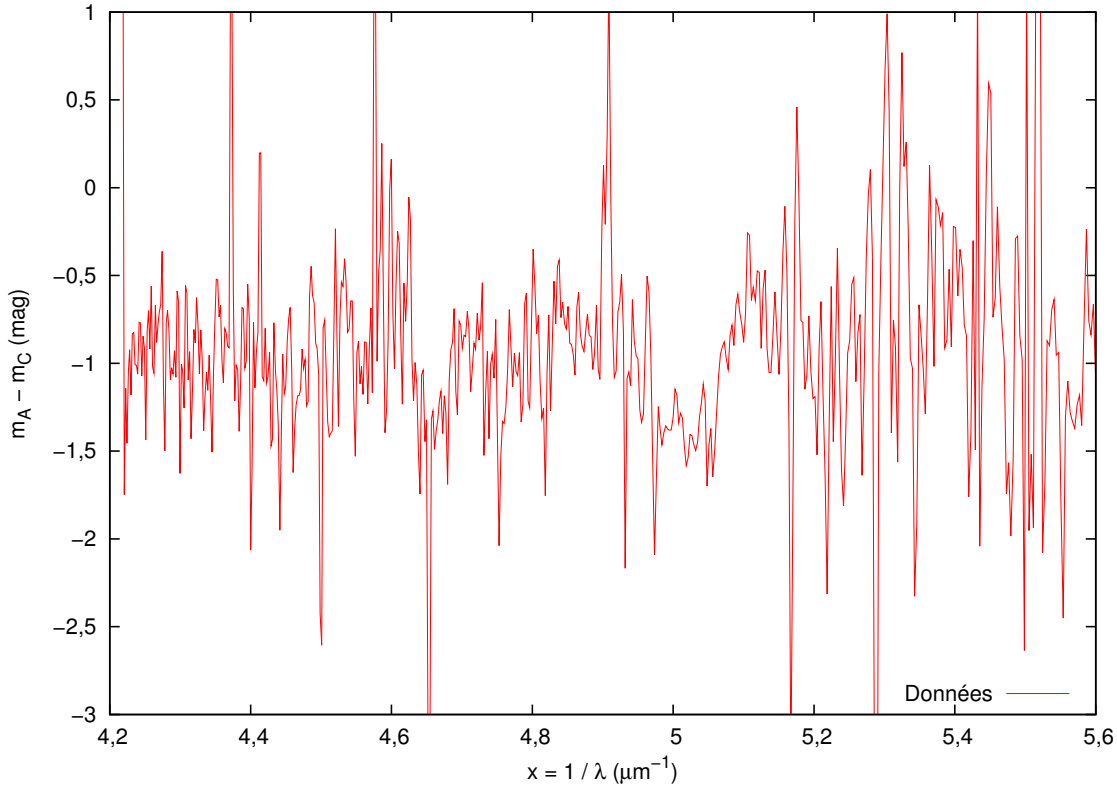


FIG. 4.13 – Différence de magnitudes  $m_A - m_C$  entre les composantes A et C du mirage gravitationnel RX J1131-1231 en fonction du nombre d’ondes  $1/\lambda$  dans le référentiel de la galaxie lentille. La partie  $1/\lambda > 5,6 \mu\text{m}^{-1}$  n’est pas montrée ici car trop bruitée.

## 4.4 Conclusion

L’extraction de la loi d’extinction n’est pas une chose aisée, même si la théorie est simple. En effet, en raison de différents facteurs (faible rapport signal-sur-bruit des données, effets de microlentille...), la division des spectres donne souvent un résultat décevant. Néanmoins, nous avons pu mettre en évidence la présence du pic à  $2175 \text{ \AA}$  dans la loi d’extinction de la galaxie lentille de RXS J1131-1231.

Toutefois, on peut supposer qu’on a réussi à extraire la loi d’extinction d’une galaxie lentille, comme l’ont fait par exemple Motta *et al.* [68] avec le mirage gravitationnel SBS 0909+532, et on cherche alors à la classer parmi les lois d’extinction connues. Cet objectif est celui de la méthode présentée au chapitre suivant.

# Chapitre 5

## Caractérisation de la loi d'extinction extraite

### 5.1 Introduction

Si l'on suppose que les lois d'extinction des galaxies lentilles sont semblables à celles de la Galaxie, qui peuvent être décrites grâce au seul paramètre  $R_V$  comme l'ont montré Cardelli *et al.* [17], la caractérisation de ces lois d'extinction revient à déterminer ce paramètre  $R_V$  et le redshift  $z_l$  de la galaxie lentille.

Pour atteindre cet objectif, la méthode habituelle est d'ajuster ces paramètres  $R_V$  et  $z_l$  au sens des moindres carrés. Il s'agit de minimiser le  $\chi^2$  suivant :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\text{Ext}_i - \text{Ext}(z_l, R_V))^2}{\sigma_{\text{Ext}_i}^2}$$

Cette méthode a par exemple été employée par Falco *et al.* [31] et par Motta *et al.* [68].

Ici, nous allons utiliser l'analyse en composantes principales pour tenter de déterminer, ou du moins estimer, ces paramètres  $R_V$  et  $z_l$ .

Notons que l'emploi de l'analyse en composantes principales pour déterminer et analyser la loi d'extinction, à partir de données photométriques d'étoiles dans plusieurs bandes, remonte aux travaux commencés par Derck Massa et Charles F. Lillie en 1978 [59] et poursuivis par Derck Massa en 1980 [57, 58].

Le but est de pouvoir classer une loi d'extinction observée parmi une collection de lois d'extinction connues au moyen de l'analyse en composantes principales (ACP en abrégé).

L'ACP est une technique mathématique qui, partant d'un ensemble de données dépendant de plusieurs paramètres, recherche et met en évidence un certain agencement, une éventuelle distribution autre qu'aléatoire des données dans l'espace des paramètres.

Quand les paramètres sont nombreux, c'est une technique particulièrement efficace pour faire ressortir une structure jusque-là « cachée » des données.

Cette structure se révèle sous la forme de relations entre les paramètres, lesquelles permettent à leur tour d'exprimer les données de manière plus concise.

Cette technique est notamment utilisée dans des algorithmes de compression de données ou de reconnaissance de formes. Ici, nous allons essayer de reconnaître des lois d’extinction. L’ACP est très souvent utilisée en astrophysique pour chercher des relations entre des paramètres ou pour classer des objets (voir, par exemple, Cabanac *et al.* [15], Connolly *et al.* [24], Mathis & Cardelli [60])

## 5.2 Présentation succincte de l’analyse en composantes principales

Pour une présentation plus détaillée et plus mathématique, on consultera le livre de Murtagh & Heck [70].

Soit un ensemble de  $n$  données dépendant de  $m$  variables. On peut considérer ces données comme  $n$  points répartis dans un espace dont une base est constituée de  $m$  vecteurs, un par variable. Les valeurs des variables de chaque donnée sont donc les coordonnées dans cet espace de chacun des points.

L’ACP va rechercher dans cet espace une nouvelle base qui met en évidence les éventuelles relations entre les variables. Cette nouvelle base, liant de manière optimale les variables en fonction des données, permet de réduire le nombre de vecteurs nécessaires à la description des données sans perdre trop d’information.

Nous allons tenter d’expliquer cela à l’aide d’un cas très simple à seulement deux dimensions.

La figure 5.1 illustre un exemple d’analyse en composantes principales d’un ensemble de points répartis dans le plan  $(x,y)$ . Il est évident sur cette figure que les points ne sont pas distribués aléatoirement dans tout le plan mais au contraire plus ou moins alignés.

L’ACP calcule un premier axe qui passe au plus près des points tandis que le second axe est simplement l’axe orthogonal au premier. Or, minimiser la somme des carrés des distances  $a_I^2$  entre les points et l’axe équivaut à maximiser la somme des carrés des projections  $b_I^2$  puisque, d’après le théorème de Pythagore,  $c_I^2 = a_I^2 + b_I^2$  et que  $c_I$  est constant (voir la figure 5.2).

Ainsi, l’ACP cherche les axes dits principaux sur lesquels les projections des données sont les plus dispersées. Le premier axe principal est celui qui recueille la plus grande dispersion des projections, le deuxième axe principal la deuxième plus grande dispersion tout en étant orthogonal au premier, et ainsi de suite.

Puisque la dispersion est maximale, les projections des données sont plus facilement discernables, ce qui permet d’avoir une information précise sur les données et donc de les identifier.

C’est cette aptitude à identifier efficacement les données à partir de leurs projections sur les premiers axes principaux – ceux qui fournissent le maximum d’informations – que nous allons utiliser pour caractériser des lois d’extinction.

En effectuant l’ACP d’une collection de lois d’extinction décrivant une population aussi représentative que possible des lois connues, nous obtenons les axes principaux de cette collection de données sur lesquels nous pouvons projeter les lois que nous souhaitons caractériser.

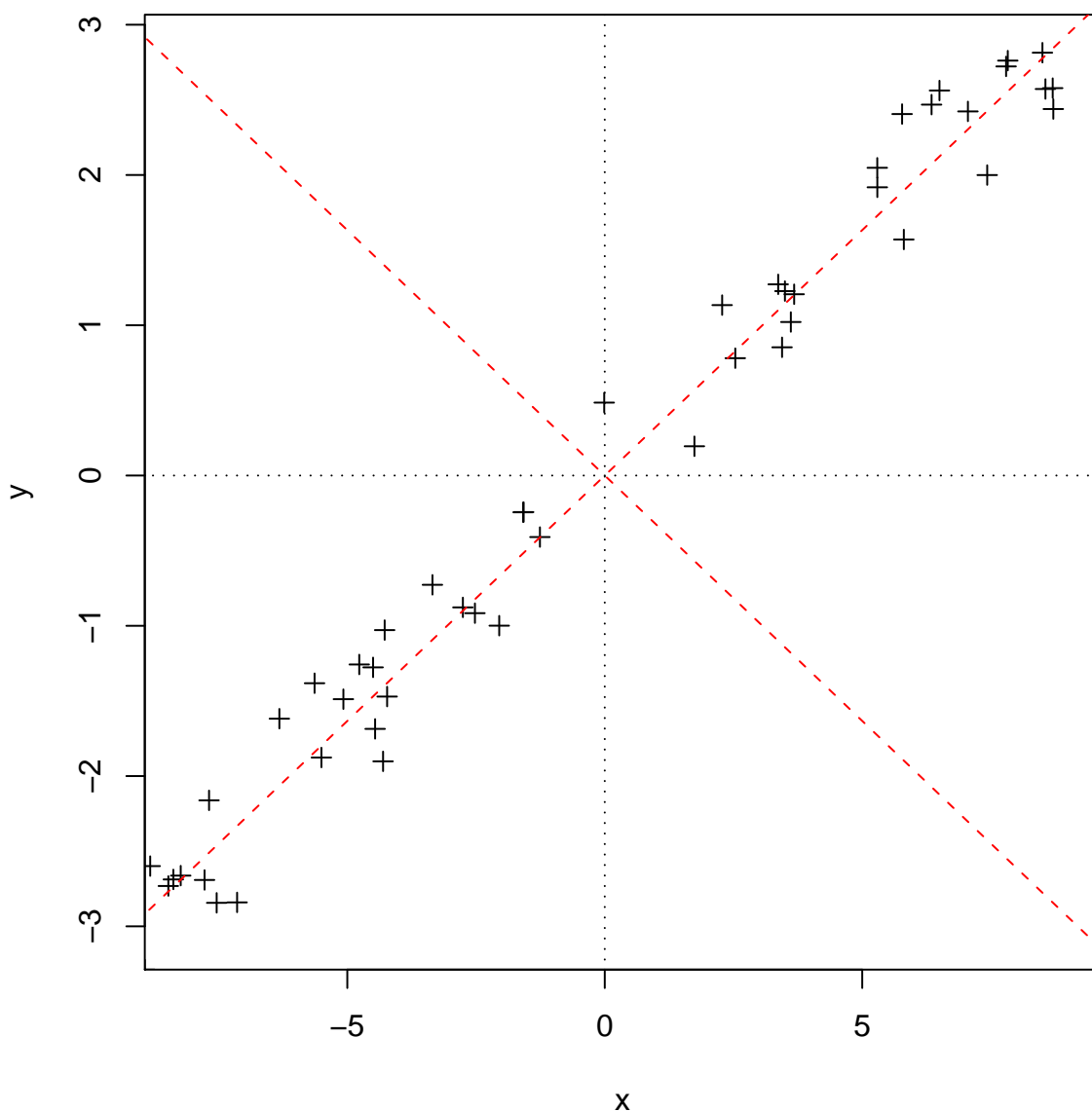


FIG. 5.1 – Exemple simple à deux dimensions d’une analyse en composantes principales. Les lignes en traits interrompus représentent les axes principaux issus de l’ACP.

La position des projections des lois inconnues parmi celles des lois de la collection permet de classer et d’estimer ainsi les caractéristiques de ces lois.

Par ailleurs, il est souvent nécessaire d’effectuer au préalable deux opérations sur les données correspondant à chacune des variables.

La première est la soustraction aux données de leur moyenne afin d’obtenir pour chaque variable des données centrées, c’est-à-dire de moyenne nulle.

La seconde, facultative mais en général recommandée, est la division de ces données centrées par leur écart-type. Ces données réduites ont une variance égale à 1. Ainsi, un poids similaire est attribué à chaque variable. Cette opération devient même indispensable si les variables ne sont pas toutes exprimées dans les mêmes unités.



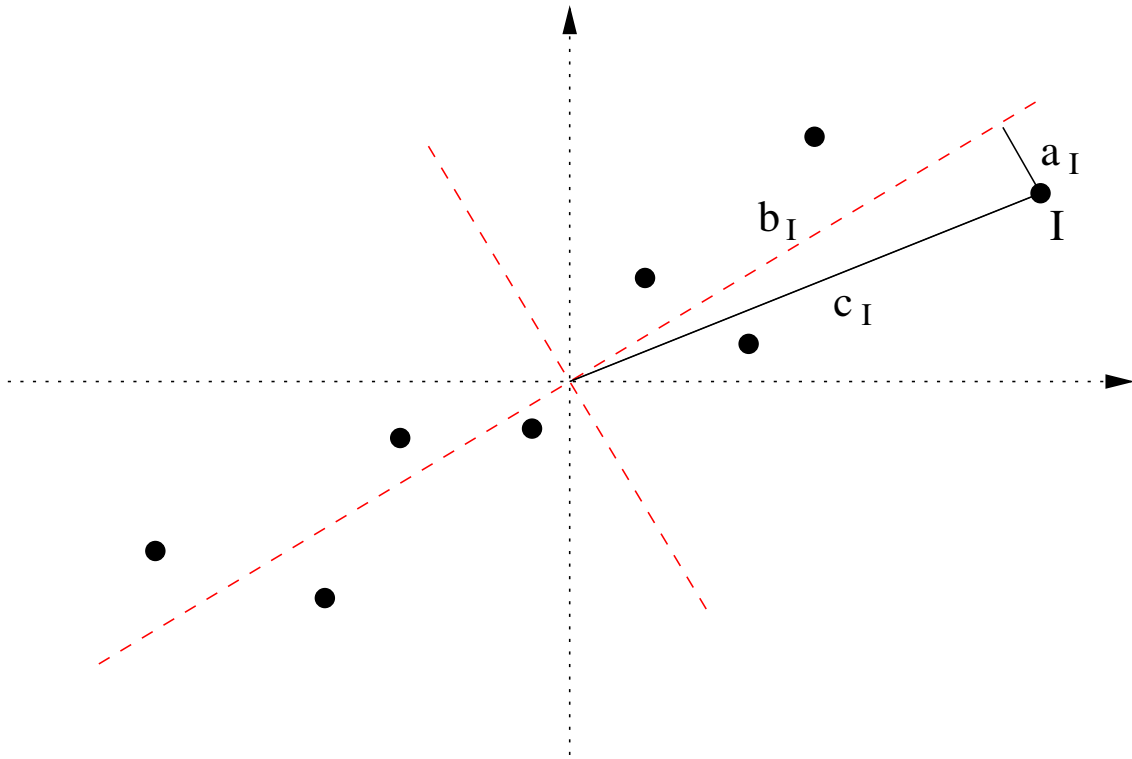


FIG. 5.2 – Schéma illustrant la première propriété des axes principaux.

Ici, toutes les données sont des rapports d’extinction  $A(\lambda)/A(V)$  dont les valeurs sont du même ordre de grandeur. Par conséquent, nous pouvons nous passer de cette normalisation mais nous allons cependant étudier les deux cas.

Enfin, précisons que dans le cas sans normalisation, l’ACP revient à chercher les vecteurs propres de la matrice de covariance de la collection, et que dans le cas avec normalisation, il s’agit des vecteurs propres de la matrice de corrélation. De plus, les valeurs propres sont égales aux variances des projections des données sur les axes principaux correspondants.

## 5.3 Application aux lois d’extinction

### 5.3.1 Description de la collection originale

Nous considérons une collection de lois d’extinction calculées grâce aux formules de Cardelli *et al.* [17]. Ces lois s’étendent de  $0,3$  à  $5,5 \mu\text{m}^{-1}$  (pour  $z_l = 0$ ), ont des valeurs du paramètre  $R_V$  comprises entre 2 et 6 et sont éventuellement décalées à des redshifts pouvant aller jusqu’à 1. Cette collection est caractérisée par trois paramètres : la résolution spectrale de chacune des lois, sa résolution en redshift  $z_l$  et sa résolution en  $R_V$ .

Nous partons d’abord d’une résolution spectrale de  $0,05 \mu\text{m}^{-1}$ , ce qui fait 105 nombres d’ondes entre  $0,3$  et  $5,5 \mu\text{m}^{-1}$ , et d’un pas d’échantillonnage de 0,1 en redshift et en  $R_V$ , ce qui donne respectivement 11 redshifts et 41 valeurs de  $R_V$

différentes. En tout, on obtient donc une collection de 451 ( $11 \times 41$ ) lois. Cette collection peut être vue comme une matrice réelle de 451 lignes (les « objets ») et de 105 colonnes (les « variables »).

