

## AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

**Cinématique haute résolution des galaxies de l'échantillon SINGS  
et observations du H $\alpha$  profond de la galaxie NGC 7793**

par  
Isabelle Dicaire

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique

Octobre, 2007

© Isabelle Dicaire, 2007.



Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Cinématique haute résolution des galaxies de l'échantillon SINGS  
et observations du H $\alpha$  profond de la galaxie NGC 7793**

présenté par:

Isabelle Dicaire

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

René Doyon,              président-rapporteur  
Claude Carignan,        directeur de recherche  
Tony Moffat,              membre du jury

**Mémoire accepté le: 26 octobre 2007**

## RÉSUMÉ

Ce mémoire présente la cinématique à haute résolution des galaxies de l'échantillon SINGS pour *Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*. Les observations Fabry-Perot ont été obtenues grâce à l'instrumentation à comptage de photons FANTOMM montée sur les télescopes de 3,6 m du *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT) et de l'*European Southern Observatory* (ESO), sur le télescope de 4,2 m du *William Herschel Telescope* (WHT) ainsi que sur le télescope de 1,6 m de l'Observatoire du mont Mégantic. Les champs de vitesse, les paramètres cinématiques ainsi que les courbes de rotation H $\alpha$  obtenus sont présentés. Afin de déterminer correctement le profil de matière sombre, l'importance de la modélisation des mouvements non circulaires est discutée. La deuxième section de ce mémoire présente l'étude d'une galaxie de l'échantillon SINGS, soit NGC 7793. Les observations du H $\alpha$  profond de cette galaxie ont permis de confirmer la décroissance véritable de sa courbe de rotation, cependant un halo sombre reste nécessaire afin de correctement modéliser la distribution de masse. De plus, la détection du gaz ionisé diffus jusqu'à la limite du disque H $I$  implique que cette galaxie possède un des disques H $II$  les plus étendus de tous les systèmes à formation d'étoile normale. Enfin, la source d'ionisation principale du gaz ionisé diffus viendrait de photons Lyman s'échappant de régions H $II$ .

**Mots-clés:** Méthodes : observationnelles – Techniques : vitesses radiales, Fabry-Perot – Galaxies : cinématique, dynamique et matière interstellaire.

## ABSTRACT

This M.Sc. thesis presents high resolution kinematics of the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) sample of galaxies. The Fabry-Perot observations were performed using the FANTOMM photon-counting camera mounted on the Canada-France-Hawaii (CFHT) and the European Southern Observatory (ESO) 3.6m telescopes, on the William Herschel 4.2m Telescope (WHT) as well as on the Observatoire du mont Mégantic 1.6m telescope. The obtained H $\alpha$  radial velocity maps, kinematical parameters and rotation curves are presented. Also, the importance of modeling the non-circular motions is discussed in the optics of determining the accurate density profile of the dark halo. The second part of this master's thesis presents the study of one particular galaxy of the SINGS sample, namely NGC 7793. Deep H $\alpha$  observations of this galaxy have enabled the confirmation of the rotation curve decline, however a dark halo is still needed in order to correctly model the mass distribution. Moreover, the detection of the diffuse ionized gas at the edge of the H $\mathrm{i}$  disk implies that this galaxy has one of the most extended H $\mathrm{ii}$  disks observed in a quiet system with respect to its star formation rate. Finally, the main ionizing source of the diffuse ionized gas comes from Lyman photons that escaped from H $\mathrm{ii}$  regions.

**Keywords:** Methods: observational – Techniques: radial velocities, Fabry-Perot – Galaxies: kinematics, dynamics, and ISM.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	iii
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	iv
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	v
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	vii
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	viii
<b>LISTE DES ANNEXES</b> . . . . .	x
<b>LISTE DES SIGLES</b> . . . . .	xi
<b>NOTATION</b> . . . . .	xii
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	xiii
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION</b> . . . . .	1
1.1 Les débuts de la recherche sur la matière sombre . . . . .	1
1.2 La recherche contemporaine sur la matière sombre . . . . .	2
1.3 Échantillon de galaxies . . . . .	5
1.4 Quelques notions de cinématique des galaxies . . . . .	7
1.4.1 Rotation pure du disque . . . . .	7
1.4.2 Perturbations d'un disque en rotation . . . . .	11
<b>CHAPITRE 2 : CINÉMATIQUE H<math>\alpha</math> DE L'ÉCHANTILLON SINGS</b> . . . . .	16
2.1 Introduction à l'article . . . . .	16
2.2 H $\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey – II . . . . .	19

<b>CHAPITRE 3 : OBSERVATIONS FABRY-PEROT DU H<math>\alpha</math> PROFOND DE LA GALAXIE NGC 7793 . . . . .</b>	<b>87</b>
3.1 Introduction à l'article . . . . .	87
3.2 Deep Fabry-Perot H $\alpha$ Observations of NGC 7793 : a Very Extended H $\alpha$ Disk and a Truly Declining Rotation Curve . . . . .	89
<b>CHAPITRE 4 : CONCLUSION . . . . .</b>	<b>117</b>
4.1 Discussion sur le premier article . . . . .	117
4.2 Discussion sur le deuxième article . . . . .	118
4.3 Conclusion et perspectives futures . . . . .	121
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>	<b>123</b>

## **LISTE DES TABLEAUX**

## LISTE DES FIGURES

1.1	Courbe de rotation de M31 . . . . .	1
1.2	Effet de l'augmentation de la résolution des simulations : la densité au centre quitte le profil NFW ( $\propto r^{-1}$ , ligne pleine) pour s'approcher du profil de Moore et al. (1999) ( $\propto r^{-1.5}$ , ligne pointillée). R <sub>200</sub> est le rayon viriel. . . . .	4
1.3	Valeur de la pente interne en fonction des rayons intérieurs. La courbe pointillée représente la sphère isotherme avec des rayons de coeur de 0,5, 1 et 2 kpc, la ligne pleine représente un profil NFW et la ligne en tirets montre le profil de Moore et al. (1999). . . . .	4
1.4	Sens de la rotation . . . . .	8
1.5	Côté proche d'une galaxie . . . . .	9
1.6	Courbe de rotation et champ de vitesse typiques . . . . .	10
1.7	Modélisation du champ de vitesse de M83 . . . . .	12
1.8	Champ de vitesse obtenu par la spectroscopie longue fente dans le visible	14
 I.1	NGC 24. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xiv
I.2	NGC 337. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xv
I.3	NGC 1097. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xvi
I.4	NGC 1512. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xvii
I.5	NGC 1566. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xviii
I.6	NGC 2841. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xix

I.7	NGC 3351. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xx
I.8	NGC 3627. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. Bleu : côté qui s'approche de nous. Rouge : côté qui s'éloigne de nous. . . . .	xxi
I.9	NGC 4254. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison. et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxii
I.10	NGC 4450. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxiii
I.11	NGC 4559. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxiv
I.12	NGC 4736. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxv
I.13	DDO 154. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxvi
I.14	NGC 4826. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxvii
I.15	NGC 5033. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxviii
I.16	NGC 7793. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. . . . .	xxix

## **LISTE DES ANNEXES**

<b>Annexe I :</b>	<b>Variation de la courbe de rotation et des paramètres cinématiques . . . . .</b>	<b>xiv</b>
-------------------	--	------------

## LISTE DES SIGLES

CFHT	<i>Canada-France-Hawaii Telescope</i>
CO	Monoxyde de carbone
DDO	<i>David Dunlap Observatory</i>
DIG	<i>Diffuse Ionized Gas</i>
EM	<i>Emission Measure</i>
ESO	<i>European Southern Observatory</i>
FANTOMM	FAbry-Perot de Nouvelle Technologie de l'Observatoire du mont Mégantic
FP	Fabry-Perot
IDL	<i>Interactive Data Language</i>
ISM	Millieu interstellaire
L3CCD	<i>Low Light Level Charge-Couple Device</i>
M31	Messier 31 ou Andromède
NFW	Navarro Frenk White
NGC	<i>New General Catalogue</i>
PA	Angle de position
S/B	Rapport signal sur bruit
SINGS	<i>Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey</i>
SFR	Taux de formation d'étoiles
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
THINGS	<i>The H<sub>i</sub> Nearby Galaxy Survey</i>
UV	Ultraviolet
WHT	<i>William Herschel Telescope</i>

