

Distribution de Vitesse, de Masse et de Luminosité dans la Galaxie Spirale NGC3198

Auteur : Van de Vyvere, Lyne

Promoteur(s) : Magain, Pierre

Faculté : Faculté des Sciences

Diplôme : Master en sciences spatiales, à finalité approfondie

Année académique : 2017-2018

URI/URL : <http://hdl.handle.net/2268.2/5031>

Avertissement à l'attention des usagers :

Tous les documents placés en accès ouvert sur le site le site MatheO sont protégés par le droit d'auteur. Conformément aux principes énoncés par la "Budapest Open Access Initiative"(BOAI, 2002), l'utilisateur du site peut lire, télécharger, copier, transmettre, imprimer, chercher ou faire un lien vers le texte intégral de ces documents, les disséquer pour les indexer, s'en servir de données pour un logiciel, ou s'en servir à toute autre fin légale (ou prévue par la réglementation relative au droit d'auteur). Toute utilisation du document à des fins commerciales est strictement interdite.

Par ailleurs, l'utilisateur s'engage à respecter les droits moraux de l'auteur, principalement le droit à l'intégrité de l'oeuvre et le droit de paternité et ce dans toute utilisation que l'utilisateur entreprend. Ainsi, à titre d'exemple, lorsqu'il reproduira un document par extrait ou dans son intégralité, l'utilisateur citera de manière complète les sources telles que mentionnées ci-dessus. Toute utilisation non explicitement autorisée ci-avant (telle que par exemple, la modification du document ou son résumé) nécessite l'autorisation préalable et expresse des auteurs ou de leurs ayants droit.

Lyne Van de Vyvere

Distribution de Vitesse, de Masse et de Luminosité dans la Galaxie Spirale NGC3198

Année académique 2017-2018

Travail en vue de l'obtention du grade de
Master en Sciences Spatiales

Promoteur : Pr. Pierre Magain

Table des matières

Remerciements	3
1 Introduction	4
1.1 Introduction générale	4
1.2 Aperçu du travail	6
2 Profil de luminosité	8
2.1 Images	8
2.2 Traitement des images	11
2.3 Calcul du profil de luminosité en fonction de la distance au centre de la galaxie	11
2.3.1 Recherche des coordonnées du centre de la galaxie . . .	12
2.3.2 Calcul de l'orientation de la galaxie	14
2.3.3 Calcul de l'ellipticité de la galaxie	14
2.3.4 Calcul du profil de luminosité	17
2.4 Correction de l'absorption par les poussières	22
2.4.1 Par l'estimation de la masse de poussières	26
2.4.2 Par la modélisation de l'émission dans l'infrarouge lointain	39
2.4.3 Correction de l'absorption par les poussières de notre galaxie	40
3 Profil de masse	42
3.1 Ajustement de populations stellaires sur les flux	42
3.2 Calcul de la masse stellaire	48
3.3 Calcul de la masse de gaz	51
3.4 Masse de poussières	52
4 Courbe de rotation	54
4.1 Détermination de la courbe de rotation à partir des masses . .	54
4.2 Comparaison entre notre courbe de rotation et celle observée .	59

5 Conclusion	63
A Tables de données	65
Bibliographie	72

Remerciements

Je remercie Monsieur Magain pour sa disponibilité, ses remarques pertinentes et ses idées constructives. Je remercie également Judith Biernaux, Clémentine Hauret, Sandrine Sohy et Martin Farnir pour leurs compétences en informatique et leur bonne humeur quotidienne. Enfin, je remercie Jean Van de Vyvere pour ses suggestions rédactionnelles.

This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

This research has made use of the SVO Filter Profile Service (<http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/>) supported from the Spanish MINECO through grant AyA2014-55216

This research has made use of the NASA/ IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction générale

Les galaxies sont des objets célestes magnifiques à étudier. On en observe de différentes formes (elliptiques, spirales, irrégulières) sous différents angles (voir Figure 1.1 pour un exemple d'une galaxie spirale vue par la tranche et d'une vue de face). Les étoiles qui les composent sont souvent de tous les âges et de toutes les couleurs. En plus des étoiles, le gaz, les poussières et les éventuelles structures nous invitent à nous interroger sur la formation et l'évolution des galaxies.



Figure 1.1 – Galaxie NGC891 (*Source* : HST/Subaru) et galaxie NGC6814 (*Source* : HST/NASA/ESA).

Plus précisément, la structure en forme de disque des galaxies spirales suggère une rotation de l'ensemble des étoiles, poussières et gaz présents dans ce disque. Cette rotation est observée par spectroscopie de raies (à l'heure actuelle, notamment grâce à la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique) [4]. En

effet, l'effet Doppler, dû au mouvement des nuages de gaz, induit un décalage de la longueur d'onde observée de la raie. Ce décalage permet de mesurer la vitesse de rotation de la galaxie en connaissant son inclinaison (souvent mesurée en partant de l'hypothèse que la galaxie spirale est globalement circulaire).

Ces courbes de rotation sont au cœur des discussions astrophysiques depuis les années 30 [22]. En effet, les courbes de rotation observées ne présentent généralement pas de diminution de vitesse dans les régions extérieures des galaxies – comportement attendu si la distribution de masse de la galaxie suit celle de luminosité (voir Figure 1.2). Il y a une différence systématique entre les courbes de rotation observées et celles calculées à partir des profils de luminosité des galaxies. Une telle différence peut être expliquée si un halo de matière est présent autour des galaxies [7] [22]. Ces énormes halos n'étant pas observés, Jan Oort a postulé l'existence de *matière sombre* [22]. Dans le même ordre d'idées, Jeremiah Ostriker et James Peebles, en 1973, arguent qu'un halo suffisamment massif est nécessaire pour stabiliser des disques en rotation [22]. Le halo de matière sombre est donc devenu l'hypothèse généralement admise pour expliquer l'observation des courbes de rotation "plates" qui diffèrent de celles calculées à l'aide de la luminosité. D'autres explications comme la théorie MOND (*MODified Newtonian Dynamics*) sont également envisagées [7].

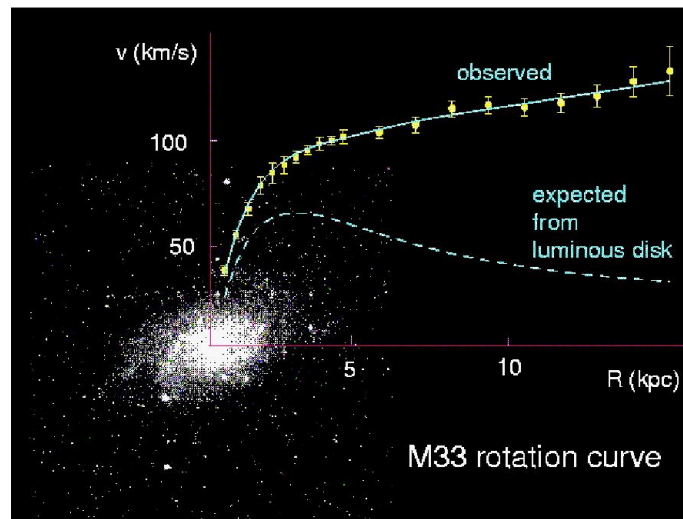


Figure 1.2 – Courbe de rotation de la galaxie M33. *Source* : Dark Matter Research, University of Sheffield.

Cependant, il est à noter que l'estimation de la courbe de rotation d'une galaxie à partir de sa luminosité se fait régulièrement en prenant un rapport

masse sur luminosité constant. Cette hypothèse n'est pas *a priori* évidente. En effet, il est possible que différents types d'étoiles (âge, métallicité) se trouvent à différents endroits dans les galaxies, ce qui impliquerait des rapports *masse sur luminosité* variables en fonction de la distance galactocentrique. De plus, l'absorption par les poussières peut diminuer les luminosités dans certaines longueurs d'onde (rougissement) [4] et ainsi fausser les estimations des masses. Une autre approximation régulièrement utilisée est l'hypothèse de symétrie sphérique (très pratique dans le calcul de courbe de rotation à partir d'une distribution de masse puisque seule la masse à l'intérieur de l'orbite influence la vitesse de rotation [5] [22] mais peu réaliste quand on considère une galaxie en forme de disque). De même, il est à noter que la présence de gaz est parfois négligée ou interprétée comme étant une fraction constante de la masse d'étoiles, ce qui est en contradiction avec le fait qu'on détecte du gaz largement au-delà du disque lumineux.

L'idée principale de ce travail est donc de calculer, le plus précisément possible, la courbe de rotation à partir de la luminosité de la galaxie en corrigeant l'absorption par les poussières, en ajustant des populations stellaires d'âge variable et en modélisant la distribution de masse dans un disque.

1.2 Aperçu du travail

Le travail présenté consiste à analyser des images de la galaxie spirale NGC3198 pour en déduire ses profils de luminosité, de masse et de vitesse de rotation afin de comparer ce dernier avec la courbe de rotation observée.

La galaxie NGC3198 (voir Figure 1.3) a été choisie pour plusieurs raisons. Tout d'abord, cette galaxie est inclinée par rapport au plan du ciel, ce qui permet la mesure de sa courbe de rotation par effet Doppler. Ensuite, NGC3198 se situe à une distance d'observation idéale (14,5 Mpc [18]) : elle est suffisamment proche de nous pour permettre une bonne résolution des détails et également suffisamment lointaine pour apparaître entière sur les images des télescopes utilisés. Enfin, NGC3198 est une galaxie spirale très observée pour laquelle beaucoup de données sont disponibles, condition nécessaire pour la réalisation de cette étude.

Nous avons choisi de prendre des images de NGC3198 dans 14 bandes spectrales allant de l'ultraviolet lointain à l'infrarouge lointain afin de couvrir en grande partie le spectre des étoiles et des poussières présentes dans la galaxie.

Afin d'obtenir le profil de luminosité, les coordonnées du centre de la galaxie, son orientation et son ellipticité apparente sont calculées. Connaissant ces paramètres, il est possible de construire des masques en forme d'anneaux



Figure 1.3 – Galaxie NGC3198. *Source* : Focal Pointe Observatory.

elliptiques concentriques à placer sur les images pour obtenir la luminosité en fonction de la distance au centre de la galaxie.

Ensuite, l'émission des poussières dans l'infrarouge lointain est utilisée pour estimer la masse de poussière et corriger le profil de luminosité. Différentes méthodes de corrections sont explorées.

Le profil de masse stellaire est estimé par ajustement de populations stellaires sur les spectres précédemment calculés. Le profil de masse de gaz d'hydrogène neutre est déterminé à partir de la raie à 21 cm. L'hélium est également pris en compte en supposant une fraction en masse constante et égale à la valeur primordiale.

Finalement, ces profils de masses permettent un calcul des vitesses de rotation. Pour ce faire, la composante sphérique du bulbe est séparée des composantes en forme de disque afin d'obtenir une courbe de rotation globale qui est comparée à celle obtenue par observation de raies. Plusieurs explications (halo de matière noire, mauvaise évaluation des distances) sont envisagées pour rendre compte de la différence entre ces deux dernières.

Chapitre 2

Profil de luminosité

Dans ce chapitre, la méthodologie pour déterminer le profil de luminosité¹ est explicitée. Nous passerons d'abord en revue les différentes images utilisées et leur traitement. Ensuite, le profil de luminosité sera obtenu grâce à des anneaux elliptiques centrés sur la galaxie et orientés afin de correspondre à une seule distance galacto-centrique. Finalement, nous corrigerons ce profil de l'absorption par les poussières de NGC3198 et de notre galaxie.

2.1 Images

Les images utilisées dans le cadre de ce travail ont été choisies dans la base de données NED (NASA/IPAC Extragalactic Database). Cette base de données comprend un large choix d'images et de données d'objets extragalactiques dans différentes bandes spectrales allant des rayons gamma aux ondes radio. Pour la galaxie NGC3198, nous avons utilisé les bandes UV (lointain et proche) du télescope GALEX (Galaxy Evolution Explorer), u, g, r, i et z des télescopes du projet SDSS (Sloan Digital Sky Survey), infrarouges (proche et moyen) de Spitzer et infrarouges (lointain) de Herschel (voir Table 2.1 et Figures 2.1 & 2.2).

1. Il est à noter que tout au long de ce travail, le mot "luminosité" doit être pris au sens large du terme, sans unité particulière.

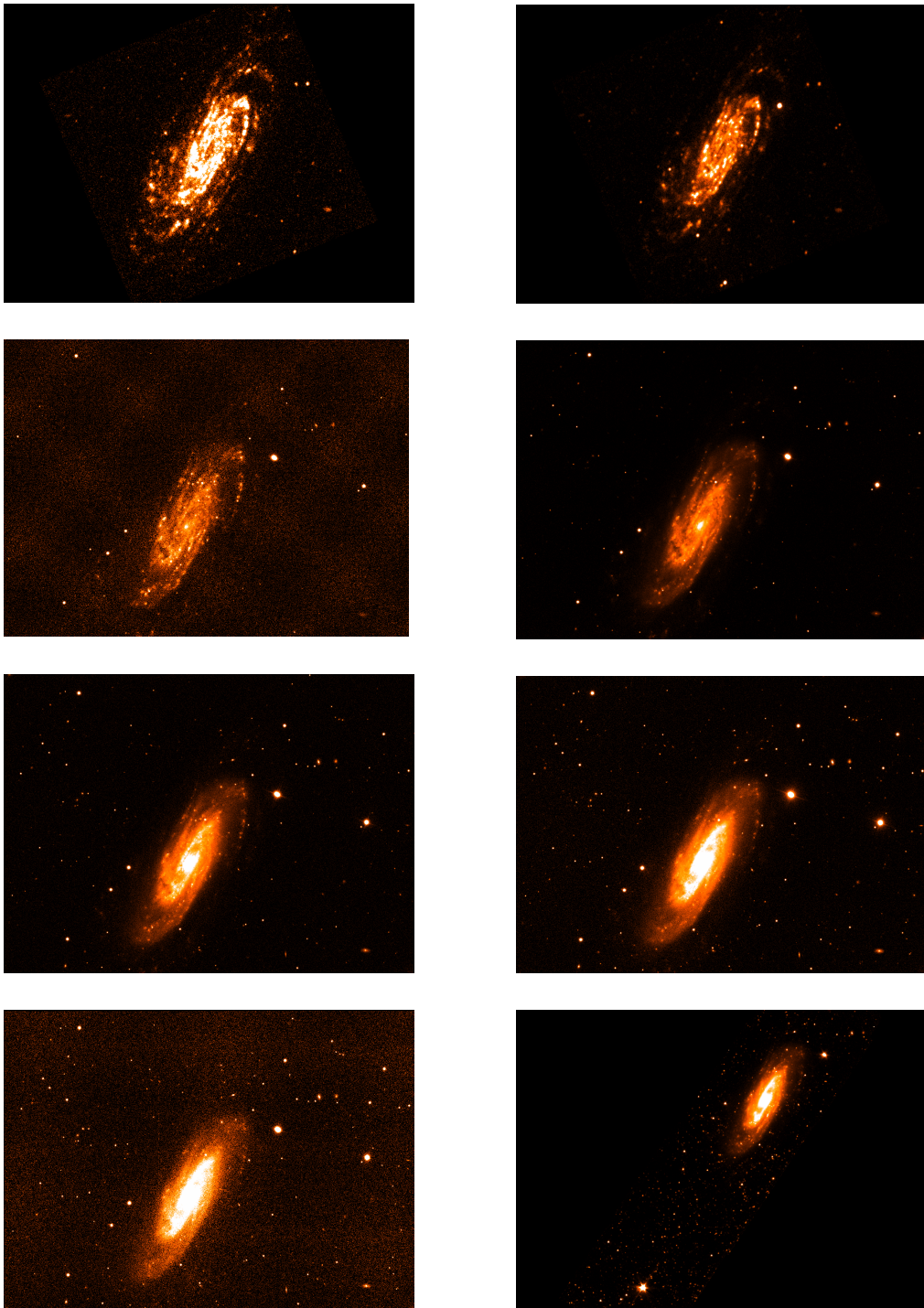


Figure 2.1 – Images dans les bandes (de gauche à droite et de haut en bas) FUV, NUV, u, g, r, i, z et IR 3.6.

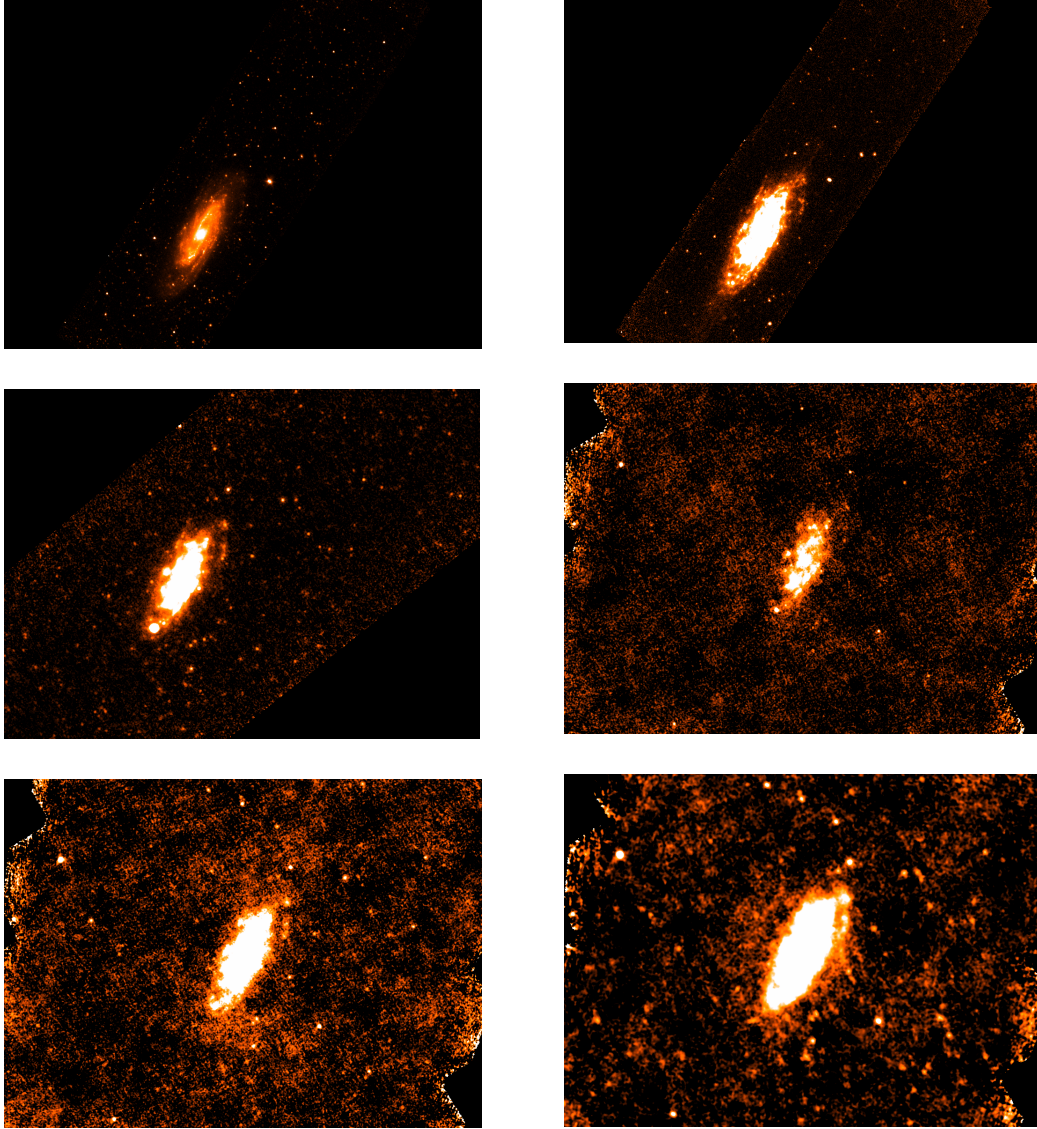


Figure 2.2 – Images dans les bandes (de gauche à droite et de haut en bas) IR 4.5, IR 8.0, IR 24, IR 70, IR 100 et IR 160.

Télescope	Bande spectrale	Longueur d'onde effective
GALEX	FUV	152,8 nm
GALEX	NUV	227,1 nm
SDSS	u	354,3 nm
SDSS	g	477,0 nm
SDSS	r	623,1 nm
SDSS	i	762,5 nm
SDSS	z	913,4 nm
Spitzer(IRAC3.6)	IR	3,55 μm
Spitzer(IRAC4.5)	IR	4,493 μm
Spitzer(IRAC8.0)	IR	7,872 μm
Spitzer(MIPS24)	IR	23,68 μm
Herschel(PACS70)	FIR	70 μm
Herschel(PACS100)	FIR	100 μm
Herschel(PACS160)	FIR	160 μm

Table 2.1 – Recensement des bandes spectrales utilisées dans le cadre de ce travail

2.2 Traitement des images

Les images utilisées sont déjà post-traitées. Cependant, par souci d'uniformité et par prudence, un fond de ciel est soustrait afin que le fond moyen résultant ait une valeur de zéro. Ce fond à soustraire est calculé à l'aide du logiciel MIDAS en échantillonnant les zones sans étoiles des images (voir Figure 2.3) et en ajustant des polynômes en deux dimensions de degrés 0, 1, 2 ou 3 suivant la situation. Par exemple, quand l'image semblait avoir un fond élevé dans un coin décroissant linéairement jusqu'au coin opposé, des polynômes de degré 1 en x et en y étaient suffisants pour modéliser le fond de ciel. En revanche, lorsque ce dernier semblait être plus oscillant, nous avons utilisé des polynômes de degrés 2 et 3.

2.3 Calcul du profil de luminosité en fonction de la distance au centre de la galaxie

Pour déterminer le profil de luminosité de la galaxie, celle-ci est supposée être à symétrie circulaire. Bien que la validité de cette hypothèse soit contestable vu la présence de bras spiraux et d'autres structures plus ou moins locales, il s'agit d'une hypothèse utile pour discrétiser la galaxie en anneaux concentriques. Il est ainsi possible d'obtenir le profil de la luminosité de la galaxie en fonction de la distance galacto-centrique.

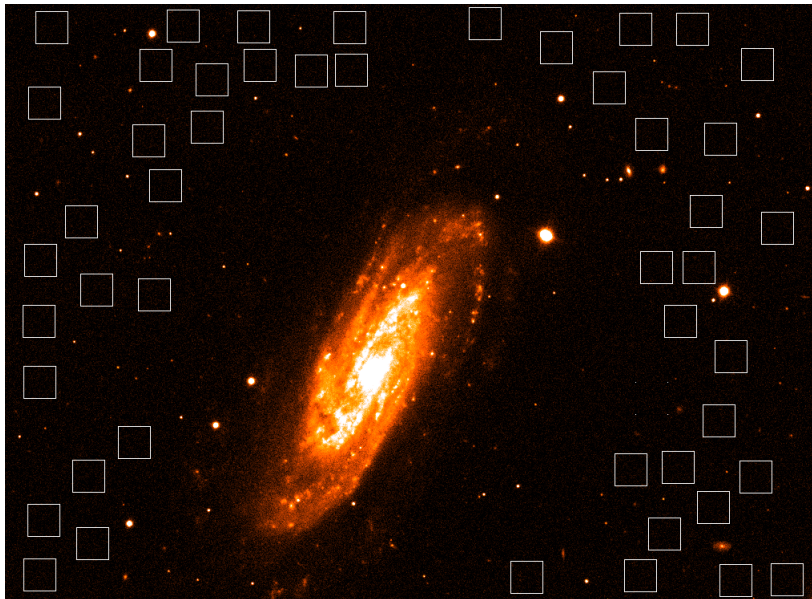


Figure 2.3 – Échantillonnage du fond de ciel.

La galaxie apparaissant elliptique à cause de son inclinaison, plusieurs étapes sont nécessaires pour permettre sa discrétisation. Il faut d’abord trouver le centre de la galaxie pour mesurer ensuite son orientation et son ellipticité. Pour plus de facilité, les images ont toutes été alignées (translatées, tournées et dilatées si nécessaire) afin que les coordonnées en pixels des étoiles présentes dans le champ soient identiques pour toutes les images.

2.3.1 Recherche des coordonnées du centre de la galaxie

Connaître les coordonnées du centre de la galaxie est indispensable pour ensuite chercher l’orientation et l’ellipticité de cette galaxie. Pour ce faire, une gaussienne en deux dimensions a été ajustée sur le bulbe central de la galaxie (voir Figure 2.4). Les coordonnées du centre de la gaussienne sont prises comme étant celles du centre de la galaxie. Pour être plus précis, il s’agit de la moyenne des coordonnées du centre de la gaussienne sur toutes les images sur lesquelles le bulbe était bien visible (c’est-à-dire dans filtres u, g, r, i, z, IR 3.6, IR 4.5, IR 8.0, IR24, IR70, IR100 et IR160 - voir Table 2.2; le bulbe n’est pas visible dans les images des filtres UV). Ces coordonnées sont (923; 555) en pixels.