Nous procédons ensuite à son analyse en composantes principales, avec ou sans normalisation. L'ensemble des calculs et la plupart des graphiques de ce chapitre ont été réalisés grâce au logiciel libre R [78].

## 5.3.2 Résultats de l'analyse en composantes principales

### Variances des projections sur les nouveaux axes

La figure 5.3 présente, par ordre décroissant, les variances des projections des lois de la collection sur les dix premiers axes principaux.

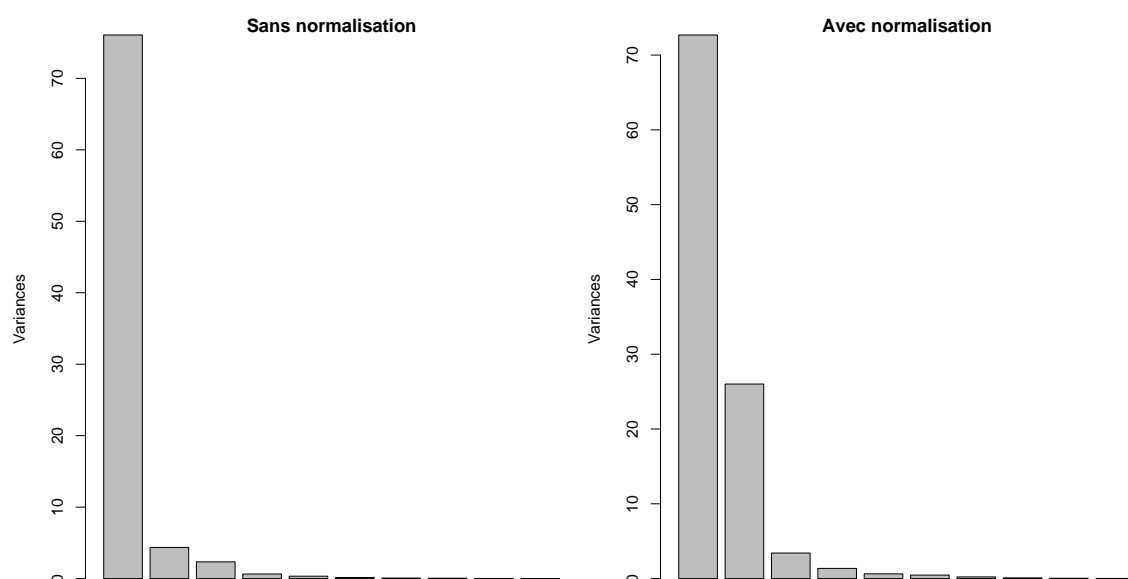


FIG. 5.3 – Variances des projections sur les dix premiers axes principaux, présentées par ordre décroissant, dans le cas sans normalisation (graphique de gauche) et avec normalisation (graphique de droite)

Dans le cas sans normalisation (graphique de gauche), le premier vecteur propre domine très largement les suivants en ce qui concerne la variance des projections.

Dans le cas avec normalisation (graphique de droite), la variance associée au premier vecteur propre est très légèrement inférieure à celle du cas sans normalisation tandis que la variance des projections sur le deuxième vecteur propre n'est pas négligeable. Ce deuxième vecteur propre permet donc de discriminer plus efficacement les projections. On le vérifie ci-après avec les projections des lois sur les deux premiers vecteurs propres.

### Projections sur les axes principaux

La figure 5.4 montre les projections des 451 lois d'extinction sur les deux premiers axes principaux, c'est-à-dire les deux premières coordonnées des lois exprimées dans la nouvelle base de vecteurs propres.

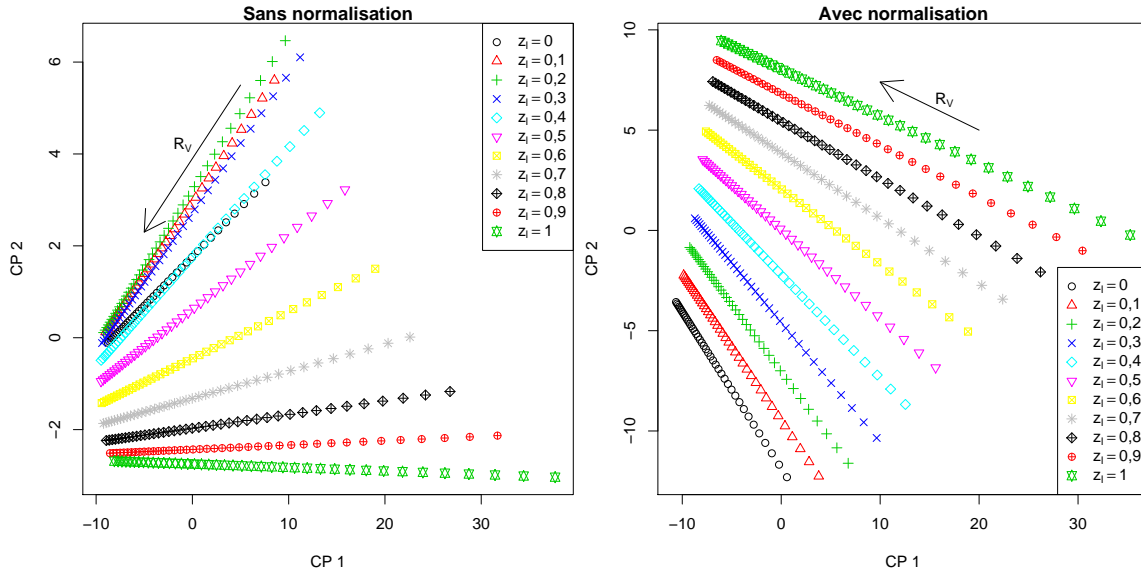


FIG. 5.4 – Projections des 451 lois de la collection sur les deux premières composantes principales. Le graphique de gauche représente le cas sans normalisation, celui de droite avec normalisation. La flèche indique le sens croissant des valeurs de  $R_V$ , de 2 à 6.

On constate que, dans le cas avec normalisation, les points sont mieux répartis dans le plan défini par les deux premiers vecteurs propres. En revanche, dans le cas sans normalisation, pour les grandes valeurs de  $R_V$  et certains redshifts, les points peuvent paraître indiscernables.

En fait, il n'en est rien, comme le montre la figure 5.5 qui tente de représenter, sous deux angles de vue différents, la répartition à trois dimensions des projections sur les trois premiers axes principaux. Les points sont bien distincts les uns des autres.

## Vecteurs propres

La figure 5.6 présente les trois premiers vecteurs propres dans les deux cas : sans normalisation (à gauche) et avec normalisation (à droite).

Dans le cas sans normalisation, on reconnaît aisément dans le premier axe principal l'allure d'une loi d'extinction « moyenne » à un redshift intermédiaire entre 0 et 1.

En revanche, dans l'autre cas, la normalisation a fortement modifié les lois individuelles de la collection si bien que le premier axe principal ne ressemble plus du tout à une loi d'extinction.

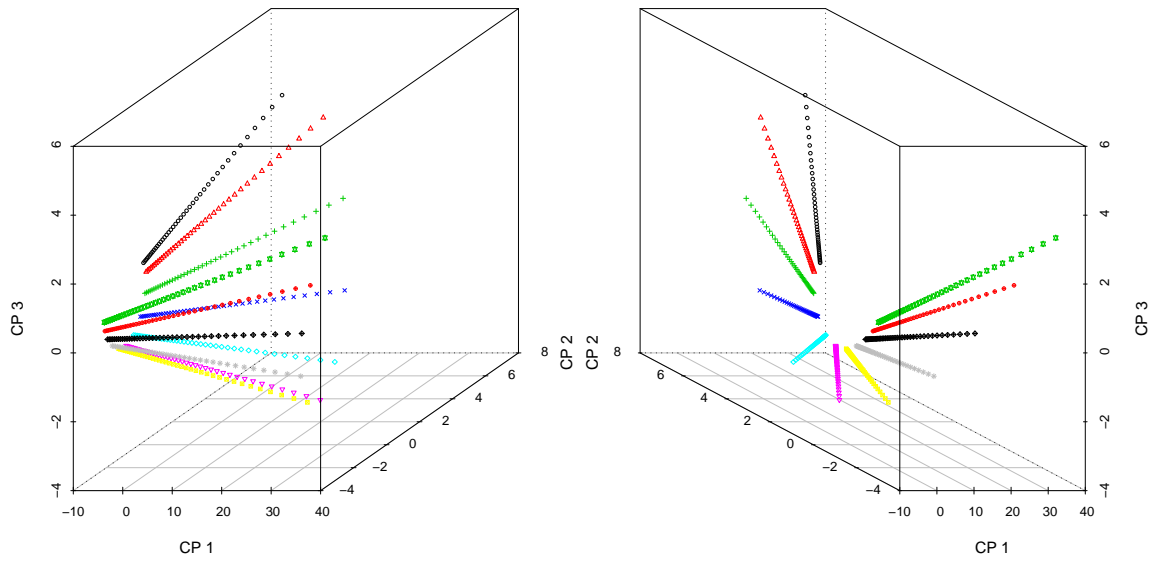


FIG. 5.5 – Représentations « à trois dimensions » des projections sur les trois premiers vecteurs propres, vues sous deux angles différents (cas sans normalisation). La signification des symboles est la même que celle de la figure 5.4.

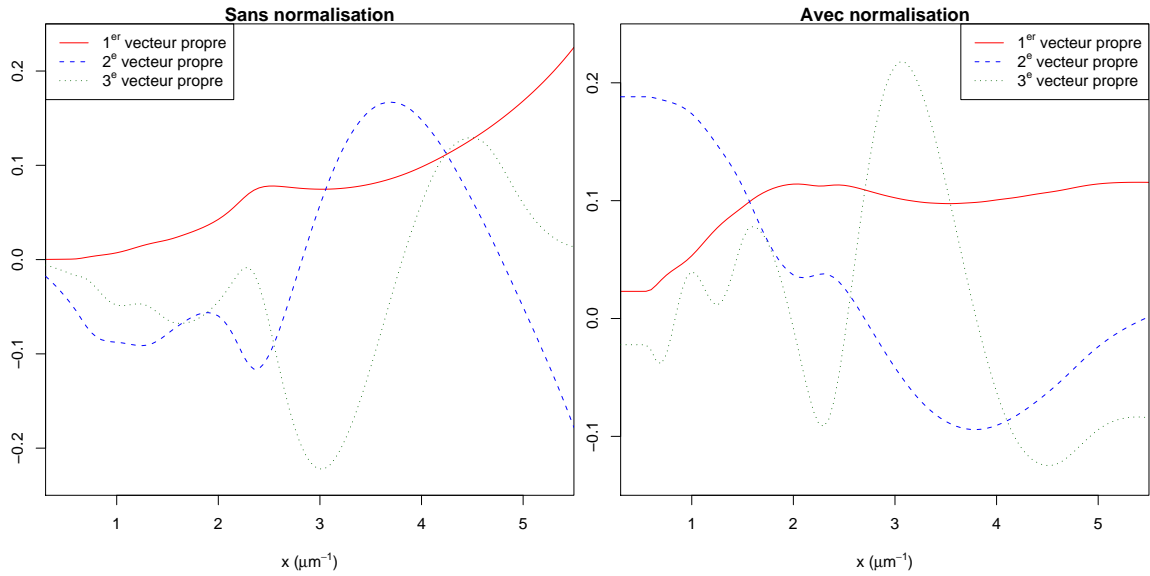


FIG. 5.6 – Tracés des trois premiers vecteurs propres dans le cas sans normalisation (graphique de gauche) et avec normalisation (graphique de droite). Dans les deux cas, le premier axe principal est en trait plein, le deuxième en traits interrompus et le troisième en pointillé.

## 5.4 Simulations

### 5.4.1 Introduction

Afin de tester l'ACP pour la caractérisation des lois d'extinction et d'estimer sa précision sur la valeur déduite des paramètres, nous avons procédé à un grand nombre de simulations de type Monte Carlo.

Nous construisons 100 collections avec les mêmes paramètres que la collection originale mais en ajoutant un bruit gaussien aux lois afin que ces dernières aient un rapport signal-sur-bruit donné. Nous les projetons ensuite sur les axes principaux de la collection originale.

En raison du bruit ajouté aux données, leurs projections ne coïncident plus nécessairement avec celles des lois originales mais peuvent se rapprocher des projections de lois ayant d'autres paramètres. Ainsi, en effectuant 100 simulations pour chaque configuration des paramètres (résolution spectrale, en  $z_l$  et  $R_V$ , et rapport signal-sur-bruit) puis en calculant la dispersion des 100 projections autour de la projection de la loi originale, nous pouvons estimer l'erreur sur la détermination des paramètres  $z_l$  et  $R_V$  de chacune des lois projetées.

### 5.4.2 Description des simulations

Pour la construction de la collection originale, nous avons utilisé des résolutions spectrales de 0,05, 0,1, 0,2, 0,5, 1,0 et 2,0  $\mu\text{m}^{-1}$ , des pas d'échantillonnage en  $z_l$  de 0,1, 0,2 et 0,5, et des pas d'échantillonnage en  $R_V$  de 0,1, 0,2, 0,5, 1,0 et 2,0. Pour les collections affectées de bruit, nous avons considéré des rapports signal-sur-bruit de 1, 2, 3, 4, 5, 10, 15... 100 par élément de résolution.

La figure 5.7 illustre un exemple montrant les projections sur les deux premiers axes principaux des lois de la collection originale et de celles de la collection affectée de bruit. Pour les deux collections, la résolution spectrale est de 0,05  $\mu\text{m}^{-1}$  et les pas d'échantillonnage en  $z_l$  et  $R_V$  de 0,1. Le rapport signal-sur-bruit des lois de la collection affectée de bruit est de 10 par élément de résolution. Pour cet exemple, seul le cas avec normalisation est présenté.

Sur cette figure 5.7, nous voyons déjà que les projections sur les deux premiers axes principaux de certaines lois affectées de bruit peuvent être assez éloignées des projections des lois dont elles sont issues. Ainsi, elles peuvent avoir comme plus proche voisine la projection d'une loi qui ne partage pas les mêmes valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$ . Cependant, il ne faut pas se limiter à ces deux premiers vecteurs propres mais plutôt chercher la plus proche voisine dans l'espace entier.

Pour cela, nous calculons d'abord les distances pondérées de chaque loi de la collection affectée de bruit à chaque loi de la collection originale. L'expression de la distance pondérée est la suivante (voir Cabanac *et al.* [15]) :

$$d = \sqrt{\sum_{i=1}^m \lambda_i (b_i - o_i)^2}$$

où :

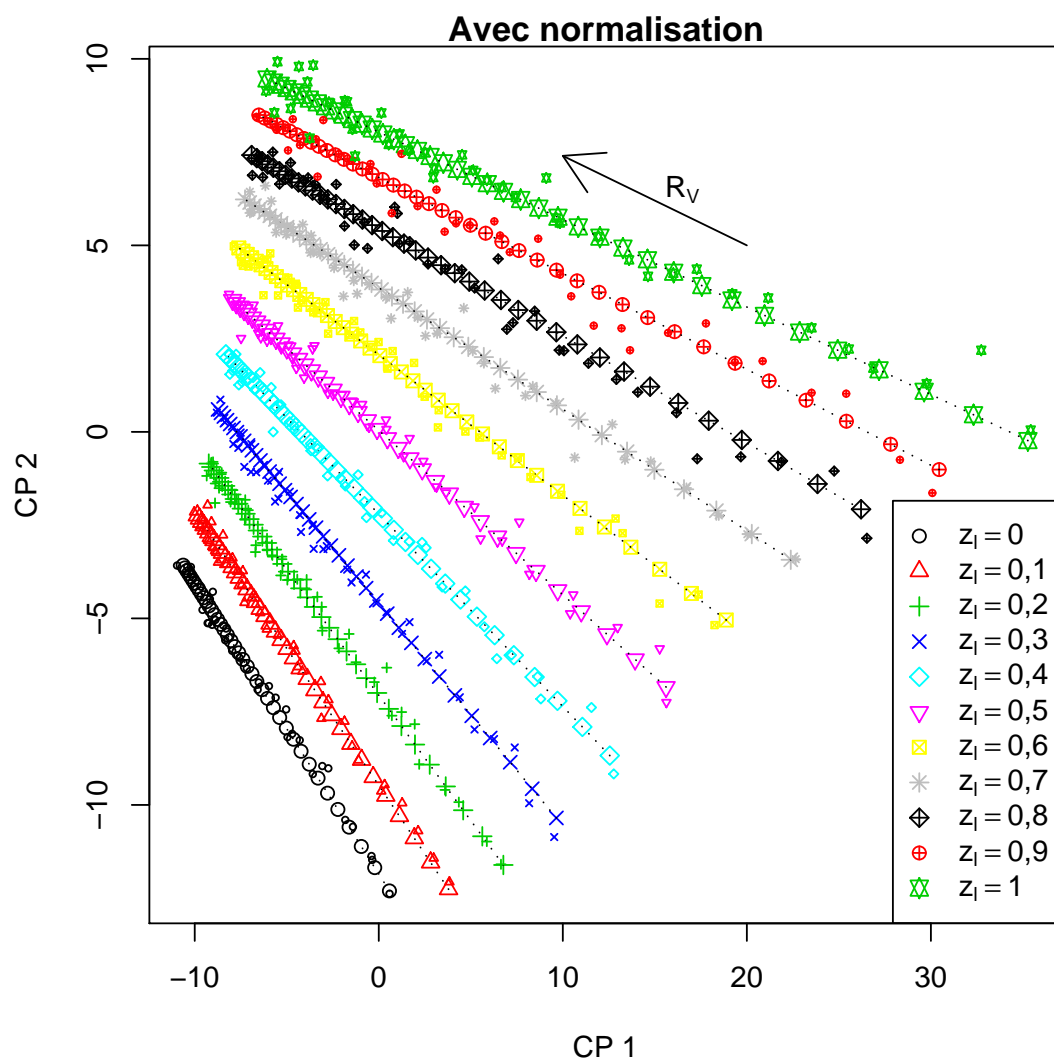


FIG. 5.7 – Exemple d’une simulation : une collection affectée de bruit (petits symboles) est projetée sur les composantes principales de la collection originale (grands symboles).