## NOTATION

BVRIJHK	7 longueurs d'ondes allant du bleu vers l'infrarouge proche
$H\alpha$	Raie de recombinaison de l'hydrogène à 6562,78 Å
$H_I$	Raie à 21 cm de l'hydrogène neutre
$\theta$	Angle azimutal
$i$	Inclinaison
$\text{km s}^{-1}$	Kilomètre par seconde
kpc	$10^3$ parsec
$\lambda$	Longueur d'onde
$L_{H\alpha}$	Luminosité $H\alpha$
$M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}}$	Rapport de la matière sombre sur la matière lumineuse
'	Minute d'arc
$(M/L)_*$	Rapport de la masse sur la luminosité du disque stellaire
Mpc	$10^6$ parsec
$P_{H\alpha}$	Raie de recombinaison de l'hydrogène à 1,87 μm
$R_{0,5L_{H\alpha}}$	Rayon de demi-luminosité $H\alpha$
$R_{25}$	Rayon optique
$\Sigma_{H\alpha}$	Brillance de surface en $H\alpha$
$V_{\text{exp}}$	Vitesse d'expansion dans le disque
$V_{\text{obs}}$	Vitesse observée le long de la ligne de visée
$V_{\text{rot}}$	Vitesse de rotation
$V_{\text{sys}}$	Vitesse systémique de la galaxie
$\Omega_p$	Vitesse de rotation angulaire du patron de l'onde de densité

## **REMERCIEMENTS**

Je profite de cette opportunité pour adresser mes remerciements à tous ceux qui m'ont aidé lors de cette maîtrise. Je tiens spécialement à remercier Olivier Daigle, Olivier Hernandez ainsi que Laurent Chemin pour leur patience envers mes innombrables questions. Merci encore pour vos conseils. Je remercie également Marie-Maude de Denu-Baillargeon et Julie Hlavacek-Larrondo pour les conversations qu'on a eues entre filles. Une maîtrise sans vous n'aurait pas été la même. Un merci aussi à Claude Carignan qui a su instaurer en moi la confiance envers mes habiletés de recherche et de rédaction. C'est beaucoup. Je remercie aussi les membres du personnel de l'Observatoire du mont Mégantic et particulièrement les techniciens Bernard Malenfant, Pierre-Luc Lévesque et Ghislain Turcotte. Finalement, une appréciation toute spéciale va à mon conjoint Maxime qui m'a soutenue quotidiennement et ce tout le long de ma maîtrise. Merci.

Bonne lecture à tous !

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

### 1.1 Les débuts de la recherche sur la matière sombre

L'étude de la cinématique à grande échelle d'une galaxie a véritablement débuté en 1970 avec la publication des travaux de Vera Rubin et Kent Ford. Avant cet événement, peu d'astronomes s'intéressaient à cette question, car à l'époque, les trous noirs faisaient plus l'imaginaire que de la simple matière en rotation. Cependant, les résultats de Rubin & Ford sur la galaxie M31 présentaient la première courbe de rotation ayant une aussi grande étendue spatiale (Rubin, 2006). On y apercevait de la matière tournant aussi vite à la périphérie de la galaxie, là où la densité est beaucoup moins élevée, que vers le centre, qui est beaucoup plus lumineux. La figure ci-bas illustre ces résultats, où l'image dans le visible de la galaxie M31 est superposée à la courbe de rotation H $\alpha$  publiée en 1970. L'image provient du site web du département de magnétisme terrestre de l'institut Carnegie à Washington (<http://www.dtm.ciw.edu/content/view/122/168/>).

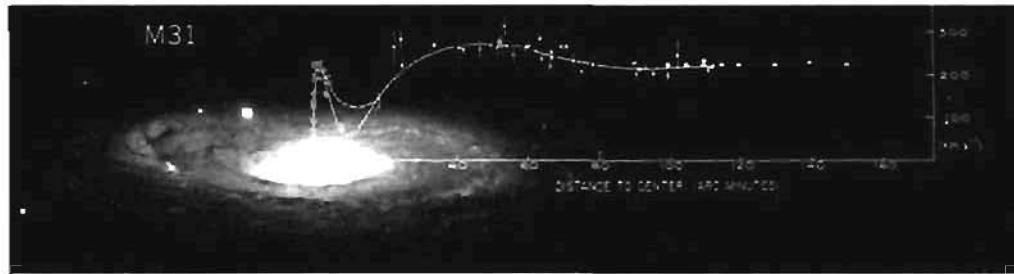


FIG. 1.1 – Courbe de rotation de M31

Puisqu'à grand rayon, la courbe de rotation restait plate, cela impliquait que la masse augmentait linéairement avec le rayon<sup>1</sup>, ce qui était bien sûr contraire à ce que les observations dans le visible indiquaient ! Dès lors, ces résultats ont piqué la curiosité des

<sup>1</sup> La force gravitationnelle qui attire une étoile vers le centre galactique joue le rôle d'une force centripète maintenant l'étoile sur une orbite fermée, donc  $F_g = \frac{GM(r)m}{r^2} = \frac{v^2}{r}m$ . En supposant une distribution sphérique de matière dans la galaxie, on obtient  $M(r) = \frac{v^2}{G}r$ .

astronomes. En 1975, les observations radio de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre vinrent confirmer la forme de la courbe de rotation de M31, résultats qui sont d'ailleurs superposés à la courbe optique de Rubin & Ford (1970) sur la figure 1.1. Il y avait véritablement des quantités énormes de matière non lumineuse qui étaient situées bien au-delà du diamètre du disque optique !

Les travaux de Rubin & Ford, ayant été accueillis favorablement par la communauté astrophysicienne, ont permis de mettre en lumière les résultats d'un autre scientifique beaucoup moins charismatique, Fritz Zwicky. En 1933, Zwicky a publié un article dans lequel il affirmait que de la matière sombre (sous forme d'étoiles froides, de corps solides et de gaz) était nécessaire afin d'expliquer les vitesses excessives des galaxies au sein de l'amas de Coma. Son article, ignoré par les astronomes, fournissait une explication à la courbe de rotation plate de M31. Il a fallu dix ans, après la publication de Rubin & Ford (1970), pour réaliser que la majorité de la matière était bel et bien manquante (Faber & Gallagher, 1979).

## 1.2 La recherche contemporaine sur la matière sombre

Il s'agit maintenant d'analyser plus en profondeur cette matière sombre, notamment sa distribution dans les galaxies ainsi que sa composition. Même si 40 ans d'étude sur la matière sombre d'une galaxie a fait fortement progresser les connaissances dans ce domaine, la forme du halo sombre reste un sujet de débats toujours non résolu. D'un côté, les simulations numériques à N corps prédisent que tous les halos ont la même forme à l'équilibre, peu importe la masse du halo ou des paramètres cosmologiques choisis (Navarro et al., 1997). Le modèle de formation galactique utilisé est celui le plus en vogue dernièrement, soit l'amoncellement hiérarchique de galaxies naines formant des galaxies massives elliptiques ou bien spirales, dépendant des masses en jeu (voir White & Frenk (1991), Lacey & Cole (1993), Baugh et al. (1996), Cole et al. (2000)). Cette collision de galaxies induit une relaxation violente du potentiel gravitationnel qui serait à l'origine de la forme universelle de halo sombre (voir Lynden-Bell, 1967). Le profil de densité obtenu par les simulations cosmologiques n'est dépendant que de la

masse du halo et de sa densité caractéristique  $\delta_c$  :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{\text{crit}}} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (1.1)$$

où  $\rho_{\text{crit}} = 3H^2/8\pi G$  est la densité critique pour obtenir un univers fermé et où  $r_s$  est le rayon d'échelle déterminé d'après la masse du halo. Un profil NFW présente donc au centre de la galaxie une densité maximale ainsi qu'une pente de loi de puissance égale à -1 ( $\rho(r) \propto r^{-1}$ ). Cependant, des simulations à résolution supérieure ( $10^6$  vs  $10^4$  particules) ont montré que le profil de densité n'avait pas la même forme universelle mais bien une pente logarithmique allant de -1 à -1.5 dans les régions intérieures (voir la figure 1.2 tirée de Ghigna et al., voir aussi Moore et al. (1999), Jing & Suto (2000), Klypin et al. (2001)). Les simulations numériques ne parviennent donc pas à homogénéiser leurs résultats.