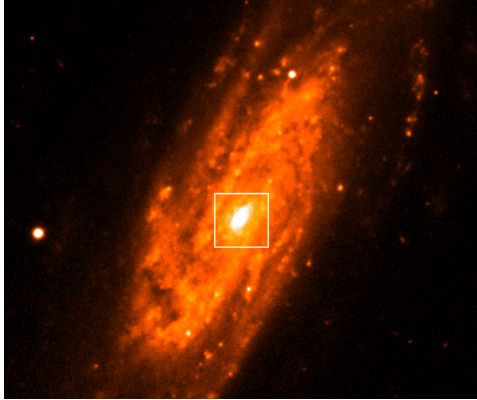


Figure 2.4 – Recherche du centre de la galaxie en ajustant une gaussienne en 2D sur le bulbe (plus précisément, dans le carré sur l’image).

Filtre	Centre _x	Centre _y
u	924,95	551,65
g	924,75	552,43
r	924,09	553,51
i	923,72	554,04
z	922,80	555,15
IR3.6	921,79	556,32
IR4.5	922,26	555,95
IR8.0	921,43	556,16
IR24	922,02	555,16
IR70	921,89	556,49
IR100	921,60	555,59
IR160	923,48	557,20
Moyenne	923	555

Table 2.2 – Centre de la galaxie NGC3198 trouvé par ajustement d’une gaussienne pour différents filtres.

2.3.2 Calcul de l'orientation de la galaxie

Dans un souci de clarté, les axes principaux (grand et petit) sont définis à la Figure 2.5. La galaxie étant supposée circulaire, ces axes n'ont pas de signification physique et sont dus à la perspective de l'observation.

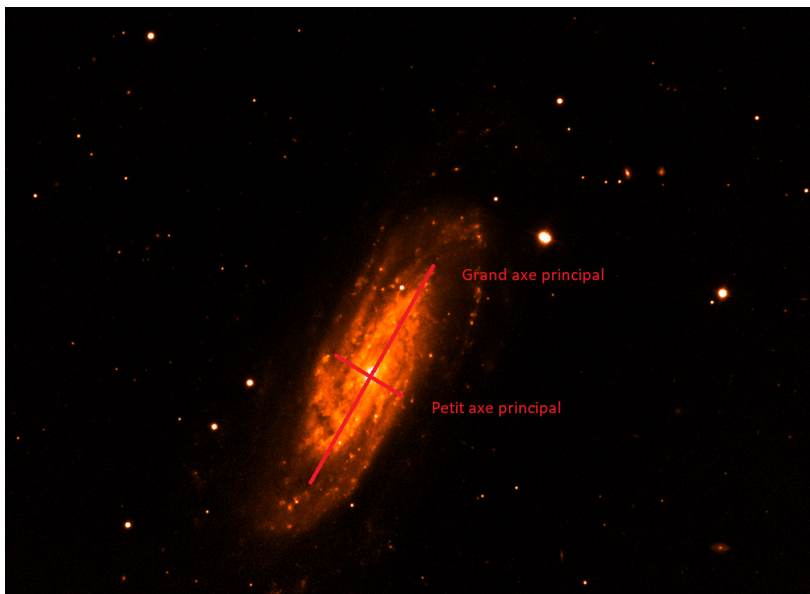


Figure 2.5 – Définition des axes principaux de la galaxie.

Afin de trouver l'angle d'orientation de la galaxie (c'est-à-dire l'angle entre l'horizontale de l'image et le grand axe principal, voir Figure 2.6), un masque circulaire divisé en quatre quartiers est placé sur l'image, procédure développée par Biernaux et al. [3]. La somme de l'intensité lumineuse dans les quartiers opposés est enregistrée pour chaque orientation du masque (différentes orientations du masque sont illustrées à la Figure 2.7). Quand cette somme est identique pour chacune des paires de quartiers, on en déduit que le masque est orienté de telle sorte que les bords des quartiers sont positionnés comme les axes principaux de la galaxie. En effet, si l'on suppose que la galaxie possède une symétrie axiale par rapport à ses deux axes principaux, les quatre quarts de la galaxie délimités par les axes principaux devraient être identiques. L'orientation de la galaxie est alors trouvée. L'angle est de $63,5 \pm 0,6$ degrés pour NGC3198 (voir Figure 2.8).

2.3.3 Calcul de l'ellipticité de la galaxie

La galaxie globalement circulaire apparaissant elliptique par effet de projection, l'ellipticité apparente de celle-ci est également importante à déterminer

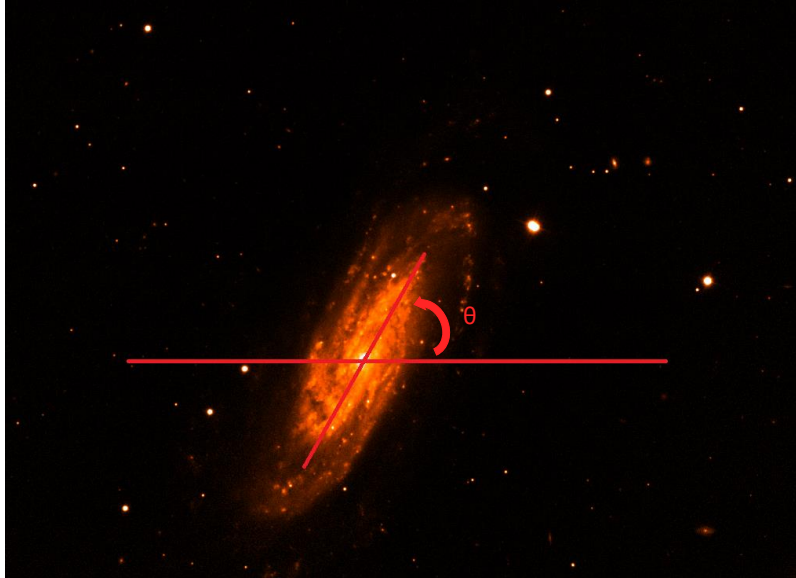


Figure 2.6 – Définition de l'angle d'orientation de la galaxie.

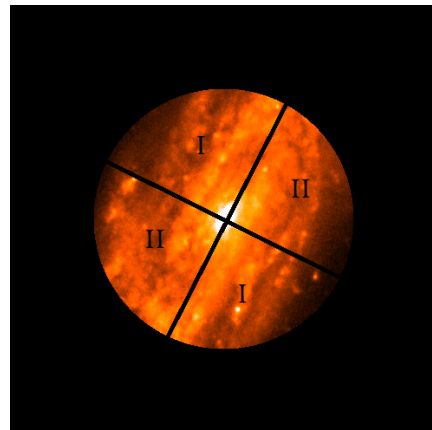
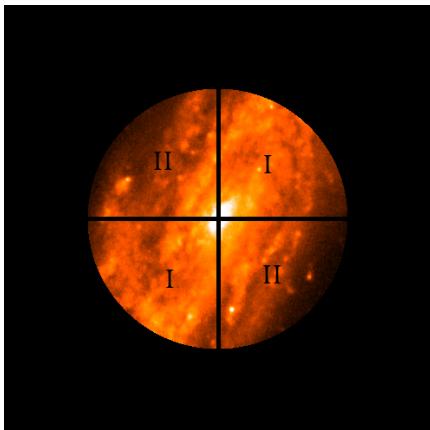


Figure 2.7 – Masque circulaire divisé en quatre quartiers avec un angle d'orientation de 0 degré (gauche) et 63,5 degrés (droite)

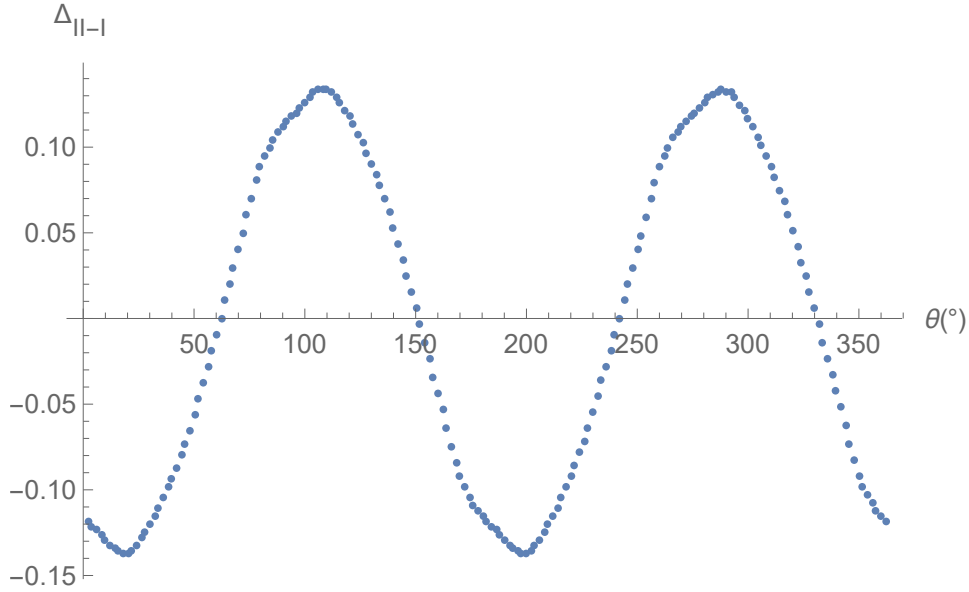


Figure 2.8 – Différence entre la somme des intensités lumineuses des quartiers II et celle des quartiers I en fonction de l’orientation du masque en degrés pour la bande g. L’angle d’orientation de la galaxie est donné lorsque cette différence s’annule ($\theta = 63,5 \pm 0,6$ degrés).

pour la suite de notre étude.

L’ellipticité ϵ est définie comme suit :

$$\epsilon = 1 - \frac{b}{a}$$

avec b le demi-petit axe de l’ellipse et a le demi-grand axe de celle-ci.

Un masque en forme d’anneau elliptique d’ellipticité variable divisé en quatre quartiers est placé sur l’image, procédure développée par Biernaux et al. [3]. Ce masque est orienté de telle sorte que les axes principaux de la galaxie soient les bissectrices des quartiers (voir Figure 2.9). La somme des intensités lumineuses dans les quartiers opposés normalisées par la surface de ces quartiers est sauvegardée pour chaque valeur de l’ellipticité (voir Figure 2.10). On suppose que la galaxie émet plus de lumière en son centre qu’à son extrémité et que cette luminosité est identique pour toutes les parties de la galaxie se trouvant à une même distance du centre (hypothèse de symétrie circulaire). Il s’ensuit alors que quand l’ellipticité est trop petite, la lumière traversant les quartiers le long du grand axe vient des parties plus internes de la galaxie alors que celle venant des quartiers de l’anneau le long du petit axe est produite dans des régions plus externes et émet donc moins de lumière. La différence entre les deux sommes de luminosité (celle le long du petit axe

– quartiers II à la Figure 2.9 – moins celle le long du grand axe – quartiers I sur cette même Figure 2.9) est alors négative. Lorsque l’ellipticité est trop grande, les quartiers d’anneaux le long du grand axe se retrouvent au-dessus de zones plus éloignées du centre de la galaxie par rapport aux zones couvertes par les deux autres quartiers. La différence est alors positive. L’ellipticité de la projection de la galaxie circulaire est donc celle donnée par le zéro de la courbe de la différence entre la somme des luminosités dans les quartiers le long du grand axe et celle des quartiers le long du petit axe en fonction de l’ellipticité. L’ellipticité trouvée pour NGC3198 est de $0,73 \pm 0,02$.

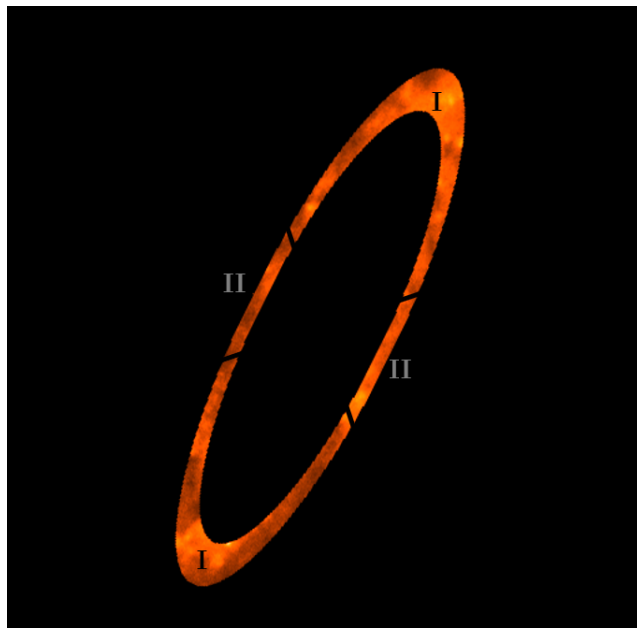


Figure 2.9 – Masque en forme d’anneau elliptique d’ellipticité $\epsilon = 0,73$ orienté et découpé en quartiers.

2.3.4 Calcul du profil de luminosité

Afin d’obtenir le profil de luminosité, il faut construire des masques en forme d’anneaux elliptiques pour ensuite les appliquer sur les différentes images et obtenir des luminosités qui demandent quelques conversions d’unité pour pouvoir être comparées.

Traçons des anneaux elliptiques concentriques centrés sur le centre de la galaxie avec l’ellipticité calculée ci-dessus et orientés avec l’angle également calculé ci-dessus. La taille de ces anneaux est choisie pour que ces derniers soient suffisamment grands pour être représentatifs et suffisamment petits

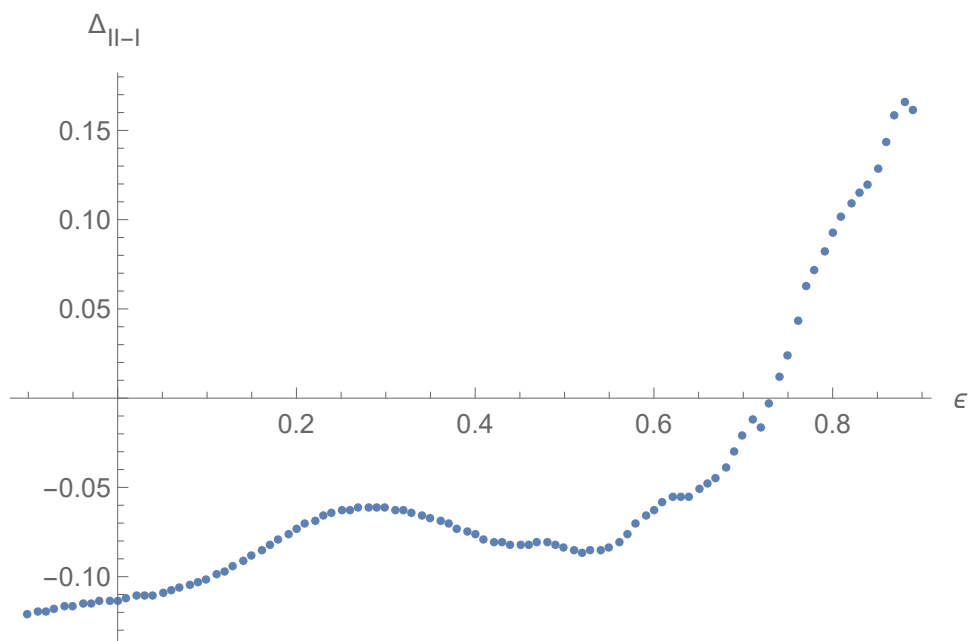


Figure 2.10 – Différence entre la somme des intensités lumineuses des quartiers II et celle des quartiers I (normalisées par la surface des quartiers d’anneau) en fonction de l’ellipticité de l’anneau pour la bande g. L’ellipticité de la galaxie est donnée par la racine de cette fonction ($\epsilon = 0,73 \pm 0,02$).

pour contenir l'information relative à une distance précise. Pour chaque anneau, les valeurs des pixels de cet anneau sont sommées puis divisées par la surface de l'anneau. On obtient donc un flux par unité de surface galactique. Les unités de ce flux sont différentes suivant l'instrument utilisé pour prendre les images. De plus, la surface des anneaux, *a priori* exprimée en pixel, peut être transformée en arcsec² pour plus d'uniformité.

Les valeurs des pixels des images du télescope GALEX sont exprimées en counts/s. Pour le filtre FUV, 1 count/s = $1,40 \times 10^{-15} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ [13]. Pour le filtre NUV, 1 count/s = $2,06 \times 10^{-16} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ [13]. En connaissant les longueurs d'ondes effectives des filtres, il est ensuite possible de passer aux unités $\text{erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ en multipliant par $\frac{\lambda^2}{c}$. Enfin, il est possible d'exprimer ces données en Jansky en se rappelant que 1 Jy = $10^{-23} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Pour les images SDSS, les intensités sont exprimées en nanomaggy. Cette unité insolite, le maggy (Mg), correspond en réalité à une densité de flux ayant pour conversion 1 Mg \approx 3631 Jy. En effet, la photométrie du SDSS a été conçue pour ressembler au maximum au système de magnitude AB². Dans la réalité, les *zeropoints* du système SDSS sont légèrement décalés d'un facteur correctif de -0,04 mag pour le filtre u ($u_{AB} = u_{SDSS} - 0,04$) et de 0,02 mag pour le filtre z ($z_{AB} = z_{SDSS} + 0,02$) [14]. Les flux en maggy peuvent donc être convertis en Jy par la formule :

$$flux(\text{Jy}) = 3631 * flux(\text{Mg}) 10^{\text{facteur correctif}/-2,5}$$

Les images du télescope Spitzer sont exprimées en MJy/sr [15] [11]. En convertissant les stéradians en arcsec² et en multipliant par la surface des anneaux exprimée en arcsec², il est donc possible d'exprimer les valeurs en Jy.

Enfin, les images du satellite Herschel sont exprimées en Jy/pixel [10]. En convertissant la taille des pixels en arcsec² et en multipliant par la surface des anneaux, les valeurs peuvent être exprimées en Jansky.

Les densités spectrales de flux (Jy) sont finalement multipliées par les fréquences effectives respectives puis normalisées par la surface de chaque anneau en arcsec². Cette dernière normalisation est nécessaire car la surface des anneaux externes est plus grande que celle des anneaux internes. Les profils de luminosité obtenus pour NGC3198 dans les différents filtres sont représentés ci-dessous. La Figure 2.11 compare les densités surfaciques de

2. $m_{AB} = -2,5 \log_{10} \left(\frac{flux_{\nu}}{3631 \text{ Jy}} \right)$ avec $flux_{\nu}$ la densité spectrale de flux à la fréquence ν .

flux dans tous les filtres sans montrer les barres d'erreurs (pour plus de lisibilité). On remarque clairement l'épaule vers 60 arcsec caractéristique de la présence du bras spiral. À la distance d'environ 95 arcsec, une autre anomalie est présente : celle-ci est due à une étoile proche devant la galaxie (voir Figure 2.12). Les graphiques avec les barres d'erreurs³ pour les différents instruments sont présentés aux Figures 2.13, 2.14, 2.15 et 2.16.

3. Les barres d'erreurs ont été déterminées comme suit :

Soit $\langle f \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i$ la moyenne du flux dans l'anneau de N pixels, nous avons $\sigma_f^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (f_i - \langle f \rangle)^2$ l'estimateur non biaisé de la variance des flux. Et finalement, $\sigma = \frac{\sigma_f}{\sqrt{N}}$ nous donne l'erreur sur la moyenne.

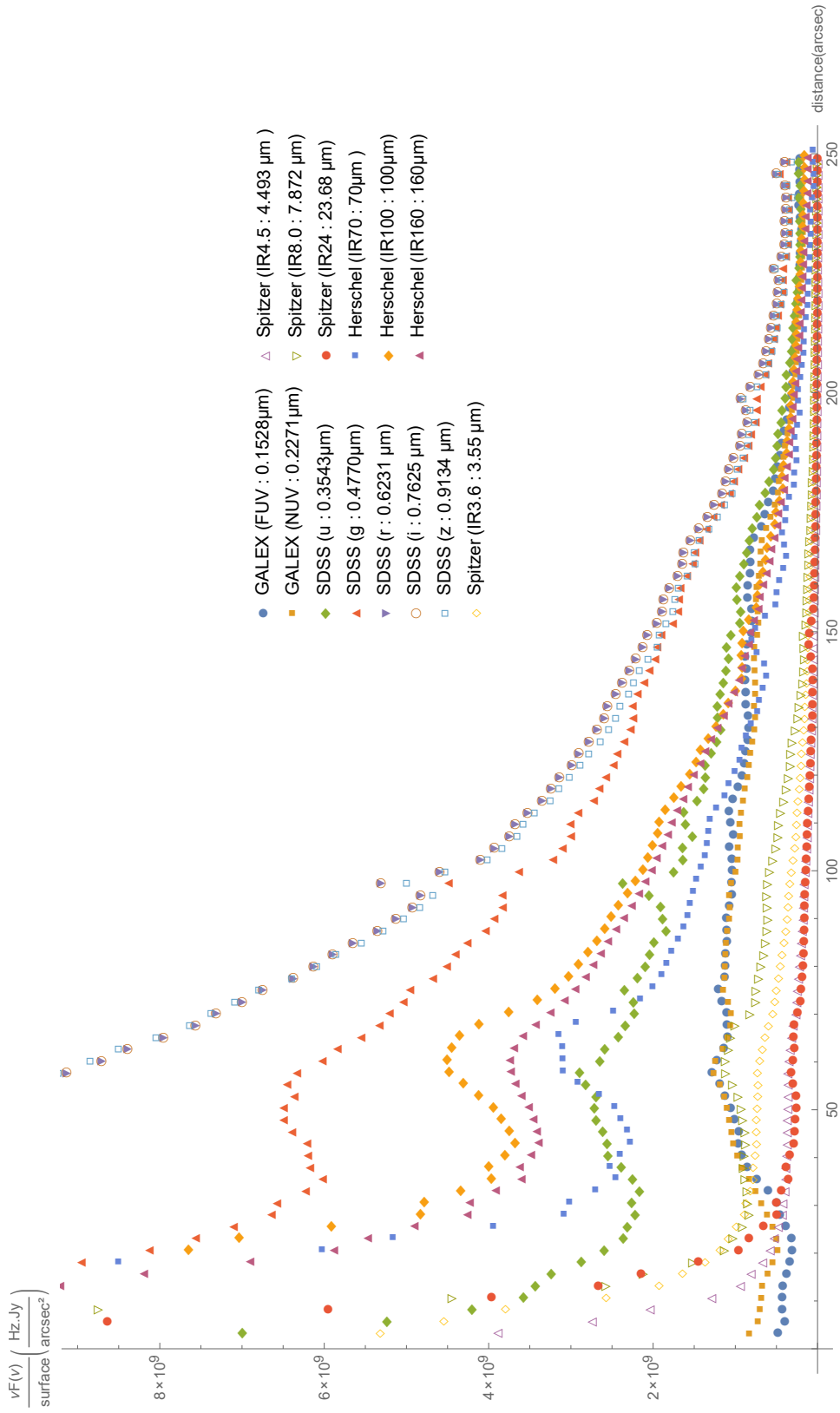


Figure 2.11 – Densité surfacique de flux en fonction de la distance au centre de la galaxie pour tous les filtres d’observation de NGC3198. Les barres d’erreur ne sont pas présentes sur ce graphique pour plus de clarté. Les graphiques avec barre d’erreur se trouvent aux Figures 2.13 à 2.16.



Figure 2.12 – Étoile en avant-plan de NGC3198 responsable de l’anomalie à 95 arcsec

Afin d’avoir une idée plus précise de ce que les distances représentent, la Figure 2.17 montre la galaxie NGC3198 en couleurs avec deux indications de distances au centre. L’image provient du logiciel Aladin dont les images sont issues du *Digitized Sky Survey* et produites au *Space Telescope Science Institute*.

2.4 Correction de l’absorption par les poussières

La lumière venant de la galaxie NGC3198 est atténuée par les poussières de celle-ci et par celles présentes dans notre galaxie.

Pour corriger l’effet des poussières de NGC3198, deux voies ont été explorées. La première a été de suivre la méthode de Draine & Li [9] afin de calculer la masse de poussières dans cette galaxie. Une fois cette masse obtenue, différents modèles ont été imaginés pour corriger l’absorption de ces poussières. Cependant, cette méthode semble être fortement dépendante du modèle utilisé pour simuler la répartition des poussières dans la galaxie. Nous avons donc finalement décidé de chercher numériquement un coefficient caractérisant la quantité de poussières absorbantes afin que l’absorption des longueurs d’onde ultraviolettes et visibles émises par les étoiles soit égale à l’émission par ces poussières dans l’infrarouge lointain.

Par la suite, la correction à apporter pour rendre compte de l’absorption par les poussières de notre galaxie sera effectuée.