- $m$  est le nombre de variables, c’est-à-dire le nombre de dimensions de l’espace ;
- $\lambda_i$  la valeur propre associée au vecteur propre  $v_i$  ;
- $b_i$  la projection de la loi affectée de bruit sur le vecteur  $v_i$  ;
- et  $o_i$  la projection de la loi originale sur le vecteur  $v_i$ .

Une fois toutes les distances pondérées calculées, pour chaque loi de la collection affectée de bruit, nous recherchons sa plus proche voisine dans la collection originale, c’est-à-dire celle pour laquelle  $d$  est minimale, et nous en extrayons ses valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$ , lesquelles peuvent donc être différentes de celles de la loi originale.

En procédant ainsi 100 fois pour chaque loi, nous obtenons deux ensembles de 100 valeurs de  $z_l$  et de  $R_V$  dont on peut calculer les dispersions. Ces dispersions nous permettent d’estimer l’incertitude sur les valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$  déterminées

par cette méthode.

### 5.4.3 Résultats

#### Influence de $z_l$ et $R_V$ eux-mêmes

Le premier résultat qui ressort des simulations est que les incertitudes sur les valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$  dépendent des valeurs elles-mêmes des paramètres, les valeurs des autres paramètres (résolution spectrale, pas d'échantillonnage en  $z_l$  et  $R_V$  de la collection originale et rapport signal-sur-bruit) étant fixées.

C'est pour cette raison que, dans la suite, les résultats des simulations seront présentés sous la forme de « cartes » avec des contours, ce qui permet d'observer les variations des incertitudes en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  elles-mêmes.

#### Influence du rapport signal-sur-bruit

Dans cette section, les paramètres de la collection originale ont les valeurs suivantes :

- résolution spectrale :  $0,05 \mu\text{m}^{-1}$  ;
- pas d'échantillonnage en  $z_l$  :  $0,1$  ;
- pas d'échantillonnage en  $R_V$  :  $0,1$ .

#### Sans normalisation

**Incertitude sur  $z_l$**  Le graphique 5.8 page 96 montre, pour chaque couple  $(R_V, z_l)$  et dans le cas sans normalisation, l'évolution de la dispersion  $\sigma_{z_l}$  sur les valeurs du redshift  $z_l$  de la plus proche voisine pour quatre valeurs du rapport signal-sur-bruit : 1, 3, 5 et 10.

Pour un rapport signal-sur-bruit (en abrégé « S/B » dans la suite) de 1, l'erreur sur  $z_l$  est assez importante, autour de 0,2–0,3 quelles que soient les valeurs de  $z_l$  et  $R_V$ . Ensuite, l'incertitude diminue rapidement : elle est inférieure à environ 0,1 dès un S/B de 3, au plus de l'ordre de 0,06 pour un S/B de 5 et inférieure à 0,04 pour un S/B de 10.

De plus, on observe pour ces trois derniers cas une augmentation de l'incertitude avec le redshift  $z_l$  jusqu'à un maximum à  $z_l = 0,9$ . La moindre incertitude à  $z_l = 1$  est sans doute due à un effet de bord : la collection originale étant limitée supérieurement à  $z_l = 1$ , les projections n'ont pas la possibilité d'avoir une plus proche voisine située à un redshift supérieur, ce qui diminue artificiellement la dispersion.

En revanche, on n'observe pas une telle dépendance avec  $R_V$ .

**Incertitude sur  $R_V$**  Le graphique 5.9 page 97 est l'équivalent de la figure 5.8 pour le paramètre  $R_V$ .

Comme précédemment, pour un S/B de 1, l'incertitude  $\sigma_{R_V}$  sur  $R_V$  est grande, de l'ordre de 0,5, mais elle reste cependant relativement importante pour des S/B plus élevés. Il faut atteindre un S/B de 5 pour avoir une erreur autour de 0,1 et un S/B de 10 pour descendre en deçà.

Contrairement à l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  sur le redshift, on n'observe pas ici une nette dépendance de  $\sigma_{R_V}$  avec le redshift mais une augmentation de l'incertitude dans une zone à faible redshift et  $R_V$  élevé pour un S/B au moins de 3, ainsi que pour  $z_l \geq 0,9$ .

### Avec normalisation

**Incetitude sur  $z_l$**  La figure 5.10 page 98 est le pendant de la figure 5.8 dans le cas avec normalisation.

Dans le cas avec normalisation aussi, la dispersion est importante quand le S/B n'est que de 1 et diminue fortement avec un S/B de 3. Pour un S/B de 10, elle devient même quasi nulle pour la majeure partie des points  $(R_V, z_l)$ .

L'incertitude tend à augmenter pour les grandes valeurs à la fois de  $z_l$  et de  $R_V$ .

**Incetitude sur  $R_V$**  La figure 5.11 page 99 est l'équivalent avec normalisation de la figure 5.9.

Nous remarquons ici aussi une forte dispersion, au-delà de 10 % de la valeur de  $R_V$ , pour un S/B de 1. Elle est environ réduite de moitié pour un S/B de 3 puis devient relativement faible ensuite, excepté dans une région du plan  $(R_V, z_l)$  où  $R_V \gtrsim 4$  et  $z_l \lesssim 0,6$ .



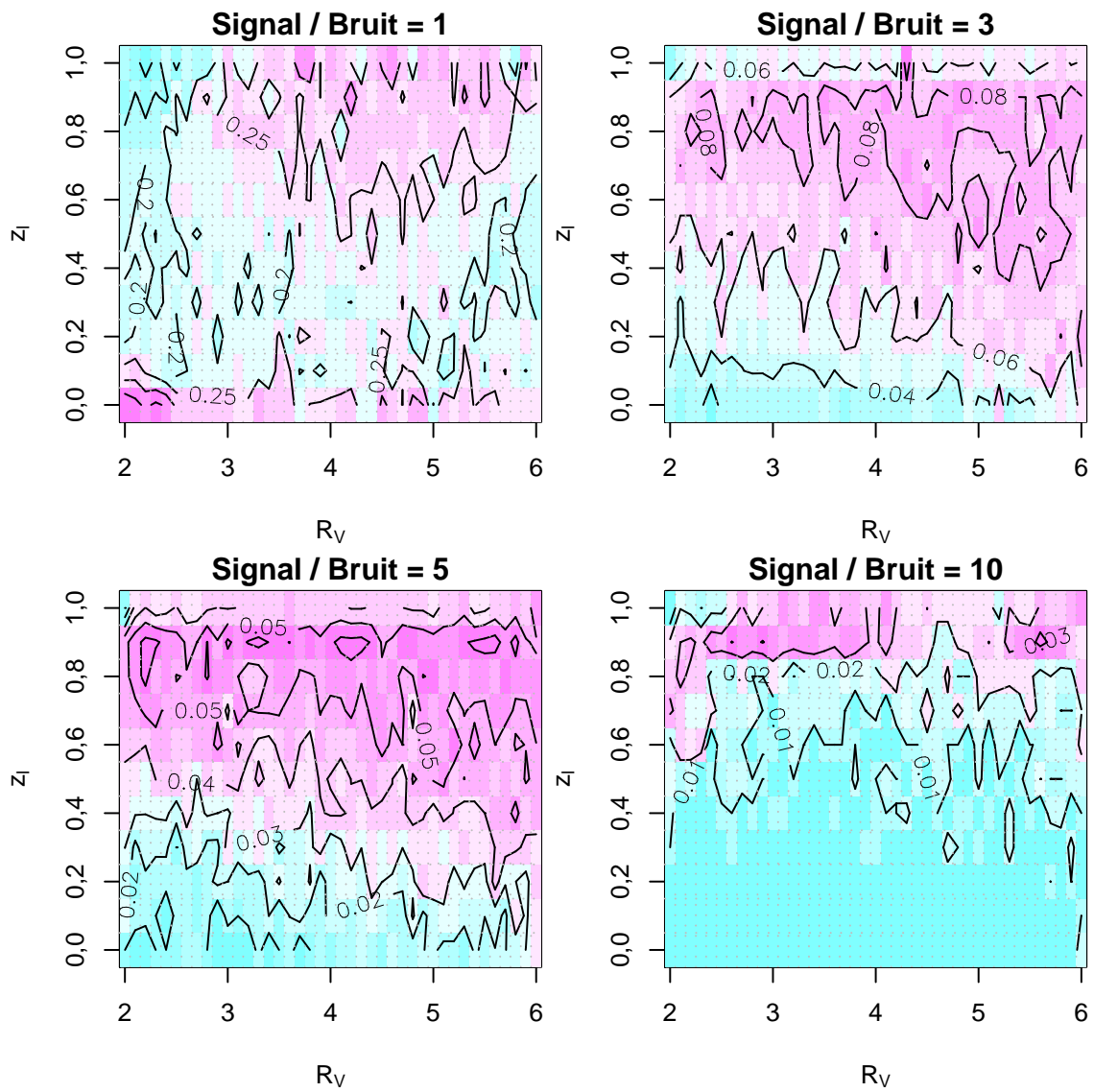


FIG. 5.8 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et du rapport signal-sur-bruit dans le cas sans normalisation.

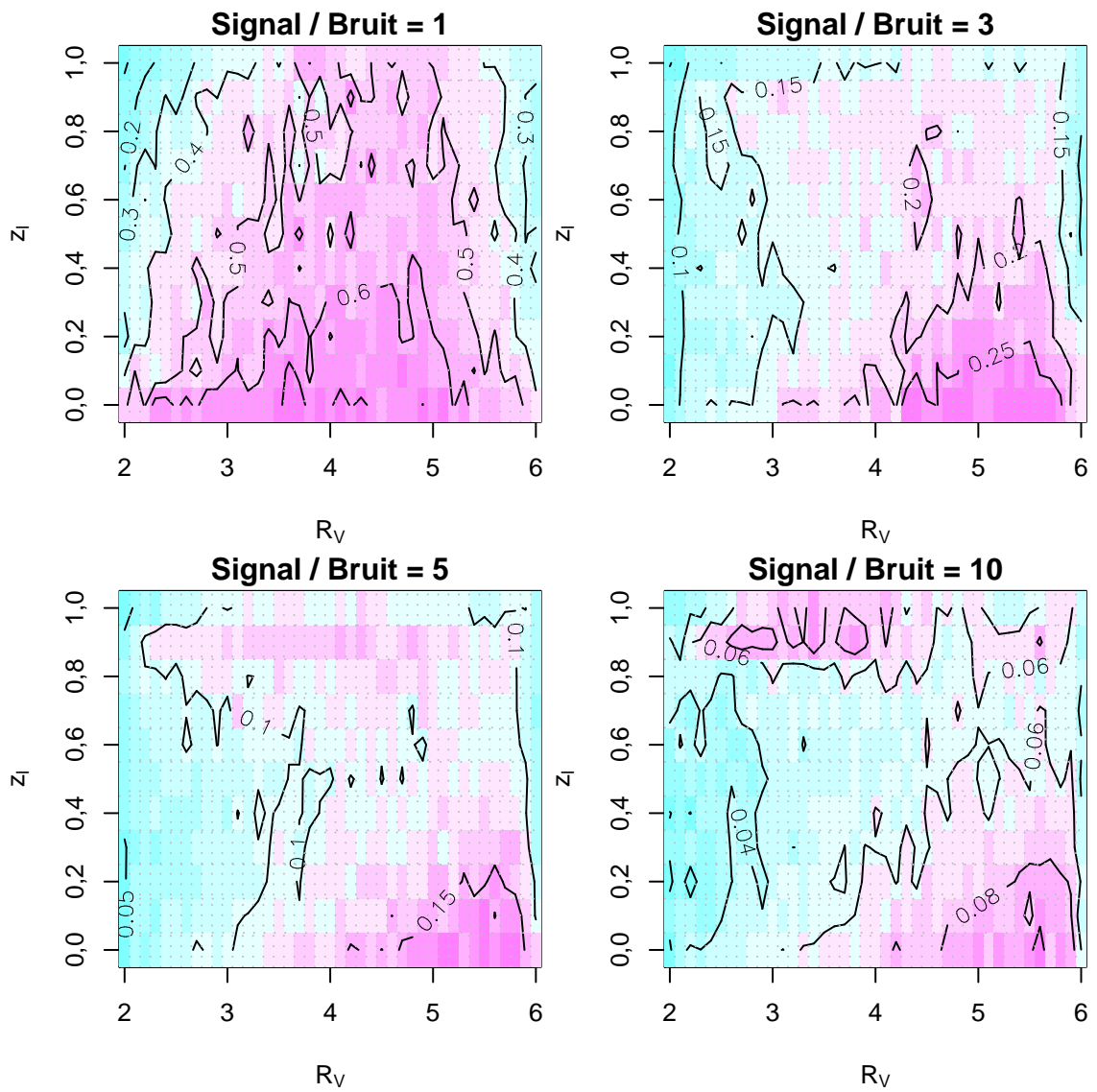


FIG. 5.9 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{R_V}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et du rapport signal-sur-bruit dans le cas sans normalisation.

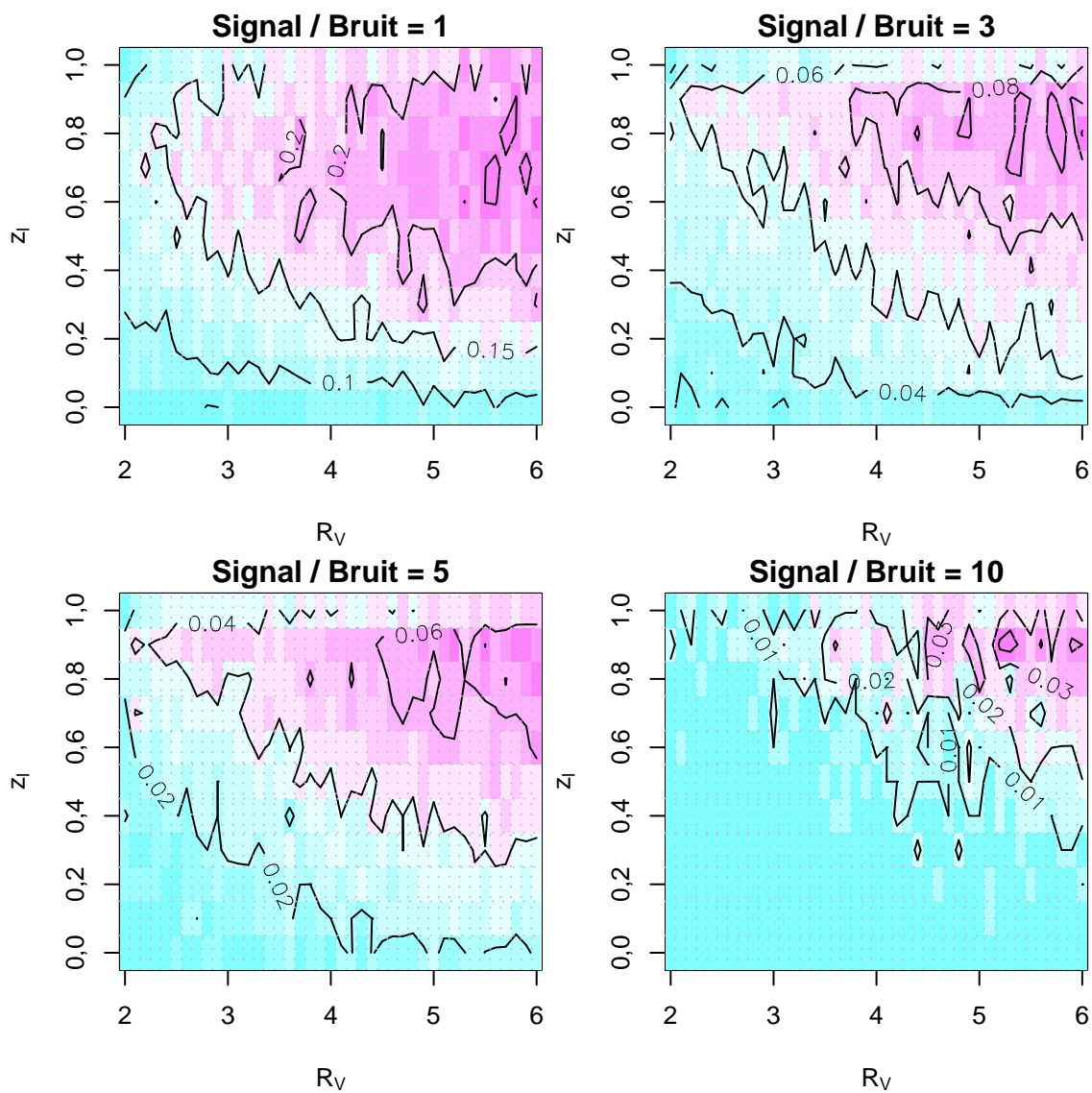


FIG. 5.10 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et du rapport signal-sur-bruit dans le cas avec normalisation.