Ces résultats provenant de simulations à N corps doivent être comparés au profil du halo sombre obtenu selon les observations. La distribution de matière sombre obtenue dans les galaxies est particulièrement différente de la forme obtenue par les simulations numériques (Flores & Primack (1994), Moore (1994), de Blok et al. (2001)). Plus précisément, le profil de densité de matière sombre qui est ajusté aux courbes de rotation est la sphère isotherme, dont la pente logarithmique dans les régions intérieures est nulle (densité constante) :

$$\rho(r) \propto \frac{1}{(r_c^2 + r^2)}, \quad (1.2)$$

où  $r_c$  est le rayon de coeur. La figure 1.3 tirée de l'article de de Blok et al. (2001) démontre bien que les observations penchent pour une densité constante au centre alors que les simulations indiquent une densité allant en augmentant vers le centre. La problématique centrale est donc de réconcilier les observations avec les simulations numériques. D'ailleurs, il existe quelques difficultés reliées à l'extraction du profil du halo sombre à partir de courbes de rotation. Premièrement, la valeur du rapport  $(M/L)_*$  n'est pas déterminée avec précision, ce qui implique que les meilleures contraintes sur la matière sombre proviennent de galaxies naines et à faible brillance de surface puisqu'elles sont dominées par la matière sombre à tout rayon. De plus, la dépendance radiale du rap-

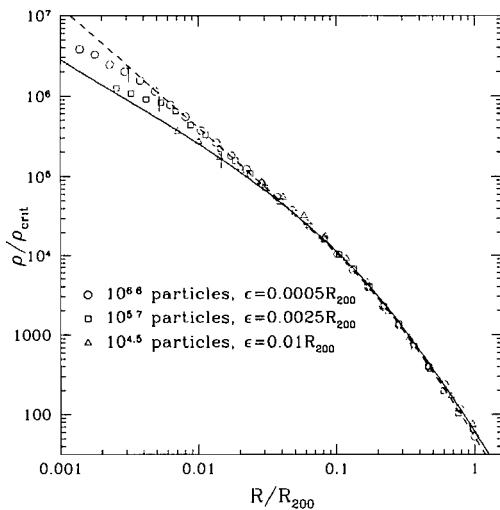


FIG. 1.2 – Effet de l’augmentation de la résolution des simulations : la densité au centre quitte le profil NFW ( $\propto r^{-1}$ , ligne pleine) pour s’approcher du profil de Moore et al. (1999) ( $\propto r^{-1.5}$ , ligne pointillée).  $R_{200}$  est le rayon viriel.

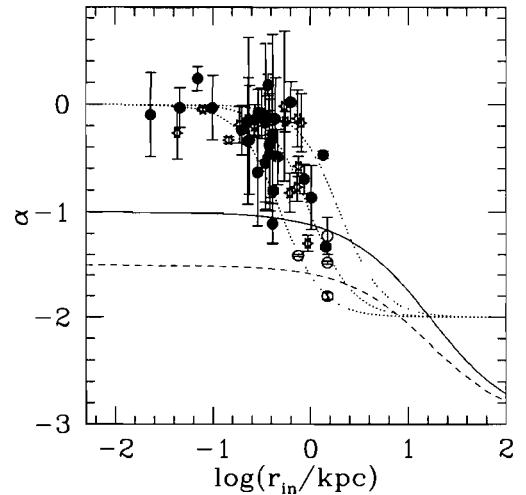


FIG. 1.3 – Valeur de la pente interne en fonction des rayons intérieurs. La courbe pointillée représente la sphère isotherme avec des rayons de coeur de 0,5, 1 et 2 kpc, la ligne pleine représente un profil NFW et la ligne en tirets montre le profil de Moore et al. (1999).

port ( $M/L$ )<sub>\*</sub> n’est pas connue ; pour les galaxies spirales, on utilise une valeur constante déterminée en supposant une contribution dominante du disque lumineux.

Les autres difficultés reliées à l’obtention d’un profil de matière sombre sont de nature observationnelle. Par exemple, le *beam smearing* étale sur un plus grand rayon les observations H<sub>I</sub> en moyennant au centre du large faisceau H<sub>I</sub> la densité en  $1/r^2$  alors que la masse se trouve à un rayon plus faible (van den Bosch et al., 2000). Les vitesses de rotation sont donc sous-estimées dans les régions intérieures. Ensuite, les observations de spectroscopie longue fente obtiennent la cinématique sur l’axe majeur seulement et une disposition incorrecte de la fente affecte la vitesse de rotation trouvée (Swaters et al., 2003a). Ces deux problèmes peuvent être éliminés par la technique d’interférométrie Fabry-Perot à haute résolution, mais il reste une autre complication reliée à la cinématique elle-même. La cinématique d’une galaxie ne se compose pas seulement d’une vitesse de rotation, elle comporte souvent une composante non négligeable d’expansion dans le disque. Ces mouvements non-circulaires ne peuvent pas être facilement enlevés

d'une courbe de rotation (Swaters et al., 2003b), cela nécessite une modélisation plus poussée de la cinématique 2D ou bien une modélisation de la matière visible en utilisant des données infrarouges. Ces effets non-circulaires seront bien visibles dans la partie montante de la courbe de rotation d'une galaxie barrée, car c'est l'endroit où est située la barre.

Ainsi, la plupart des contraintes observationnelles affectent plus particulièrement la région interne de la courbe de rotation. Hors, il a été démontré que la forme du halo de matière sombre dépend fortement de la partie montante de la courbe de rotation (Blais-Ouellette et al., 1999). Il est donc important d'obtenir non seulement la cinématique à grand rayon par l'observation de l'émission du gaz  $\text{H}\text{I}$ , mais aussi la cinématique Fabry-Perot à haute résolution des régions intérieures par l'observation de l'émission  $\text{H}\alpha$  du gaz ionisé. De cette façon, on pourra déterminer le profil de matière totale avec plus de précision. Ensuite, puisque la matière visible est distribuée en fonction du type morphologique, il semble logique de vouloir modéliser la masse des galaxies en prenant bien soin d'échantillonner tous les types morphologiques accessibles. Pour atteindre ce but, il faudra d'abord obtenir la cinématique  $\text{H}\alpha$  à haute résolution de cet échantillon de galaxies, ce qui constitue la première partie de ce mémoire. De cette façon, on pourra contraindre avec plus de précision le profil de densité de la matière non baryonique.

### 1.3 Échantillon de galaxies

L'échantillon de galaxies choisi pour l'obtention des données de cinématique s'appelle l'échantillon SINGS (pour *Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*). Cet échantillon, composé de 75 galaxies proches (moins de 30 Mpc de distance), a été choisi pour plusieurs raisons. Premièrement, des données complémentaires à différentes échelles de longueurs d'onde sont obtenues pour chaque galaxie, allant de l'imagerie à rayons X, ultraviolet,  $\text{Pa}\alpha$ ,  $\text{H}\alpha$ , BVRIJHK, submillimétrique, CO,  $\text{H}\text{I}$ , à l'imagerie du continuum radio. Ceci signifie concrètement que la cinématique  $\text{H}\text{I}$  sera aussi disponible pour fins de modélisation de masse. D'ailleurs, la cinématique  $\text{H}\text{I}$  à haute résolution ( $7''$ ) a été publiée en partie sous le nom du projet THINGS (voir Walter et al. (2005), Walter et al.

(2007)). Deuxièmement, la composition même de l'échantillon couvre un large éventail de propriétés physiques :

1. type morphologique : relié à la quantité de gaz, à la structure du bulbe et du disque et au taux de formation d'étoiles (SFR) par unité de masse ;
2. luminosité : relié à la masse de la galaxie et à la métallicité moyenne (trois ordres de grandeur couverts) ;
3. obscurcation par les poussières : relié à la température et à la profondeur optique de la poussière ainsi qu'à l'inclinaison (calculé à l'aide du rapport de luminosité infrarouge vs visible, trois ordres de grandeur couverts).

Troisièmement, un grand nombre d'aspects pouvant influencer la cinématique d'une galaxie sont également représentés, tels que la structure de la barre, l'environnement (galaxies isolées vs membres d'un groupe), le rapport CO / H<sub>i</sub>, la brillance de surface, la structure des bras spiraux (floconneuse vs bras spiraux bien définis) ainsi que l'activité du noyau (Seyfert, sursaut de formation d'étoiles vs non active).

Bien que l'échantillon SINGS comporte 75 galaxies, elles ne possèdent pas toutes de l'émission H $\alpha$  venant de son gaz d'hydrogène ionisé. En fait, il y a 10 galaxies qui ne possèdent pas d'émission H $\alpha$ , ce qui laisse 65 galaxies à observer par interférométrie Fabry-Perot à balayage. De ce nombre, 28 ont déjà été observées, traitées et publiées (Daigle et al., 2006a). Il en reste donc 37, ayant des types morphologiques variant de E à Sd ainsi que des Im. Du gaz ionisé a effectivement été détecté dans des galaxies elliptiques.