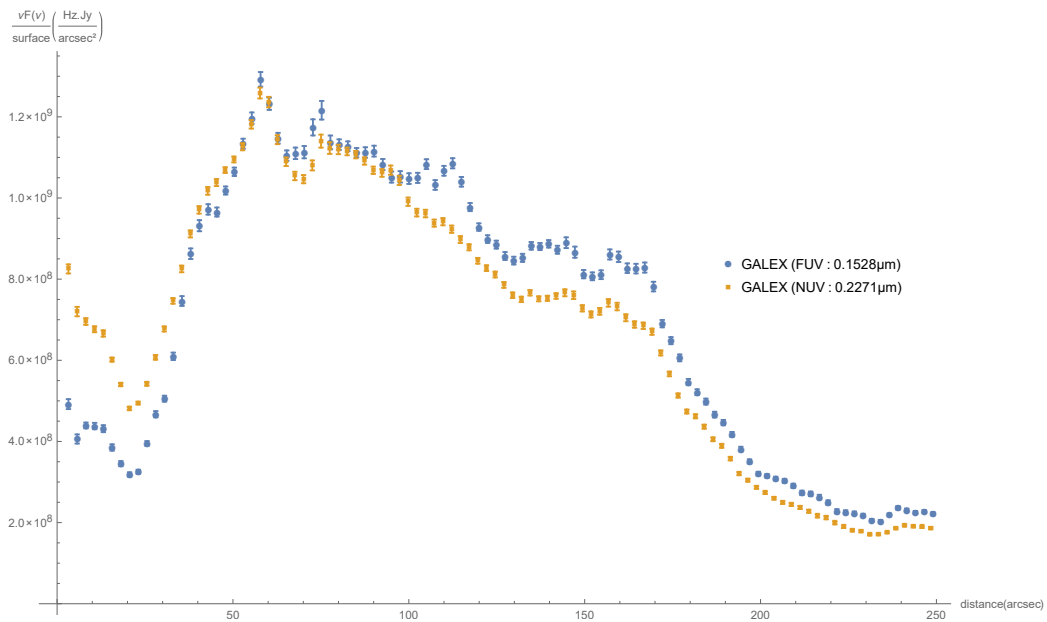


Figure 2.13 – Densité surfacique de flux en fonction de la distance au centre de la galaxie pour l’UV (GALEX).

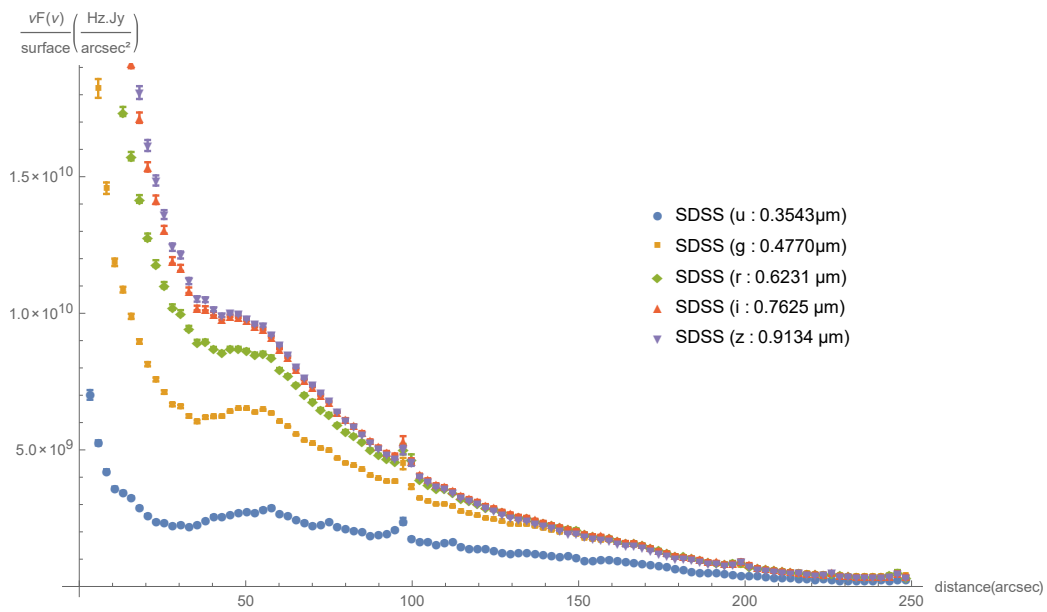


Figure 2.14 – Densité surfacique de flux en fonction de la distance au centre de la galaxie pour le visible (SDSS).

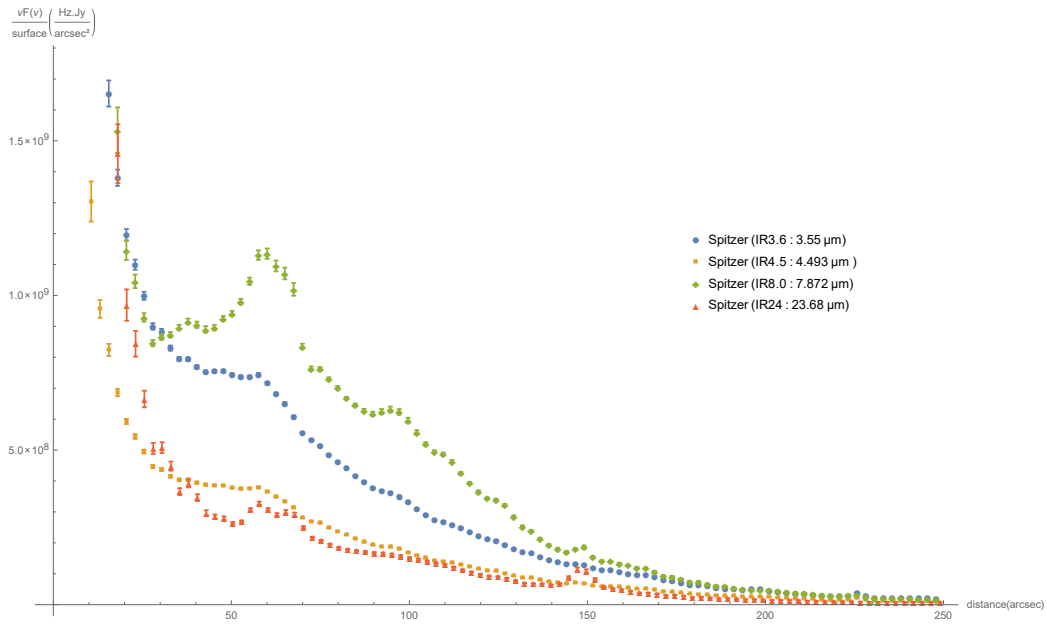


Figure 2.15 – Densité surfacique de flux en fonction de la distance au centre de la galaxie pour l’infrarouge proche et moyen (Spitzer).

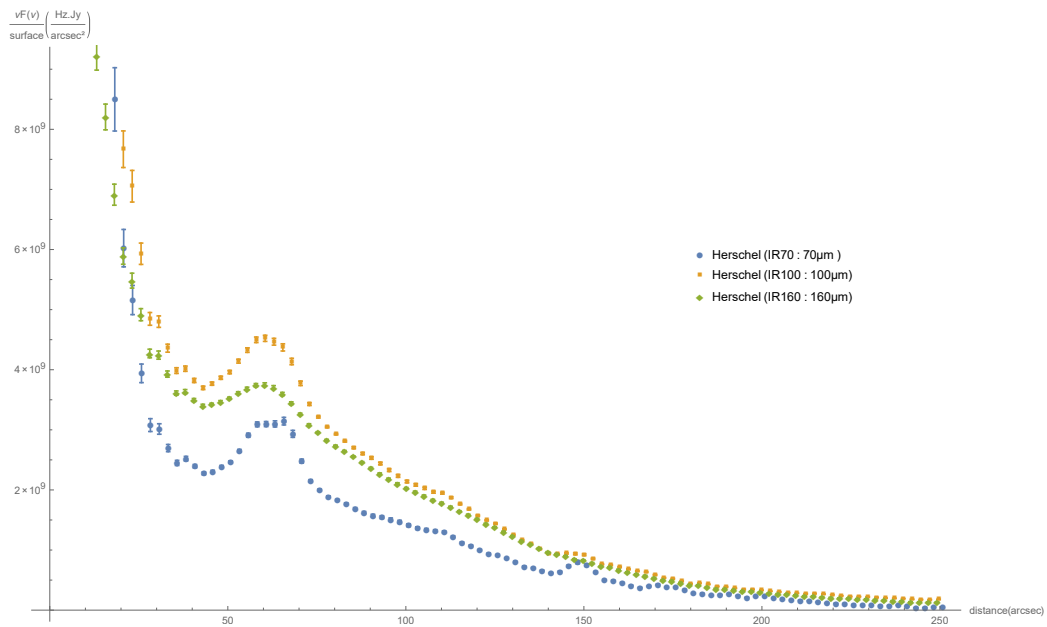


Figure 2.16 – Densité surfacique de flux en fonction de la distance au centre de la galaxie pour l’infrarouge lointain (Herschel).



Figure 2.17 – NGC3198 avec indicateurs de distance en arcsecondes.

2.4.1 Par l'estimation de la masse de poussières

Draine & Li se sont focalisés sur un modèle de poussières composées de silicates, de graphites et de PAH (*polycyclic aromatic hydrocarbons*) de différentes tailles [9]. Leur technique consiste à mettre en relation la lumière émise par les grains de poussières dans différentes longueurs d'onde de l'infrarouge (typiquement pour les images prises par le télescope Spitzer avec les instruments IRAC et MIPS) afin de déduire plusieurs quantités caractérisant l'émission par ces poussières. Ces quantités sont :

- q_{PAH} la fraction en masse de PAH,
- U_{min} la limite inférieure de l'intensité lumineuse relative à la radiation locale de l'ISM U des étoiles (par rapport au champ de radiation interstellaire local) chauffant les poussières,
- γ la fraction de poussières chauffées par une intensité lumineuse plus grande que U_{min} et
- f_{PDR} la fraction de luminosité émise dans des PDR (*photodissociation regions*) avec $U > 100$.

Une fois toutes ces valeurs déterminées à l'aide de l'émission infrarouge, il est possible de trouver la masse de poussières. Celle-ci a été déterminée pour chaque distance au centre de la galaxie.

Calcul de la masse de poussières

Pour commencer, il est nécessaire de calculer les flux dus aux poussières sans la contribution de l'émission stellaire. En effet, comme le flux dans la bande à $3,6\ \mu\text{m}$ est en majeure partie dû aux étoiles, il peut être utilisé afin d'enlever la composante stellaire aux autres flux infrarouges. Draine & Li proposent d'estimer ainsi ces flux corrigés ($F_{\nu}^{non-stellar}$) [9] :

$$\begin{aligned} F_{\nu}^{ns}(7,9\ \mu\text{m}) &= F_{\nu}(7,9\ \mu\text{m}) - 0,232F_{\nu}(3,6\ \mu\text{m}) \\ F_{\nu}^{ns}(24\ \mu\text{m}) &= F_{\nu}(24\ \mu\text{m}) - 0,032F_{\nu}(3,6\ \mu\text{m}) \\ F_{\nu}^{ns}(71\ \mu\text{m}) &= F_{\nu}(71\ \mu\text{m}) \\ F_{\nu}^{ns}(160\ \mu\text{m}) &= F_{\nu}(160\ \mu\text{m}) \end{aligned}$$

On remarque que la contribution stellaire est considérée comme négligeable pour l'infrarouge lointain. Il est à noter que nous utilisons les filtres du télescope Herschel pour l'infrarouge lointain ($70\ \mu\text{m}$ et $160\ \mu\text{m}$) alors que Draine & Li ont pensé cette méthode pour les filtres du MIPS (Spitzer) à ces mêmes longueurs d'ondes. L'utilisation de l'un ou l'autre télescope n'influence pas la méthode en pratique [2].

Plusieurs grandeurs peuvent alors être définies à l'aide de ces flux :

$$\begin{aligned}
P_{7,9} &\equiv \frac{\langle \nu F_{\nu}^{ns} \rangle_{7,9}}{\langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}} \\
P_{24} &\equiv \frac{\langle \nu F_{\nu}^{ns} \rangle_{24}}{\langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}} \\
R_{71} &\equiv \frac{\langle \nu F_{\nu} \rangle_{71}}{\langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}}
\end{aligned}$$

Ces grandeurs permettent la détermination graphique des différentes quantités recherchées. En effet, Draine & Li ont modélisé beaucoup de spectres afin de caractériser le comportement des grandeurs $P_{7,9}$, P_{24} et R_{71} en fonction de la fraction de PAH, de l'intensité stellaire minimum et de la fraction de poussières chauffées par des plus hautes intensités.

Ainsi, ils ont remarqué que pour des intensités stellaires U entre 0,1 et 10^2 , le maximum résultant du spectre d'émission des poussières se situe entre 5 et 200 μm . Ce qui implique que $\langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}$ peut représenter le flux total d'émission des poussières. De plus, $P_{7,9}$ est très sensible à la quantité de PAH mais n'est presque pas influencé par l'intensité stellaire. Contrairement à R_{71} qui est justement sensible à la température des grains et donc à l'intensité de l'émission stellaire. P_{24} augmentera significativement si beaucoup de grains de poussière sont chauffés avec des intensités $U > 20$ (les poussières étant plus chaudes, celles-ci émettent beaucoup de lumière à de plus courtes longueurs d'ondes). P_{24} est donc sensible à la valeur de γ .

Il est possible de déterminer q_{PAH} en utilisant $P_{7,9}$ et R_{71} . La détermination graphique (voir Figure 2.18) de Draine & Li nous permet de choisir entre 0,47%, 1,12%, 1,77%, 2,50%, 3,20%, 3,90% et 4,6% et pour toutes les distances au centre, cette valeur est estimée à 4,6%. Les quantités γ et U_{min} peuvent être estimées graphiquement à l'aide de P_{24} et R_{71} pour une valeur de q_{PAH} donnée (voir Figure 2.19). Ces deux grandeurs (γ et U_{min}) ont été déterminées pour chaque distance au centre (voir Table 2.3). Ensuite, le facteur f_{PDR} peut être calculé mais celui-ci n'est pas indispensable pour trouver la masse de poussières.

À partir des paramètres q_{PAH} , γ et U_{min} , on peut déterminer la masse totale de poussières M_{dust} par

$$M_{dust} = \frac{\Psi(q_{PAH}, \gamma, U_{min})}{\langle U \rangle} (\langle \nu F_{\nu} \rangle_{24} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}) D^2.$$

D est la distance de la galaxie (14,5 Mpc [18]). $\Psi(q_{PAH}, \gamma, U_{min})$ est un paramètre déterminable graphiquement (voir Figure 2.20). $\langle U \rangle$, l'intensité stel-

laire moyenne, est donnée par

$$\langle U \rangle \equiv \frac{\int U dM_{dust}}{\int dM_{dust}} = (1 - \gamma)U_{min} + \frac{\gamma U_{min} \ln(U_{max}/U_{min})}{1 - U_{min}/U_{max}}$$

avec U_{max} fixé à 10^6 [9]. La masse de poussières pour chaque distance au centre de la galaxie a donc pu être déterminée (voir Figure 2.21). En multipliant chacune de ces masses par unité de surface par la surface de l'anneau et en sommant sur tous les anneaux, on trouve une masse totale de $3,1 \times 10^{40}$ g de poussières pour NGC3198. Cette valeur semble plausible en la comparant avec celle trouvée par Draine & Li pour NGC3521 (une autre galaxie spirale) de $\log_{10}(M_{dust}/M_{Sun}) = 8,10$ [9], ce qui correspond à $2,5 \times 10^{41}$ g.

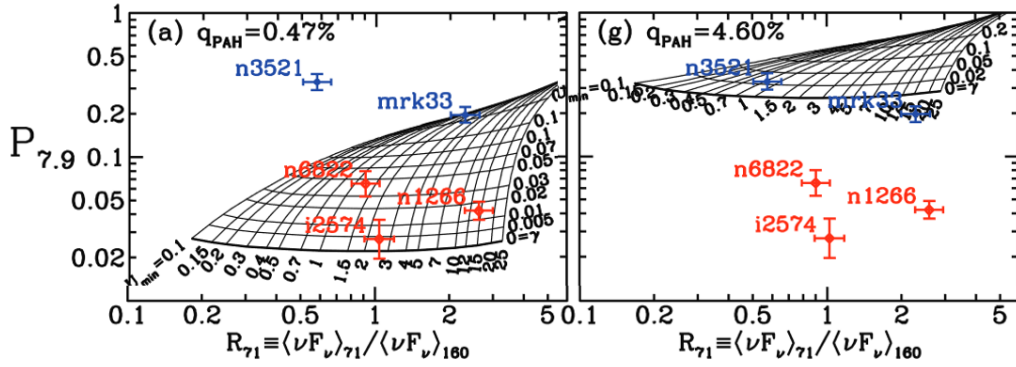


Figure 2.18 – Exemple d'évolution du paramètre $P_{7,9}$ en fonction du paramètre R_{71} pour différents modèles par Draine & Li. Les points avec barres d'erreurs représentent différentes galaxies analysées par Draine & Li. [9]

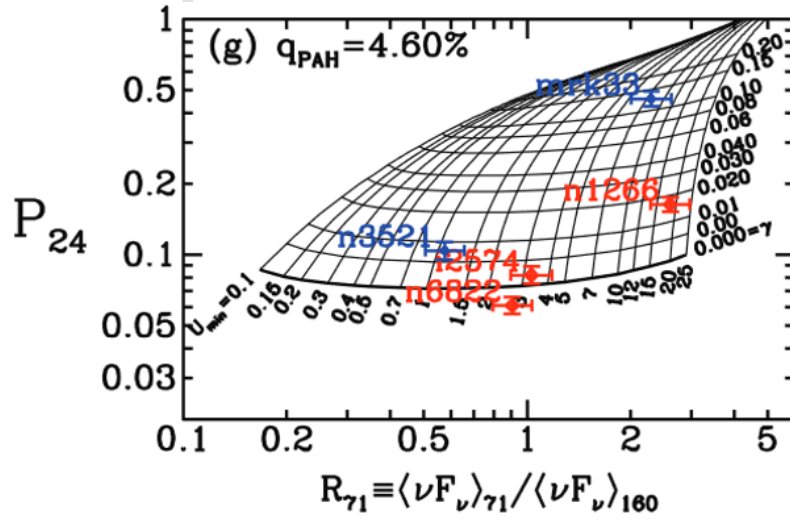


Figure 2.19 – Exemple d'évolution du paramètre P_{24} en fonction du paramètre R_{71} pour le modèle $q_{PAH} = 4,6\%$ par Draine & Li. Les points avec barres d'erreurs représentent différentes galaxies analysées par Draine & Li. [9]

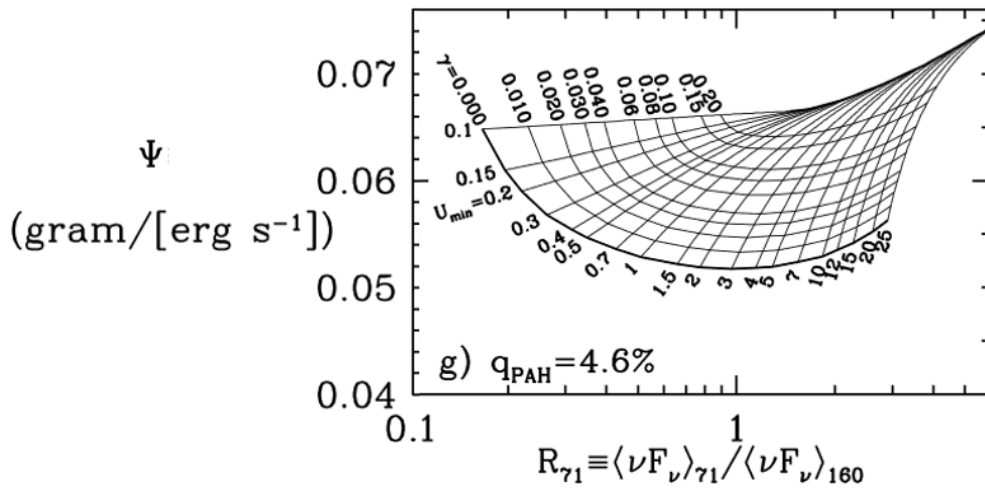


Figure 2.20 – Exemple d'évolution du paramètre Ψ en fonction du paramètre R_{71} pour le modèle $q_{PAH} = 4,6\%$ par Draine & Li. [9]

Indice de l'anneau	γ	U_{min}	Ind	γ	U_{min}	Ind	γ	U_{min}
0	0.05	30	33	0.01	2	67	0.015	6
1	0.05	18	34	0.01	2	68	0.015	6
2	0.05	12	35	0.01	2	69	0.015	6
3	0.05	7	36	0.01	2	70	0.015	6
4	0.05	7	37	0.015	2.5	71	0.0156	4.5
5	0.05	4.5	38	0.015	2.5	72	0.015	5
6	0.04	3.5	39	0.015	2.5	73	0.015	4.5
7	0.03	3.5	40	0.015	2.5	74	0.0075	6
8	0.03	2	41	0.015	2.5	75	0.0075	6
9	0.03	2	42	0.015	3	76	0.015	6
10	0.025	1.5	43	0.02	3.5	77	0.01	5
11	0.03	1.5	44	0.02	3.5	78	0.01	6
12	0.025	1.5	45	0.02	3.5	79	0.01	7
13	0.02	1.5	46	0.02	3.5	80	0.01	7
14	0.02	1.5	47	0.02	3.5	81	0.015	6
15	0.02	1.5	48	0.02	3.5	82	0.02	5
16	0.015	1.25	49	0.02	3.5	83	0.015	5
17	0.01	1.25	50	0.02	3.5	84	0.0075	5
18	0.01	1.25	51	0.02	3.5	85	0.0075	4
19	0.0075	1.25	52	0.015	3.5	86	0.0075	2.5
20	0.0075	1.5	53	0.015	3.5	87	0.015	3.5
21	0.015	2	54	0.02	3.5	88	0.015	4.5
22	0.015	2.5	55	0.02	3.5	89	0.015	3.5
23	0.015	3	56	0.02	4.5	90	0.015	4.5
24	0.015	3	57	0.025	6	91	0.015	4.5
25	0.015	4	58	0.035	6	92	0.02	3.5
26	0.015	4	59	0.035	6	93	0.02	3.5
27	0.015	2.5	60	0.03	6	94	0.02	4.5
28	0.015	2	61	0.02	5	95	0.025	2.5
29	0.015	2	62	0.02	5	96	0.035	1.25
30	0.015	2	63	0.02	5	97	0.035	1.25
31	0.01	2	64	0.02	4.5	98	0.025	2.5
32	0.01	2	65	0.02	4	99	0.025	2.5
			66	0.02	4.5			

Table 2.3 – Valeurs de γ et U_{min} déterminées graphiquement pour chaque anneau.

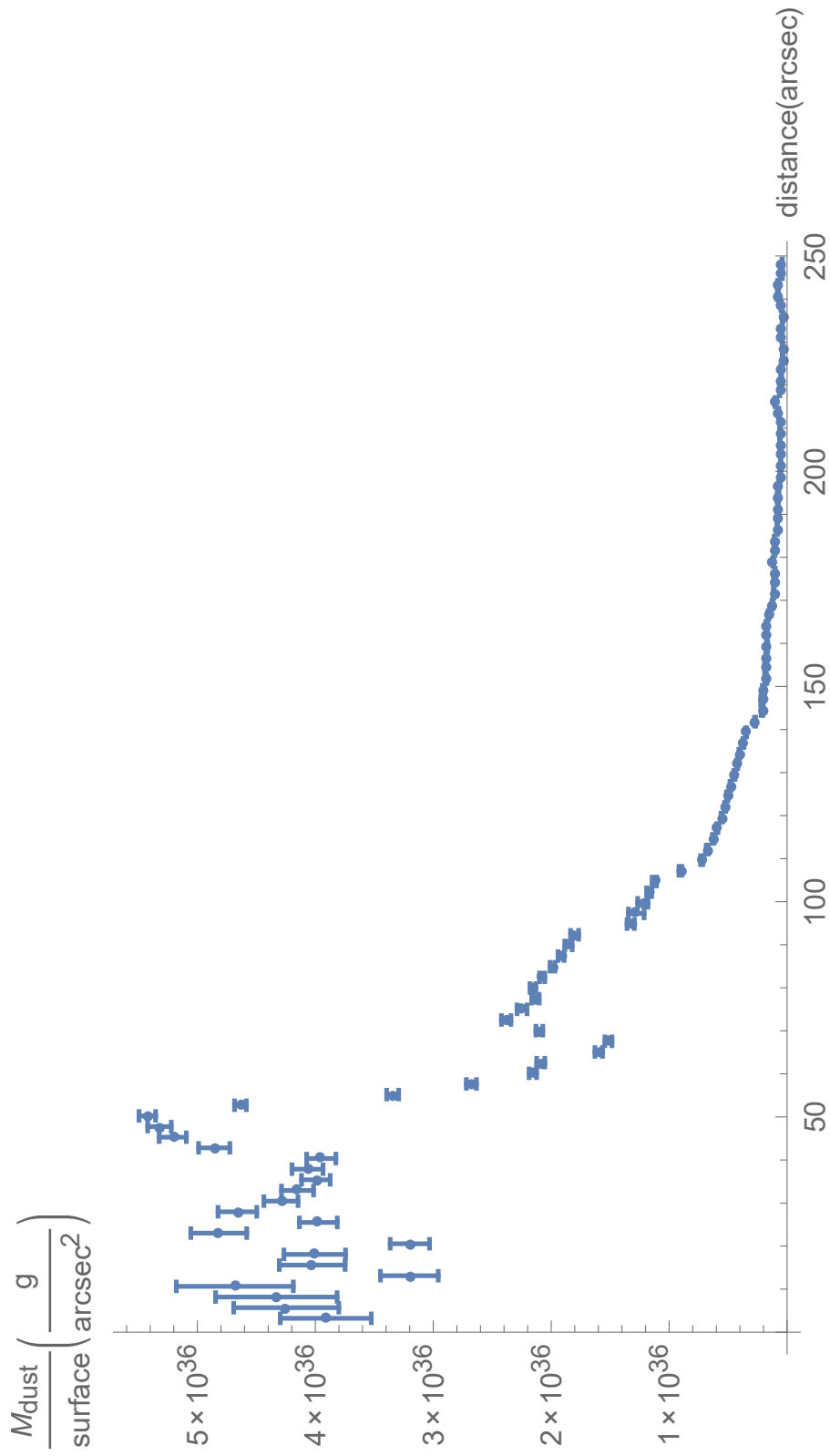


Figure 2.21 – Masse de poussières par unité de surface pour chaque distance galactocentrique de NGC3198 calculée par la méthode de Draine & Li [9].