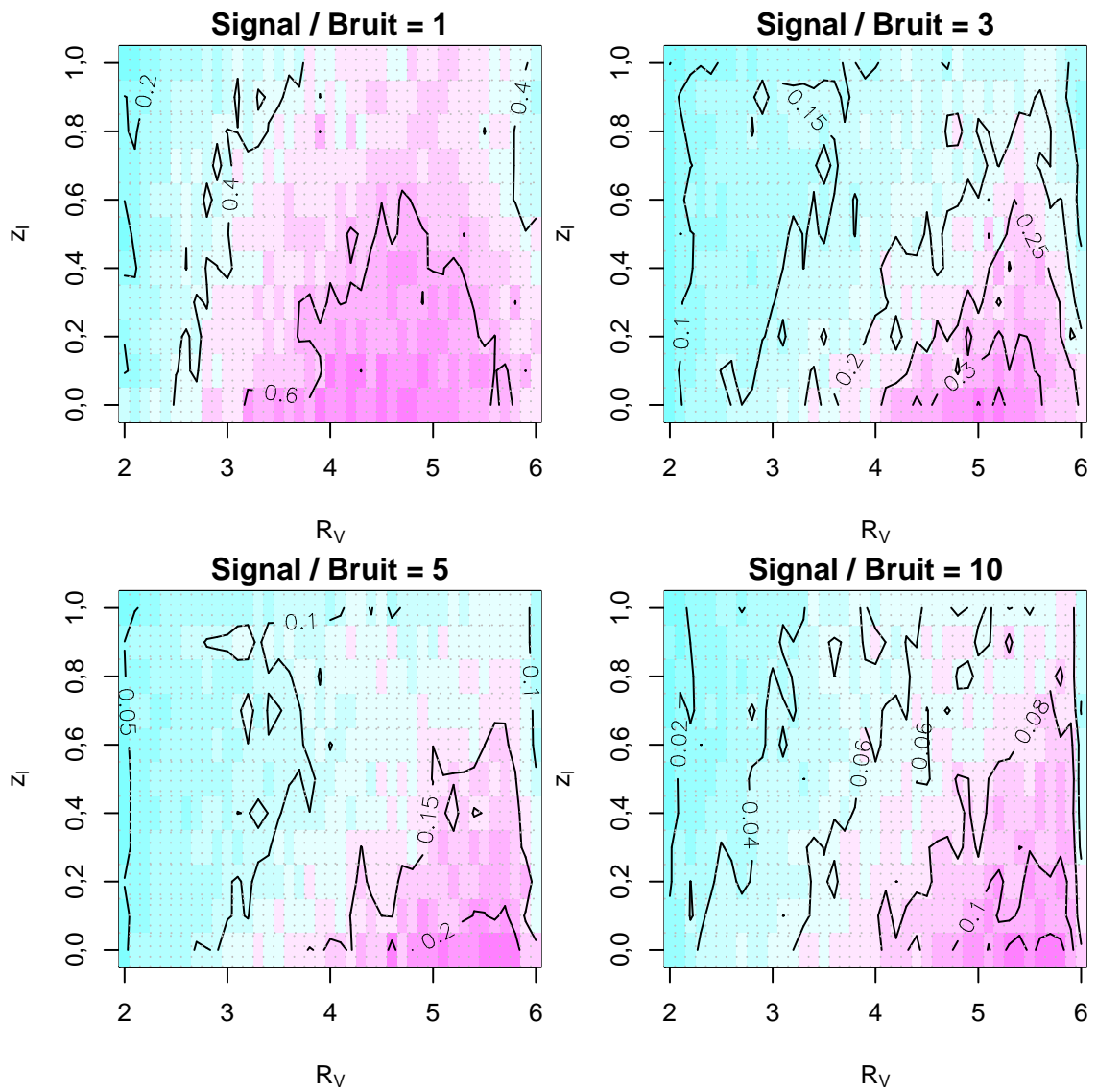


FIG. 5.11 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{R_V}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et du rapport signal-sur-bruit dans le cas avec normalisation.

## Influence de la résolution spectrale

Pour cette section, nous fixons les valeurs des paramètres suivants :

- le pas d'échantillonnage en  $z_l$  à 0,1 ;
- le pas d'échantillonnage en  $R_V$  à 0,1 ;
- le rapport signal-sur-bruit à 3.

Nous allons ensuite présenter les incertitudes sur  $z_l$  et  $R_V$  pour six résolutions spectrales différentes (2,0, 1,0, 0,5, 0,2, 0,1 et 0,05  $\mu\text{m}^{-1}$ ) et dans les deux cas, avec et sans normalisation.

### Sans normalisation

**Incertitude sur  $z_l$**  La figure 5.12 page 101 montre l'incertitude sur  $z_l$  en fonction des paramètres  $R_V$  et  $z_l$  eux-mêmes pour les six valeurs de la résolution spectrale étudiées.

L'erreur est importante, de l'ordre de 0,3, quand la résolution spectrale est faible et décroît lentement lorsque la résolution augmente. Il faut atteindre une résolution spectrale de 0,1  $\mu\text{m}^{-1}$  et, mieux, de 0,05  $\mu\text{m}^{-1}$  pour voir l'incertitude passer au-dessous de 0,1. On observe alors une dépendance de  $\sigma_{z_l}$  avec  $z_l$ .

**Incertitude sur  $R_V$**  La figure 5.13 page 102 est l'équivalent de la figure 5.12 pour l'incertitude sur  $R_V$ .

Ici, l'influence de la résolution spectrale se fait sentir plus nettement sur les dispersions  $\sigma_{R_V}$  : on passe d'une incertitude sur  $R_V$  de l'ordre de 0,1 pour une résolution spectrale de 2  $\mu\text{m}^{-1}$  à environ 0,2 quand la résolution est de 0,05  $\mu\text{m}^{-1}$ .

En revanche, il n'y a pas de réelle dépendance de  $\sigma_{R_V}$  avec les paramètres  $z_l$  et  $R_V$ .

### Avec normalisation

**Incertitude sur  $z_l$**  La figure 5.14 page 103 est le pendant de la figure 5.12 dans le cas avec normalisation.

Comme pour l'étude de l'influence du S/B sur  $\sigma_{z_l}$  (figures 5.8 et 5.10, respectivement pages 96 et 98), la normalisation entraîne une légère diminution générale de l'incertitude et, au fur et à mesure que la résolution spectrale augmente, une dépendance de plus en plus marquée de  $\sigma_{z_l}$  avec les paramètres  $R_V$  et  $z_l$ , l'incertitude s'accroissant vers les grandes valeurs de  $R_V$  et  $z_l$ .

**Incertitude sur  $R_V$**  La figure 5.15 page 104 est l'équivalent avec normalisation de la figure 5.13 page 102.

Ici aussi, la normalisation conduit à de meilleurs résultats en général et à une dépendance plus marquée de  $\sigma_{R_V}$  avec  $R_V$  et  $z_l$ , l'incertitude étant plus importante dans une zone du plan  $(R_V, z_l)$  définie par  $R_V \gtrsim 4$  et  $z_l \lesssim 0,6$ .

L'influence de la résolution spectrale sur  $\sigma_{R_V}$  est ici aussi évidente : d'une erreur proche de 1 pour une résolution de 2  $\mu\text{m}^{-1}$ , on arrive à une incertitude de l'ordre de 0,3 au maximum quand la résolution est de 0,05  $\mu\text{m}^{-1}$ .

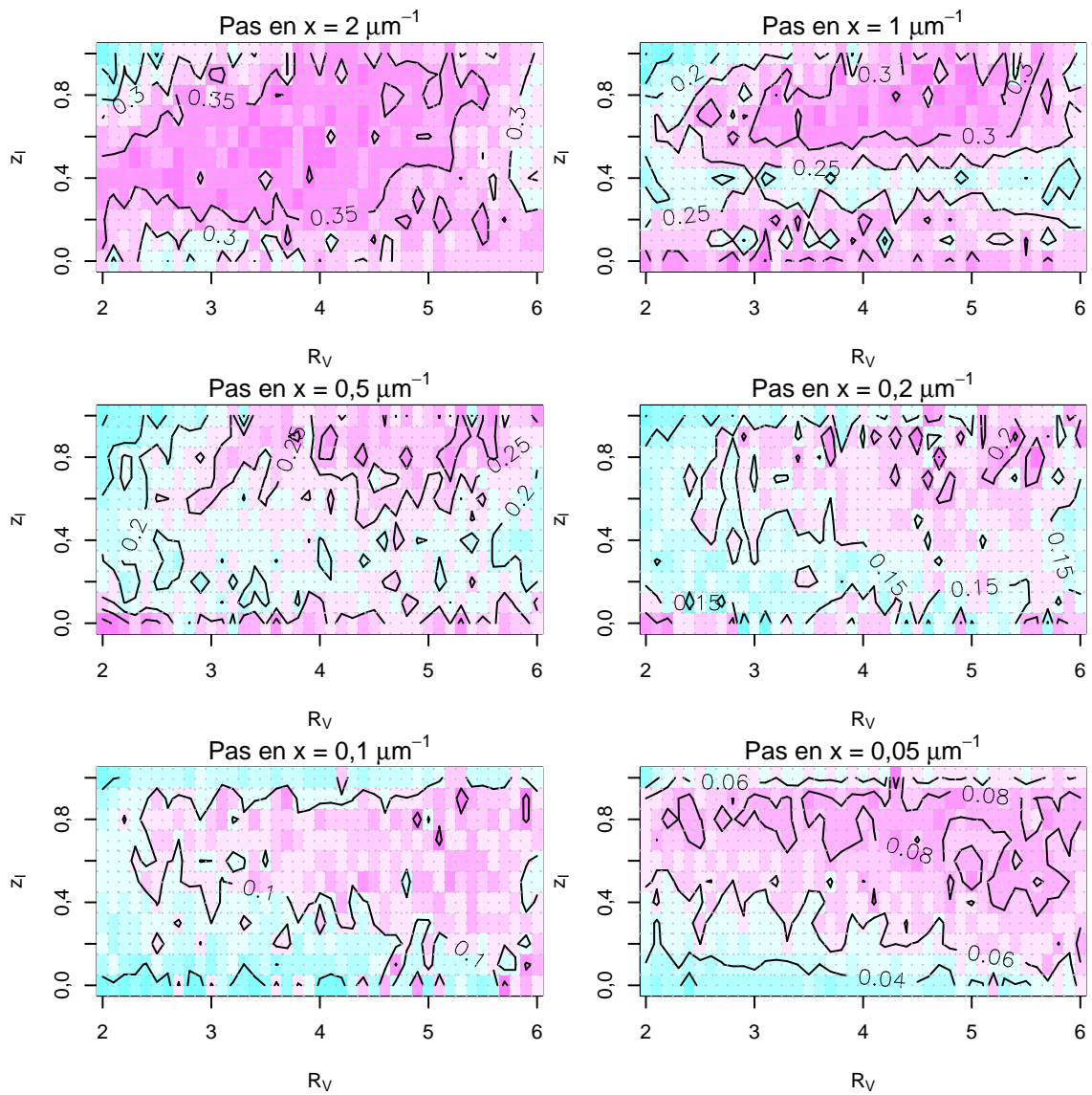


FIG. 5.12 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et de la résolution spectrale dans le cas sans normalisation.

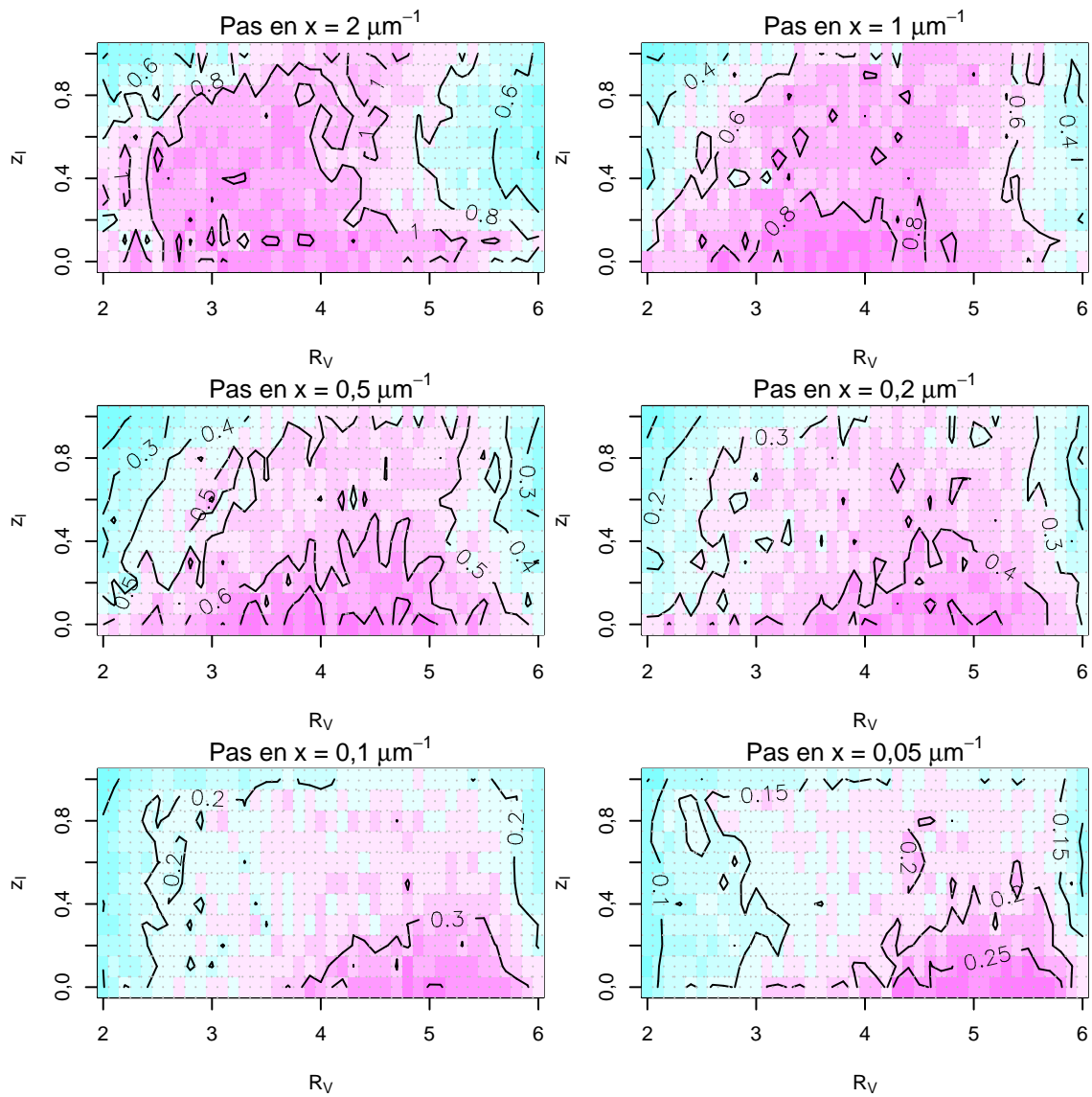


FIG. 5.13 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{R_V}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et de la résolution spectrale dans le cas sans normalisation.

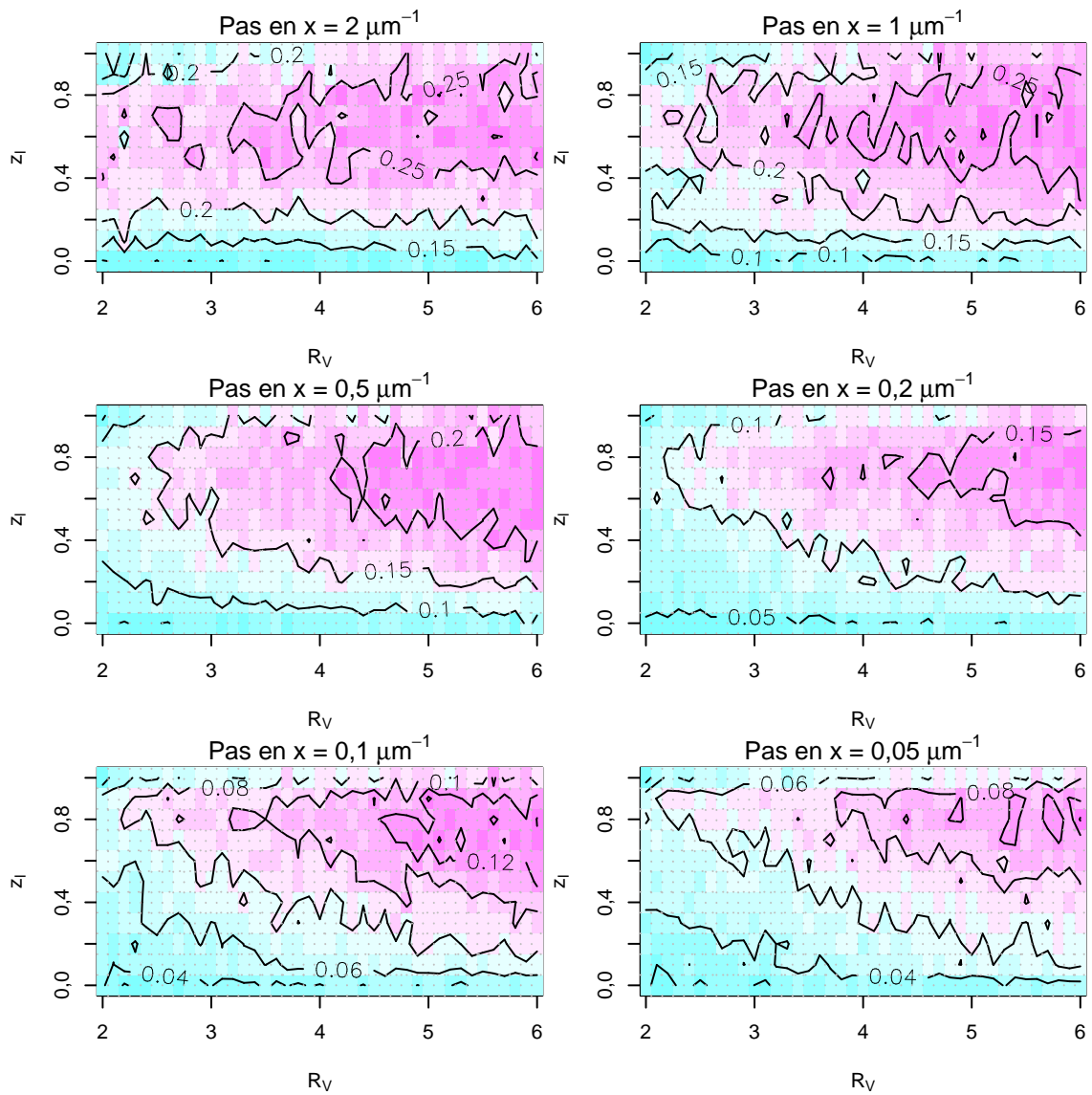


FIG. 5.14 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et de la résolution spectrale dans le cas avec normalisation.