Comme mentionné précédemment, l'obtention de données sur la cinématique de ces galaxies servira à l'étude de la distribution de matière sombre en fonction du type morphologique, ce qui permettra de comprendre comment le potentiel gravitationnel associé à la matière sombre peut affecter la formation d'étoiles et l'évolution globale de la galaxie. De plus, ces données serviront d'échantillon de référence pour comprendre la cinématique des galaxies à haut redshift. Enfin, le projet SINGS s'intéresse de près aux mécanismes de formation d'étoiles, et ces données pourront aider à comprendre le rôle qu'y joue la cinématique du gaz.

Enfin, un dernier mot sur le projet SINGS en général. Les objectifs scientifiques sont à trois niveaux. Il s'agit de comprendre le lien entre la formation stellaire et les propriétés du milieu interstellaire (ISM), et ce dans différents environnements extragalactiques. Les données obtenues serviront aussi de référence locale afin de comprendre les observations de galaxies à haut redshift. Enfin, l'idée globale est d'améliorer notre connaissance de la formation et de l'évolution des galaxies (Kennicutt et al., 2003).

## 1.4 Quelques notions de cinématique des galaxies

Afin de bien comprendre les données obtenues dans le cadre de cette maîtrise, il est nécessaire de faire un tour d'horizon sur la cinématique des galaxies, en abordant plus particulièrement les principes touchant à la rotation ainsi que les effets non circulaires pouvant altérer la forme de la courbe de rotation.

### 1.4.1 Rotation pure du disque

Bien que la distribution aplatie de notre galaxie suggère fortement la rotation, c'est l'astronome hollandais Jan Oort qui, en 1927, a mis en évidence la rotation différentielle de la galaxie. Cependant, à première vue, la structure des bras spiraux ne semble pas s'accorder avec la rotation différentielle, puisqu'une vitesse angulaire de rotation  $\Omega^2$  plus grande au centre de la galaxie qu'à l'extérieur finirait par enruler les bras spiraux. Cet enrangement n'est pas observé car on croit que les bras spiraux ne sont pas formés des mêmes étoiles au cours du temps. Voyons tout cela plus en détails.

#### 1.4.1.1 Nature des bras spiraux

La théorie expliquant le mieux la forme axisymétrique des bras spiraux a été avancée en 1964 par Lin & Shu et stipule que des ondes de densité se propagent dans le disque et créent des zones de compression, favorisant la formation stellaire. Ces ondes ne partagent pas la rotation différentielle, elles possèdent leur propre patron de vitesse angulaire  $\Omega_p$  plutôt constant et indépendant du rayon (ces ondes possèdent une rotation

---

<sup>2</sup> $\Omega = V_{rot}/R$

de type corps solide). La densité dans ce patron étant plus élevée de  $\sim 15\%$  par rapport à la densité locale du milieu interstellaire (ISM), il se crée une zone de congestion du gaz moléculaire qui sera visible dans les observations CO. Ensuite, le gaz choqué par la compression formera des étoiles chaudes et massives dont leur radiation excitera le gaz ambiant qui sera alors visible en H $\alpha$ . La compression peut aussi transformer du gaz en poussière, laissant apparaître des traînées de poussières le long de l'onde de choc. Près du centre galactique, les étoiles et le milieu local possèdent une vitesse angulaire de rotation  $\Omega$  plus élevée que celle du patron de l'onde de densité  $\Omega_p$ , alors la compression apparaît derrière les étoiles et le gaz qui ont dépassé cette zone de faible vitesse. Loin du centre, c'est le contraire, alors la compression apparaît devant les étoiles et le gaz chauffé du milieu interstellaire. L'idée est que l'onde de densité est un phénomène quasi-stationnaire, donc de longue durée (Carroll & Ostlie, 1996).

#### 1.4.1.2 Sens de la rotation

Afin de comprendre la dynamique des galaxies spirales, il convient de définir des termes expliquant le sens de la rotation. Les bras spiraux peuvent pointer dans le sens de la rotation, alors on utilisera le terme *leading* car ils dirigent la rotation. Ou bien, les bras spiraux pointent dans le sens contraire à la rotation, dans quel cas le terme *trailing* sera utilisé car ils sont à la remorque de la rotation. La figure 1.4, obtenue depuis Binney & Tremaine (1987), illustre le tout pour une structure spirale à deux bras qui semble être représentative de la majorité des galaxies.

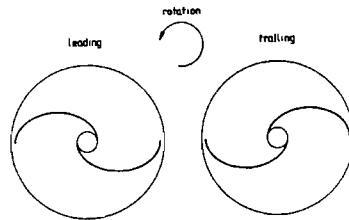


FIG. 1.4 – Sens de la rotation

Il est relativement difficile d'obtenir le sens de la rotation d'une galaxie, car une galaxie ayant des bras spiraux pointant dans le même sens que la rotation aura le même

champ de vitesse qu'une autre galaxie ayant la rotation inverse, mais vue d'en dessous. On détermine si la galaxie est à la remorque de la rotation ou bien si elle la dirige en trouvant d'abord le côté sur l'axe mineur qui est le plus près de nous. Une façon de faire est d'observer l'asymétrie du patron d'absorption des lignes de poussières en présence d'un bulbe lumineux, comme illustré à la figure 1.5 de l'article de Buta et al. (2003).

Des lignes de poussières bien définies et bien apparentes seront causées par l'absorption d'une grande quantité de photons venant d'un bulbe situé en majorité derrière le disque, indiquant que ce côté est proche de nous. Des lignes de poussières moins apparentes seront causées par un bulbe plus important en avant du disque, donc que ce côté de la galaxie est situé loin de nous. Une seconde façon de déterminer le côté près de nous serait d'étudier les amas globulaires. Un plus petit nombre d'amas d'étoiles trouvés pour un côté de l'axe majeur indiquera le côté qui se trouve près de nous car ils seront situés en majorité dessous le disque de poussières qui aura absorbé une certaine partie de leur luminosité (Binney & Tremaine, 1987).

Avec le champ de vitesse et sachant quel est le côté proche, on trouve qu'en général, les bras spiraux sont à la remorque de la rotation, mais il existe deux galaxies possédant au moins un bras spiral *leading* : NGC 4622 (Buta et al., 2003) et NGC 4826 (van Driel & Buta, 1993). On pense que les bras *leading* seraient une indication d'une fusion ou d'une forte interaction entre galaxies.

#### 1.4.1.3 Champ de vitesse

La courbe de rotation typique d'une galaxie ayant de la matière sombre à grand rayon est montrée à la figure 1.6(a). Cette courbe présente deux sections importantes.

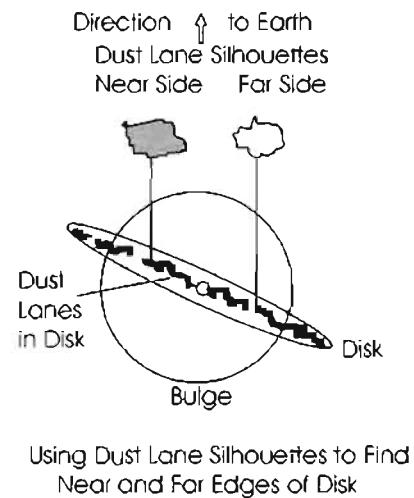


FIG. 1.5 – Côté proche d'une galaxie

La première section est située à faible rayon ( $r < 10''$ ) et présente un gradient de vitesse élevé ainsi qu'une rotation de type solide, c'est-à-dire que la vitesse de rotation est une fonction linéaire du rayon, car la fréquence angulaire de rotation  $\Omega$  doit rester constante. Le champ de vitesse correspondant est présenté à la figure 1.6(b) où il a été calculé d'après la formule 1.3 pour une inclinaison de  $45^\circ$ . On peut y apercevoir la même rotation de type solide au centre : les contours de vitesse sont droits et parallèles à l'axe mineur.

$$V_{\text{obs}} = V_{\text{sys}} + V_{\text{rot}}(r) \cdot \cos\theta \cdot \sin i \quad (1.3)$$

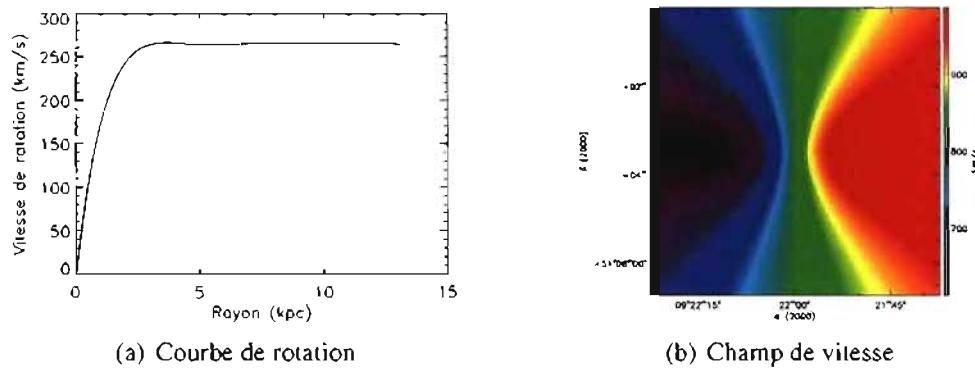


FIG. 1.6 – Courbe de rotation et champ de vitesse typiques

La deuxième section commence vers  $70''$  et correspond à la partie plate de la courbe de rotation. Cette section se traduit en contours de vitesse ayant une forme radiale : la vitesse observée sur la ligne de visée ne dépend plus que de l'angle azimuthal  $\theta$ . D'autres courbes de rotation montrent une faible décroissance près du dernier point mesuré de la courbe, qui se traduirait dans le champ de vitesse par un dernier contour fermé près de l'axe majeur.