Correction du flux : modèle de base

Une fois la masse de poussières en fonction de la distance au centre de la galaxie obtenue, il faut ensuite corriger l'émission des étoiles en prenant en considération l'absorption par ces poussières. Draine propose des coefficients d'extinction $C_{ext}(\lambda)$ calculés pour $R_V \equiv A_V/(A_B - A_V) = 3,1$ [21][8]. En sachant que

$$A_\lambda = 2,5 \log_{10} \left(\frac{F_\lambda^0}{F_\lambda} \right) = \frac{2,5}{\ln(10)} C_{ext}(\lambda) N_H$$

avec C_{ext} la section efficace d'extinction (comprenant l'absorption et la diffusion par les poussières) par nucléon d'hydrogène (H) (exprimé en cm^2/H), N_H la densité de colonne de H (exprimé en H/cm^2), F_λ le flux observé et F_λ^0 le flux réel recherché. Pour le modèle de poussières de Draine & Li, $N_H = \frac{M_{dust}}{m_{dust}}$ avec m_{dust} la masse de poussières par nucléon de H, égale à $1,87 \times 10^{-26} \text{ g}/\text{H}$. M_{dust} a été précédemment exprimée en g/arcsec^2 mais il est tout à fait possible de l'exprimer en g/cm^2 en se rappelant que NGC3198 se trouve à une distance de 14,5 Mpc [18]⁴ :

$$\begin{aligned} N_H &= \frac{M_{dust}[\text{g}/\text{cm}^2]}{m_{dust}[\text{g}/\text{H}]} = \frac{M_{dust}[\text{g}/\text{arcsec}^2]}{4,38 \times 10^{40} \times 1,87 \times 10^{-26}} \\ &= \frac{M_{dust}[\text{g}/\text{arcsec}^2]}{8,2 \times 10^{14}} \end{aligned}$$

Nous avons donc finalement :

$$F_\lambda^0 = F_\lambda 10^{\frac{2,5 C_{ext}(\lambda) M_{dust}}{\ln(10) \cdot 8,2 \times 10^{14}}}$$

Les coefficients $C_{ext}(\lambda)$ sont indiqués à la Table 2.4.

Il est ainsi possible de déduire le flux corrigé F_λ^0 . Un exemple pour le filtre r est illustré à la Figure 2.22.

À ce stade de la recherche, nous avons été amenés à constater qu'une telle correction n'est pas logique car, pour une distance donnée, l'intégrale du flux émis par les poussières (dans l'infrarouge lointain) est plus petite que l'intégrale du flux éteint par ces mêmes poussières. En effet, définissons $F_\lambda^{\text{éteint}} = F_\lambda^0 - F_\lambda$, la différence entre le flux réel et le flux observé. De plus, supposons que les poussières émettent en FIR ce qu'elles absorbent des étoiles dans l'UV et le visible afin de rester à l'équilibre thermique. Si on calcule

4. En effet, en sachant que $1 \text{ arcsec}^2 = 2,35 \times 10^{-11} \text{ sr}$ et que $\text{dist} = 14,5 \text{ Mpc} = 4,32 \times 10^{23} \text{ m}$, on a $\text{surface} = \Omega \cdot \text{dist}^2 = 2,35 \times 10^{-11} (4,32 \times 10^{23} \text{ m})^2 = 4,38 \times 10^{36} \text{ m}^2 = 4,38 \times 10^{40} \text{ cm}^2$

Filtre	$C_{ext}(\lambda)$
FUV	$1,275 \times 10^{-21}$
NUV	$1,439 \times 10^{-21}$
u	$8,037 \times 10^{-22}$
g	$5,968 \times 10^{-22}$
r	$4,155 \times 10^{-22}$
i	$3,136 \times 10^{-22}$
z	$2,390 \times 10^{-22}$
IR3,6	$2,257 \times 10^{-23}$
IR4,5	$1,444 \times 10^{-23}$
IR8,0	$1,307 \times 10^{-23}$
IR24	$9,461 \times 10^{-24}$
IR70	$1,105 \times 10^{-24}$
IR100	$5,076 \times 10^{-25}$
IR160	$1,850 \times 10^{-25}$

Table 2.4 – Coefficients d’extinction pour les différentes longueurs d’onde effectives des filtres utilisés [21].

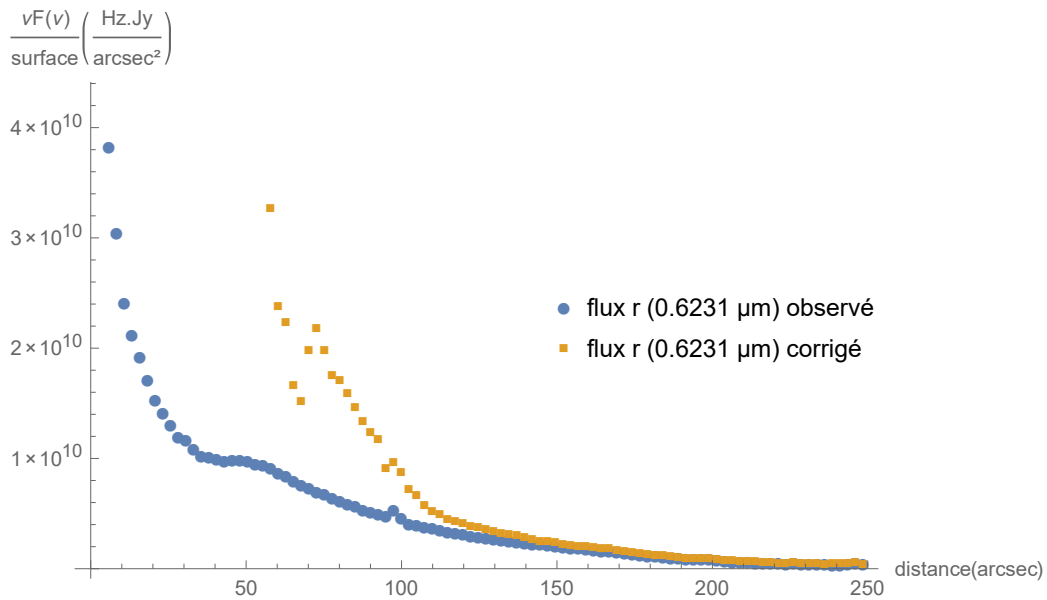


Figure 2.22 – Correction de l’absorption par les poussières par le modèle de base pour le filtre r.

l'intégrale du flux émis dans l'infrarouge et qu'on la compare à l'intégrale de $F_\lambda^{\text{éteint}}$ dans le visible et l'UV, on remarque que, par exemple pour la distance au centre de 60 arcsec, l'émission dans l'infrarouge est 10x plus faible que l'affaiblissement du flux stellaire. Bien sûr, l'extinction stellaire comprend l'absorption et la diffusion et seule l'absorption contribue à la ré-émission dans l'infrarouge lointain. En prenant les valeurs de la section efficace d'absorption par rapport à celles d'extinction données par Draine [21], la contribution de l'absorption n'est que de 40% du flux éteint pour le visible. Les poussières semblent donc absorber plus que ce qu'elles émettent. Il y a donc un problème qui vient soit du calcul de la masse de poussières, soit du fait que l'utilisation de la formule $F_\lambda^0 = F_\lambda 10^{2,5 \frac{C_{ext}(\lambda) M_{dust}}{\ln(10) \cdot s \cdot 2 \times 10^{14}}}$ implique qu'on considère que toutes les poussières sont situées devant les étoiles émettrices. Ce dernier point étant assurément non réaliste, plusieurs modèles dits "en couches" ont été envisagés.

Correction du flux : modèles en couches

Les modèles en couches consistent à imaginer que les étoiles et les poussières sont organisées en plusieurs couches plutôt que d'avoir une couche unique de poussières devant toutes les étoiles. Les modèles à 2 et 4 couches d'étoiles sont représentés à la Figure 2.23.

Le modèle à deux couches se résout comme suit :

- Soit F_λ^0 le flux émis par les étoiles, nous avons $F_{1,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{2}$ et $F_{2,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{2}$.
- Le flux stellaire observé peut être divisé en deux contributions : le flux $F_{1,\lambda}$ venant de la première moitié des étoiles et $F_{2,\lambda}$, venant de la seconde moitié, qui doit traverser une couche de poussières. Nous avons $F_{1,\lambda} = F_{1,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{2}$ et $F_{2,\lambda} = a F_{2,\lambda}^0 = a \frac{F_\lambda^0}{2}$ avec $a = 10^{\frac{-2,5 C_{ext} M_{dust}}{\ln(10) 8,2 \times 10^{14}}}$.
- Le flux stellaire est donc $F_\lambda^0 = F_\lambda \frac{2}{1 + a_\lambda}$.

Le modèle à quatre couches se résout quasiment de la même manière :

- Soit F le flux émis par les étoiles, nous avons $F_{1,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{4}$, $F_{2,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{4}$, $F_{3,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{4}$ et $F_{4,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{4}$.
- Le flux stellaire observé peut être divisé en quatre contributions : le flux venant du premier quart des étoiles $F_{1,\lambda}^0$, celui venant du quart suivant $F_{2,\lambda}^0$ qui doit traverser une couche de poussières, celui venant du troisième quart $F_{3,\lambda}^0$ qui doit traverser deux couches de poussières et enfin, la contribution du dernier quart $F_{4,\lambda}^0$ après passage au travers

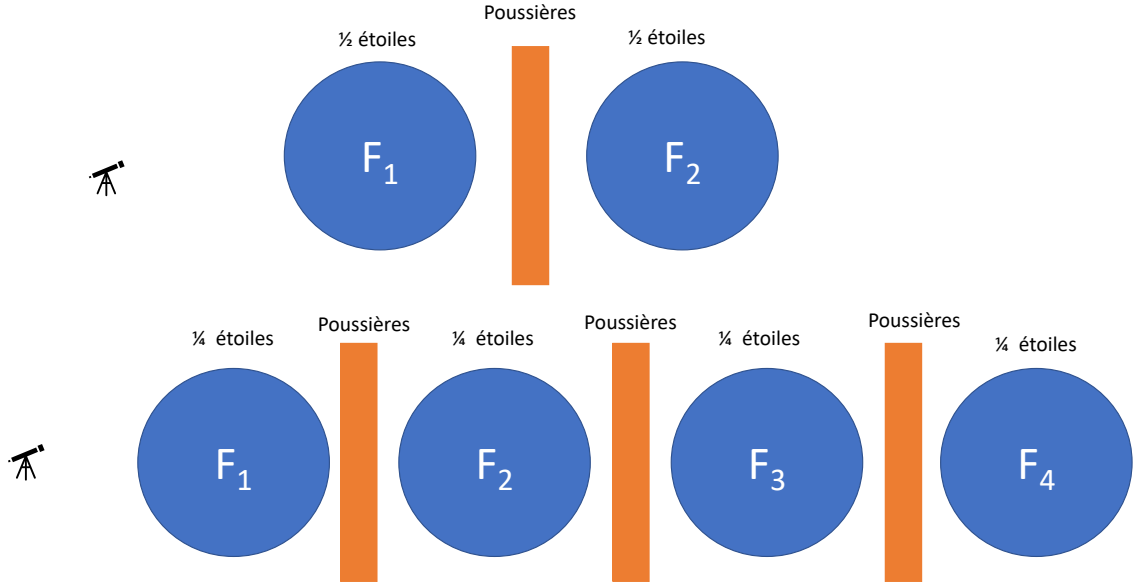


Figure 2.23 – En haut : modèle à deux couches d'étoiles séparées par une couche de poussières. En bas : modèle à quatre couches d'étoiles séparées par trois couches de poussières.

de trois couches de poussières. Nous avons donc $F_{1,\lambda} = F_{1,\lambda}^0 = \frac{F_\lambda^0}{4}$,
 $F_{2,\lambda} = aF_{2,\lambda}^0 = \frac{aF_\lambda^0}{4}$, $F_{3,\lambda} = a(aF_{3,\lambda}^0) = \frac{a^2F_\lambda^0}{4}$ et $F_{4,\lambda} = a^3F_{4,\lambda}^0 = \frac{a^3F_\lambda^0}{4}$
avec $a = 10^{\frac{-2,5C_{ext}M_{dust}}{3 \ln(10)8,2 \times 10^{14}}}$. Remarquons que si l'on prend trois couches de poussières, chaque couche a une masse $M_{dust}/3$.

— Le flux stellaire est donc $F_\lambda^0 = F_\lambda \frac{4}{1 + a_\lambda + a_\lambda^2 + a_\lambda^3}$.

Par analogie, on peut imaginer un modèle avec un nombre de couches n_c infini. Dans ce modèle, les étoiles et les grains de poussière sont complètement mélangés. On a alors :

$$F_{obs,\lambda} = \lim_{n_c \rightarrow \infty} \frac{1}{n_c} \sum_{k=0}^{n_c-1} 10^{k \frac{-2,5C_{ext}M_{dust}/(n_c-1)}{\ln(10)8,2 \times 10^{14}}} F_\lambda$$

En posant $a = 10^{\frac{-2,5C_{ext}M_{dust}}{\ln(10)8,2 \times 10^{14}}}$, on trouve alors :

$$F_{obs,\lambda} = \frac{a-1}{\ln(a)} F_\lambda$$

$$\Leftrightarrow F_\lambda = \frac{\ln(a_\lambda)}{a_\lambda - 1} F_{obs,\lambda}$$

Les résultats de correction des flux pour les différents modèles sont repris à la Figure 2.25 (le filtre r est pris comme exemple).

Il a aussi été envisagé de prendre des modèles en couches avec des couches d'étoiles entourées de couches de poussières (voir Figure 2.24). Après quelques essais, nous avons remarqué que :

- la limite pour une infinité de couches était la même que pour les précédents modèles, ce qui semble logique vu que tout est complètement mélangé dans les deux cas.
- tous ces nouveaux modèles avaient, après corrections, des flux se situant entre ceux obtenus par le modèle de base et ceux obtenus par le modèle en infinité de couches.

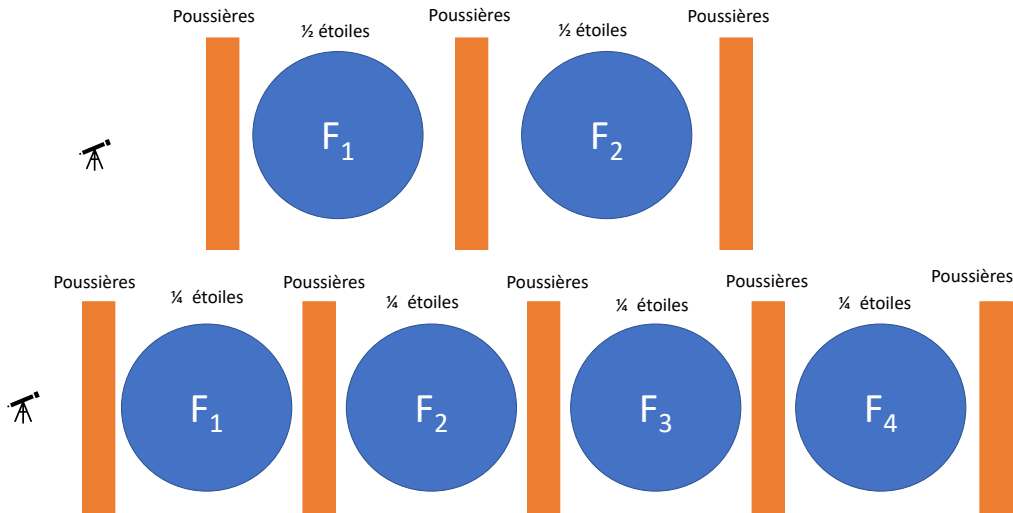


Figure 2.24 – Autres modèles en couches.

Rappelons que ce qui avait motivé la création de ces modèles était le fait que positionner la couche de poussières devant la couche d'étoiles (modèle de base), en plus de ne pas être physiquement correct, rendait le flux absorbé plus grand que le flux émis par les poussières, ce qui semblait illogique si l'on suppose que les poussières sont grossièrement à l'équilibre thermique. Qu'en est-il de la comparaison flux éteint - flux émis par les poussières dans ces modèles en couches ? Malheureusement, ces modèles ne sont pas plus convaincants que le modèle de base. Par exemple pour le modèle à nombre de couches infini, pour la distance de 40 arcsec, le flux absorbé (calculé avec les coefficients de sections efficaces d'absorption donnés par Draine [21]) est presque

égal au flux émis dans l'infrarouge mais pour une distance de 170 arcsec, le flux absorbé est 20x inférieur à celui émis. Donc globalement même si un modèle donnait l'illusion de fonctionner pour certaines distances, ce n'était pas toujours le cas pour les autres. Une possibilité aurait été de choisir le modèle pour lequel le flux éteint se rapproche le plus possible du flux émis dans l'infrarouge lointain en changeant fastidieusement de modèle en fonction de la distance. Cependant, le but premier étant de corriger de l'absorption par les poussières et pas de faire une étude exhaustive de la répartition radiale et verticale des poussières, nous avons préféré écarter cette technique de détermination de la correction de l'absorption par les poussières pour utiliser une autre méthode explicitée à la section suivante.

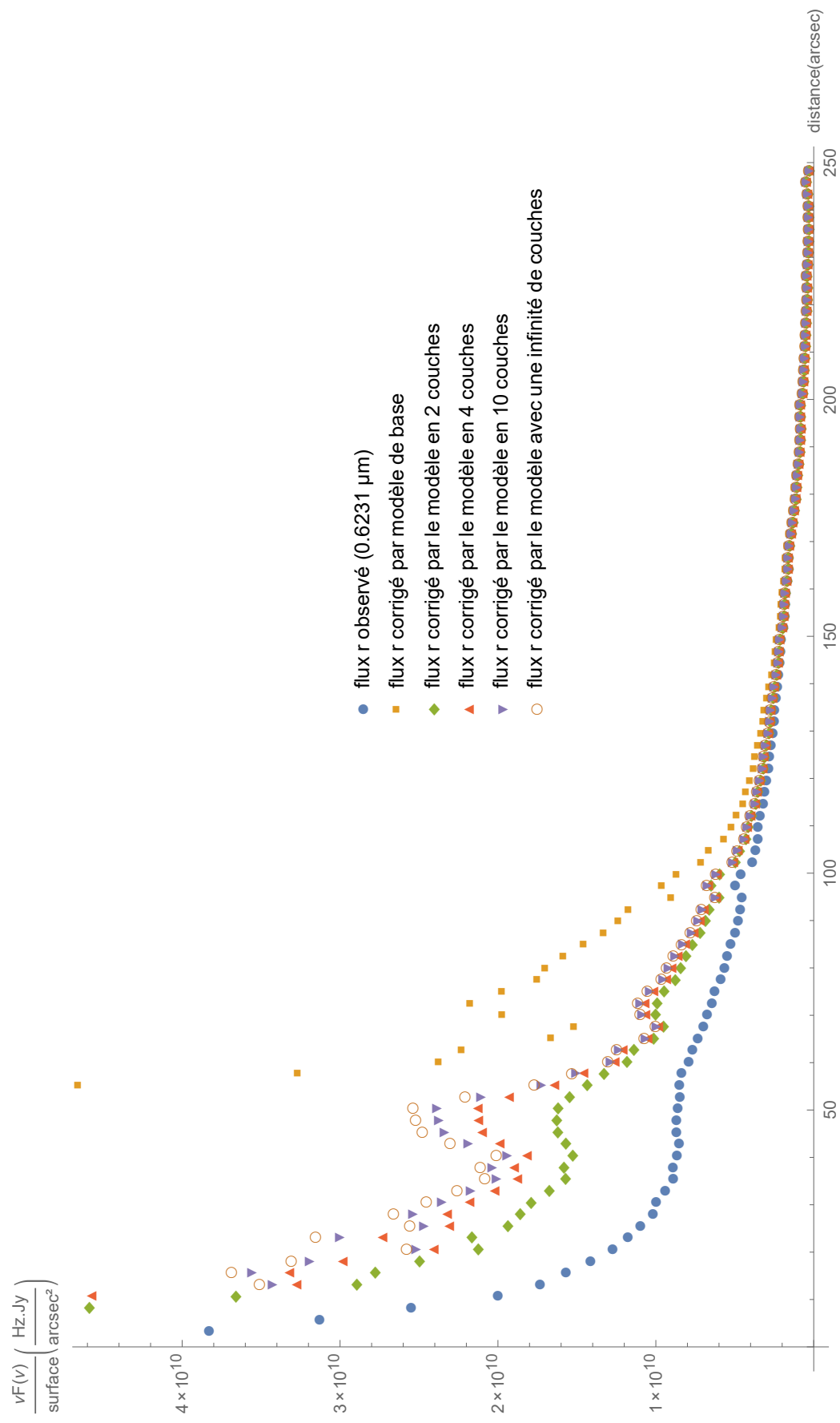


Figure 2.25 – Correction du flux pour différents modèles pour le filtre r.

2.4.2 Par la modélisation de l'émission dans l'infrarouge lointain

Le problème rencontré avec la méthode précédente était qu'il fallait décider (plus ou moins arbitrairement) comment répartir les poussières et les étoiles pour espérer avoir finalement un résultat logique physiquement et en adéquation avec la comparaison entre le flux éteint (dans l'UV et le visible) et le flux émis par les poussières. Pour cette nouvelle méthode, nous n'utilisons pas la masse de poussières précédemment calculée. Nous utilisons uniquement l'émission dans l'infrarouge lointain sur laquelle on ajuste une courbe de corps noir afin de modéliser le flux émis par les poussières (voir Figure 2.26). La loi à ajuster s'écrit :

$$F_\lambda = A \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1}$$

avec h la constante de Planck ($6,626\,070 \times 10^{-34}$ Js), k la constante de Boltzmann ($1,380\,648 \times 10^{-23}$ J/K), c la vitesse de la lumière ($299\,792\,458$ m/s), λ la longueur d'onde, T la température du corps noir à ajuster et A un facteur d'échelle à ajuster également. La température ajustée se situait pour toutes les distances autour de 30 K.

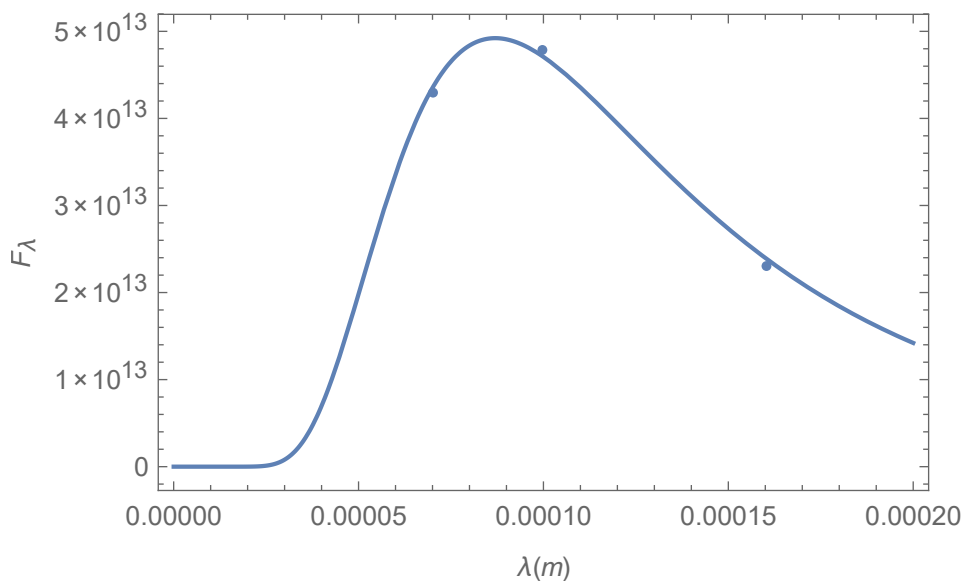


Figure 2.26 – F_λ en fonction de la longueur d'onde en mètres avec ajustement de corps noir.