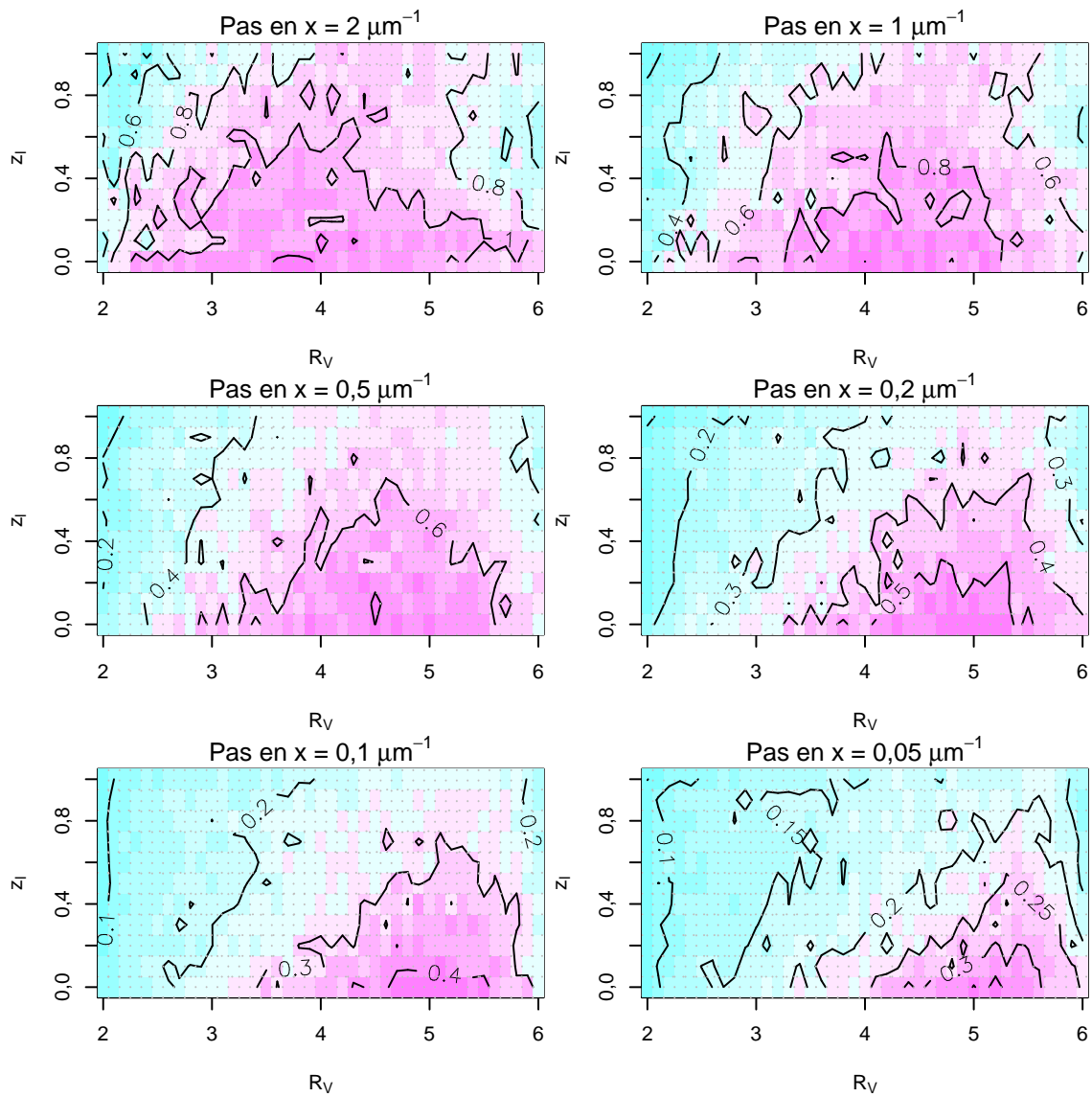


FIG. 5.15 – Représentations graphiques de l'incertitude  $\sigma_{R_V}$  en fonction des valeurs de  $z_l$  et  $R_V$  et de la résolution spectrale dans le cas avec normalisation.

## Influence de la finesse de la collection originale

Les dispersions étudiées ici,  $\sigma_{z_l}$  et  $\sigma_{R_V}$ , sont en fait des dispersions calculées sur un ensemble de valeurs discrètes. Cet ensemble de valeurs possibles dépend des pas d'échantillonnage en  $z_l$  et en  $R_V$  de la collection originale, lesquels définissent sa « finesse » et son exhaustivité en quelque sorte.

Par conséquent, si les pas d'échantillonnage en  $z_l$  et  $R_V$  sont inadaptés au rapport signal-sur-bruit des projections, les dispersions de ces dernières seront erronées. En effet, si les pas d'échantillonnage en  $z_l$  et  $R_V$  sont trop grands, c'est-à-dire si la collection originale est trop clairsemée, les projections des lois affectées de bruit auront un nombre très limité de projections voisines, ce qui altérera la valeur de la dispersion.

La figure 5.16 illustre un exemple de l'influence des pas d'échantillonnage en  $z_l$  et en  $R_V$  de la collection originale sur la dispersion  $\sigma_{z_l}$ . Pour cet exemple, nous avons considéré le cas avec normalisation, une résolution spectrale de  $0,05 \mu\text{m}^{-1}$ , un rapport signal-sur-bruit de 5 et deux pas d'échantillonnage pour  $z_l$  et  $R_V$  : 0,1 et 0,2.

Enfin, il peut y avoir le cas extrême où la collection est si pauvre que les projections n'ont pas d'autre voisine que la projection de la loi originale. Dans ce cas, la dispersion est nulle mais cet effet est purement artificiel, ne reflète pas du tout la réalité et est dû à une mauvaise construction de la collection originale, laquelle doit donc représenter autant que faire se peut la diversité des lois d'extinction.

### 5.4.4 Quelques conclusions sur les résultats

- À la vue des résultats des simulations, nous pouvons tirer quelques conclusions :
- les incertitudes  $\sigma_{z_l}$  et  $\sigma_{R_V}$  dépendent des valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$ . Cette dépendance est davantage marquée dans les cas avec un bon S/B et une bonne résolution spectrale ;
  - la normalisation améliore légèrement les résultats ;
  - pour une configuration donnée des paramètres, la précision absolue sur  $z_l$  est meilleure que celle sur  $R_V$ , mais, cependant, les incertitudes  $\sigma_{R_V}$  relativement aux valeurs de  $R_V$  sont moindres par rapport aux incertitudes  $\sigma_{z_l}$  relativement aux valeurs de  $z_l$  ;
  - l'influence de la résolution spectrale est sensible de manière générale, aussi bien pour  $\sigma_{z_l}$  que pour  $\sigma_{R_V}$  ;
  - il faut prendre garde à ce que la collection originale soit suffisamment exhaustive pour représenter au mieux la diversité des lois d'extinction.

D'une manière générale, les résultats de ces simulations de type Monte Carlo sont très encourageants et montrent l'efficacité de l'analyse en composantes principales pour caractériser des lois d'extinction.

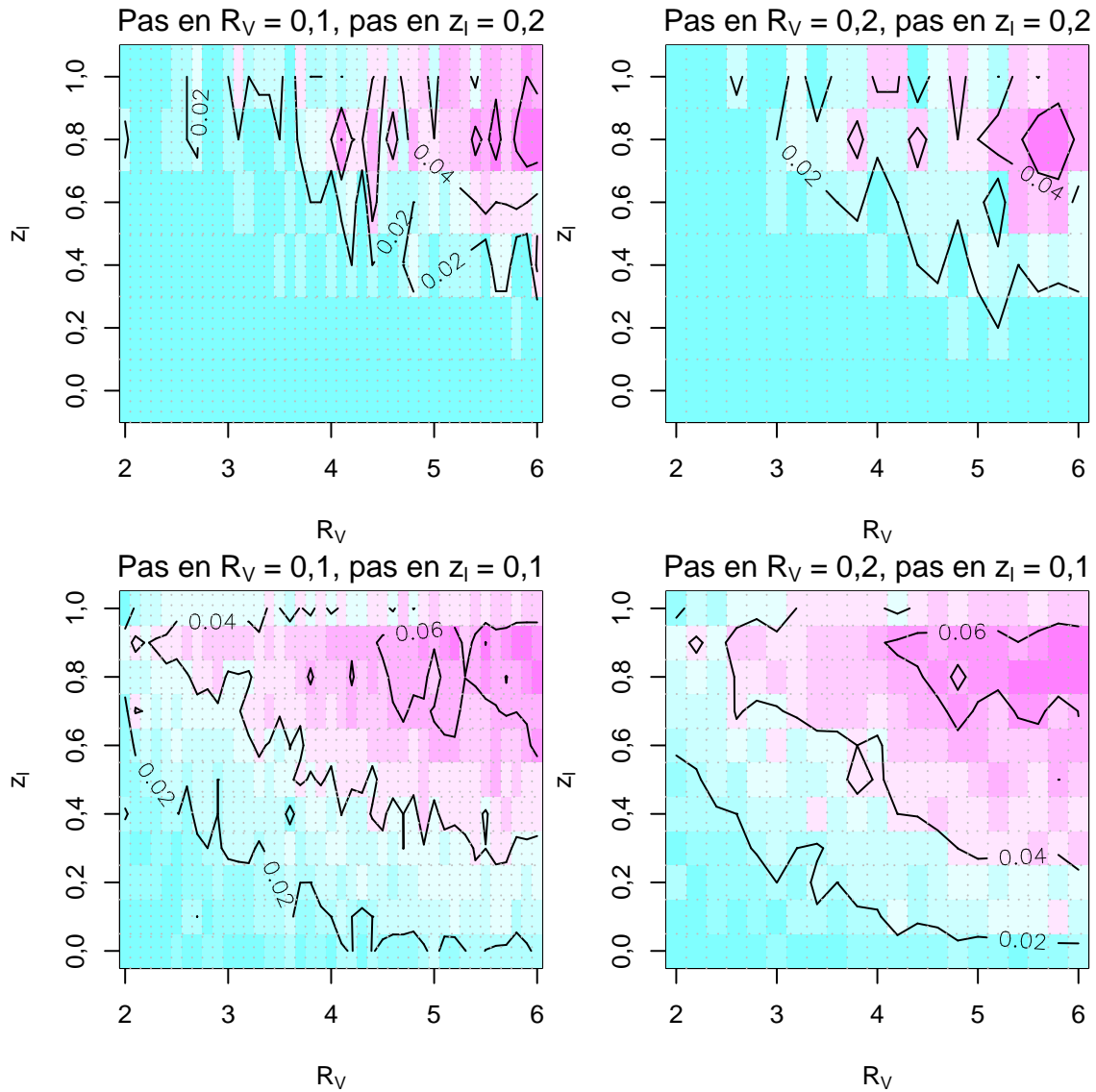


FIG. 5.16 – Représentations graphiques de la dispersion  $\sigma_{z_l}$  pour deux valeurs du pas d'échantillonnage en  $z_l$  et  $R_V$  de la collection originale. Le graphique en bas à gauche est celui correspondant aux plus petits pas d'échantillonnage (0,1 en  $z_l$  et en  $R_V$ ). Le pas d'échantillonnage en  $R_V$  augmente vers la droite tandis que celui de  $z_l$  vers le haut.

## 5.5 Application à un cas réel

### 5.5.1 Introduction

L'objectif de notre méthode de caractérisation de lois d'extinction par l'analyse en composantes principales est bien sûr de l'appliquer à des cas réels.

La technique habituellement utilisée pour estimer les valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$  est un ajustement par minimisation de  $\chi^2$  des lois d'extinction de Cardelli *et al.* [17] aux données photométriques. Si le redshift de la galaxie lentille est connu, il est fixé pour mieux contraindre le problème (voir, par exemple, Falco *et al.* [31], Motta *et al.* [68], Muñoz *et al.* [69], Toft *et al.* [95], Wucknitz *et al.* [104]).

En guise de loi d'extinction observée, il s'agit bien souvent de quelques points de mesure aux longueurs d'ondes où des données photométriques existent. Une exception est la loi d'extinction de la galaxie lentille du mirage gravitationnel SBS 0909+532 obtenue par Motta *et al.* [68], lesquels sont partis de données spectroscopiques sur un grand domaine de longueurs d'ondes pour finalement calculer 20 extinctions différentielles entre les deux composantes du mirage.

Motta *et al.* [68] ont observé le mirage gravitationnel SBS 0909+532 à l'aide de l'instrument INTEGRAL monté sur le télescope WHT (William Herschel Telescope) de 4,2 mètres de diamètre, situé sur l'île de La Palma aux Îles Canaries. Cet instrument permet d'obtenir simultanément les spectres dans un grand nombre de zones de l'image formée dans le plan focal du télescope. On peut ainsi construire des images de l'objet observé à différentes longueurs d'ondes.

Motta *et al.* [68] déterminèrent la loi d'extinction de SBS 0909+532 en calculant des différences de magnitudes entre les deux composantes du mirage dans des régions plus ou moins larges du continu du spectre du quasar source. Ils sont donc amenés à faire l'hypothèse pour le moins douteuse que les effets de microlentille, s'il y en a et qui affectent principalement le continu, sont achromatiques. Malgré cela, nous allons tout de même utiliser la loi d'extinction telle qu'elle a été publiée puisque notre but ici est d'appliquer notre méthode et de comparer les résultats correspondants à ceux de Motta *et al.* [68]. Il faut donc exploiter les mêmes données.

Motta *et al.* [68] trouvèrent qu'une valeur de  $R_V = 2,1$  correspondait le mieux à la loi d'extinction extraite, le redshift  $z_l$  de la lentille étant déjà connu ( $z_l = 0,83$ , [54, 72]). De plus, ils ont mis en évidence le pic d'extinction à 2175 Å.

Nous allons maintenant voir si l'ACP permet de confirmer ou d'infirmer ces valeurs à partir des mêmes données.

### 5.5.2 Application de la méthode

#### Travaux préliminaires

La loi d'extinction de Motta *et al.* [68] est simplement exprimée sous la forme d'une différence de magnitude  $A(\lambda)$  à différentes longueurs d'ondes  $\lambda$  entre les deux composantes du mirage. Or, les lois d'extinction de Cardelli *et al.* [17] sont données sous une écriture normalisée  $A(\lambda)/A(V)$  où  $A(V)$  est l'extinction dans la bande  $V$  dans le référentiel au repos. Comme nous ne sommes pas censé connaître le redshift de la lentille pour calculer ou estimer  $A(V)$  dans le référentiel au repos, il faut trouver

un moyen de normaliser de la même manière toutes les lois d’extinction, aussi bien celles de la collection originale que celle obtenue par Motta *et al.* [68].

C’est pourquoi nous normaliserons chacune des lois par leur propre écart-type. Notons qu’il s’agit maintenant d’une normalisation par l’écart-type des lois elles-mêmes, alors qu’auparavant (voir page 87) il s’agissait d’une normalisation par l’écart-type des variables.

La figure 5.17 montre la loi d’extinction publiée par Motta *et al.* [68], après avoir été normalisée (centrée et réduite).

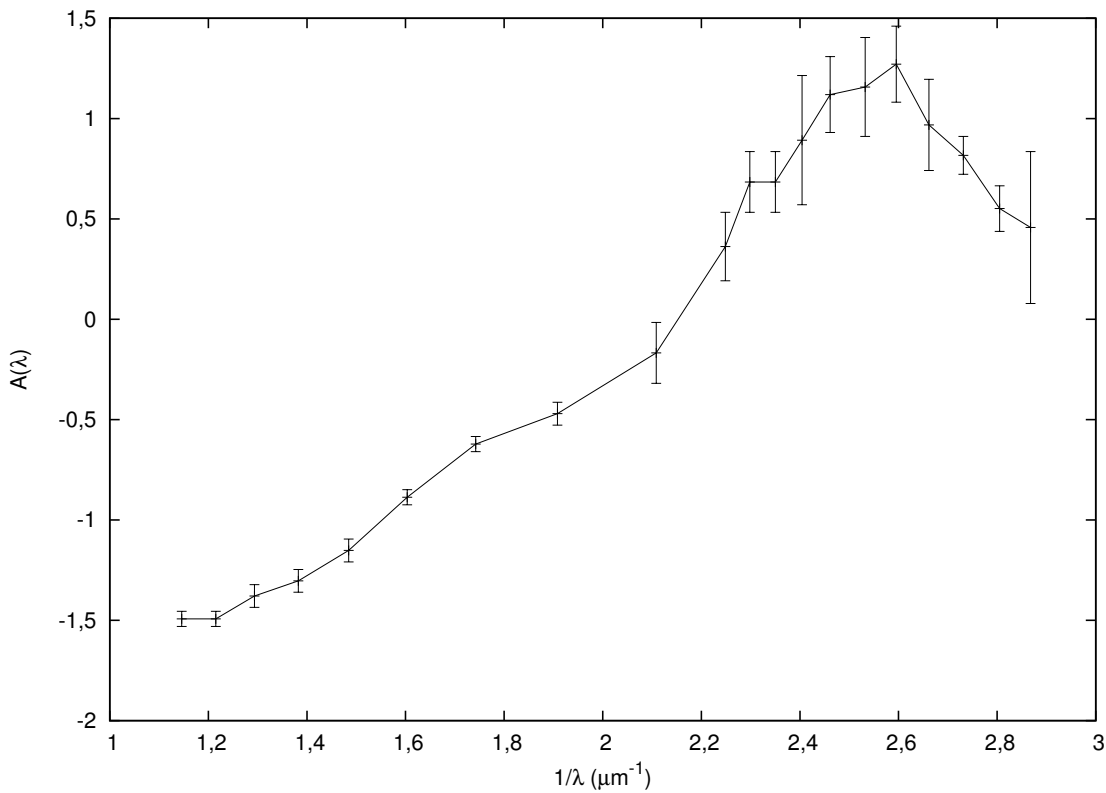


FIG. 5.17 – Loi d’extinction, centrée et réduite, de la galaxie lentille du mirage gravitationnel SBS 0909+532 publiée par Motta *et al.* [68]

### Analyse en composantes principales

Pour que la loi observée puisse être caractérisée grâce à sa position dans l’espace défini par les axes principaux de la collection originale, celle-ci doit être formée de lois d’extinction construites avec le même échantillonnage en longueur d’onde que la loi observée.