Dans cet exemple, l'axe majeur photométrique, qui est défini comme étant le plus grand axe d'une ellipse, est coïncident avec l'axe majeur cinématique, qui est une courbe passant par le centre galactique et coupant perpendiculairement les contours de vitesse. La même chose peut être dite pour l'axe mineur optique et l'axe mineur cinématique, qui est défini comme étant la courbe de vitesse ayant la même valeur qu'au centre (la vitesse systémique). L'axe mineur cinématique est donc une parfaite droite dans ce cas-ci. On

remarque aussi que les axes majeur et mineur cinématiques sont perpendiculaires.

Cependant, il est rare d'obtenir des champs de vitesse aussi réguliers que la figure 1.6(b). Ceci est dû au fait que la galaxie possède rarement que des mouvements circulaires en son disque. Plusieurs perturbations dans le disque de la galaxie vont faire en sorte que des mouvements non circulaires vont se développer et vont altérer la forme de la courbe de rotation. La prochaine section décrit donc les principaux effets de perturbation d'un disque en pure rotation circulaire.

### 1.4.2 Perturbations d'un disque en rotation

Deux principaux effets pouvant perturber le disque d'une galaxie sont le gauchissement et les mouvements non circulaires au centre des galaxies. Nous verrons que ces perturbations influencent le champ de vitesse observé et ainsi modifieront l'aspect de la courbe de rotation et ensuite la distribution de matière d'une galaxie.

#### 1.4.2.1 Le gauchissement

Une perturbation importante du disque est le gauchissement. Puisque la majorité des galaxies possèdent un gauchissement détectable en observations de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre, il est important d'en connaître l'origine ainsi que son effet sur la cinématique H $\alpha$ .

La première étude concluante du gauchissement d'un disque spiral a été publiée en 1974 par Rogstad et al.. Les observations de la galaxie M83 avec l'aide de radiotélescopes à ouverture de synthèse sont présentées à la figure 1.7, tout comme la modélisation du gauchissement. On peut y apercevoir des contours de vitesse tous tordus dans la même direction et fortement symétriques par rapport au centre, ce qui suggère une perturbation à grande échelle. Les régions intérieures présentent une rotation semblable à celle présentée à la figure 1.6(b), c'est-à-dire que près du centre, la rotation est de type solide (présence d'isovitesses parallèles), puis elle devient constante en fonction du rayon jusqu'à environ 5'. De plus, les axes cinématiques concordent avec les axes optiques à l'intérieur d'un diamètre de  $\sim 10\text{-}12'$ . Ceci indique qu'à l'intérieur approximatif

du diamètre optique ( $D_{25} = 12.9'$ ), le disque  $\text{H}\alpha$  est coïncident avec le disque optique et ils sont dans le même plan.

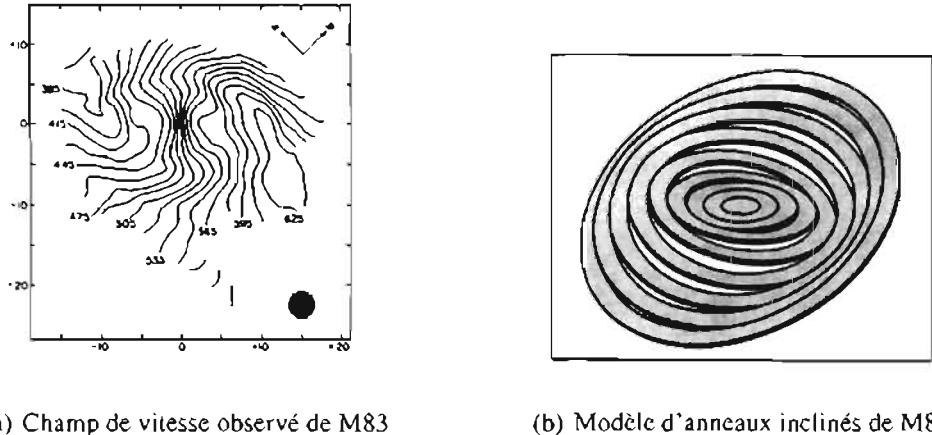


FIG. 1.7 – Modélisation du champ de vitesse de M83

Cependant, dans les régions extérieures de M83, l'axe cinématique majeur de la galaxie n'est pas en accord avec l'axe majeur photométrique. Il suit plutôt celui de la distribution  $\text{H}\alpha$  étendue de la galaxie. La modélisation par anneaux inclinés (différence d'inclinaison de  $\sim 30^\circ$ ) montre que les axes cinématiques mineur et majeur sont perpendiculaires pour chaque ellipse, indiquant une orbite circulaire en son plan. On comprend donc que les isovitesses tordus dans la même direction représentent en fait une série d'anneaux d'inclinaison différente, ce qui fait varier la direction des axes cinématiques en fonction du rayon.

En général, le gauchissement affecte seulement les régions extérieures du disque, alors le disque optique est rarement affecté par ce genre de perturbation. Cependant, il arrive que certaines galaxies spirales présentent un disque  $\text{H}\alpha$  gauchi, alors il doit exister plusieurs causes différentes à ce gauchissement. Une explication serait une interaction avec une galaxie massive voisine, cependant il n'y a pas toujours un candidat plausible à proximité du disque gauchi. Une raison prometteuse serait l'effet de deux systèmes dynamiquement différents car ayant deux moments angulaires différents : le disque central obéissant au potentiel gravitationnel dominé par la matière visible ainsi que le disque

externe gouverné par le potentiel dominant du halo de matière sombre. Une troisième hypothèse serait une combinaison des deux explications précédentes, soit la perturbation du halo de matière sombre par une galaxie satellite massive. Voir l'article de Binney (1992) pour une revue sur le gauchissement des galaxies spirales.

#### 1.4.2.2 Les mouvements non circulaires

Dans les régions intérieures des galaxies se produisent des mouvements non circulaires qui vont affecter de manière importante la courbe de rotation obtenue. D'ailleurs, van der Kruit & Allen (1978) ont publié un article sur la cinématique des galaxies dans lequel on peut trouver une revue des principales perturbations à la rotation circulaire. On peut y retrouver aussi les références des observations discutées dans cette section.

Comparativement à l'hypothèse de la rotation purement circulaire, de la matière en expansion modifiera ainsi la vitesse observée le long de la ligne de visée selon l'équation :

$$V_{\text{obs}} = V_{\text{sys}} + V_{\text{rot}}(r) \cdot \cos\theta \cdot \sin i + V_{\text{exp}} \cdot \sin\theta \cdot \sin i. \quad (1.4)$$

En premier lieu, des mouvements d'expansion et d'éjection de gaz parvenant du noyau ont été observés à des vitesses allant jusqu'à  $450 \text{ km s}^{-1}$ . Ensuite, des mouvements erratiques parvenant du bulbe contaminent le champ de vitesse dans les régions intérieures. Aussi, des mouvements de rotation non circulaires (expansion du gaz) reliés à la présence d'anneaux H $\alpha$  brillants ont été observés. Lorsque ces anneaux ne sont pas dus à une onde de collision de galaxies, ils sont dus à une résonance causée par une perturbation du potentiel gravitationnel et où le gaz s'accumule. Des chocs se créent, ce qui favorise la formation d'étoiles. Cette perturbation peut être due à une barre en rotation ou bien à du gaz qui orbite elliptiquement (aussi appelé distorsion ovale).