Nous cherchons ensuite un coefficient α tel que l'intégrale de la différence entre le flux corrigé et le flux observé corresponde au flux émis dans l'infra-

rouge lointain. Dans cette optique, le coefficient α est défini pour que

$$F_\lambda = F_\lambda^0 * 10^{-C_{ext}(\lambda)\alpha}.$$

Nous prendrons les mêmes coefficients $C_{ext}(\lambda)$ que ceux utilisés précédemment.

Exprimé mathématiquement, nous cherchons le coefficient α tel que :

$$\begin{aligned} \int F_{IR,émis} d\lambda &= \int F_\lambda^0 d\lambda - \int F_\lambda d\lambda \\ \Leftrightarrow \int F_{IR,émis} d\lambda &= \int (10^{C_{ext}(\lambda)\alpha} - 1) F_\lambda d\lambda \end{aligned}$$

Une fois ce coefficient trouvé pour chaque distance, les flux dans les différentes bandes spectrales peuvent être corrigés.

2.4.3 Correction de l'absorption par les poussières de notre galaxie

La dernière correction à apporter est celle de l'absorption par les poussières de notre galaxie, la Voie Lactée. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître la quantité de poussière présente dans notre galaxie quand on regarde en direction de la galaxie NGC3198. La base de données IRAS (*NASA/ IPAC Infrared Science Archive*) reprend les extinctions (en magnitude) par les poussières galactiques dans différentes bandes spectrales pour une direction donnée. Les A_λ de IRAS sont donnés pour les bandes SDSS entre autres, en utilisant la méthode de calcul développée par Schlafly & Finkbeiner [27]. Avec ces coefficients A_λ pour les bandes SDSS, il est possible de trouver les A_λ pour les autres bandes spectrales en utilisant les coefficients d'extinction (Table 2.4).

Les flux corrigés de l'absorption par les poussières de NGC3198 (par la modélisation de l'émission dans l'infrarouge lointain) et par celles de notre galaxie sont représentés à la Figure 2.27.

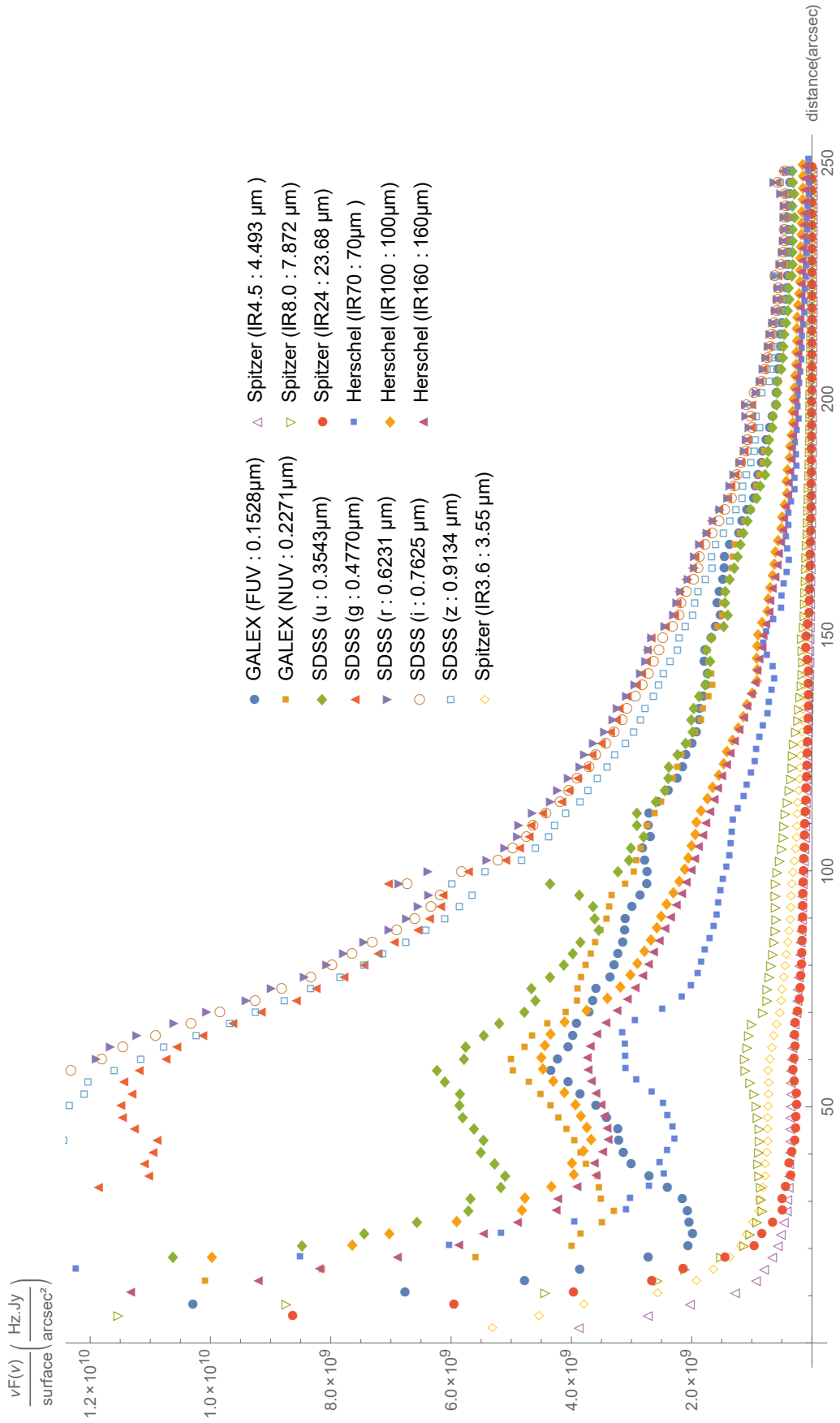


Figure 2.27 – Luminosité en fonction de la distance au centre de la galaxie après correction de l’extinction par les poussières de NGC3198 et de notre galaxie.

Chapitre 3

Profil de masse

Afin d'obtenir un profil de masse à l'aide des luminosités précédemment calculées, des populations stellaires synthétisées par Maraston [23] sont ajustées sur les profils de luminosité.

3.1 Ajustement de populations stellaires sur les flux

Maraston a calculé des spectres de populations d'étoiles selon différents critères : âge, fonction de masse initiale (Kroupa ou Salpeter), morphologie de la branche horizontale (*red / intermediate* ou *blue*) et métallicité [23]. La fonction de masse initiale de Kroupa a été choisie car elle ne diffère sensiblement de celle, plus ancienne, de Salpeter que par une correction pour les petites masses ($M < 0,5M_{Sun}$), ce qui posait justement problème dans la fonction de masse initiale de ce dernier. Pour rappel, la fonction de masse initiale (abrégée en FMI) d'une population d'étoiles est une fonction de densité de probabilité qui décrit les quantités relatives d'étoiles de différentes masses qui constituent la population au moment de sa formation [24]. La FMI de Salpeter consiste en une loi de puissance (type $a * m^{-\alpha}$ avec m la masse) et celle de Kroupa consiste en plusieurs segments (pour différentes catégories de masses) de lois de puissance [24] [19]. La morphologie *red/intermediate* de la branche horizontale pour la population a été choisie. Les deux morphologies (*red / intermediate* ou *blue*) ne donnant pas des spectres très différents, l'autre choix aurait également pu être opéré. Il reste donc à ajuster des populations de différents âges et différentes métallicités sur les spectres obtenus à la section précédente pour chaque distance au centre de la galaxie.

Pour ce faire, nous avons calculé le flux de chacun des spectres de Maraston à travers les filtres nécessaires (à savoir, les filtres FUV et NUV de

Galex, les filtres u,g,r,i,z du SDSS et les filtres IR3.6, IR4.5 de Spitzer)¹. Les courbes de transmission des filtres sont toutes présentes dans la base de données *SVO Filter Profile Service*. À l'aide de la librairie python *synphot* [12], les spectres sont intégrés dans les différents filtres. Il est à noter que les spectres de Maraston [23] sont intégrés à la surface de l'étoile, il faut donc apporter un facteur correctif dû à la distance qui nous sépare de NGC3198 (14,5 Mpc [18]) pour pouvoir les comparer aux flux obtenus par photométrie.

Afin de ne pas choisir arbitrairement une métallicité ou de multiplier le nombre de paramètres lors de l'ajustement, nous avons utilisé le travail réalisé par Mollà & Ferrini qui ont étudié l'évolution temporelle de la distribution radiale des abondances chimiques dans les galaxies spirales [25]. Mollà & Ferrini ont, entre autres, calculé l'évolution de la métallicité pour trois distances galacto-centriques pour NGC3198 (voir Figure 3.1). Pour les régions internes de la galaxie (de 0 à 3 kpc), nous avons utilisé les métallicités obtenues par Mollà & Ferrini pour la distance galacto-centrique de 3 kpc. Pour les régions externes (au delà de 11 kpc), nous avons utilisé celles de la distance au centre de 11 kpc. Pour les régions intermédiaires, nous avons interpolé linéairement entre les trois courbes de métallicité données par Mollà & Ferrini pour les distances de 3, 5 et 11 kpc. Ainsi, une relation âge-métallicité est obtenue pour chaque anneau de la galaxie.

Pour ajuster les flux de Maraston à travers les différents filtres, avec les métallicités de Mollà & Ferrini pour chaque distance, plusieurs voies ont été explorées. La première consiste à élaborer des groupes d'étoiles compris dans un intervalle d'âge et à ajuster la proportion de chaque groupe pour reproduire au mieux les flux observés dans les différentes bandes spectrales. En pratique, il s'agit d'ajuster les coefficients d'une combinaison linéaire des flux de populations stellaires de différents intervalles d'âge. Cette première méthode tendait à produire deux pics de formation stellaire, un ancien (âge ~ 13 Gyr) et un beaucoup plus récent. Guidés par ce résultat, et souhaitant implémenter une méthode avec une base physique plus solide, nous avons décidé de modéliser la formation stellaire à l'aide d'un ou plusieurs *bursts* à décroissance exponentielle avec comme paramètres ajustables le temps de décroissance, l'intensité du pic et le moment du *burst* (voir Figure 3.2). L'ajustement est réalisé par minimisation du χ^2 par la méthode de Levenberg-Marquardt [26].

Le modèle à un seul *burst* ne reproduit pas bien le flux observé. Un modèle à deux *bursts* a donc été implémenté. Il est à noter que pour la résolution de

1. Il n'est pas nécessaire de s'intéresser aux filtres de Herschel car l'émission dans ce domaine spectral est principalement originaire des poussières et pas des étoiles. En ce qui concerne les filtres IR8.0 et IR24 du télescope Spitzer, la lumière passant dans ces filtres est un amalgame difficilement discernable d'émission stellaire et d'émission par les poussières.

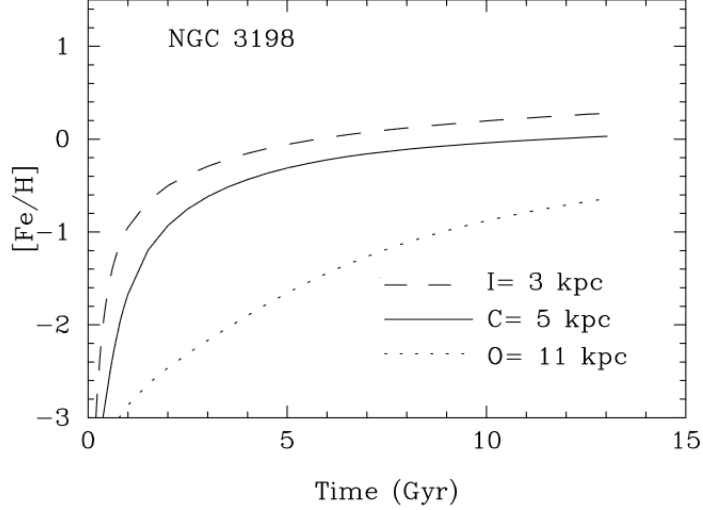


Figure 3.1 – Évolution temporelle de la métallicité pour trois régions galactocentriques de la galaxie NGC3198 déterminée par Mollà & Ferrini [25].

ce problème numériquement, nous avons utilisé la fonction

$$f(t) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right)}$$

pour moduler l'exponentielle décroissante afin d'éviter une discontinuité non-physique en t_0 (le moment du *burst*). En effet, la fonction $f(t)$ ci-dessus, représentée à la Figure 3.3, est une fonction en forme de marche d'escalier dont la croissance est déterminée par le facteur τ : plus τ est proche de zéro, plus la croissance se rapproche d'une discontinuité. La fonction à ajuster est donc

$$y(t, I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2) = I_1 \frac{\exp\left(-\frac{t-t_{0,1}}{\tau_1}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{t-t_{0,1}}{\tau}\right)} + I_2 \frac{\exp\left(-\frac{t-t_{0,2}}{\tau_2}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{t-t_{0,2}}{\tau}\right)}$$

avec $I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2$, les intensités, moments et taux de décroissance des deux *bursts* à ajuster. τ est fixé à 0,1 Gyr pour éviter les discontinuités près de $t_{0,1}$ et $t_{0,2}$. L'ajustement est fait de telle sorte que, idéalement,

$$\text{flux}_{\text{obs, filtre}} = \int y(t, I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2) * \text{flux}_{\text{Maraston, filtre}}(t) dt \quad \forall \text{filtre.}$$

En pratique, on réalise un ajustement par moindres carrés pour minimiser les écarts entre flux observé et flux calculé dans chaque filtre. Explicitement,

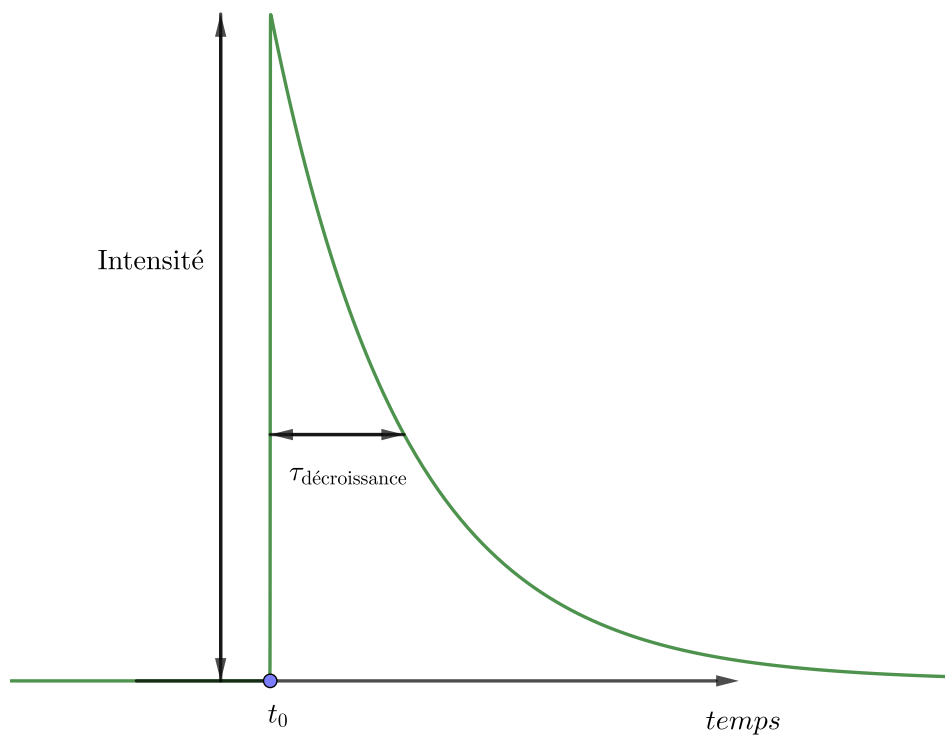


Figure 3.2 – Décroissance exponentielle avec différents paramètres : l'intensité, le taux de décroissance et le moment du début du *burst*, t_0 .

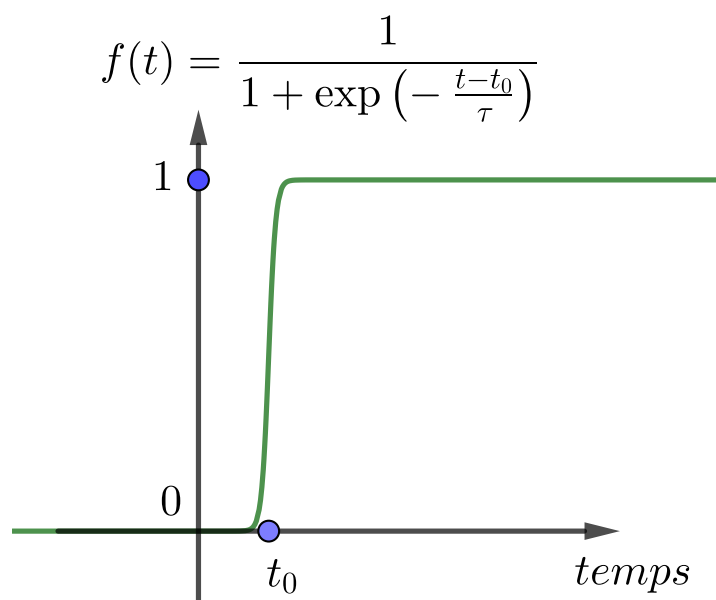


Figure 3.3 – Fonction $f(t)$ pour $\tau = 0,01$

la fonction $y(t, I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2)$ agit comme un facteur représentant la quantité d'étoiles présentes dans une population d'un âge t et cette fonction multiplie le flux qu'une population d'un tel âge émet à l'instant présent. L'intégrale représente le fait qu'il faut sommer les flux émis par toutes les populations de tous les âges pour modéliser le flux actuellement observé.

Le résultat de l'ajustement pour la distance de 75 arcsec se trouve à la Figure 3.4. La fonction $y(t, I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2)$ correspondante est représentée à la Figure 3.5.

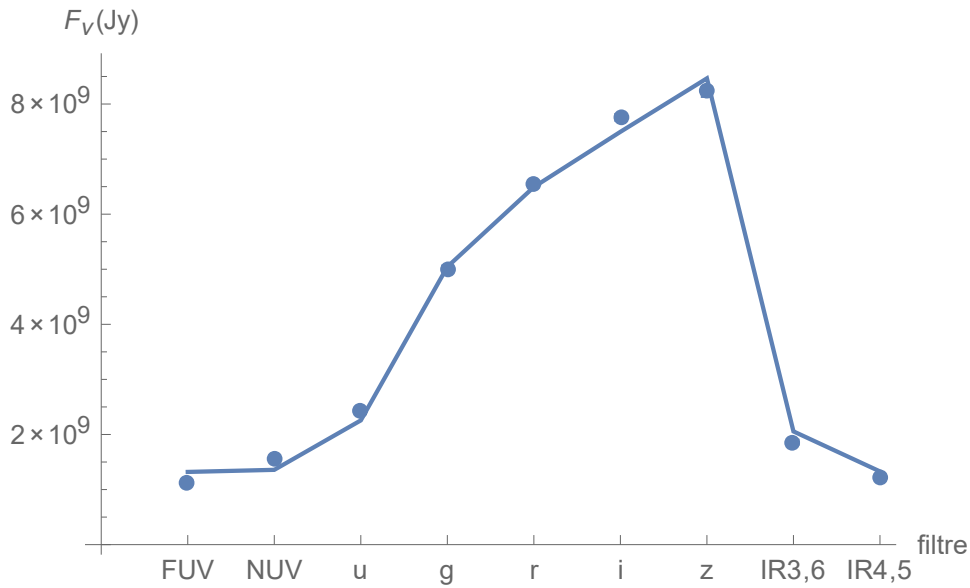


Figure 3.4 – Résultat d'ajustement de la somme des flux théoriques de Maraston [23] des étoiles de tous les âges dont les populations sont régies par la présence de deux *bursts* (trait continu) sur les flux observés (points) pour la distance de 75 arcsec. Pour cette distance, les barres d'erreur sur les flux étant plus petites que la taille des points, celles-ci ne sont pas visibles sur le graphique.

L'évolution des différents paramètres ajustés pour chaque distance galactique est illustrée à la Figure 3.6.

On remarque que l'intensité du premier *burst*, I_1 , suit assez bien les profils de luminosité. Par contre, les étoiles jeunes, créées lors du *burst* représenté par I_2 , ne sont que peu présentes au centre de la galaxie comme on pouvait s'y attendre [4].

Les barres d'erreur sur ces paramètres ajustés ont été déterminées à l'aide de la "méthode des ellipses". En effet, les erreurs n'étant pas toujours distribuées selon une loi normale vu la présence de bras spiraux, la matrice de variance-covariance ne peut pas être utilisée pour déterminer les barres d'erreurs sur les paramètres ajustés. Nous avons donc déterminé ces dernières à

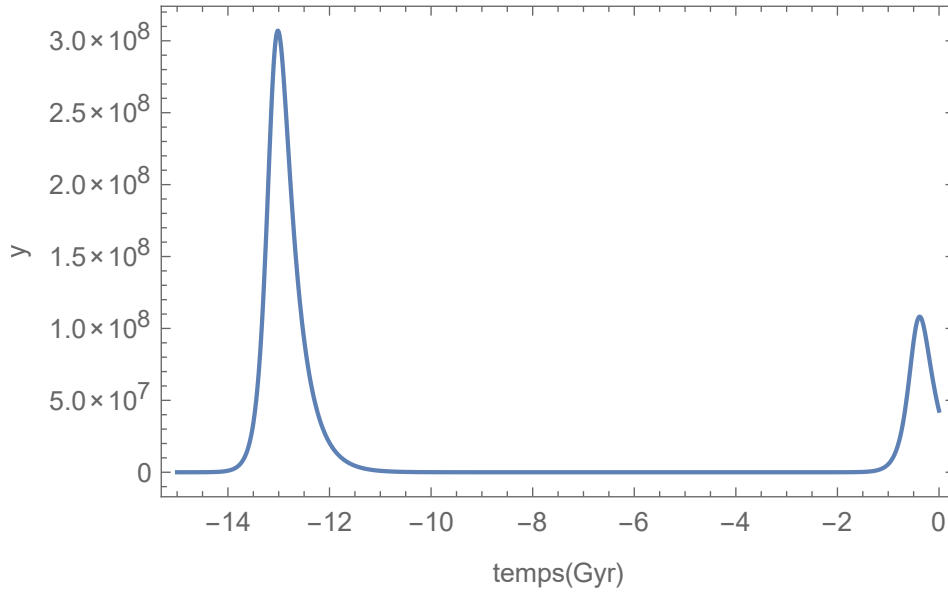


Figure 3.5 – Fonction $y(t, I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2)$ avec les paramètres $I_1 = 5,66 \times 10^8$, $t_{0,1} = 13,1$ Gyr, $\tau_1 = 0,14$ Gyr, $I_2 = 2,07 \times 10^8$, $t_{0,2} = 0,44$ Gyr et $\tau_2 = 0,16$ Gyr résultant de l’ajustement pour la distance 75 arcsec.

l’aide de l’ellipse en 6 dimensions de $\Delta\chi^2 = 1$ comme préconisé dans *Numerical Recipes* [26].

On constate que la formation d’étoiles dans NGC3198 est assez bien modélisée par deux *bursts* de courte durée ($\tau_1 \sim 0,2$ Gyr et $\tau_2 \sim 0,15$ Gyr), le premier se produisant il y a environ 13,1 Gyr et le second très récemment ($\sim 0,4$ Gyr). Le premier *burst* produit la quasi totalité des étoiles du bulbe (près du centre) tandis que le second fournit une fraction significative des étoiles dans les zones extérieures.

3.2 Calcul de la masse stellaire

Maraston a calculé les masses correspondant à ces différentes populations [23]. En utilisant les paramètres précédemment ajustés, nous avons reproduit les masses associées aux populations stellaires dans chaque anneau (voir Figures 3.7 et 3.8). La masse stellaire totale pour tous les anneaux est de $1,18 \times 10^{10} M_\odot$.