Nous construisons donc une collection de lois d’extinction normalisées avec, pour échantillonnage spectral, les 20 longueurs d’ondes de la loi d’extinction observée (voir Motta *et al.* [68]). Puisque nous ne connaissons pas *a priori* les valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$ , nous choisissons d’abord de larges intervalles pour  $z_l$  et  $R_V$  :  $z_l$  entre 0 et 1 par pas de 0,1 et  $R_V$  entre 1 et 6 par pas de 0,2.

Nous effectuons ensuite l'analyse en composantes principales de cette collection, sans normalisation préalable des variables. La figure 5.18 en présente les variances des dix premières composantes principales. À nouveau, la première composante principale domine très largement les autres.

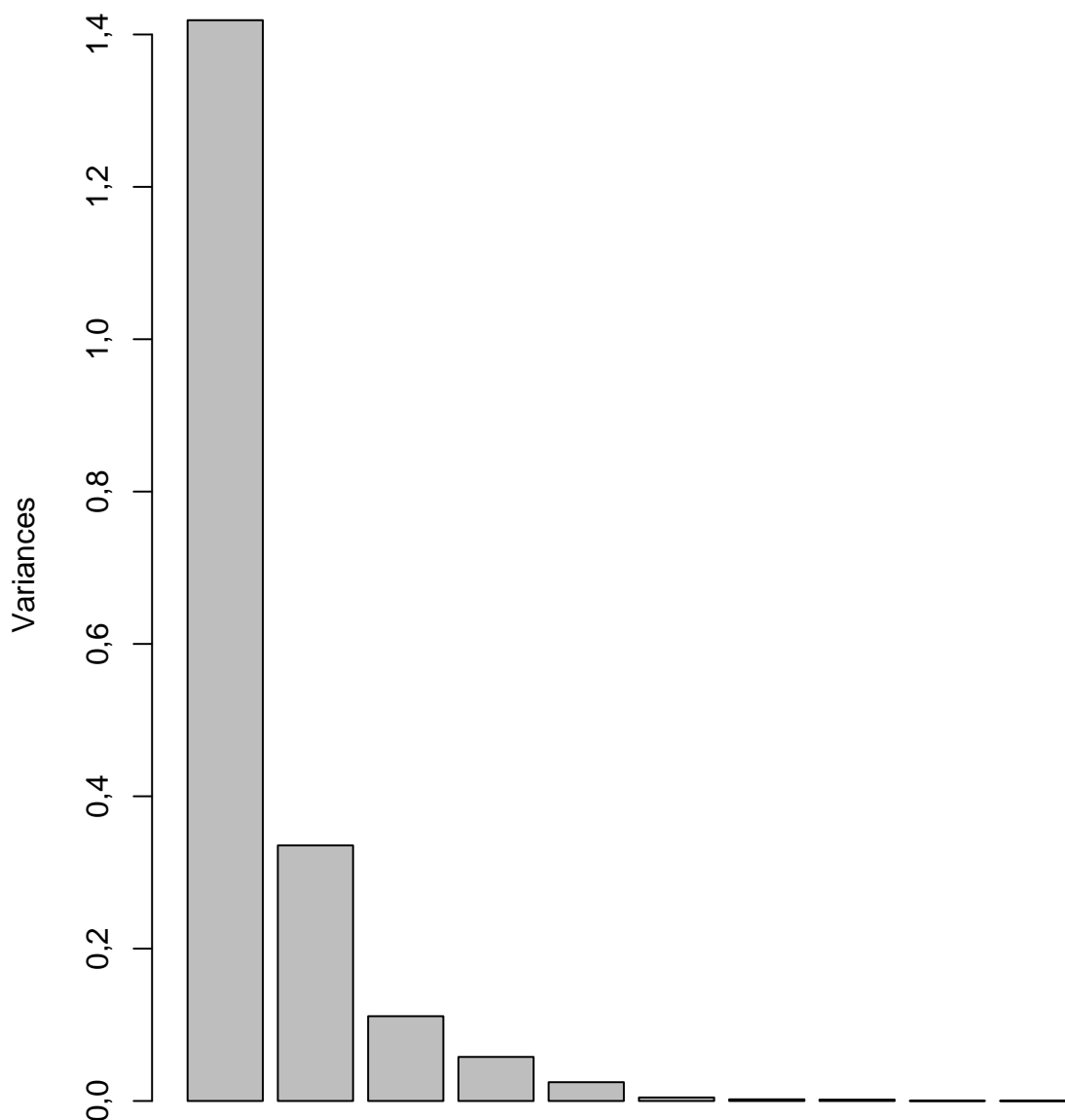


FIG. 5.18 – Variances des dix premières composantes principales de la collection construite avec le même échantillonnage spectral que celui de la loi d'extinction publiée par Motta *et al.* [68], des valeurs de  $z_l$  comprises entre 0 et 1 par pas de 0,1 et des valeurs de  $R_V$  comprises entre 1 et 6 par pas de 0,2.

Enfin, nous projetons sur les axes principaux ainsi déterminés la loi d'extinction observée. Nous obtenons la figure 5.19 qui illustre le résultat pour les deux premières composantes principales.

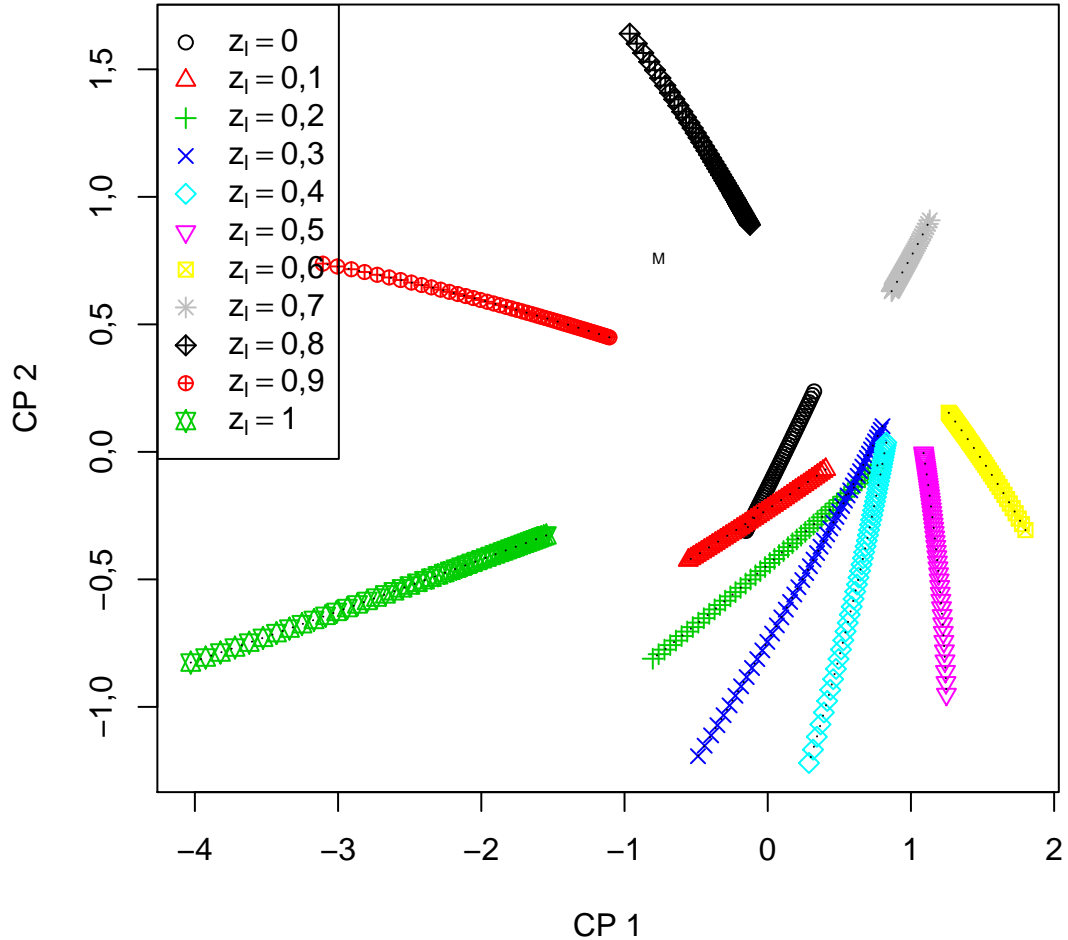


FIG. 5.19 – Illustration des projections des lois de la collection et celle observée sur les deux premières composantes principales. La projection de la loi observée par Motta *et al.* [68] est représentée par la lettre « M ».

Nous pouvons déjà constater que la projection « M » de la loi de Motta *et al.* [68] se trouve entre les séquences des points correspondant aux projections des lois à  $z_l = 0,8$  et  $z_l = 0,9$ . Quant à la valeur de  $R_V$ , on ne peut pas encore l'estimer précisément.

### Amélioration des résultats

Afin de préciser ces mesures de  $z_l$  et  $R_V$ , nous allons recommencer la même procédure mais en restreignant l'intervalle en  $z_l$  et en affinant le pas d'échantillonnage en  $z_l$  et  $R_V$  de la collection. Nous construisons donc une nouvelle collection de lois d'extinction normalisées, de redshift compris entre 0,8 et 0,9 avec un pas réduit à

0,01 et toujours avec des valeurs de  $R_V$  comprises entre 1 et 6 par pas de 0,2.

Nous en faisons l'analyse en composantes principales puis nous projetons la loi d'extinction observée sur les axes principaux. Nous obtenons la figure 5.20 pour les deux premières composantes principales.

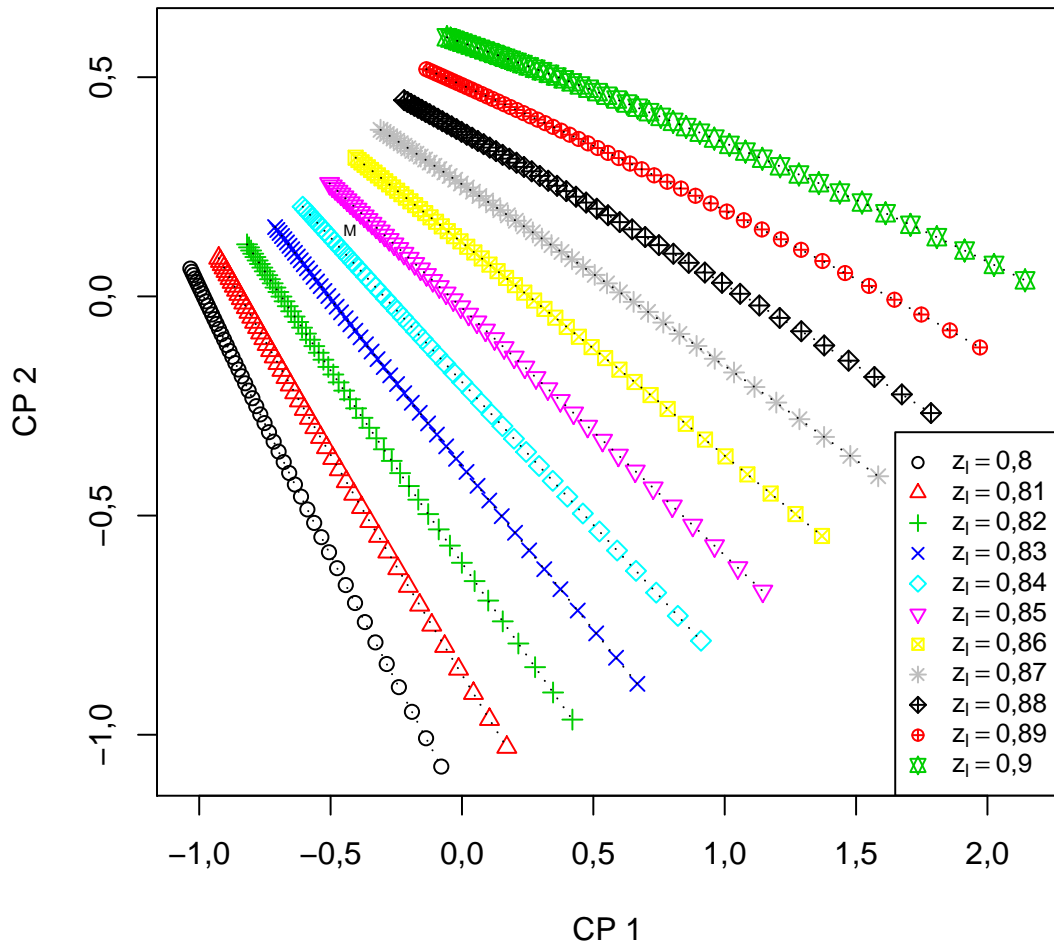


FIG. 5.20 – « Zoom » de la figure 5.19 pour un redshift  $z_l$  compris entre 0,8 et 0,9 et des valeurs de  $R_V$  comprises entre 1 et 6. La lettre « M » désigne toujours la projection de la loi observée.

La projection de la collection la plus proche est celle de la loi de redshift  $z_l = 0,84$  et de valeur de  $R_V = 2,4$ . Ces résultats sont à comparer avec ceux publiés par Motta *et al.* [68] :  $z_l = 0,83$  (connu auparavant) et  $R_V = 2,1 \pm 0,9$ . Les valeurs obtenues par notre méthode ne semblent donc pas aberrantes, encore faut-il estimer l'incertitude qui leur est attachée.



## Estimation de l'incertitude

Afin d'estimer l'incertitude attachée à ces valeurs de  $z_l$  et de  $R_V$ , nous effectuons 100 simulations de type Monte Carlo avec les mêmes valeurs pour les paramètres  $z_l$  et  $R_V$  que celles de la collection originale en ajoutant un bruit gaussien dont la dispersion est, pour chaque longueur d'onde, l'erreur correspondante dans la loi de Motta *et al.* [68].

Ces lois simulées sont ensuite projetées sur les axes principaux déterminés auparavant et nous calculons les dispersions  $\sigma_{z_l}$  et  $\sigma_{R_V}$  des valeurs des paramètres  $z_l$  et  $R_V$  des projections les plus proches.

La figure 5.21 présente ces dispersions  $\sigma_{z_l}$  et  $\sigma_{R_V}$ .

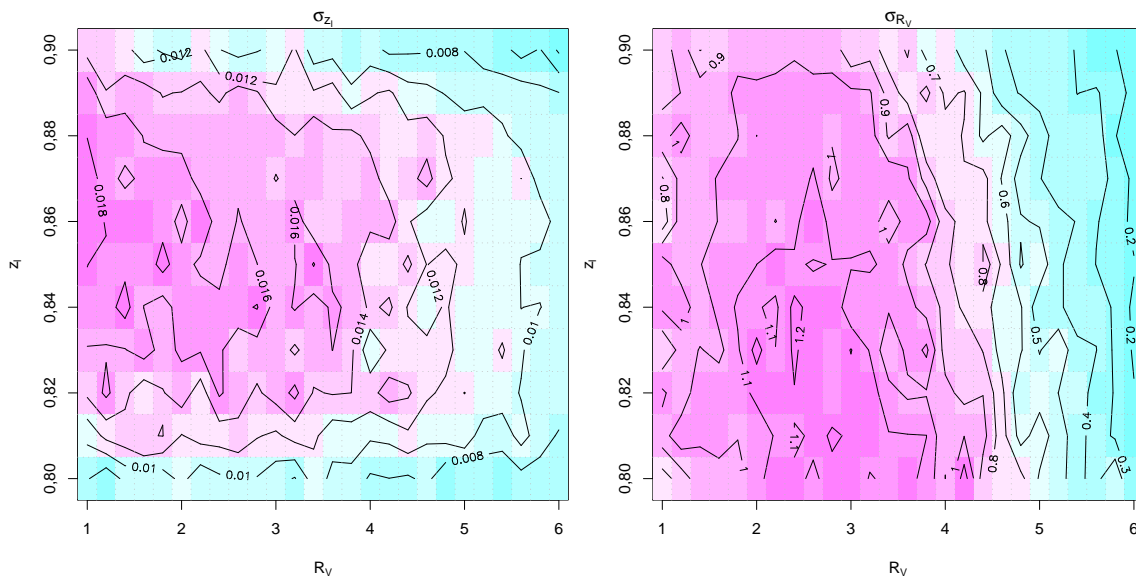


FIG. 5.21 – Représentations graphiques des incertitudes  $\sigma_{z_l}$  (gauche) et  $\sigma_{R_V}$  (droite) attachées aux paramètres  $z_l$  et  $R_V$  et calculées à partir de simulations de type Monte Carlo.

Nous constatons alors que, même si l'incertitude  $\sigma_{z_l}$  sur le redshift reste faible (de l'ordre de 0,01 pour  $z_l = 0,84$ ), celle sur la valeur de  $R_V$ ,  $\sigma_{R_V}$ , est d'environ 1,1 pour  $R_V = 2,4$ . Cette incertitude est cependant semblable à celle affectant l'estimation de  $R_V$  par Motta *et al.* [68].

### 5.5.3 Conclusion

Le résultat de l'application de notre méthode sur cet unique exemple réel est très encourageant.

Sans connaître le redshift  $z_l$  ni la valeur de  $R_V$ , nous parvenons à estimer les valeurs de ces deux paramètres avec une bonne précision pour  $z_l$  et une incertitude sur  $R_V$  comparable à celle que Motta *et al.* [68] ont obtenu par minimisation de  $\chi^2$  en fixant le redshift à  $z_l = 0,83$ .

Très récemment, Mediavilla *et al.* [64] ont complété dans le domaine ultraviolet la loi d'extinction obtenue par Motta *et al.* [68] grâce à des spectres des composantes du

mirage pris avec l'instrument *STIS* à bord du télescope spatial Hubble. En procédant avec cette loi complétée exactement de la même manière qu'avec les données de Motta *et al.* [68], nous obtenons un redshift  $z_l$  de 0,78 et une valeur de  $R_V$  de 1,00. Le désaccord entre cette nouvelle valeur du redshift et la véritable valeur ( $z_l = 0,83$ ) est maintenant plus important. Il en est de même pour la valeur de  $R_V$ . L'explication la plus probable de ces désaccords est que la loi d'extinction complétée de Mediavilla *et al.* [64] s'écarte des lois calculées par les relations de Cardelli *et al.* [17].