Nous avons vu que lorsque l'axe majeur cinématique est tordu dans les régions extérieures, c'est signe d'un gauchissement du plan galactique. Cependant, lorsque l'axe majeur est tordu dans les régions intérieures, c'est la signature d'une distorsion ovale. Un indice supplémentaire est que les axes cinématiques majeur et mineur ne seront pas perpendiculaires dans le disque, ce qui implique des orbites elliptiques pour le gaz. De

plus, les axes cinématiques ne correspondent pas aux axes photométriques. Le résultat est qu'un gradient de vitesse pourra s'observer sur l'axe mineur photométrique (Binney & Merrifield, 1998). La galaxie barrée NGC 5383 possède une distorsion ovale et le champ de vitesse obtenu par Peterson et al. (1978) est présenté à la figure 1.8.

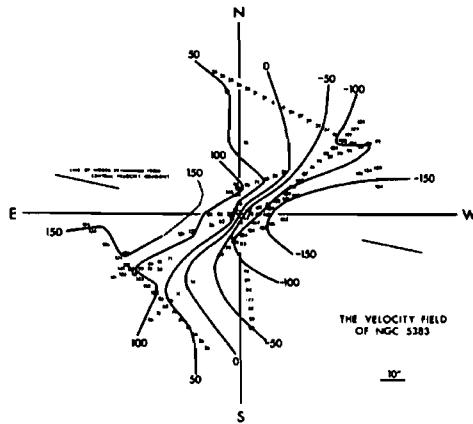


FIG. 1.8 – Champ de vitesse obtenu par la spectroscopie longue fente dans le visible

La barre de cette galaxie fournit des perturbations importantes à la rotation circulaire. En rotation rigide, elle fournit un mécanisme de transport radial de matière à grande échelle. Des mouvements d'expansion dans le disque seront donc détectés près des barres. Par exemple, des mouvements d'écoulements de gaz de  $\sim 180 \text{ km s}^{-1}$  vers le centre galactique ont été détectés le long de la barre pour NGC 5383 (Peterson et al., 1978). De plus, le gaz se déplaçant sur une orbite elliptique X1 parallèle à la barre aura une vitesse plus grande près du centre galactique (péricentre) qu'à la périphérie (apo-centre), soit à l'extrémité de la barre. Puisque l'axe cinématique majeur de NGC 5383 est perpendiculaire à la barre, il se crée donc une congestion des isovitesses le long de l'axe majeur. Ceci crée une augmentation de la pente de la courbe de rotation dans les régions intérieures, et qui affectera grandement la forme du halo sombre obtenu. Ainsi, il s'agira de modéliser avec soin les mouvements non-circulaires présents dans les galaxies.

Enfin, il reste quelques perturbations qui peuvent affecter la cinématique observée d'une galaxie. L'interaction avec un compagnon peut induire des asymétries dans les

régions extérieures. L'article bien connu de Toomre & Toomre (1972) présente les résultats de simulations d'effets de marées causés par une interaction gravitationnelle avec un compagnon. De plus, des mouvements d'écoulement peuvent être observés le long des bras spiraux. Ils sont dus à la structure spirale engendrée par l'onde de densité. L'article de Visser (1980) présente d'ailleurs une étude approfondie des mouvements d'écoulements présents dans les bras spiraux de M81. L'effet sur la courbe de rotation est une augmentation de la vitesse de rotation à l'extérieur des bras spiraux suivie d'une diminution de la vitesse de rotation observée à l'intérieur des bras spiraux. Les effets de ces perturbations seront donc visibles sur les champs de vitesse des galaxies SINGS présentés dans ce mémoire.

## CHAPITRE 2

### CINÉMATIQUE H $\alpha$ DE L'ÉCHANTILLON SINGS

#### 2.1 Introduction à l'article

La première partie du mémoire présente les observations de la cinématique H $\alpha$  de 37 galaxies SINGS. Les observations ont été effectuées par la méthode d'interférométrie Fabry-Perot à balayage couplée à une caméra performante pouvant capter de faibles signaux. Cette instrumentation, appelée FaNTOMM, a été utilisée aux télescopes de 3.6m des Observatoires CFHT et La Silla de L'ESO, au télescope de 1.6m de l'Observatoire du mont Mégantic ainsi qu'au télescope de 4.2m du WHT. Une brève description de l'instrumentation suit dans les pages suivantes.

Après avoir suivi le trajet optique du télescope, les photons arrivent au réducteur focal. Cet instrument optique permet d'augmenter la luminosité reçue par le détecteur en concentrant le cône de lumière reçue sur une plus petite surface, de façon à augmenter la netteté de l'image ainsi que le champ de vue. De plus, en insérant un étalon Fabry-Perot (FP) dans le faisceau collimé du réducteur focal, on peut obtenir des images monochromatiques d'un objet extragalactique. En balayant l'étalon FP, on obtient, pour chaque pixel d'un champ de vue, un spectre à haute résolution de l'ordre d'environ 7 Å de large, centré autour de la raie H $\alpha$  à imager. L'instrumentation comporte aussi une série de 24 filtres interférentiels H $\alpha$  ajustés pour une vitesse systémique de galaxies allant de -300 à 10 000 km s $^{-1}$ . Enfin, la caméra à comptage de photons FANTOMM ainsi qu'une caméra commerciale de type L3CCD, fabriquée par la compagnie Andor Technologies, recueillent les photons de faible flux arrivants. Enfin, un cube de calibration a été obtenu avant et après chaque observation en balayant la raie du Néon à  $\lambda = 6598.95$  Å. Ceci est dû au fait que le chemin optique que parcourt un photon dépend de son angle d'incidence et donc que la longueur d'onde admise par le Fabry-Perot ne sera pas la même pour différents pixels. Le balayage d'une raie, dont la longueur d'onde est bien connue, permet de s'affranchir de cette incertitude.

Après avoir obtenu les observations aux télescopes, les données brutes sont traitées en utilisant une routine IDL. Les détails du traitement informatique sont décrits dans l'article de Daigle et al. (2006b). L'article qui suit donne une description plus étayée des différentes étapes de réduction de données suivies :

1. Création d'un cube de données brut et correction des erreurs de guidage du télescope (à l'aide de la position des étoiles) ;
2. Étalonnage, en longueur d'onde, des cubes de données brutes (en utilisant les cubes de calibration) ;
3. Filtrage spectral afin d'éliminer les possibles artéfacts causés par un balayage discret en fréquence (selon le critère de Nyquist) ;
4. Soustraction des raies du ciel en reconstruisant un cube de ciel (par l'ajustement d'une fonction polynomiale d'ordre 4 sur chaque carte de longueur d'onde dans les régions dominées par le ciel) ;
5. Lissage spatial adaptatif qui tient compte du rapport signal sur bruit (S/B) du pixel avant de l'augmenter en accrétant les pixels environnants.
6. Extraction des cartes de vitesse radiale, flux monochromatique, niveau de continuum et dispersion en vitesse de la raie (en trouvant la raie H $\alpha$  par la méthode du barycentre) ;
7. Ajouter l'information astrométrique (en utilisant la routine *koords* de la suite *Karma* (Gooch, 1996)).

Ensuite, il s'agit de faire l'analyse cinématique du champ de vitesse selon un ajustement d'anneaux inclinés en utilisant la routine *rotcur* du logiciel GIPSY (Vogelaar & Terlouw, 2001). On trouve en premier lieu le centre cinématique ainsi que la valeur de la vitesse systémique. Puis, les nouvelles valeurs obtenues sont maintenues fixes lors de la détermination des paramètres cinématiques d'inclinaison et d'angle de position (PA). L'annexe I présente la variation de l'inclinaison et du PA en fonction du rayon pour les galaxies où l'extraction de ces paramètres était possible. Enfin, la courbe de rotation est calculée en fixant tous les autres paramètres.

Puisque des mouvements non circulaires sont présents dans les régions centrales des galaxies, l'ajustement des paramètres cinématiques s'est effectué à l'extérieur de ces zones. Cependant, la courbe de rotation résultante a été calculée sous l'hypothèse de la rotation circulaire pour tous les rayons du disque. Or, des mouvements d'écoulement de gaz sont présents dans les galaxies, par exemple une barre qui redistribue le gaz à grande échelle. L'article discute donc des moyens possibles pour modéliser les perturbations à la cinématique, soit en obtenant le potentiel gravitationnel directement depuis les champs de vitesse ou soit en modélisant la matière en utilisant les cartes infrarouges.

Ces modélisations des perturbations à la cinématique pourront permettre de produire des courbes de rotation plus exactes, ce qui permettra d'obtenir un profil de distribution de matière sombre. De cette façon, la problématique du profil du halo sombre au centre des galaxies pourra éventuellement être réglée.