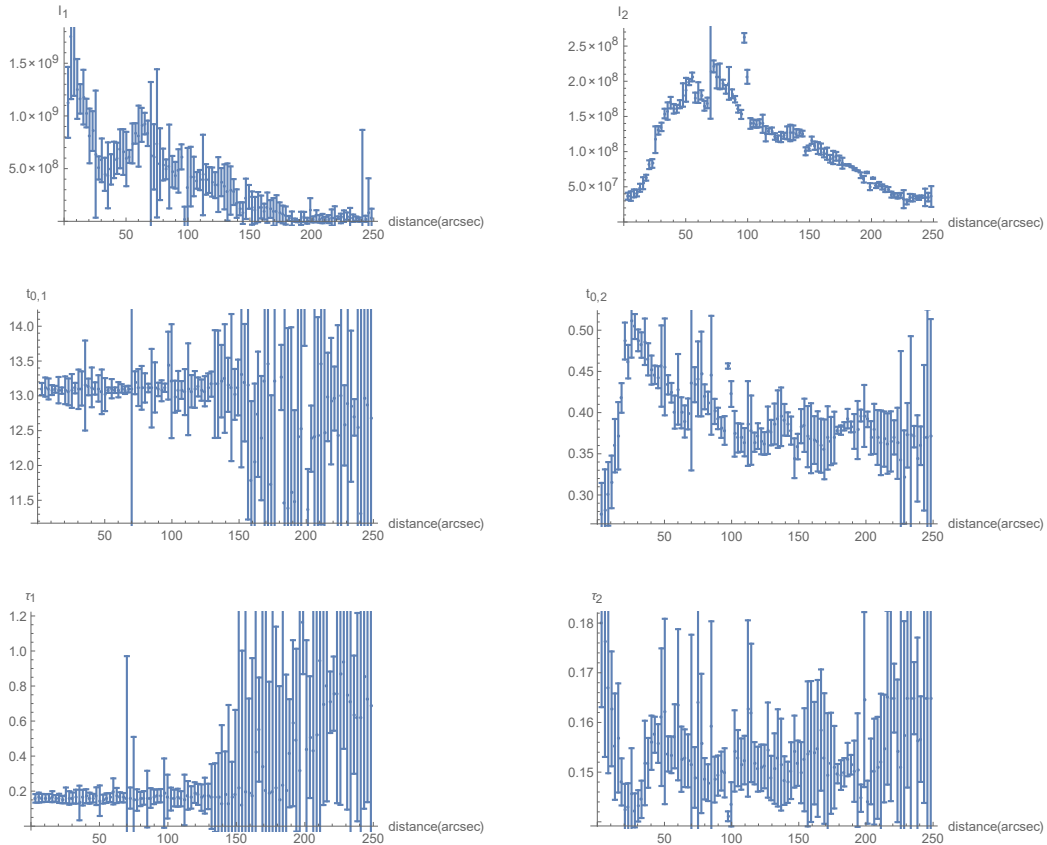


Figure 3.6 – Évolution des différents paramètres ($I_1, t_{0,1}, \tau_1, I_2, t_{0,2}, \tau_2$) caractérisant les deux *bursts* du modèle d'ajustement de populations stellaires en fonction de la distance galactocentrique.

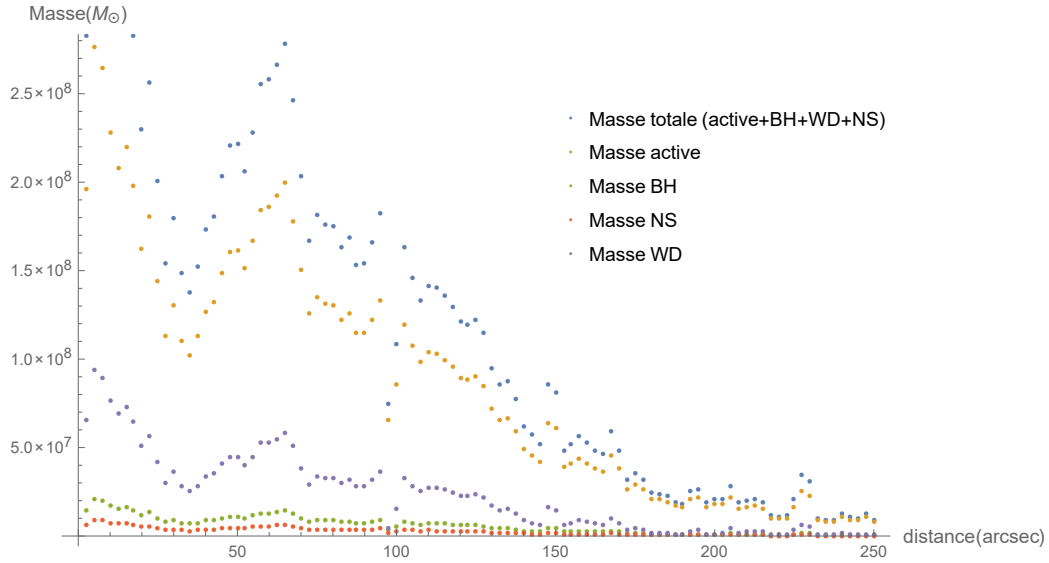


Figure 3.7 – Masse d'étoiles dans les différents anneaux. Les étoiles peuvent être réparties en différentes catégories : celles encore actives, celles qui ont évolué pour devenir un trou noir (BH), celles qui sont devenues des étoiles à neutrons (NS) et celles devenues des naines blanches (WD). Maraston a fait la différence entre ces catégories lors de sa modélisation de populations stellaires [23]. Pour plus de lisibilité, les barres d'erreur ne sont pas affichées et celles de la masse totale sont présentées à la Figure 3.8.

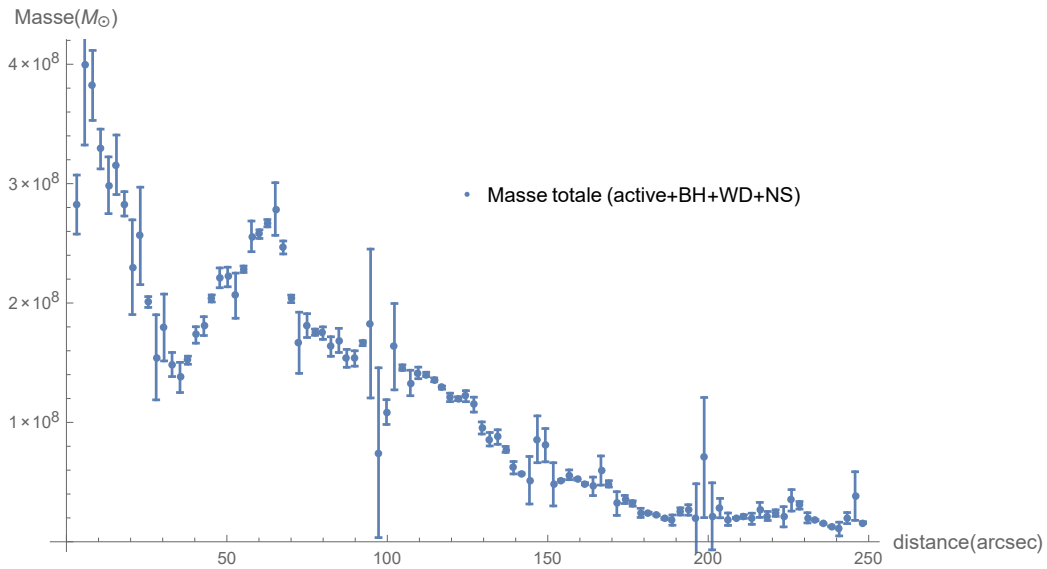


Figure 3.8 – Masse stellaire totale dans les différents anneaux avec barres d'erreur. Pour information, les valeurs de ces masses se trouvent en annexe à la Table A.1.

3.3 Calcul de la masse de gaz

La raie à 21 cm est produite par des nuages d'hydrogène atomique neutre. Cette raie observable dans le domaine radio permet le calcul de la densité d'hydrogène atomique neutre dans la galaxie NGC3198.

Gentile *et al.* se sont penchés sur la distribution de gaz dans la galaxie NGC3198 [16]. Dans leur travail, ils ont modélisé la densité surfacique de HI (voir Figure 3.9).

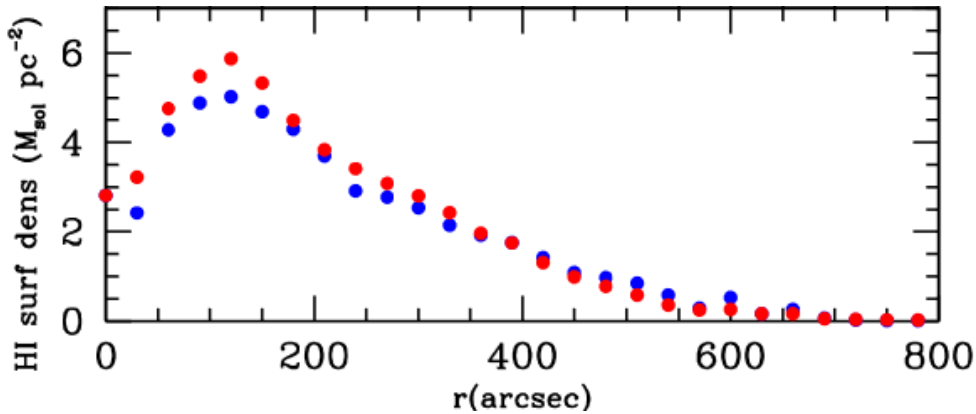


Figure 3.9 – Densité surfacique de HI dans la galaxie NGC3198 par Gentile *et al.* [16]. Les couleurs représentent les deux côtés (bleu pour le côté nord et rouge pour le côté sud) de la galaxie qui est légèrement asymétrique.

En moyennant sur les deux côtés de la galaxie, en interpolant linéairement et en multipliant par la surface des anneaux, nous avons obtenu le profil de masse de HI. La masse totale de HI pour la galaxie NGC3198 est de $1,08 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Il est à noter que le gaz n'est pas composé uniquement d'hydrogène neutre. Il peut également contenir de l'hélium, de l'hydrogène moléculaire, de l'hydrogène ionisé et d'autres molécules ou atomes plus lourds. Nous prendrons en compte la quantité d'hélium en supposant des abondances cosmologiques. Cette hypothèse simplificatrice sous-estime la quantité d'hélium dans la partie stellaire de la galaxie car les étoiles produisent de l'hélium supplémentaire.

Izotou *et al.* ont déterminé la fraction en masse d'hélium primordial : $Y_p = 0,2551 \pm 0,0022$ [17]. Ainsi, il est possible de déterminer la masse

d'hélium et, par extension, celle de gaz en prenant en compte ses composantes d'hydrogène neutre et d'hélium (voir Figure 3.10).

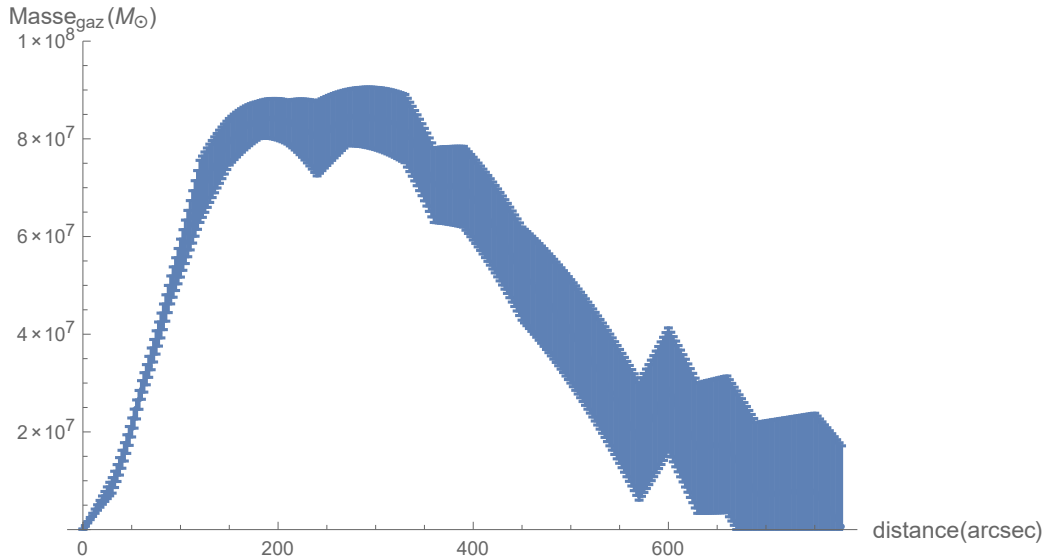


Figure 3.10 – Profil de masse de gaz composé d'hydrogène neutre et d'hélium dans les différents anneaux. Pour information, ces valeurs de masses se trouvent en annexe à la Table A.2.

3.4 Masse de poussières

Pour rappel, la masse de poussières a été calculée précédemment à la section 2.4.1. Le profil de masse à cette section étant exprimé en g/arcsec^2 , il peut être transformé en multipliant par la surface des anneaux et en exprimant la masse en masses solaires [4] (voir Figure 3.11).

Il est à noter que la masse de poussières est négligeable par rapport à celle du gaz ou celle des étoiles.

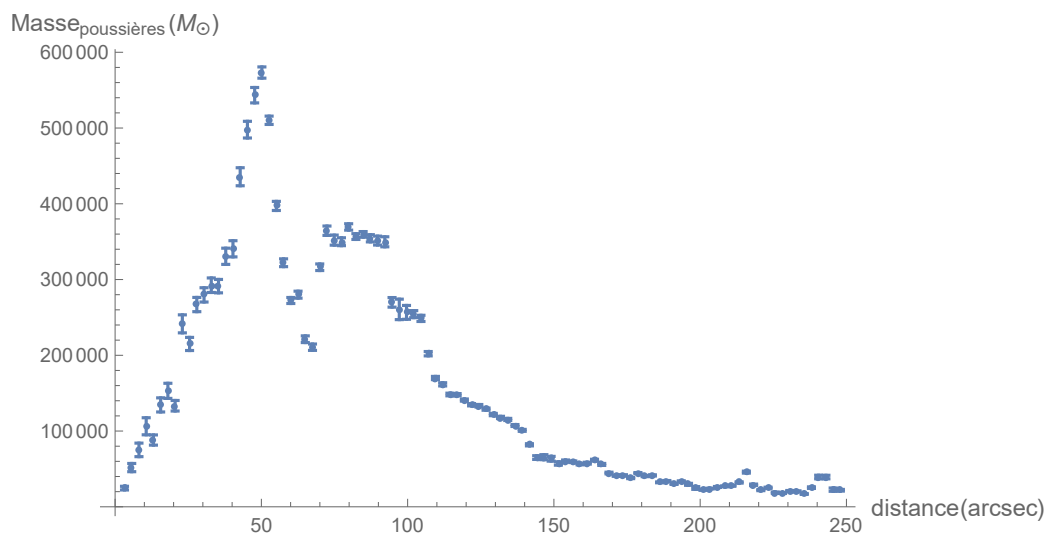


Figure 3.11 – Profil de masse de poussières dans les différents anneaux.

Chapitre 4

Courbe de rotation

Des courbes de rotations d'un grand nombre de galaxies sont disponibles dans la base de données SPARC (*Spitzer Photometry & Accurate Rotation Curve*) [20]. Les courbes de rotation ont été déterminées à l'aide de la raie à 21 cm de HI et de la raie H α dans le visible [20]. Dans cette base de données, la distance au centre de la galaxie est exprimée en kpc. Afin de permettre une comparaison avec les profils de luminosité et de masse calculés précédemment, il est utile de transformer ces distances en arcsec. Dans cette optique, il est important de noter que l'équipe de SPARC a utilisé une distance télescope-NGC3198 de 13,8 Mpc [20]. Le facteur de conversion est donc différent de celui utilisé précédemment : avec la distance de 13,8 Mpc, 1 kpc correspond à 14,95 arcsec alors qu'avec la distance de 14,5 Mpc, le facteur de conversion est 14,23. La courbe de rotation de NGC3198 est illustrée à la Figure 4.1.

4.1 Détermination de la courbe de rotation à partir des masses

Dans le chapitre précédent, les masses du gaz, des étoiles et des poussières ont été déterminées. La masse de poussières étant négligeable, nous n'en tiendrons pas compte pour la suite. Il est possible, à partir du profil de masse, de reproduire la courbe de rotation correspondante moyennant la supposition d'une distribution de masse (sphérique ou en forme de disque par exemple).

Pour le cas sphérique [28] [5], nous avons :

$$V(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}} \quad (4.1)$$

avec $M(R)$ la masse à l'intérieur de l'orbite de rayon R , $V(R)$ la vitesse de rotation et G la constante gravitationnelle.

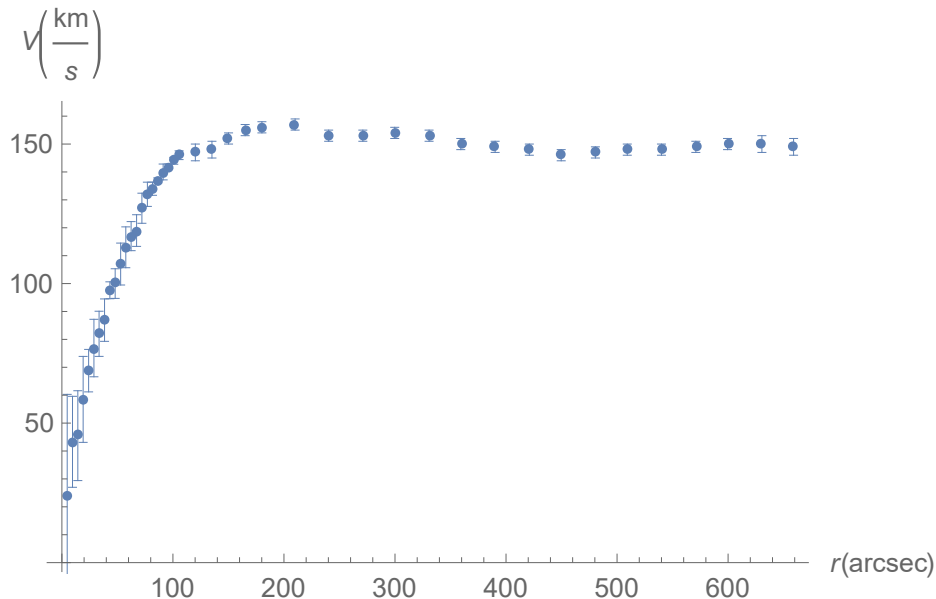


Figure 4.1 – Courbe de rotation de NGC3198 tracée à partir des données de SPARC [20] en exprimant les distances en arcsec.

Dans le cas du disque, il serait imprécis de ne compter que sur la masse à l'intérieur de l'orbite. En effet, quand la symétrie sphérique est brisée, la masse à l'intérieur de l'orbite ne peut plus être réduite à un point massique au centre et les masses extérieures à l'orbite n'ont plus une contribution globalement nulle. Dans ce cas, nous avons développé un algorithme numérique calculant l'accélération radiale résultant de l'interaction gravitationnelle avec toutes les parties de la galaxie supposée circulaire. En égalant cette accélération à celle de la "force centripète", nous pouvons obtenir les vitesses de rotation d'une distribution de masse en forme de disque.

Dans les galaxies spirales, le bulbe galactique est supposé avoir une distribution sphérique ou elliptique dont la densité de masse surfacique est souvent considérée comme suivant une loi de de Vaucouleurs [28]. La densité de masse surfacique est un concept parfois contre-intuitif dans le cadre d'une symétrie sphérique. En effet, il s'agit de la projection d'une masse à distribution sphérique dans un plan (voir Figure 4.2). En traçant le logarithme de la densité de masse surfacique des étoiles, nous avons remarqué une décroissance typique d'un bulbe vers le centre de la galaxie (voir Figure 4.3). Nous avons donc ajusté une droite afin de représenter le bulbe, à distribution sphérique, et ainsi séparer ce dernier du disque d'étoiles (voir Figure 4.4). De plus, nous supposons que le gaz est réparti dans un disque. La Figure 4.5 présente les vitesses associées à ces différentes composantes galactiques.

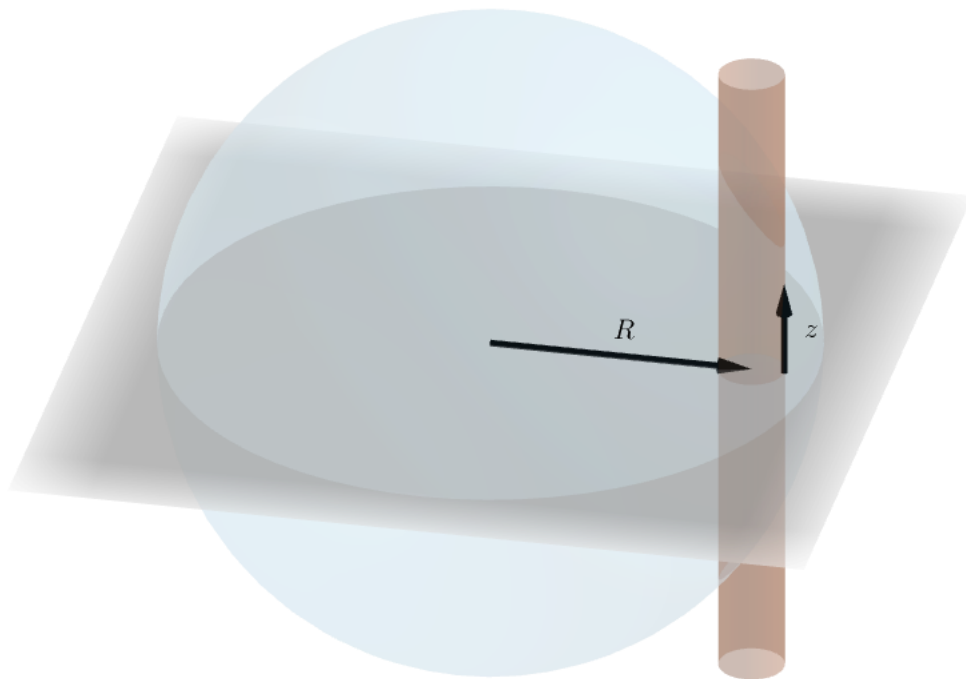


Figure 4.2 – En symétrie sphérique, la densité de masse surfacique pour une distance R est l'intégrale de la masse volumique dans une colonne se trouvant à une distance R du centre la galaxie et perpendiculaire au plan de celle-ci.

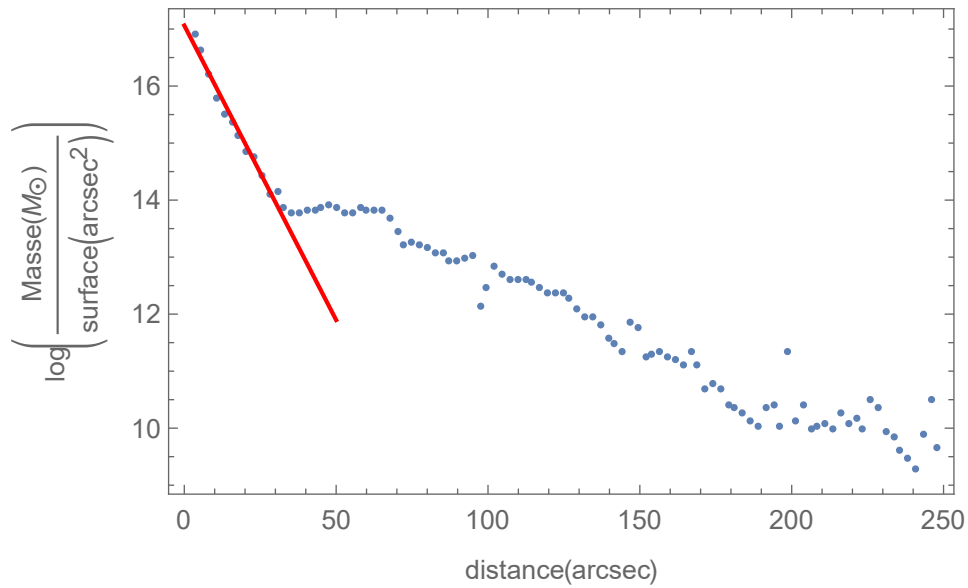


Figure 4.3 – Logarithme de la densité de masse surfacique des étoiles précédemment déterminée par ajustement de populations stellaires (points bleus) et ajustement d’une droite sur la composante ”bulbaire” de la masse vers le centre de la galaxie (droite rouge)

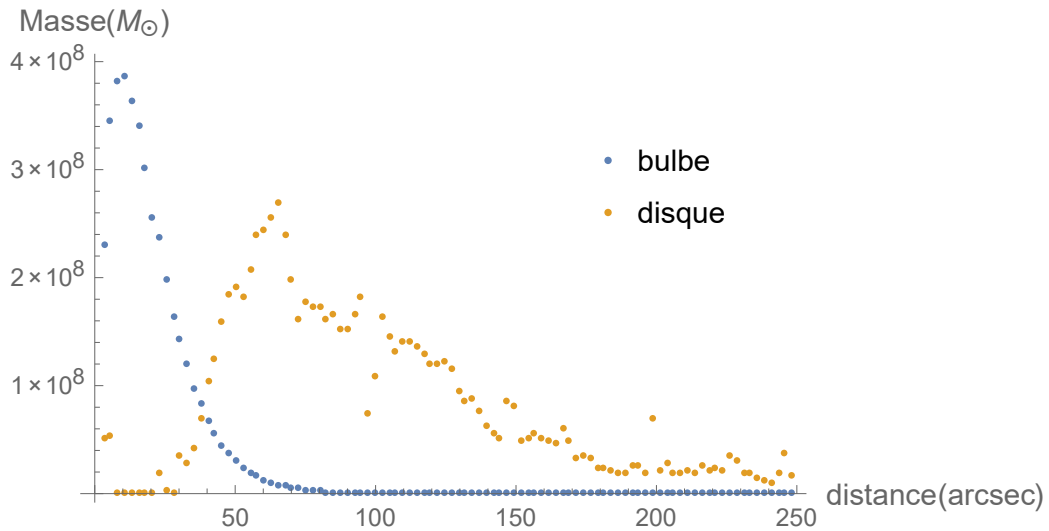


Figure 4.4 – Profil de masse des étoiles en séparant la composante sphérique du bulbe de celle du disque. Pour information, les valeurs des masses de ces deux composantes se trouvent en annexe à la Table A.1.