Avant de pouvoir valider définitivement notre méthode, il faudrait bien sûr l'appliquer à un plus grand nombre de cas observés.

## 5.6 Conclusion générale

Dans ce chapitre, nous avons proposé l'utilisation de l'analyse en composantes principales dans le but de caractériser des lois d'extinction.

De la même manière que Cabanac *et al.* [15] l'ont employée avec des données photométriques, simulées dans un grand nombre de longueurs d'ondes, d'étoiles, de galaxies et de quasars afin de pouvoir ensuite identifier, classer et, le cas échéant, estimer le redshift d'autres objets à partir de leurs données observées, nous effectuons l'ACP d'une collection de lois d'extinction aussi représentative et complète que possible pour estimer les valeurs du redshift  $z_l$  et du paramètre  $R_V$  de lois d'extinction extérieures à la collection originale.

Des simulations de type Monte Carlo ont montré que cette méthode était efficace et donnait des estimations assez précises de  $z_l$  et de  $R_V$  au prix d'un rapport signal-sur-bruit raisonnable et d'une assez bonne résolution spectrale des données.

L'application à un cas réel semble confirmer l'efficacité de la méthode mais il faudrait d'autres exemples pour savoir si la méthode résiste à l'épreuve des données réelles et non simulées.

Par ailleurs, nous pourrions inclure dans la collection de lois d'extinction celles des Petit et Grand Nuages de Magellan. Cependant, ces lois, telles qu'elles sont présentées par Pei [75], ne dépendent pas du paramètre  $R_V$  et, de plus, elles sont beaucoup plus « monotones », notamment celle du Petit Nuage de Magellan où le pic à 2 175 Å est invisible et qui est quasiment linéaire en  $1/\lambda$ . Par conséquent, même l'estimation du redshift risque de poser problème.

Enfin, d'après l'équation (3.5) page 43, le rapport de couleurs relatives ne dépend que de la loi d'extinction de la galaxie lentille et du redshift de cette dernière. De plus, en faisant le rapport d'extinctions, on s'affranchit du facteur de normalisation  $A(V)$  présent dans les formules de Cardelli *et al.* [17]. En conséquence, lors de l'application de notre méthode à la loi d'extinction de la galaxie lentille de SBS 0909+532, nous aurions peut-être pu éviter la normalisation de la loi observée et de celles de la collection originale en effectuant l'ACP sur autant de rapports de couleurs relatives indépendants que permettent les 20 mesures photométriques et en projetant les rapports de couleurs relatives correspondants de la loi d'extinction observée sur les axes principaux. Nous aurions alors une méthode complémentaire à celle présentée au chapitre 3 pour estimer le redshift  $z_l$  de la galaxie lentille et la valeur du paramètre  $R_V$  de sa loi d'extinction à partir du rougissement relatif observé.



# Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail, nous avons pu constater qu'une méthode d'analyse observationnelle, dont la théorie est à première vue simple, peut voir sa mise en pratique semée d'embûches. La théorie propose, la pratique fait ce qu'elle peut avec ce dont elle dispose.

Il en découle que les résultats ne sont généralement pas à la hauteur des espérances, même si une bonne surprise n'est jamais exclue.

Nous avons d'abord présenté une méthode pour estimer le redshift de la galaxie lentille d'un mirage gravitationnel, alors que celle-ci peut être très faible voire invisible. La théorie ne présente pas de difficulté à condition de faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

Des simulations numériques ont montré la fiabilité de la méthode et sa relative bonne précision. Néanmoins, lorsque nous cherchons à l'appliquer à des données réelles, nous rencontrons des difficultés dues, entre autres, à la faible qualité des données photométriques, à de probables effets de microlentille et à de possibles hétérogénéités de la poussière dans la galaxie lentille, aussi bien en ce qui concerne sa nature que sa distribution spatiale.

Les résultats ainsi obtenus par l'application de cette méthode sont donc imprécis et sujets à caution.

Alors que pour cette première méthode nous avons utilisé une famille connue de lois d'extinction, nous avons ensuite tenté d'extraire, pour trois mirages gravitationnels, la loi d'extinction de la lentille à partir de spectres pris par le télescope spatial Hubble des différentes composantes des mirages.

En raison de plusieurs facteurs, notamment le relativement faible rapport signal-sur-bruit et de probables effets de microlentille, le résultat obtenu ne répond pas à nos attentes. Un résultat cependant intéressant est la découverte du pic d'extinction à 2175 Å dans la loi d'extinction de la galaxie lentille du mirage gravitationnel RX J1131-1231.

Enfin, nous avons fait usage d'une technique mathématique appelée « analyse en composantes principales » dans le but de classer une éventuelle loi d'extinction extraite parmi une collection de lois d'extinction connues et décalées à différents redshifts.

À nouveau, des simulations numériques ont montré que cette technique était efficace et donnait des estimations assez précises du redshift et de la valeur du paramètre  $R_V$  de la loi extraite.

L'application à un cas réel, malheureusement unique jusqu'à présent, semble confirmer ces résultats prometteurs.

Les principaux problèmes rencontrés au cours de ce travail sont à la fois liés à la

quantité et à la qualité des données photométriques ainsi qu'aux effets de microlentille qui se mêlent à ceux de l'extinction.

Il faudrait donc disposer de suffisamment de données de grande qualité, qui seraient en plus à même d'effectuer une distinction entre les effets de microlentille et ceux de l'extinction.

Ces deux phénomènes se manifestent différemment sur les spectres de mirages gravitationnels. D'une part, l'effet de microlentille affecte préférentiellement le continu alors que l'extinction agit sur l'ensemble du spectre. D'autre part, l'effet de microlentille évolue dans le temps, ce qui n'est pas le cas *a priori* de l'extinction.

Par conséquent, des observations spectrophotométriques répétées régulièrement dans le temps de plusieurs mirages gravitationnels devraient permettre de distinguer les deux effets. Si ces observations sont de surcroît réalisées avec un instrument à champ intégral, nous aurions alors simultanément les spectres de toutes les composantes du mirage ainsi qu'éventuellement ceux d'un anneau d'Einstein et de la galaxie lentille.

Si nous parvenons à séparer les effets de microlentille de ceux de l'extinction, nous devrions alors pouvoir extraire les lois d'extinction de galaxies situées à des distances cosmologiques. Ces lois d'extinction serviraient à valider notre technique basée sur l'analyse en composantes principales et elles pourraient ensuite être classées et comparées à celles observées dans la Galaxie et les Nuages de Magellan.

À long terme, l'objectif est l'étude de l'évolution des propriétés des poussières interstellaires au cours de l'histoire de l'Univers.

# Bibliographie

- [1] V. L. AFANAS'EV, V. V. VLASYUK, S. N. DODONOV, V. I. ZHDANOV, A. V. MANDZHOS, O. I. SPIRIDONOVA & S. V. KHMIL. *Investigation of the spectra of the gravitational lenses H1413+117 and Q2237+030*. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, **12**, 11–16 (1996). [\[ADS\]](#). 39, 61
- [2] M.-C. ANGININ, C. VANDERRIEST, M. REMY & J. SURDEJ. *First spectroscopic evidence of microlensing on a BAL quasar? The case of H 1413 + 117*. *A&A*, **233**, L5–L8 (1990). [\[ADS\]](#). 60, 77
- [3] M.-C. ANGININ-WILLAIME, C. VANDERRIEST, F. COURBIN, I. BURUD, P. MAGAIN & F. RIGAUT. *About the origin of extinction in the gravitational lens system MG J0414+0534*. *A&A*, **347**, 434–441 (1999). [\[ADS\]](#). 44, 46, 61
- [4] N. BADE, J. SIEBERT, S. LOPEZ, W. VOGES & D. REIMERS. *RX J0911.4+0551 : A new multiple QSO selected from the ROSAT All-Sky Survey*. *A&A*, **317**, L13–L16 (1997). [\[ADS\]](#). 72
- [5] A. A. BERLIND, A. C. QUILLEN, R. W. POGGE & K. SELLGREN. *The Extinction Law in an Occulting Galaxy*. *AJ*, **114**, 107–114 (1997). [\[ADS\]](#). 27
- [6] L. BIANCHI, G. C. CLAYTON, R. C. BOHLIN, J. B. HUTCHINGS & P. MASSEY. *Ultraviolet Extinction by Interstellar Dust in External Galaxies : M31*. *ApJ*, **471**, 203–210 (1996). [\[ADS\]](#). 26
- [7] J. BORGMAN, R. J. VAN DUINEN & J. KOORNNEEF. *Ultraviolet observations of associations in the Large Magellanic Cloud*. *A&A*, **40**, 461–465 (1975). [\[ADS\]](#). 25
- [8] J. BRADLEY, Z. DAI, R. ERNI, N. BROWNING, G. GRAHAM, P. WEBER, J. SMITH, I. HUTCHEON, H. ISHII, S. BAJT, C. FLOSS, F. STADERMANN & S. SANDFORD. *An Astronomical 2175 Å Feature in Interplanetary Dust Particles*. *Science*, **307**, 244–247 (2005). [\[ADS\]](#). 24
- [9] N. BROSCHE, E. ALMOZINO, P. GROSBOL & J. M. GREENBERG. *Extragalactic dust. III - The extinction law in three southern galaxies*. *A&A*, **233**, 341–347 (1990). [\[ADS\]](#). 28
- [10] N. BROSCHE, J. M. GREENBERG & P. J. GROSBOL. *Extragalactic dust. I - NGC 7070A*. *A&A*, **143**, 399–407 (1985). [\[ADS\]](#). 28

- [11] N. BROSC & F. LOINGER. *Extragalactic dust. IV - NGC 7625*. A&A, **249**, 327–336 (1991). [\[ADS\]](#). 28
- [12] G. BRUZUAL A., G. MAGRIS & N. CALVET. *A model for the effects of dust on the spectra of disk galaxies. I - General treatment*. ApJ, **333**, 673–688 (1988). [\[ADS\]](#). 29
- [13] I. BURUD, F. COURBIN, C. LIDMAN, A. O. JAUNSEN, J. HJORTH, R. ØSTENSEN, M. I. ANDERSEN, J. W. CLASEN, O. WUCKNITZ, G. MEYLAN, P. MAGAIN, R. STABELL & S. REFSDAL. *High-Resolution Optical and Near-Infrared Imaging of the Quadruple Quasar RX J0911.4+0551*. ApJ, **501**, L5–L10 (1998). [\[ADS\]](#). 73
- [14] I. BURUD, R. STABELL, P. MAGAIN, F. COURBIN, R. ØSTENSEN, S. REFSDAL, M. REMY & J. TEUBER. *Three photometric methods tested on ground-based data of Q 2237+0305*. A&A, **339**, 701–708 (1998). [\[ADS\]](#). 64
- [15] R. A. CABANAC, V. DE LAPPARENT & P. HICKSON. *Classification and redshift estimation by principal component analysis*. A&A, **389**, 1090–1116 (2002). [\[ADS\]](#). 86, 92, 113
- [16] D. CALZETTI, A. L. KINNEY & T. STORCHI-BERGMANN. *Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : The ultraviolet and optical extinction law*. ApJ, **429**, 582–601 (1994). [\[ADS\]](#). 27, 28
- [17] J. A. CARDELLI, G. C. CLAYTON & J. S. MATHIS. *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*. ApJ, **345**, 245–256 (1989). [\[ADS\]](#). 21, 22, 42, 48, 53, 54, 60, 71, 72, 85, 88, 107, 113
- [18] K. CHAE, D. A. TURNSHEK, R. E. SCHULTE-LADBECK, S. M. RAO & O. L. LUPIE. *Hubble Space Telescope Observations of the Gravitationally Lensed Cloverleaf Broad Absorption Line QSO H1413+1143 : Imaging Polarimetry and Evidence for Microlensing of a Scattering Region*. ApJ, **561**, 653–659 (2001). [\[ADS\]](#). 60, 77
- [19] G. CHARTAS, E. AGOL, M. ERACLEOUS, G. GARMIRE, M. W. BAUTZ & N. D. MORGAN. *Caught in the Act : Chandra Observations of Microlensing of the Radio-loud Quasar MG J0414+0534*. ApJ, **568**, 509–521 (2002). [\[ADS\]](#). 44, 61
- [20] M. CHHOWALLA, H. WANG, N. SANO, K. B. K. TEO, S. B. LEE & G. A. J. AMARATUNGA. *Carbon Onions : Carriers of the 217.5 nm Interstellar Absorption Feature*. Phys. Rev. Lett., **90**, 155 504–+ (2003). 24
- [21] J.-F. CLAESKENS. *Aspects statistiques du phénomène de lentille gravitationnelle dans un échantillon de quasars très lumineux*. Thèse de Doctorat, Université de Liège (1998). 31

- [22] G. C. CLAYTON, K. D. GORDON, F. SALAMA, L. J. ALLAMANDOLA, P. G. MARTIN, T. P. SNOW, D. C. B. WHITTET, A. N. WITT & M. J. WOLFF. *The Role of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Ultraviolet Extinction. I. Probing Small Molecular Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*. ApJ, **592**, 947–952 (2003). [\[ADS\]](#). 24
- [23] G. C. CLAYTON & P. G. MARTIN. *Interstellar dust in the Large Magellanic Cloud*. ApJ, **288**, 558–568 (1985). [\[ADS\]](#). 25
- [24] A. J. CONNOLLY, A. S. SZALAY, M. A. BERSHADY, A. L. KINNEY & D. CALZETTI. *Spectral Classification of Galaxies : an Orthogonal Approach*. AJ, **110**, 1071–1082 (1995). [\[ADS\]](#). 86
- [25] R. T. CORRIGAN, M. J. IRWIN, J. ARNAUD, G. G. FAHLMAN, J. M. FLETCHER, P. C. HEWETT, J. N. HEWITT, O. LE FÈVRE, R. MCCLURE, C. J. PRITCHET, D. P. SCHNEIDER, E. L. TURNER, R. L. WEBSTER & H. K. C. YEE. *Initial light curve of Q2237 + 0305*. AJ, **102**, 34–40 (1991). [\[ADS\]](#). 59
- [26] M. DISNEY, J. DAVIES & S. PHILLIPPS. *Are galaxy discs optically thick?* MNRAS, **239**, 939–976 (1989). [\[ADS\]](#). 29
- [27] B. DONN. *Polycyclic Hydrocarbons, Platt Particles, and Interstellar Extinction*. ApJ, **152**, L129+ (1968). [\[ADS\]](#). 22, 24
- [28] B. T. DRAINE. *Interstellar Dust Grains*. ARA&A, **41**, 241–289 (2003). [\[ADS\]](#). 19, 23, 24
- [29] B. T. DRAINE & S. MALHOTRA. *On graphite and the 2175 Å extinction profile*. ApJ, **414**, 632–645 (1993). [\[ADS\]](#). 24
- [30] J. E. DREW & A. BOKSENBURG. *Optical spectroscopy of two broad absorption line QSOs and implications for spherical-symmetric absorbing wind models*. MNRAS, **211**, 813–831 (1984). [\[ADS\]](#). 39, 61
- [31] E. E. FALCO, C. D. IMPEY, C. S. KOCHANNEK, J. LEHÁR, B. A. MCLEOD, H.-W. RIX, C. R. KEETON, J. A. MUÑOZ & C. Y. PENG. *Dust and Extinction Curves in Galaxies with  $z > 0$  : The Interstellar Medium of Gravitational Lens Galaxies*. ApJ, **523**, 617–632 (1999). [\[ADS\]](#). 48, 59, 60, 61, 71, 85, 107
- [32] E. E. FALCO, J. LEHÁR & I. I. SHAPIRO. *HST Observations and Models of the Gravitational Lens System MG 0414+0534*. AJ, **113**, 540–549 (1997). [\[ADS\]](#). 64
- [33] E. L. FITZPATRICK. *Interstellar extinction variations in the Large Magellanic Cloud*. ApJ, **299**, 219–235 (1985). [\[ADS\]](#). 25
- [34] E. L. FITZPATRICK. *An average interstellar extinction curve for the Large Magellanic Cloud*. AJ, **92**, 1068–1073 (1986). [\[ADS\]](#). 25