# H $\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey – II

I. Dicaire<sup>1</sup> \* †, C. Carignan<sup>1,6</sup>, P. Amram<sup>2,6</sup>, O. Hernandez<sup>1,6</sup>, L. Chemin<sup>3</sup>,  
 O. Daigle<sup>1,2,6</sup>, M.-M. de Denus-Baillargeon<sup>1,4</sup>, C. Balkowski<sup>3</sup>, A. Boselli<sup>2</sup>,  
 and R. C. Kennicutt<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Observatoire du mont Mégantic & Département de physique, Université de Montréal,  
 C.P. 6128 succ. centre ville, Montréal, Québec, Canada H3C 3J7.*

<sup>2</sup>*Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Observatoire Astronomique Marseille-Provence, Université de Provence & CNRS, 2 place  
 Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France.*

<sup>3</sup>*Observatoire de Paris, section Meudon, GEPI, CNRS-UMR 8111 & Université Paris 7, 5 Pl. Janssen, 92195 Meudon, France.*

<sup>4</sup>*Institut Fresnel, CNRS & Universités Aix Marseille, 13397 Marseille Cedex 20, France.*

<sup>5</sup>*Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK*

<sup>6</sup>*Visiting Astronomer, Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National  
 de la Recherche Scientifique de France, and the University of Hawaii.*

Accepted . Received ; in original form

## ABSTRACT

This is the second part of an H $\alpha$  kinematics follow-up survey of the *Spitzer* Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) sample. The aim of this program is to shed new light on the role of baryons and their kinematics and on the dark/luminous matter relation in the star forming regions of galaxies, in relation with studies at other wavelengths. The data for 37 galaxies are presented. The observations were made using Fabry-Perot interferometry with the photon-counting camera FANTOMM on 4 different telescopes, namely the Canada-France-Hawaii 3.6m, the ESO La Silla 3.6m, the William Herschel 4.2m, and the Observatoire du mont Mégantic 1.6m telescopes. The velocity fields are computed using custom IDL routines designed for an optimal use of the data. The kinematical parameters and rotation curves are derived using the GIPSY software. It is shown that non-circular motions associated with galactic bars affect the kinematical parameters fitting and the velocity gradient of the rotation curves. This leads to incorrect determinations of the baryonic and dark matter distributions in the mass models derived from those rotation curves.

**Key words:** instrumentation: interferometers – techniques: radial velocities – galaxies: ISM – galaxies: kinematics and dynamics – galaxies: dark matter – surveys

\*Based on observations made with the ESO 3.60m telescope at La Silla Observatories under programme ID 076.B-0859 and on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii

[information retirée / information withdrawn]

## 1 INTRODUCTION

Understanding star formation mechanisms and their physical connection to the interstellar medium (ISM) properties of galaxies is crucial for resolving astrophysical issues such as the physical nature of the Hubble sequence, the nature and triggering of starbursts, and the interpretation of observations of the high-redshift universe. These scientific objectives constitute the core science program of the *Spitzer* Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) (Kennicutt et al. 2003). Since the science drivers of the project are dependent of many variables, the SINGS project requires a comprehensive set of data including infrared imaging and spectroscopic data, broadband imaging in the visible and near-infrared as well as UV imaging and spectrophotometry. The *Spitzer* data and ancillary observations of the SINGS galaxies will also provide valuable tools for understanding the physics of galaxy formation and evolution.

The formation of individual stars from the collapse of dense molecular clouds is relatively well known, e.g. the intensity of star formation is strongly correlated with the column density of gas and stars (Kennicutt 1998b). However, the large-scale processes driving star formation are still poorly understood. For instance, the effect of gas dynamics on the regulation of star formation is somewhat unknown. Since young stars are often associated with spiral arms, it is thought that protostars are formed from compressed gas along large-scale shock fronts. Moreover, the star formation history varies greatly along the Hubble sequence. Elliptical galaxies, being gravitationally supported by velocity dispersion, have exhausted their gas reservoir and hence star-forming processes have ceased (Kennicutt 1998a). Nevertheless, some elliptical galaxies having a rotating disc are still forming stars (e.g. NGC 2974, Jeong et al. 2007). Spiral galaxies, on the other hand, continue to form stars and are supported by rotation. Understanding the effect of gas dynamics on star formation would certainly help improving our understanding of galaxy formation. Indeed, a Schmidt law modulated by rotation seems to better fit the data than a simple (gas column density) Schmidt law (Boissier et al. 2003; Martin & Kennicutt 2001; Kennicutt 1989).

This paper presents the second part of an H $\alpha$  kinematics survey of the SINGS galaxies. The 37 galaxies showing H $\alpha$  emission were observed by means of Fabry-Perot (FP) interferometry. The paper is organized as follows. Section 2 describes the composition of the SINGS sample and the hardware used for the observations. The data reduction process, using a custom IDL pipeline designed for an optimal use of the data, is introduced in section 3. In section 4, the details of the kinematical analysis that has been done on the SINGS galaxies are described. Section 5 presents the observational results in the form of velocity fields, monochromatic maps, position-velocity diagrams, and rotation curves. In section 6, the effect of the bar on the observed kinematics is discussed. Finally, the scientific applications of the kinematical results presented in this paper are reviewed in section 7.

## 2 OBSERVATIONS

### 2.1 The sample

The sample, as described by Kennicutt et al. (2003), is composed of 75 nearby ( $\Delta < 30$  Mpc, for  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ) galaxies covering, in a three-dimensional parameter space, a wide range of physical properties:

- morphological type : associated with gas fraction, star formation rate (SFR) per unit mass, and bulge/disc structure;
- luminosity : associated with galaxy mass, internal velocity, and mean metallicity;
- FIR/optical luminosity ratio : associated with dust temperature, dust optical depth, and inclination.

In particular, there are roughly a dozen galaxies in each RC3 type (E–S0, Sa–Sab, Sb–Sbc, Sc–Scd, Sd–Sm, Im–I0) leading to an extensive set of combinations of luminosity and FIR/optical luminosity ratio. In particular, a factor of  $10^5$  in infrared luminosity and  $10^3$  in  $L_{FIR}/L_{opt}$  is covered by the sample. The 75 galaxies also represent a vast range of other galaxy properties such as nuclear activity, surface brightness, inclination, CO/HI ratio, spiral arm structure, bar structure, and environment. The galaxies were chosen as far as possible from the Galactic plane in order to avoid galactic extinction and high density of foreground stars.

Since gas fraction is correlated with morphological type (Boselli et al. 2001), not all the 75 galaxies are H $\alpha$  emitters. In fact, H $\alpha$  was not detected for ten galaxies (E–S0 and Irr types), thus kinematical information could not be extracted for those galaxies from emission lines. H $\alpha$  kinematics for 28 galaxies of the SINGS sample have already been published in Daigle et al. (2006a). This paper presents the second part of the follow-up survey, namely the H $\alpha$  kinematics of the remaining 37 galaxies. Table 1 presents the basic galaxy parameters.

### 2.2 Observing runs

The observations have been obtained with the same instrumental set-up consisting of a scanning Fabry-Perot (FP) interferometer, an imaging device designed for faint fluxes, and a narrow-band ( $\sim 15\text{\AA}$ ) interference filter. For imaging, a photon-counting camera (**FANTOMM**) and an Andor commercial (L3CCD) camera were used. Each instrument was attached to a focal reducer at the Cassegrain or Nasmyth focus of the telescope. The focal reducers used were Panoramix at the Observatoire du mont Mégantic (OmM) 1.6m telescope, Cigale at the European Southern Observatory (ESO) La Silla 3.6m telescope, MOS/FP at the Canada-France-Hawaii 3.6m telescope (CFHT), and GHFaS at the William Herschel 4.2m telescope (WHT). Table 2 describes the various characteristics of the instruments.