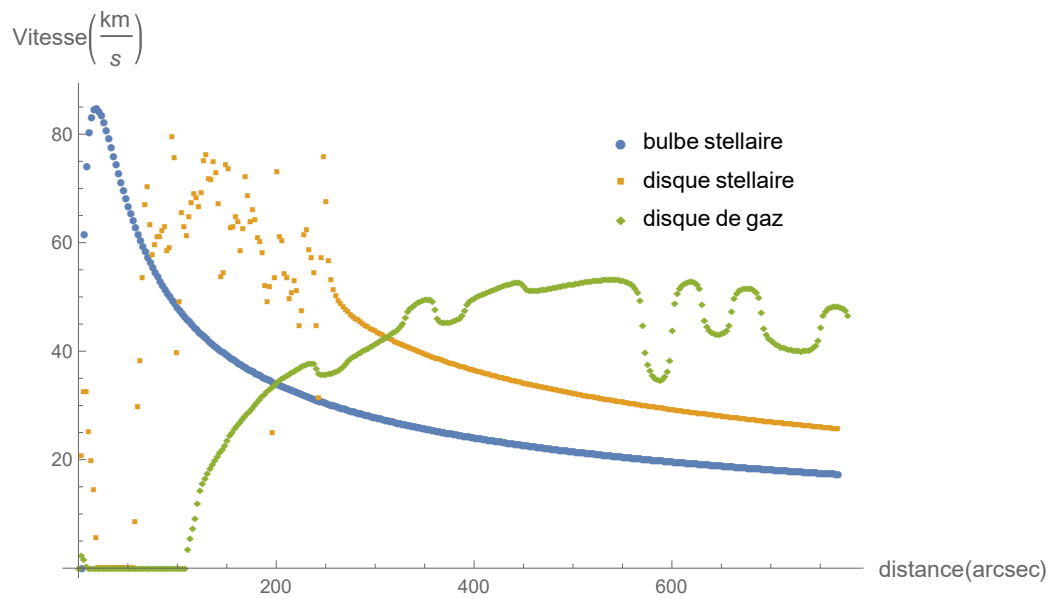


Figure 4.5 – Profils de vitesses venant des contributions des différents composants (bulbe stellaire, disque stellaire et disque de gaz). Le bulbe étant supposé à symétrie sphérique, le profil de vitesse associé à celui-ci a été déterminé par l'Équation 4.1. Le disque ne possédant pas cette symétrie, les vitesses correspondantes ont été calculées à partir de l'accélération radiale dans le cadre d'une répartition de masse circulaire dans un disque sans épaisseur. Il est à noter que cette dernière méthode a pour inconvénient d'engendrer des fluctuations (dues aux fluctuations de densité mesurées) qui pourront être lissées par la suite.

Finalement, le profil de vitesse résultant est obtenu en sommant les accélérations dues aux différents composants [28]. Ce profil peut être lissé et comparé à celui observé [20] (voir Figure 4.6).

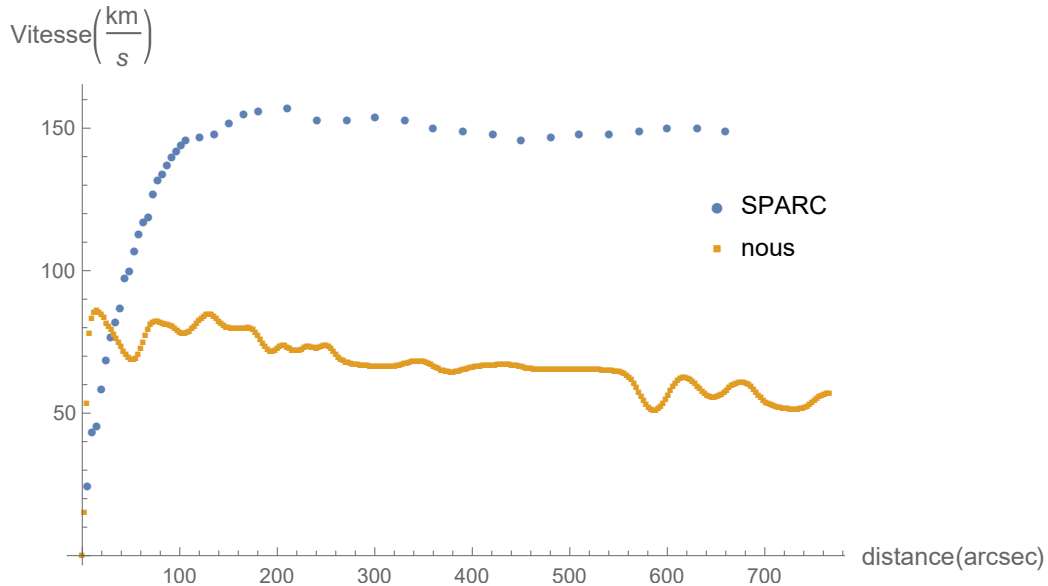


Figure 4.6 – Courbe de rotation observée [20] et calculée par la méthode explicitée dans le texte.

4.2 Comparaison entre notre courbe de rotation et celle observée

Plusieurs caractéristiques des deux courbes de rotation sont observées. Tout d’abord, les ordres de grandeurs sont différents : notre courbe est deux fois plus basse que celle observée (SPARC) [20]. Ensuite, contrairement à beaucoup de courbes de rotation calculées, la nôtre décroît très peu dans les régions externes grâce à la présence de gaz neutre. Finalement, il est à noter que la courbe observée [20] ne possède pas de composante issue du bulbe, contrairement à celle que nous avons calculée à l’aide de l’ajustement de populations stellaires sur le flux. Ce dernier point peut être expliqué par le fait que, dans le centre de la galaxie (bulbe sphérique), les orbites des étoiles ne sont pas dans un plan et l’orientation de ces orbites est *a priori* aléatoire. Il est donc plus logique de ne pas prendre en compte la rotation des étoiles du bulbe dans la courbe de rotation. En ce qui concerne la différence

d'ordre de grandeur, plusieurs pistes peuvent être envisagées pour y fournir une explication. Nous exposerons trois d'entre-elles.

- Si la distance de la galaxie NGC3198 a été sous-estimée, plusieurs conséquences sont à noter. Tout d'abord, la comparaison entre les flux théoriques de Maraston [23], dilués pour une distance de 14,5 Mpc [18], et les flux observés devient erronée car les flux devraient être plus fortement dilués. Cela résulte en une sous-estimation de la masse stellaire. Dans le même ordre d'idées, le calcul de la masse d'hydrogène à partir de son émission est sous-estimée vu la surestimation du facteur de dilution. Finalement, la sous-estimation de la distance entraîne la sous-estimation des distances intragalactiques. Ce qui résulte globalement en une sous-estimation des vitesses de rotation calculées.
- Si un atténuateur de luminosité intergalactique (comme de la poussière grise [1] par exemple) diminue les flux des étoiles (dont les céphéides utilisées pour calculer la distance [18]), la distance de NGC3198 est surestimée. Dans ce cas, les calculs de masses ne sont pas influencés par ce type d'erreur. En effet, le facteur de dilution appliqué aux étoiles de Maraston est le bon puisqu'il est le même que celui trouvé par l'observation des céphéides (qui prend en compte, sans le savoir, l'atténuation due à la présence de matière intergalactique). Cependant, les distances intragalactiques, trouvées grâce aux angles en supposant une distance de NGC3198 donnée, sont surestimées. Cela induit donc une sous-estimation des vitesses de rotation.
- Si la distance de NGC3198 est correcte, la comparaison de la courbe de rotation obtenue par rapport à celle observée peut indiquer la présence d'une grande quantité de masse manquante, comme attendu dans les modèles actuels de galaxies supposant la présence d'un halo de matière sombre. Ce halo est souvent modélisé par une distribution de densité NFW (Navarro, Frenk et White) [5] :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}$$

avec ρ_0 et r_s des facteurs d'échelle de densité et de taille à ajuster. Dans ce modèle, la masse à l'intérieur d'une sphère de rayon r est donnée par [5] :

$$M(r) = m_0 \left(\ln \frac{r_s + r}{r_s} - \frac{r}{r_s + r} \right)$$

avec $m_0 = 4\pi\rho_0r_s^3$. Pour notre courbe de rotation, un halo avec les paramètres $m_0 = 2 \times 10^{11} M_\odot$ et $r_s = 10$ kpc permet un bon ajustement du profil de vitesses sur celui observé. La masse d'un tel halo

est représentée à la Figure 4.7. La courbe de rotation alors obtenue est présentée à la Figure 4.8 pour deux hypothèses quant à la prise en compte du bulbe. En effet, nous avons précédemment discuté du fait que la courbe calculée présentait une rotation du bulbe, contrairement à la courbe observée. Nous avons donc, dans un premier temps, gardé la rotation circulaire et parallèle au plan de la galaxie des étoiles du bulbe (trait orange à la Figure 4.8) pour comparer, dans un second temps, avec les vitesses de rotation globales si l'on pondère ces vitesses par un facteur de proportion de matière n'appartenant pas au bulbe pour chaque distance (trait vert sur cette même Figure). Cela revient à supposer que les objets utilisés pour la mesure de la courbe de rotation sont répartis entre le disque et le bulbe en fonction de leurs densités respectives et que seuls les objets du disque sont en rotation globale. Pour ce halo, la masse totale de matière sombre dans la sphère englobant la matière lumineuse et le gaz (rayon de 770 arcsec) est de $2,03 \times 10^{11} M_{\odot}$ et celle de matière "visible" est de $2,66 \times 10^{10} M_{\odot}$, ce qui donne un rapport $M_{\text{sombre}}/M_{\text{vis}} = 7,6$. Ce rapport est cohérent avec ceux calculés par Bottema & Pestaña qui varient entre 5 et 9 [6].

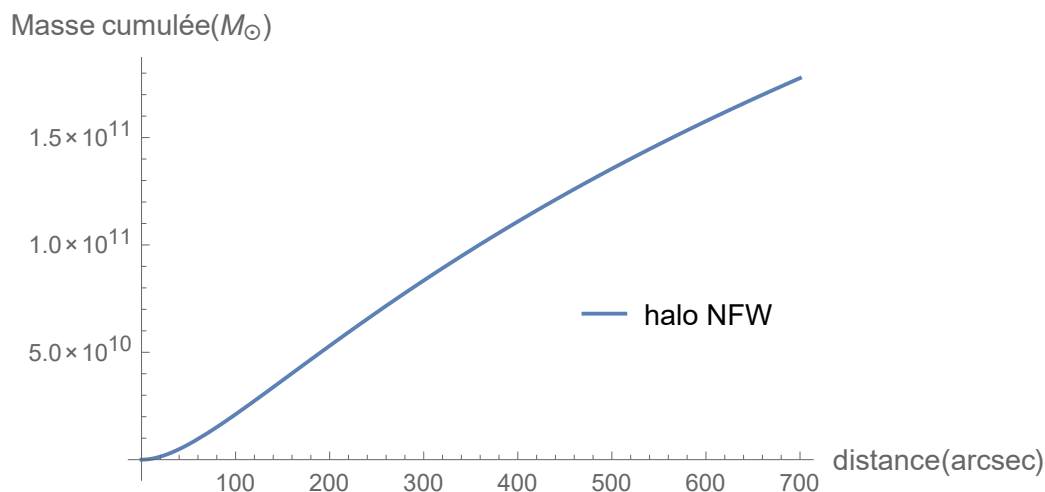


Figure 4.7 – Masse $M(r) = m_0 \left(\ln \frac{r_s + r}{r_s} - \frac{r}{r_s + r} \right)$ à l'intérieur d'une sphère de rayon égal à la distance galactocentrique pour un halo NFW avec les paramètres $m_0 = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ et $r_s = 10$ kpc.

En conclusion, on observe que la courbe de rotation issue des étoiles et du gaz est globalement deux fois plus basse que celle observée. Ce qui indique un problème de distance de NGC3198 et/ou la présence de matière sombre. D'autres hypothèses n'ont pas été explorées dans ce cadre mais peuvent

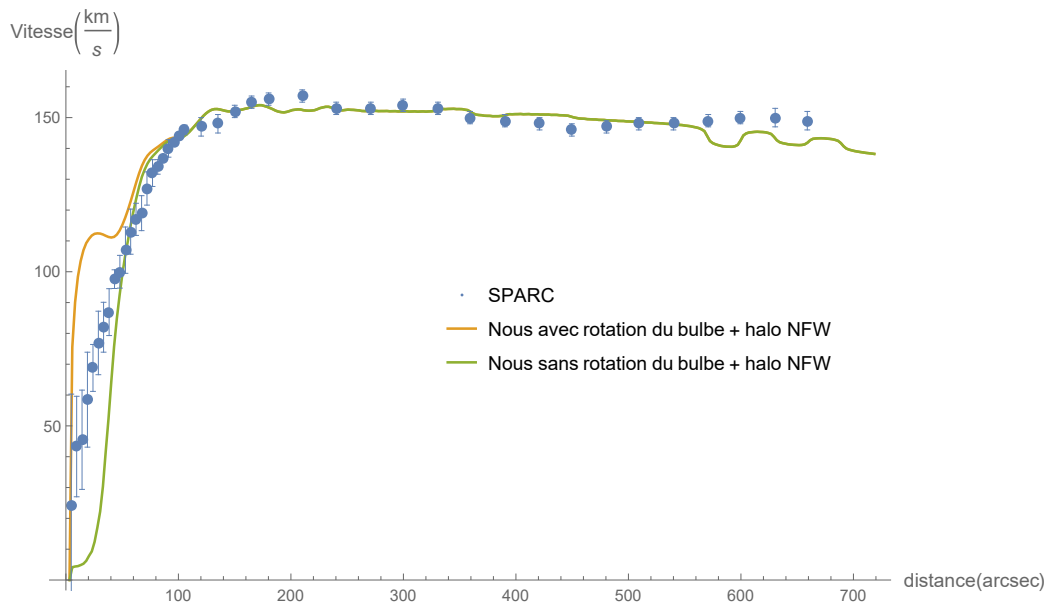


Figure 4.8 – Courbes de rotation observée (points bleus), calculée avec halo NFW et rotation des étoiles du bulbe (trait continu orange) et calculée avec halo NFW avec pondération des vitesses par rapport à la quantité de matière dans le disque (trait continu vert).

également expliquer cette courbe de rotation [5] [7]. Par exemple, la théorie de gravité modifiée MOND, qui postule une force de gravitation en $1/r$ à la place de $1/r^2$ pour les petites accélérations, permet de représenter les courbes de rotation à l'aide d'un seul paramètre [7]. Une autre théorie, avancée par Combes, est la présence d'hydrogène moléculaire H_2 dans les filaments cosmologiques et aux alentours des galaxies spirales [7]. L'hydrogène moléculaire est une molécule symétrique qui ne rayonne pas aux basses températures du milieu interstellaire [7], ce qui la rend peu détectable par les télescopes. Elle pourrait donc être présente dans la galaxie et ainsi rajouter de la masse et expliquer la courbe de rotation.

Chapitre 5

Conclusion

Le but de ce travail était de calculer, le plus précisément possible, la courbe de rotation de la galaxie NGC3198.

Pour ce faire, nous avons utilisé des images dans 14 bandes spectrales allant de l'ultraviolet lointain à l'infrarouge lointain. Après la détermination de paramètres tels que le centre, l'orientation et l'ellipticité apparente de la galaxie, les profils de luminosité dans les différentes bandes spectrales ont été calculés.

Ensuite, la masse de poussière a été calculée à l'aide de la méthode proposée par Draine & Li [9]. Nous avons voulu utiliser cette masse afin de corriger les profils de l'absorption par les poussières en proposant différents modèles de distribution des poussières. Le modèle de base (poussières devant étoiles) n'était pas satisfaisant car le flux éteint (différence entre le flux corrigé et celui observé) était plus grand que le flux émis par les poussières dans l'infrarouge lointain. Les différents modèles en couches testés (alternance de couches d'étoiles et de couches de poussières) manquaient de cohérence entre les différentes distances. En effet, il arrivait que pour une distance donnée, un modèle convienne (similitude du flux émis et éteint) alors que ce même modèle, pour une autre distance, présentait un facteur 20 entre les flux émis et éteint. Nous avons donc exploré une autre méthode pour corriger les profils de luminosité en ajustant un paramètre, α , afin de minimiser la différence entre le flux émis dans l'infrarouge lointain et le flux éteint. L'absorption par les poussières de notre galaxie a également été prise en compte. Dans un autre registre, il serait intéressant d'utiliser les modèles en couches ou même de créer d'autres modèles afin de déterminer le modèle représentant au mieux la répartition des poussières pour différentes distances galactocentriques.

À l'aide des profils de luminosité dans les bandes UV, visibles et infrarouges proches, nous avons pu ajuster, pour chaque distance galactocentrique, des spectres de populations d'étoiles calculés par Maraston [23]. Les

métallicités des étoiles à ajuster ont été déterminées en fonction de l'âge et de la distance galactocentrique grâce au modèle de Mollá, Ferrini & Díaz [25]. Un modèle à deux *bursts*, représentant le nombre d'étoiles formées en fonction du temps, a permis un bon ajustement des spectres. Les paramètres associés à cet ajustement ont rendu compte de deux *bursts* courts (taux de décroissance de l'ordre de 0,15-0,2 Gyr), l'un ayant eu lieu il y a 13,1 Gyr et l'autre étant beaucoup plus récent (il y a environ 0,4 Gyr). Une fois les populations trouvées, nous les avons converties en masse pour obtenir le profil de masse stellaire. Grâce au travail de Gentile *et al.* sur les observations de la raie à 21 cm de la galaxie NGC3198 [16], le profil de masse d'hydrogène neutre a été déterminé. En ajoutant une fraction en masse d'hélium constante, nous avons calculé le profil de masse de gaz. Une amélioration à apporter serait de prendre en compte l'hydrogène ionisé, l'hydrogène moléculaire et d'autres molécules également présentes dans le milieu interstellaire.

La courbe de rotation a été obtenue à partir des profils de masse stellaire (séparée en 2 composantes : celle sphérique du bulbe et celle en forme de disque du reste des étoiles) et de gaz que nous avons supposé comme étant réparti dans un disque. Les poussières n'ont pas été prises en compte en raison de leur faible masse. Afin de ne pas prendre l'approximation de distribution sphérique pour la galaxie spirale, nous avons développé un programme calculant l'accélération radiale résultant d'une distribution de masse plate et circulaire. La courbe de rotation ainsi obtenue est relativement plate dans les régions externes et se situe à des valeurs deux fois plus basses par rapport à la courbe observée par émissions de la raie $H\alpha$ et de la raie à 21 cm [20]. Nous avons envisagé plusieurs explications à ce phénomène : problème de distance, effet atténuateur, halo de matière sombre. Sans entrer dans les détails, nous avons également mentionné l'existence de théories alternatives de la gravitation et l'hypothèse de présence de grande quantité d'hydrogène moléculaire [7]. Pour permettre une étude plus précise de ces différentes hypothèses, il serait judicieux d'étudier plusieurs galaxies spirales de types différents se trouvant à différentes distances afin de déterminer d'éventuelles tendances systématiques.

Annexe A

Tables de données

Ci-dessous se trouvent différentes tables de données de masses (d'étoiles et de gaz) calculées. Celles-ci peuvent être utilisées pour une éventuelle re-compilation de la courbe de rotation.

Table A.1 – Masses stellaires dans le bulbe et le disque dans les anneaux à différentes distances galactocentriques.

Rayon (arcsec)	$M_{\text{bulbe}} (M_{\odot})$	$M_{\text{disque}} (M_{\odot})$	Masse stellaire totale (M_{\odot})
3,2175	$0,2310 \times 10^9$	$0,5143 \times 10^8$	$0,2825 \times 10^9$
5,6925	$0,3461 \times 10^9$	$0,5343 \times 10^8$	$0,3995 \times 10^9$
8,1675	$0,3814 \times 10^9$	$0,8576 \times 10^6$	$0,3823 \times 10^9$
10,6425	$0,3865 \times 10^9$	0,0000	$0,3865 \times 10^9$
13,1175	$0,3629 \times 10^9$	0,0000	$0,3629 \times 10^9$
15,5925	$0,3411 \times 10^9$	0,0000	$0,3411 \times 10^9$
18,0675	$0,3022 \times 10^9$	0,0000	$0,3022 \times 10^9$
20,5425	$0,2554 \times 10^9$	0,0000	$0,2554 \times 10^9$
23,0175	$0,2377 \times 10^9$	$0,1852 \times 10^8$	$0,2562 \times 10^9$
25,4925	$0,1986 \times 10^9$	$0,2181 \times 10^7$	$0,2008 \times 10^9$
27,9675	$0,1629 \times 10^9$	0,0000	$0,1629 \times 10^9$
30,4425	$0,1436 \times 10^9$	$0,3592 \times 10^8$	$0,1795 \times 10^9$
32,9175	$0,1202 \times 10^9$	$0,2828 \times 10^8$	$0,1485 \times 10^9$
35,3925	$0,9631 \times 10^8$	$0,4135 \times 10^8$	$0,1377 \times 10^9$
37,8675	$0,8319 \times 10^8$	$0,6889 \times 10^8$	$0,1521 \times 10^9$
40,3425	$0,6832 \times 10^8$	$0,1049 \times 10^9$	$0,1733 \times 10^9$
42,8175	$0,5503 \times 10^8$	$0,1256 \times 10^9$	$0,1807 \times 10^9$
45,2925	$0,4541 \times 10^8$	$0,1584 \times 10^9$	$0,2038 \times 10^9$
47,7675	$0,3757 \times 10^8$	$0,1835 \times 10^9$	$0,2211 \times 10^9$
50,2425	$0,3011 \times 10^8$	$0,1917 \times 10^9$	$0,2218 \times 10^9$

Rayon (arcsec)	$M_{\text{bulbe}} (M_{\odot})$	$M_{\text{disque}} (M_{\odot})$	Masse stellaire totale (M_{\odot})
52,7175	$0,2429 \times 10^8$	$0,1818 \times 10^9$	$0,2061 \times 10^9$
55,1925	$0,2030 \times 10^8$	$0,2080 \times 10^9$	$0,2283 \times 10^9$
57,6675	$0,1593 \times 10^8$	$0,2399 \times 10^9$	$0,2558 \times 10^9$
60,1425	$0,1295 \times 10^8$	$0,2448 \times 10^9$	$0,2577 \times 10^9$
62,6175	$0,1064 \times 10^8$	$0,2562 \times 10^9$	$0,2669 \times 10^9$
65,0925	$0,8514 \times 10^7$	$0,2702 \times 10^9$	$0,2787 \times 10^9$
67,5675	$0,6620 \times 10^7$	$0,2399 \times 10^9$	$0,2465 \times 10^9$
70,0425	$0,5550 \times 10^7$	$0,1979 \times 10^9$	$0,2035 \times 10^9$
72,5175	$0,4368 \times 10^7$	$0,1623 \times 10^9$	$0,1667 \times 10^9$
74,9925	$0,3463 \times 10^7$	$0,1776 \times 10^9$	$0,1811 \times 10^9$
77,4675	$0,2808 \times 10^7$	$0,1727 \times 10^9$	$0,1756 \times 10^9$
79,9425	$0,2273 \times 10^7$	$0,1725 \times 10^9$	$0,1748 \times 10^9$
82,4175	$0,1764 \times 10^7$	$0,1618 \times 10^9$	$0,1636 \times 10^9$
84,8925	$0,1438 \times 10^7$	$0,1673 \times 10^9$	$0,1687 \times 10^9$
87,3675	$0,1139 \times 10^7$	$0,1525 \times 10^9$	$0,1536 \times 10^9$
89,8425	$0,9042 \times 10^6$	$0,1526 \times 10^9$	$0,1536 \times 10^9$
92,3175	$0,7171 \times 10^6$	$0,1656 \times 10^9$	$0,1663 \times 10^9$
94,7925	$0,5822 \times 10^6$	$0,1822 \times 10^9$	$0,1828 \times 10^9$
97,2675	$0,4513 \times 10^6$	$0,7417 \times 10^8$	$0,7462 \times 10^8$
99,7425	$0,3600 \times 10^6$	$0,1083 \times 10^9$	$0,1087 \times 10^9$
102,2170	$0,2888 \times 10^6$	$0,1631 \times 10^9$	$0,1634 \times 10^9$
104,6920	$0,2274 \times 10^6$	$0,1457 \times 10^9$	$0,1459 \times 10^9$
107,1680	$0,1781 \times 10^6$	$0,1328 \times 10^9$	$0,1330 \times 10^9$
109,6430	$0,1449 \times 10^6$	$0,1413 \times 10^9$	$0,1414 \times 10^9$
112,1180	$0,1141 \times 10^6$	$0,1401 \times 10^9$	$0,1402 \times 10^9$
114,5920	$0,8761 \times 10^5$	$0,1356 \times 10^9$	$0,1357 \times 10^9$
117,0670	$0,7159 \times 10^5$	$0,1291 \times 10^9$	$0,1291 \times 10^9$
119,5430	$0,5632 \times 10^5$	$0,1209 \times 10^9$	$0,1209 \times 10^9$
122,0180	$0,4408 \times 10^5$	$0,1198 \times 10^9$	$0,1198 \times 10^9$
124,4930	$0,3502 \times 10^5$	$0,1219 \times 10^9$	$0,1220 \times 10^9$
126,9670	$0,2777 \times 10^5$	$0,1149 \times 10^9$	$0,1149 \times 10^9$
129,4430	$0,2175 \times 10^5$	$0,9531 \times 10^8$	$0,9534 \times 10^8$
131,9170	$0,1724 \times 10^5$	$0,8589 \times 10^8$	$0,8590 \times 10^8$
134,3930	$0,1365 \times 10^5$	$0,8771 \times 10^8$	$0,8773 \times 10^8$
136,8670	$0,1074 \times 10^5$	$0,7737 \times 10^8$	$0,7738 \times 10^8$
139,3420	$0,8349 \times 10^4$	$0,6202 \times 10^8$	$0,6203 \times 10^8$
141,8180	$0,6705 \times 10^4$	$0,5704 \times 10^8$	$0,5705 \times 10^8$
144,2920	$0,5253 \times 10^4$	$0,5155 \times 10^8$	$0,5155 \times 10^8$
146,7680	$0,4109 \times 10^4$	$0,8584 \times 10^8$	$0,8584 \times 10^8$
149,2420	$0,3279 \times 10^4$	$0,8092 \times 10^8$	$0,8092 \times 10^8$