- [35] E. L. FITZPATRICK & D. MASSA. *An analysis on the shapes of ultraviolet extinction curves. I - The 2175 Å bump*. ApJ, **307**, 286–294 (1986). [\[ADS\]](#). 22, 24, 80, 81, 83
- [36] K. D. GORDON & G. C. CLAYTON. *Starburst-like Dust Extinction in the Small Magellanic Cloud*. ApJ, **500**, 816–824 (1998). [\[ADS\]](#). 25
- [37] K. D. GORDON, G. C. CLAYTON, K. A. MISSELT, A. U. LANDOLT & M. J. WOLFF. *A Quantitative Comparison of the Small Magellanic Cloud, Large Magellanic Cloud, and Milky Way Ultraviolet to Near-Infrared Extinction Curves*. ApJ, **594**, 279–293 (2003). [\[ADS\]](#). 25
- [38] C. HAZARD, D. C. MORTON, R. TERLEVICH & R. MCMAHON. *Nine new quasi-stellar objects with broad absorption lines*. ApJ, **282**, 33–52 (1984). [\[ADS\]](#). 61
- [39] J. H. HECHT. *A physical model for the 2175 Å interstellar extinction feature*. ApJ, **305**, 817–822 (1986). [\[ADS\]](#). 23, 24
- [40] J. N. HEWITT, E. L. TURNER, C. R. LAWRENCE, D. P. SCHNEIDER & J. P. BRODY. *A gravitational lens candidate with an unusually red optical counterpart*. AJ, **104**, 968–979 (1992). [\[ADS\]](#). 61
- [41] P. HICKSON, E. F. BORRA, R. CABANAC, S. C. CHAPMAN, V. DE LAPPARENT, M. MULROONEY & G. A. WALKER. *Large Zenith Telescope project : a 6-m mercury-mirror telescope*. In *Proc. SPIE Vol. 3352, Advanced Technology Optical/IR Telescopes VI, Larry M. Stepp; Ed.*, pp. 226–232 (1998). [\[ADS\]](#). 63, 70
- [42] F. HOYLE & N. C. WICKRAMASINGHE. *On graphite particles as interstellar grains*. MNRAS, **124**, 417–433 (1962). [\[ADS\]](#). 22
- [43] J. HUCHRA, M. GORENSTEIN, S. KENT, I. SHAPIRO, G. SMITH, E. HORINE & R. PERLEY. *2237 + 0305 - A new and unusual gravitational lens*. AJ, **90**, 691–696 (1985). [\[ADS\]](#). 58, 59
- [44] C. D. IMPEY, E. E. FALCO, C. S. KOCHANEK, J. LEHÁR, B. A. MCLEOD, H.-W. RIX, C. Y. PENG & C. R. KEETON. *An Infrared Einstein Ring in the Gravitational Lens PG 1115+080*. ApJ, **509**, 551–560 (1998). [\[ADS\]](#). 44
- [45] C. D. IMPEY, C. B. FOLTZ, C. E. PETRY, I. W. A. BROWNE & A. R. PATNAIK. *Hubble Space Telescope Observations of the Gravitational Lens System B1422+231*. ApJ, **462**, L53–L57 (1996). [\[ADS\]](#). 45
- [46] M. J. IRWIN, R. L. WEBSTER, P. C. HEWETT, R. T. CORRIGAN & R. I. JEDRZEJEWSKI. *Photometric variations in the Q2237 + 0305 system - First detection of a microlensing event*. AJ, **98**, 1989–1994 (1989). [\[ADS\]](#). 59
- [47] J. C. KAPTEYN. *Remarks on the determination of the number and mean parallax of stars of different magnitude and the absorption of light in space*. AJ, **24**, 115–122 (1904). [\[ADS\]](#). 21

- [48] A. KASSIOLA & I. KOVNER. *Elliptic Mass Distributions versus Elliptic Potentials in Gravitational Lenses*. ApJ, **417**, 450–473 (1993). [ADS]. 82
- [49] R. KAYSER, J. SURDEJ, J. J. CONDON, K. I. KELLERMANN, P. MAGAIN, M. REMY & A. SMETTE. *New observations and gravitational lens models of the Cloverleaf quasar H1413 + 117*. ApJ, **364**, 15–22 (1990). [ADS]. 42, 77
- [50] A. L. KINNEY, D. CALZETTI, E. BICA & T. STORCHI-BERGMANN. *The Reddening law outside the local group galaxies : The case of NGC 7552 and NGC 5236*. ApJ, **429**, 172–176 (1994). [ADS]. 27
- [51] R. KORMANN, P. SCHNEIDER & M. BARTELMANN. *Isothermal elliptical gravitational lens models*. A&A, **284**, 285–299 (1994). [ADS]. 82
- [52] J. KRISTIAN, E. J. GROTH, E. J. SHAYA, D. P. SCHNEIDER, J. A. HOLTZMAN, W. A. BAUM, B. CAMPBELL, A. CODE, D. G. CURRIE, G. E. DANIELSON, S. P. EWALD, J. J. HESTER, R. M. LIGHT, C. R. LYNDS, E. J. O’NEIL, P. K. SEIDELMANN & J. A. WESTPHAL. *Imaging of the gravitational lens system PG 1115+080 with the Hubble Space Telescope*. AJ, **106**, 1330–1336 (1993). [ADS]. 44
- [53] A. LI & J. M. GREENBERG. *Solid State Astrochemistry* (Dordrecht : Kluwer, 2002). Astro-ph/0204392. 19, 48
- [54] L. M. LUBIN, C. D. FASSNACHT, A. C. S. READHEAD, R. D. BLANDFORD & T. KUNDIĆ. *A Keck Survey of Gravitational Lens Systems. I. Spectroscopy of SBS 0909+532, HST 1411+5211, and CLASS B2319+051*. AJ, **119**, 451–459 (2000). [ADS]. 48, 72, 107
- [55] P. MAGAIN, J. SURDEJ, J.-P. SWINGS, U. BORGEEST, R. KAYSER, H. KÜHR, S. REFSDAL & M. REMY. *Discovery of a quadruply lensed quasar - The ‘clover leaf’ H1413+117*. Nature, **334**, 325–327 (1988). [ADS]. 39, 42, 60, 61
- [56] S. MALHOTRA, J. E. RHOADS & E. L. TURNER. *Through a lens darkly : evidence for dusty gravitational lenses*. MNRAS, **288**, 138–144 (1997). [ADS]. 36
- [57] D. MASSA. *Vector space methods of photometric analysis. II - Refinement of the MK grid for B stars. III - The two components of ultraviolet reddening*. AJ, **85**, 1644–1662 (1980). [ADS]. 85
- [58] D. MASSA. *Vector Space Methods of Photometric Analysis. III - the Two Components of Ultraviolet Reddening*. AJ, **85**, 1651–1662 (1980). [ADS]. 85
- [59] D. MASSA & C. F. LILLIE. *Vector space methods of photometric analysis - Applications to O stars and interstellar reddening*. ApJ, **221**, 833–850 (1978). [ADS]. 85
- [60] J. S. MATHIS & J. A. CARDELLI. *Deviations of interstellar extinctions from the mean R-dependent extinction law*. ApJ, **398**, 610–620 (1992). [ADS]. 71, 86

- [61] J. S. MATHIS, W. RUMPL & K. H. NORDSIECK. *The size distribution of interstellar grains*. ApJ, **217**, 425–433 (1977). [ADS]. 23
- [62] C. MCGOUGH, G.C. CLAYTON, K.D. GORDON & M.J. WOLFF. *Measuring Extinction Curves of Lensing Galaxies*. ApJ, sous presse (2005). [LINK]. 45, 69
- [63] B. A. MCLEOD, G. M. BERNSTEIN, M. J. RIEKE & D. W. WEEDMAN. *The Gravitational Lens MG 0414+0534 : A Link between Red Galaxies and Dust*. AJ, **115**, 1377–1382 (1998). [ADS]. 44, 61, 64
- [64] E. MEDIAVILLA, J. A. MUÑOZ, C. S. KOCHANEK, E. E. FALCO, S. ARRIBAS & V. MOTTA. *The First Precise Determination of an Optical-Far-Ultraviolet Extinction Curve Beyond the Local Group ( $z=0.83$ )*. ApJ, **619**, 749–754 (2005). [ADS]. 112, 113
- [65] K. A. MISSELT, G. C. CLAYTON & K. D. GORDON. *A Reanalysis of the Ultraviolet Extinction from Interstellar Dust in the Large Magellanic Cloud*. ApJ, **515**, 128–139 (1999). [ADS]. 25
- [66] E. M. MONIER, D. A. TURNSHEK & O. L. LUPIE. *Hubble Space Telescope Observations of the Gravitationally Lensed Cloverleaf Broad Absorption Line QSO H1413+1143 : Spectroscopy of the Ly alpha Forest and Metal-Line Systems*. ApJ, **496**, 177–195 (1998). [ADS]. 39, 61
- [67] C. B. MOORE & J. N. HEWITT. *15 GHz Monitoring of the Gravitational Lens MG 0414+0534*. ApJ, **491**, 451–458 (1997). [ADS]. 42, 44, 61
- [68] V. MOTTA, E. MEDIAVILLA, J. A. MUÑOZ, E. FALCO, C. S. KOCHANEK, S. ARRIBAS, B. GARCÍA-LORENZO, A. OSCOZ & M. SERRA-RICART. *Detection of the 2175 Å Extinction Feature at  $z = 0.83$* . ApJ, **574**, 719–725 (2002). [ADS]. 48, 72, 84, 85, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113
- [69] J. A. MUÑOZ, E. E. FALCO, C. S. KOCHANEK, B. A. MCLEOD & E. MEDIAVILLA. *The Extinction Law in High-Redshift Galaxies*. ApJ, **605**, 614–619 (2004). [ADS]. 107
- [70] F. MURTAGH & A. HECK. *Multivariate data analysis* (Astrophysics and Space Science Library, Dordrecht : Reidel, 1987, 1987). [ADS]. 86
- [71] D. NADEAU, H. K. C. YEE, W. J. FORREST, J. D. GARNETT, Z. NINKOV & J. L. PIPHER. *Infrared and visible photometry of the gravitational lens systems 2237+030*. ApJ, **376**, 430–438 (1991). [ADS]. 59, 71
- [72] A. OSCOZ, M. SERRA-RICART, E. MEDIAVILLA, J. BUITRAGO & L. J. GOICOECHEA. *Support for the Gravitational Lens Interpretation of SBS 0909+532*. ApJ, **491**, L7–L9 (1997). [ADS]. 107

- [73] R. ØSTENSEN, S. REFSDAL, R. STABELL, J. TEUBER, P. I. EMANUELSEN, L. FESTIN, R. FLORENTIN-NIELSEN, G. GAHM, E. GULLBRING, F. GRUNDAHL, J. HJORTH, M. JABLONSKI, A. O. JAUNSEN, A. A. KAAS, H. KARTTUNEN, J. KOTILAINEN, E. LAURIKAINEN, H. LINDGREN, P. MAEHOENEN, K. NILSSON, G. OLOFSSON, Ø. OLSEN, B. R. PETTERSEN, V. PIIROLA, A. N. SØRENSEN, L. TAKALO, B. THOMSEN, E. VALTAOJA, M. VESTERGAARD & T. AV VIANBORG. *Monitoring of the Einstein Cross with the Nordic Optical Telescope*. *A&A*, **309**, 59–64 (1996). [[ADS](#)]. 59
- [74] R. ØSTENSEN, M. REMY, P. O. LINDBLAD, S. REFSDAL, R. STABELL, J. SURDEJ, P. D. BARTHEL, P. I. EMANUELSEN, L. FESTIN, E. GOSSET, O. HAINAUT, P. HAKALA, M. HJELM, J. HJORTH, D. HUTSEMÉKERS, M. JABLONSKI, A. A. KAAS, H. KRISTEN, S. LARSSON, P. MAGAIN, B. PETTERSON, A. POSPIESZALSKA-SURDEJ, A. SMETTE, J. TEUBER, B. THOMSEN & E. VAN DROM. *ESO & NOT photometric monitoring of the Cloverleaf quasar*. *A&AS*, **126**, 393–400 (1997). [[ADS](#)]. 60, 64
- [75] Y. C. PEI. *Interstellar dust from the Milky Way to the Magellanic Clouds*. *ApJ*, **395**, 130–139 (1992). [[ADS](#)]. 26, 27, 57, 59, 60, 113
- [76] B. M. PETERSON. *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (Cambridge University Press, 1997). 37, 42
- [77] M. L. PRÉVOT, J. LEQUEUX, L. PRÉVOT, E. MAURICE & B. ROCCA-VOLMERANGE. *The typical interstellar extinction in the Small Magellanic Cloud*. *A&A*, **132**, 389–392 (1984). [[ADS](#)]. 25
- [78] R DEVELOPMENT CORE TEAM. *R : A language and environment for statistical computing*. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria (2004). ISBN 3-900051-00-3, [[LINK](#)]. 89
- [79] R. RACINE. *Continuum and C III] microlensing in Q2237 + 0305 and the quasar geometry*. *ApJ*, **395**, L65–L67 (1992). [[ADS](#)]. 59
- [80] S. REFSDAL & J. SURDEJ. *Gravitational Lenses*. *Reports of Progress in Physics*, **57**, 117–185 (1994). [[ADS](#)]. 31
- [81] B. ROCCA-VOLMERANGE, L. PRÉVOT, M. L. PRÉVOT-BURNICHON, R. FERLET & J. LEQUEUX. *Ultraviolet extinction in the Small Magellanic Cloud*. *A&A*, **99**, L5–L7 (1981). [[ADS](#)]. 25
- [82] F. ROULEAU, T. HENNING & R. STOJNIENKO. *Constraints on the properties of the 2175 Å interstellar feature carrier*. *A&A*, **322**, 633–645 (1997). [[ADS](#)]. 22, 23
- [83] D. K. SAHU, S. K. PANDEY & A. KEMBHAVI. *Dust properties of NGC 2076*. *A&A*, **333**, 803–808 (1998). [[ADS](#)]. 28
- [84] B. D. SAVAGE. *Ultraviolet photometry from the Orbiting Astronomical Observatory. XX - The ultraviolet extinction bump*. *ApJ*, **199**, 92–109 (1975). [[ADS](#)]. 22, 24

- [85] D. J. SCHLEGEL, D. P. FINKBEINER & M. DAVIS. *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*. ApJ, **500**, 525–553 (1998). [ADS]. 37
- [86] D. P. SCHNEIDER, E. L. TURNER, J. E. GUNN, J. N. HEWITT, M. SCHMIDT & C. R. LAWRENCE. *Erratum : High-Resolution CCD Imaging and Derived Gravitational Lens Models of 2237+0305 (A.J. 95, 1619 (1988))*. AJ, **96**, 1755–1755 (1988). [ADS]. 42
- [87] D. P. SCHNEIDER, E. L. TURNER, J. E. GUNN, J. N. HEWITT, M. SCHMIDT & C. R. LAWRENCE. *High-resolution CCD imaging and derived gravitational lens models of 2237+0305*. AJ, **95**, 1619–1628 (1988). [ADS]. 42
- [88] P. SCHNEIDER, J. EHLERS & E. E. FALCO. *Gravitational Lenses* (Springer-Verlag, 1992). 34
- [89] C. G. SEAB & J. M. SHULL. *Shock processing of interstellar grains*. ApJ, **275**, 652–660 (1983). [ADS]. 24
- [90] M. J. SEATON. *Interstellar extinction in the UV*. MNRAS, **187**, 73P–76P (1979). [ADS]. 21
- [91] D. SLUSE, J.-F. CLAESKENS, B. ALTIERI, R.A. CABANAC, O. GARCET, D. HUTSEMÉKERS, C. JEAN, A. SMETTE & J. SURDEJ. *Multi-wavelength study of the gravitational lens system RXS J113155.4-123155. I. Multi-epoch optical and near infrared imaging*. soumis à A&A(2005). 82
- [92] D. SLUSE, J. SURDEJ, J.-F. CLAESKENS, D. HUTSEMÉKERS, C. JEAN, F. COURBIN, T. NAKOS, M. BILLERES & S. V. KHMIL. *A quadruply imaged quasar with an optical Einstein ring candidate : 1RXS J113155.4-123155*. A&A, **406**, L43–L46 (2003). [ADS]. 38, 78
- [93] T. P. STECHER. *Interstellar Extinction in the Ultraviolet*. ApJ, **142**, 1683–+ (1965). [ADS]. 21
- [94] T. P. STECHER & B. DONN. *On Graphite and Interstellar Extinction*. ApJ, **142**, 1681–+ (1965). [ADS]. 21, 23
- [95] S. TOFT, J. HJORTH & I. BURUD. *The extinction curve of the lensing galaxy of B1152+199 at  $z=0.44$* . A&A, **357**, 115–119 (2000). [ADS]. 71, 107
- [96] J. L. TONRY & C. S. KOCHANEK. *Redshifts of the Gravitational Lenses MG 0414+0534 and MG 0751+2716*. AJ, **117**, 2034–2038 (1999). [ADS]. 61
- [97] R. J. TRUMPLER. *Absorption of Light in the Galactic System*. PASP, **42**, 214–+ (1930). [ADS]. 19
- [98] R. J. TRUMPLER. *Spectrophotometric Measures of Interstellar Light Absorption*. PASP, **42**, 267–+ (1930). [ADS]. 20

- [99] D. A. TURNSHEK, C. J. GRILLMAIR, C. B. FOLTZ & R. J. WEYMANN. *QSOs with PHL 5200-like broad absorption line profiles*. *ApJ*, **325**, 651–670 (1988). [\[ADS\]](#). 39, 61
- [100] D. A. TURNSHEK, O. L. LUPIE, S. M. RAO, B. R. ESPEY & C. J. SIROLA. *Hubble Space Telescope Observations of the Gravitationally Lensed Cloverleaf Broad Absorption Line QSO H1413+1143 : Imaging*. *ApJ*, **485**, 100–+ (1997). [\[ADS\]](#). 43, 64
- [101] J. N. WINN, P. B. HALL & P. L. SCHECHTER. *Mass and Dust in the Disk of a Spiral Lens Galaxy*. *ApJ*, **597**, 672–679 (2003). [\[ADS\]](#). 51
- [102] A. N. WITT, J. K. PETERSOHN, R. C. BOHLIN, R. W. O’CONNELL, M. S. ROBERTS, A. M. SMITH & T. P. STECHER. *Ultraviolet Imaging Telescope images of the reflection nebula NGC 7023 - Derivation of ultraviolet scattering properties of dust grains*. *ApJ*, **395**, L5–L8 (1992). [\[ADS\]](#). 22
- [103] A. N. WITT, H. A. THRONSON & J. M. CAPUANO. *Dust and the transfer of stellar radiation within galaxies*. *ApJ*, **393**, 611–630 (1992). [\[ADS\]](#). 29
- [104] O. WUCKNITZ, L. WISOTZKI, S. LOPEZ & M. D. GREGG. *Disentangling microlensing and differential extinction in the double QSO HE 0512-3329*. *A&A*, **405**, 445–454 (2003). [\[ADS\]](#). 107
- [105] H. K. C. YEE. *High-resolution imaging of the gravitational lens system candidate 2237+030*. *AJ*, **95**, 1331–1339 (1988). [\[ADS\]](#). 47, 58, 64
- [106] H. K. C. YEE & J. BECHTOLD. *Variability in the Graviational Lens System B1422+231*. *AJ*, **111**, 1007–1012 (1996). [\[ADS\]](#). 44
- [107] H. K. C. YEE & E. ELLINGSON. *High resolution optical imaging of the gravitational lens system B1422+231*. *AJ*, **107**, 28–34 (1994). [\[ADS\]](#). 44