Rayon (arcsec)	$M_{\text{bulbe}} (M_{\odot})$	$M_{\text{disque}} (M_{\odot})$	Masse stellaire totale (M_{\odot})
151,7170	$0,2569 \times 10^4$	$0,4812 \times 10^8$	$0,4813 \times 10^8$
154,1930	$0,2002 \times 10^4$	$0,5149 \times 10^8$	$0,5149 \times 10^8$
156,6670	$0,1598 \times 10^4$	$0,5609 \times 10^8$	$0,5609 \times 10^8$
159,1430	$0,1256 \times 10^4$	$0,5252 \times 10^8$	$0,5252 \times 10^8$
161,6170	$0,9725 \times 10^3$	$0,4865 \times 10^8$	$0,4866 \times 10^8$
164,0920	$0,7755 \times 10^3$	$0,4644 \times 10^8$	$0,4644 \times 10^8$
166,5680	0,0000	$0,5968 \times 10^8$	$0,5968 \times 10^8$
169,0420	0,0000	$0,4852 \times 10^8$	$0,4852 \times 10^8$
171,5180	0,0000	$0,3203 \times 10^8$	$0,3203 \times 10^8$
173,9920	0,0000	$0,3542 \times 10^8$	$0,3542 \times 10^8$
176,4670	0,0000	$0,3203 \times 10^8$	$0,3203 \times 10^8$
178,9430	0,0000	$0,2421 \times 10^8$	$0,2421 \times 10^8$
181,4170	0,0000	$0,2403 \times 10^8$	$0,2403 \times 10^8$
183,8930	0,0000	$0,2228 \times 10^8$	$0,2228 \times 10^8$
186,3670	0,0000	$0,1947 \times 10^8$	$0,1947 \times 10^8$
188,8420	0,0000	$0,1815 \times 10^8$	$0,1815 \times 10^8$
191,3180	0,0000	$0,2542 \times 10^8$	$0,2542 \times 10^8$
193,7920	0,0000	$0,2666 \times 10^8$	$0,2666 \times 10^8$
196,2680	0,0000	$0,1912 \times 10^8$	$0,1912 \times 10^8$
198,7420	0,0000	$0,7055 \times 10^8$	$0,7055 \times 10^8$
201,2170	0,0000	$0,2133 \times 10^8$	$0,2133 \times 10^8$
203,6930	0,0000	$0,2822 \times 10^8$	$0,2822 \times 10^8$
206,1670	0,0000	$0,1891 \times 10^8$	$0,1891 \times 10^8$
208,6430	0,0000	$0,1997 \times 10^8$	$0,1997 \times 10^8$
211,1170	0,0000	$0,2113 \times 10^8$	$0,2113 \times 10^8$
213,5920	0,0000	$0,1926 \times 10^8$	$0,1926 \times 10^8$
216,0680	0,0000	$0,2671 \times 10^8$	$0,2671 \times 10^8$
218,5420	0,0000	$0,2160 \times 10^8$	$0,2160 \times 10^8$
221,0180	0,0000	$0,2403 \times 10^8$	$0,2403 \times 10^8$
223,4920	0,0000	$0,2094 \times 10^8$	$0,2094 \times 10^8$
225,9670	0,0000	$0,3472 \times 10^8$	$0,3472 \times 10^8$
228,4430	0,0000	$0,3056 \times 10^8$	$0,3056 \times 10^8$
230,9170	0,0000	$0,2007 \times 10^8$	$0,2007 \times 10^8$
233,3930	0,0000	$0,1811 \times 10^8$	$0,1811 \times 10^8$
235,8670	0,0000	$0,1521 \times 10^8$	$0,1521 \times 10^8$
238,3420	0,0000	$0,1292 \times 10^8$	$0,1292 \times 10^8$
240,8180	0,0000	$0,1066 \times 10^8$	$0,1066 \times 10^8$
243,2920	0,0000	$0,1986 \times 10^8$	$0,1986 \times 10^8$
245,7680	0,0000	$0,3830 \times 10^8$	$0,3830 \times 10^8$
248,2420	0,0000	$0,1603 \times 10^8$	$0,1603 \times 10^8$

Table A.2 – Masses de gaz (hydrogène neutre et hélium) dans les anneaux à différentes distances galactocentriques

Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})	Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})
0,0000	$0,9429 \times 10^5$	87,5000	$0,4721 \times 10^8$
2,5000	$0,7543 \times 10^6$	90,0000	$0,4907 \times 10^8$
5,0000	$0,1509 \times 10^7$	92,5000	$0,5068 \times 10^8$
7,5000	$0,2263 \times 10^7$	95,0000	$0,5230 \times 10^8$
10,0000	$0,3017 \times 10^7$	97,5000	$0,5394 \times 10^8$
12,5000	$0,3772 \times 10^7$	100,0000	$0,5558 \times 10^8$
15,0000	$0,4526 \times 10^7$	102,5000	$0,5724 \times 10^8$
17,5000	$0,5280 \times 10^7$	105,0000	$0,5892 \times 10^8$
20,0000	$0,6035 \times 10^7$	107,5000	$0,6061 \times 10^8$
22,5000	$0,6789 \times 10^7$	110,0000	$0,6231 \times 10^8$
25,0000	$0,7543 \times 10^7$	112,5000	$0,6402 \times 10^8$
27,5000	$0,8298 \times 10^7$	115,0000	$0,6575 \times 10^8$
30,0000	$0,9052 \times 10^7$	117,5000	$0,6749 \times 10^8$
32,5000	$0,1028 \times 10^8$	120,0000	$0,6924 \times 10^8$
35,0000	$0,1158 \times 10^8$	122,5000	$0,7020 \times 10^8$
37,5000	$0,1295 \times 10^8$	125,0000	$0,7113 \times 10^8$
40,0000	$0,1440 \times 10^8$	127,5000	$0,7205 \times 10^8$
42,5000	$0,1592 \times 10^8$	130,0000	$0,7295 \times 10^8$
45,0000	$0,1751 \times 10^8$	132,5000	$0,7382 \times 10^8$
47,5000	$0,1917 \times 10^8$	135,0000	$0,7468 \times 10^8$
50,0000	$0,2091 \times 10^8$	137,5000	$0,7552 \times 10^8$
52,5000	$0,2272 \times 10^8$	140,0000	$0,7633 \times 10^8$
55,0000	$0,2460 \times 10^8$	142,5000	$0,7713 \times 10^8$
57,5000	$0,2656 \times 10^8$	145,0000	$0,7791 \times 10^8$
60,0000	$0,2859 \times 10^8$	147,5000	$0,7867 \times 10^8$
62,5000	$0,3014 \times 10^8$	150,0000	$0,7940 \times 10^8$
65,0000	$0,3171 \times 10^8$	152,5000	$0,7992 \times 10^8$
67,5000	$0,3332 \times 10^8$	155,0000	$0,8041 \times 10^8$
70,0000	$0,3496 \times 10^8$	157,5000	$0,8087 \times 10^8$
72,5000	$0,3662 \times 10^8$	160,0000	$0,8131 \times 10^8$
75,0000	$0,3831 \times 10^8$	162,5000	$0,8172 \times 10^8$
77,5000	$0,4003 \times 10^8$	165,0000	$0,8210 \times 10^8$
80,0000	$0,4178 \times 10^8$	167,5000	$0,8246 \times 10^8$
82,5000	$0,4356 \times 10^8$	170,0000	$0,8279 \times 10^8$
85,0000	$0,4537 \times 10^8$	172,5000	$0,8310 \times 10^8$

Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})	Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})
175,0000	$0,8338 \times 10^8$	270,0000	$0,8433 \times 10^8$
177,5000	$0,8363 \times 10^8$	272,5000	$0,8439 \times 10^8$
180,0000	$0,8385 \times 10^8$	275,0000	$0,8443 \times 10^8$
182,5000	$0,8397 \times 10^8$	277,5000	$0,8447 \times 10^8$
185,0000	$0,8406 \times 10^8$	280,0000	$0,8449 \times 10^8$
187,5000	$0,8412 \times 10^8$	282,5000	$0,8449 \times 10^8$
190,0000	$0,8415 \times 10^8$	285,0000	$0,8449 \times 10^8$
192,5000	$0,8415 \times 10^8$	287,5000	$0,8447 \times 10^8$
195,0000	$0,8413 \times 10^8$	290,0000	$0,8443 \times 10^8$
197,5000	$0,8408 \times 10^8$	292,5000	$0,8439 \times 10^8$
200,0000	$0,8399 \times 10^8$	295,0000	$0,8433 \times 10^8$
202,5000	$0,8388 \times 10^8$	297,5000	$0,8426 \times 10^8$
205,0000	$0,8374 \times 10^8$	300,0000	$0,8417 \times 10^8$
207,5000	$0,8357 \times 10^8$	302,5000	$0,8407 \times 10^8$
210,0000	$0,8338 \times 10^8$	305,0000	$0,8396 \times 10^8$
212,5000	$0,8324 \times 10^8$	307,5000	$0,8383 \times 10^8$
215,0000	$0,8308 \times 10^8$	310,0000	$0,8369 \times 10^8$
217,5000	$0,8290 \times 10^8$	312,5000	$0,8354 \times 10^8$
220,0000	$0,8269 \times 10^8$	315,0000	$0,8338 \times 10^8$
222,5000	$0,8245 \times 10^8$	317,5000	$0,8320 \times 10^8$
225,0000	$0,8218 \times 10^8$	320,0000	$0,8300 \times 10^8$
227,5000	$0,8189 \times 10^8$	322,5000	$0,8280 \times 10^8$
230,0000	$0,8158 \times 10^8$	325,0000	$0,8258 \times 10^8$
232,5000	$0,8123 \times 10^8$	327,5000	$0,8235 \times 10^8$
235,0000	$0,8086 \times 10^8$	330,0000	$0,8210 \times 10^8$
237,5000	$0,8046 \times 10^8$	332,5000	$0,8126 \times 10^8$
240,0000	$0,8004 \times 10^8$	335,0000	$0,8039 \times 10^8$
242,5000	$0,8045 \times 10^8$	337,5000	$0,7950 \times 10^8$
245,0000	$0,8084 \times 10^8$	340,0000	$0,7859 \times 10^8$
247,5000	$0,8123 \times 10^8$	342,5000	$0,7766 \times 10^8$
250,0000	$0,8161 \times 10^8$	345,0000	$0,7671 \times 10^8$
252,5000	$0,8198 \times 10^8$	347,5000	$0,7573 \times 10^8$
255,0000	$0,8234 \times 10^8$	350,0000	$0,7473 \times 10^8$
257,5000	$0,8270 \times 10^8$	352,5000	$0,7371 \times 10^8$
260,0000	$0,8304 \times 10^8$	355,0000	$0,7266 \times 10^8$
262,5000	$0,8338 \times 10^8$	357,5000	$0,7160 \times 10^8$
265,0000	$0,8370 \times 10^8$	360,0000	$0,7051 \times 10^8$
267,5000	$0,8402 \times 10^8$	362,5000	$0,7052 \times 10^8$

Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})	Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})
365,0000	$0,7052 \times 10^8$	460,0000	$0,5033 \times 10^8$
367,5000	$0,7052 \times 10^8$	462,5000	$0,4978 \times 10^8$
370,0000	$0,7051 \times 10^8$	465,0000	$0,4923 \times 10^8$
372,5000	$0,7050 \times 10^8$	467,5000	$0,4867 \times 10^8$
375,0000	$0,7047 \times 10^8$	470,0000	$0,4810 \times 10^8$
377,5000	$0,7044 \times 10^8$	472,5000	$0,4752 \times 10^8$
380,0000	$0,7041 \times 10^8$	475,0000	$0,4694 \times 10^8$
382,5000	$0,7036 \times 10^8$	477,5000	$0,4634 \times 10^8$
385,0000	$0,7031 \times 10^8$	480,0000	$0,4574 \times 10^8$
387,5000	$0,7026 \times 10^8$	482,5000	$0,4512 \times 10^8$
390,0000	$0,7019 \times 10^8$	485,0000	$0,4450 \times 10^8$
392,5000	$0,6961 \times 10^8$	487,5000	$0,4387 \times 10^8$
395,0000	$0,6900 \times 10^8$	490,0000	$0,4323 \times 10^8$
397,5000	$0,6839 \times 10^8$	492,5000	$0,4258 \times 10^8$
400,0000	$0,6776 \times 10^8$	495,0000	$0,4193 \times 10^8$
402,5000	$0,6712 \times 10^8$	497,5000	$0,4126 \times 10^8$
405,0000	$0,6646 \times 10^8$	500,0000	$0,4058 \times 10^8$
407,5000	$0,6579 \times 10^8$	502,5000	$0,3990 \times 10^8$
410,0000	$0,6511 \times 10^8$	505,0000	$0,3921 \times 10^8$
412,5000	$0,6442 \times 10^8$	507,5000	$0,3851 \times 10^8$
415,0000	$0,6371 \times 10^8$	510,0000	$0,3780 \times 10^8$
417,5000	$0,6299 \times 10^8$	512,5000	$0,3708 \times 10^8$
420,0000	$0,6225 \times 10^8$	515,0000	$0,3635 \times 10^8$
422,5000	$0,6151 \times 10^8$	517,4999	$0,3561 \times 10^8$
425,0000	$0,6074 \times 10^8$	519,9999	$0,3487 \times 10^8$
427,5000	$0,5997 \times 10^8$	522,5000	$0,3411 \times 10^8$
430,0000	$0,5918 \times 10^8$	525,0000	$0,3335 \times 10^8$
432,5000	$0,5838 \times 10^8$	527,5000	$0,3258 \times 10^8$
435,0000	$0,5757 \times 10^8$	530,0000	$0,3180 \times 10^8$
437,5000	$0,5674 \times 10^8$	532,4999	$0,3101 \times 10^8$
440,0000	$0,5590 \times 10^8$	535,0000	$0,3021 \times 10^8$
442,5000	$0,5505 \times 10^8$	537,5000	$0,2940 \times 10^8$
445,0000	$0,5418 \times 10^8$	540,0000	$0,2859 \times 10^8$
447,5000	$0,5330 \times 10^8$	542,5000	$0,2776 \times 10^8$
450,0000	$0,5241 \times 10^8$	544,9999	$0,2693 \times 10^8$
452,5000	$0,5190 \times 10^8$	547,5000	$0,2608 \times 10^8$
455,0000	$0,5138 \times 10^8$	550,0000	$0,2523 \times 10^8$
457,5000	$0,5086 \times 10^8$	552,5000	$0,2437 \times 10^8$

Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})	Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})
555,0000	$0,2350 \times 10^8$	650,0000	$0,1720 \times 10^8$
557,4999	$0,2263 \times 10^8$	652,4999	$0,1727 \times 10^8$
559,9999	$0,2174 \times 10^8$	654,9999	$0,1734 \times 10^8$
562,5000	$0,2084 \times 10^8$	657,5000	$0,1740 \times 10^8$
565,0000	$0,1994 \times 10^8$	660,0000	$0,1747 \times 10^8$
567,5000	$0,1903 \times 10^8$	662,5000	$0,1666 \times 10^8$
570,0000	$0,1810 \times 10^8$	664,9999	$0,1584 \times 10^8$
572,4999	$0,1894 \times 10^8$	667,4999	$0,1502 \times 10^8$
575,0000	$0,1979 \times 10^8$	670,0000	$0,1419 \times 10^8$
577,5000	$0,2064 \times 10^8$	672,5000	$0,1335 \times 10^8$
580,0000	$0,2149 \times 10^8$	675,0000	$0,1251 \times 10^8$
582,5000	$0,2236 \times 10^8$	677,5000	$0,1166 \times 10^8$
584,9999	$0,2323 \times 10^8$	679,9999	$0,1080 \times 10^8$
587,4999	$0,2410 \times 10^8$	682,4999	$0,9936 \times 10^7$
590,0000	$0,2499 \times 10^8$	685,0000	$0,9065 \times 10^7$
592,5000	$0,2588 \times 10^8$	687,5000	$0,8189 \times 10^7$
595,0000	$0,2677 \times 10^8$	690,0000	$0,7305 \times 10^7$
597,4999	$0,2768 \times 10^8$	692,4999	$0,7332 \times 10^7$
599,9999	$0,2859 \times 10^8$	694,9999	$0,7358 \times 10^7$
602,5000	$0,2764 \times 10^8$	697,5000	$0,7385 \times 10^7$
605,0000	$0,2669 \times 10^8$	700,0000	$0,7411 \times 10^7$
607,5000	$0,2573 \times 10^8$	702,5000	$0,7438 \times 10^7$
610,0000	$0,2476 \times 10^8$	704,9999	$0,7464 \times 10^7$
612,4999	$0,2378 \times 10^8$	707,4999	$0,7491 \times 10^7$
615,0000	$0,2279 \times 10^8$	710,0000	$0,7517 \times 10^7$
617,5000	$0,2179 \times 10^8$	712,5000	$0,7543 \times 10^7$
620,0000	$0,2079 \times 10^8$	715,0000	$0,7570 \times 10^7$
622,5000	$0,1977 \times 10^8$	717,5000	$0,7596 \times 10^7$
624,9999	$0,1875 \times 10^8$	719,9999	$0,7623 \times 10^7$
627,4999	$0,1772 \times 10^8$	722,4999	$0,7649 \times 10^7$
630,0000	$0,1668 \times 10^8$	725,0000	$0,7676 \times 10^7$
632,5000	$0,1674 \times 10^8$	727,5000	$0,7702 \times 10^7$
635,0000	$0,1681 \times 10^8$	730,0000	$0,7729 \times 10^7$
637,5000	$0,1687 \times 10^8$	732,4999	$0,7755 \times 10^7$
639,9999	$0,1694 \times 10^8$	734,9999	$0,7782 \times 10^7$
642,5000	$0,1701 \times 10^8$	737,5000	$0,7808 \times 10^7$
645,0000	$0,1707 \times 10^8$	740,0000	$0,7835 \times 10^7$
647,5000	$0,1714 \times 10^8$	742,5000	$0,7861 \times 10^7$

Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})	Rayon(arcsec)	Masse _{gaz} (M_{\odot})
745,0000	$0,7888 \times 10^7$	762,4999	$0,4709 \times 10^7$
747,4999	$0,7914 \times 10^7$	765,0000	$0,4050 \times 10^7$
749,9999	$0,7940 \times 10^7$	767,5000	$0,3386 \times 10^7$
752,5000	$0,7303 \times 10^7$	770,0000	$0,2717 \times 10^7$
755,0000	$0,6661 \times 10^7$	772,4999	$0,2045 \times 10^7$
757,5000	$0,6015 \times 10^7$	774,9999	$0,1368 \times 10^7$
759,9999	$0,5364 \times 10^7$	777,5000	$0,6860 \times 10^6$

Bibliographie

- [1] A. Aguirre. Intergalactic Dust and Observations of Type IA Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 525 :583–593, 1999.
- [2] S. Berta, D. Lutz, R. Genzel, N. M. Förster-Schreiber, and L. J. Tacconi. Measures of galaxy dust and gas mass with Herschel photometry and prospects for ALMA. *Astronomy & Astrophysics*, 2016.
- [3] J. Biernaux, P. Magain, D. Sluse, and V. Chantry. Analysis of luminosity distributions and the shape parameters of strong gravitational lensing elliptical galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 585, 2016.
- [4] James Binney and Michael Merrifield. *Galactic Astronomy*. Princeton series in Astrophysics. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1998.
- [5] James Binney and Scott Tremaine. *Galactic Dynamics*. Princeton series in Astrophysics. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, second edition edition, 2008.
- [6] R. Bottema and J. L. G. Pestaña. The distribution of dark and luminous matter inferred from extended rotation curves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448 :2566–2593, 2015.
- [7] Françoise Combes. *Mystères de la formation des galaxies : vers une nouvelle physique ?* UniverSciences, Paris, 2008.
- [8] B. T. Draine. Interstellar Dust Grains. *Annu. Rev. Astron. Astrophys*, 41 :241–289, 2003.
- [9] B. T. Draine and Aigen Li. Infrared emission from interstellar dust. IV. The silicate-graphite-PAH model in the Post-Spitzer era. *The Astrophysical Journal*, 657 :810–837, March 2007.
- [10] Balog et al. The Herschel-PACS photometer calibration. Point-source flux calibration for scan map. *Experimental Astronomy*, 37 :129–160, 2014.
- [11] Engelbracht et al. Absolute Calibration and Characterization of the Multiband Imaging Photometer for Spitzer. I. The Stellar Calibrator

- Sample and the 24 μm Calibration. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119 :994–1018, 2007.
- [12] Laidler et al. *Synphot User's Guide*. Space Telescope Science Institute, Baltimore, 2005. Version 5.0.
- [13] Morrissey et al. The Calibration and Data Products of GALEX. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173 :682–697, 2007.
- [14] Padmanabhan et al. An Improved Photometric Calibration of the Sloan Digital Sky Survey Imaging Data. *The Astrophysical Journal*, 674 :1217–1233, 2008.
- [15] Reach et al. Absolute Calibration of the Infrared Array Camera on the Spitzer Space Telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117 :978–990, 2005.
- [16] G. Gentile, G. I. G. Józsa, P. Serra, G. H. Heald, W. J. G. de Blok, F. Fraternali, M. T. Patterson, R. A. M. Walterbos, and T. Oosterloo. HALOGAS : Extraplanar gas in NGC 3198. *The Astrophysical Journal*, 554, 2013.
- [17] Y. I. Izotov, T. X. Thuan, and N. G. Guseva. A new determination of the primordial He abundance using the He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ emission line : cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445 :778–793, 2014.
- [18] D. D. Kelson, G. D. Illingworth, A. Saha, J. A. Graham, P. B. Stetson, W. L. Freedman, R. C. Kennicutt, J. R. Mould, L. Ferrarese, J. P. Huchra, B. F. Madore, C. F. Prosser, F. Bresolin, H. C. Ford, B. K. Gibson, J. G. Hoessel, S. M. G. Hughes, L. M. Macri, S. Sakai, and N. A. Silberman. The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XIX. The Discovery of Cepheids in and a New Distance to NGC 3198. *The Astrophysical Journal*, 1999.
- [19] Pavel Kroupa. The initial mass function of stars : Evidence for uniformity in variable systems. *Science*, 295 :82–91, 2002.
- [20] F. Lelli, S. S. McGaugh, and J. M. Schombert. SPARC : Mass Models for 175 Disk Galaxies with Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curves. *The Astronomical Journal*, 152, 2016.
- [21] Aigen Li and B. T. Draine. Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 554 :778–802, 2001.
- [22] Malcolm Longair. *The Cosmic Century : A History of Astrophysics and Cosmology*. Cambridge University Press, 2006.

- [23] C. Maraston. Evolutionary population synthesis : models, analysis of the ingredients and application to high-z galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362 :799–825, 2005.
- [24] Th. Maschberger. On the function describing the stellar initial mass function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 000 :1–8, 2011.
- [25] M. Mollá, F. Ferrini, and A. I. Díaz. Evolution of Spiral Galaxies. VII. Time Evolution of the Radial Distributions of Abundances. *The Astrophysical Journal*, 475 :519–533, 1997.
- [26] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. 1992.
- [27] E. F. Schlafly and D. P. Finkbeiner. Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD. *The Astrophysical Journal*, 737 :103, 2011.
- [28] Yoshiaki Sofue. Rotation and Mass in the Milky Way and spiral galaxies. *Astronomical Society of Japan*, 69, 2017.



Peintre : Julien Amand