The spectral profiles for every pixel in the field of view were obtained by scanning the free spectral range (FSR) of the Fabry-Perot. The FSR is the wavelength interval between two adjacent transmission peaks :

$$\text{FSR} = \lambda_0/p \quad (1)$$

**Table 1.** Observational data for the SINGS H $\alpha$  kinematics sample

Galaxy name	$\alpha$ (J2000) (hh mm ss)	$\delta$ (J2000) ( $^{\circ}$ ' '')	Type RC3	$\Delta$ <sup>a</sup> (Mpc)	$D_{25}^{b,i}$ <sup>b</sup> (arcmin)	$B_T^{b,i}$ <sup>c</sup>	$M_B^{b,i}$ <sup>d</sup>	$V_{sys}$ <sup>e</sup> (km s $^{-1}$ )
NGC 24	00 09 56.7	-24 57 44	SA(s)c	8.2	5.8	12.19	-17.38	554
NGC 337	00 59 50.3	-07 34 44	SB(s)d	24.7	2.9	12.06	-19.90	1650
NGC 855	02 14 03.6	+27 52 38	E	9.6	2.6	13.30	-16.61	610
NGC 1097	02 46 19.0	-30 16 30	SB(r'1)b	16.9	9.3	10.23	-20.91	1275
NGC 1291	03 17 18.6	-41 06 29	SB(l)0/a	9.7	9.8	9.39	-21.75	839
NGC 1482	03 54 39.3	-20 30 09	SA0	22.0	2.5	13.10	-18.61	1655
NGC 1512	04 03 54.3	-43 20 56	SB(r)ab	10.4	8.9	11.13	-18.96	896
NGC 1566	04 20 00.4	-54 56 16	SAB(rs)	18.0	8.3	10.33	-20.95	1496
NGC 1705	04 54 13.5	-53 21 40	SA0	5.8	1.9	12.77	-16.05	628
Ho II	08 19 05.0	+70 43 12	Im	3.5	7.9	11.10	-16.62	157
DDO 053	08 34 07.2	+66 10 54	Im	3.5	1.5	14.70	-13.02	19
NGC 2841	09 22 02.6	+50 58 35	SA(r)b	9.8	8.1	10.09	-19.87	638
Ho I	09 40 32.3	+71 10 56	IAB(s)m	3.5	3.6	13.00	-14.72	143
NGC 3034	09 55 52.2	+69 40 47	I0	3.5	11.2	9.30	-18.42	203
Ho IX	09 57 32.0	+69 02 45	Im	3.5	2.5	14.30	-13.42	46
NGC 3190	10 18 05.6	+21 49 55	SA(s)a	17.4	4.4	12.12	-19.08	1271
IC 2574	10 28 21.2	+68 24 43	SAB(s)m	3.5	13.2	10.80	-16.92	57
NGC 3265	10 31 06.8	+28 47 47	E	20.0	1.3	13.00	-18.50	1421
Mrk 33	10 32 31.9	+54 24 03	Im	21.7	1.0	13.20	-18.50	1461
NGC 3351	10 43 57.7	+11 42 13	SB(r)b	9.3	7.4	10.53	-19.31	778
NGC 3627	11 20 15.0	+12 59 30	SAB(s)b	8.9	9.1	9.65	-20.10	727
NGC 3773	11 38 13.0	+12 06 43	SA0	18.3	1.2	12.90	-18.40	987
NGC 4254	12 18 49.6	+14 24 59	SA(s)c	20.0	5.4	10.44	-21.07	2407
NGC 4450	12 28 29.6	+17 05 06	SA(s)ab	20.0	5.2	10.90	-20.61	1954
NGC 4559	12 35 57.7	+27 57 35	SAB(rs)cd	11.6	10.7	10.46	-19.86	816
NGC 4594	12 39 59.4	-11 37 23	SA(s)a	13.7	8.7	8.98	-21.70	1091
NGC 4631	12 42 08.0	+32 32 26	SB(s)d	9.0	15.5	9.75	-20.02	606
NGC 4736	12 50 53.0	+41 07 14	SA(r)ab	5.3	11.2	8.99	-19.63	308
DDO 154	12 54 05.2	+27 08 59	IB(s)m	5.4	3.0	13.94	-14.72	376
NGC 4826	12 56 43.7	+21 40 52	SA(rs)ab	5.6	10.0	9.36	-19.38	408
DDO 165	13 06 24.8	+67 42 25	Im	3.5	3.5	12.80	-14.92	37
NGC 5033	13 13 27.5	+36 35 38	SA(s)c	13.3	10.7	10.75	-19.87	875
NGC 5408	14 03 20.9	-41 22 40	IB(s)m	4.5	1.6	12.20	-16.07	509
NGC 5474	14 05 01.6	+53 39 44	SA(s)cd	6.9	4.8	11.28	-17.91	273
NGC 6822	19 44 56.6	-14 47 21	IB(s)m	0.6	15.5	9.31	-14.58	-57
NGC 7552	23 16 11.0	-42 34 59	SB(s)ab	22.3	3.4	11.25	-20.49	1585
NGC 7793	23 57 49.8	-32 35 28	SA(s)d	3.2	9.3	9.63	-17.90	230

<sup>a</sup>  $\Delta$ : distance. Taken from Kennicutt et al. (2003).<sup>b</sup>  $D_{25}^{b,i}$ : apparent major diameter at the 25 mag arcsec $^{-2}$  in B. Taken from the RC3.<sup>c</sup>  $B_T^{b,i}$ : total apparent magnitude in B. Taken from the RC3.<sup>d</sup>  $M_B^{b,i}$ : total absolute magnitude in B. Calculated from  $\Delta$  and  $B_T^{b,i}$ .<sup>e</sup>  $V_{sys}$ : systemic velocity. Taken from Kennicutt et al. (2003).

where  $\lambda_0$  is the rest wavelength and p the interference order. The number of channels needed to scan the FSR must be at least 2.2 times the FP *finesse*  $F$  for a good sampling (Nyquist criteria). The *finesse* is a dimensionless parameter representing the spectral resolving power R of the scanned line and is related to the full-width half-maximum (FWHM) of the transmitted line:

$$F = \frac{R}{p} = \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} \quad (2)$$

The FP etalon used for the observations has a high interference order (typically p=765 at H $\alpha$ ) and is capable of achieving high values for the *finesse* and spectral resolution. A typical observation would be

**Table 2.** Telescope and instrument characteristics

Telescope	Instrument	Pixel Size (arcsec)	FOV (arcmin)
OmM	FANTOMM	1.61	19.43
OmM	FANTOMM II	1.54	18.55
OmM	L3CCD	1.07	12.89
ESO	FANTOMM	0.42	5.02
CFHT	FANTOMM	0.48	5.84
WHT	GHaPaS	0.40	4.82

to scan the FP etalon in 48 channels with an exposure time of 15s per channel, then repeat the process for 15 cycles. However, when the sky transparency is not excellent during an exposure, the etalon is scanned more rapidly with an exposure time of 10s per channel so that the atmospheric conditions can be averaged out more efficiently. The resulting data cube is a set of interferograms stacked together, where each one represents an image of the object modulated by the interference pattern for a given FP spacing.

The filter set used has 24 narrow-band H $\alpha$  filters covering the galaxies' systemic velocities ranging from -300 to 10 0000 km s $^{-1}$ . Sometimes, the filter was tilted by a few degrees to adjust its central wavelength to the Doppler shifted galaxy emission. Narrow-band filters, used to select the proper order that will go through the etalon, allow for the H $\alpha$  emission to pass while at the same time blocking most of the night sky emission.

. The photon-counting cameras FANTOMM I & II (Hernandez et al. 2003) consist of a GaAs Hamamatsu photomultiplier tube having a quantum efficiency of  $\sim$ 23% coupled to a Dalsa commercial CCD. The absence of read-out noise for this camera enables one to scan very rapidly the FP interferometer whereas CCDs need long exposures to overcome their read-out noise. Consequently, FANTOMM can achieve high signal to noise ratios (S/N) and thus is ideal for faint fluxes like the emission found in galaxies (Gach et al. 2002). Additionally, a camera using a low light level charge-coupled device (L3CCD) made by Andor Technology was also used as the imaging device. L3CCDs have high quantum efficiency ( $\sim$ 80 per cent) and sub-electron readout noise ( $\sigma < 0.1$  e-). This kind of sensor differs from traditional CCDs in the sense that the signal is amplified before it reaches the output circuitry which is the major source of noise. Gain is created by passing electrons through a multiplication register where an electron will create a second one by avalanche multiplication. More details about the L3CCD can be found in Daigle et al. (2004) and in Daigle, Carignan, & Blais-Ouellette (2006).

The observations of the sample were spread over nine different observing runs over a three year period. Five runs took place at the OmM 1.6m telescope where FANTOMM is a permanent instrument. A second generation instrument, called FANTOMM II, has been built recently and was tested successfully on the faint dwarf galaxy DDO 154 during one of these runs. Also, a new instrument for the La Silla NTT is under development and regarding this matter, the L3CCD camera was used to test its capabilities on very faint fluxes like galaxies. Therefore, four galaxies were observed with this camera during the same run at the OmM Observatory. Two runs took place at the ESO La Silla 3.6m telescope and one at the

CFHT 3.6m telescope, both where **FANTOMM I** is a visitor instrument. A last observing run took place at the WHT 4.2m telescope with the new instrument GHafas (Carignan et al. 2007). The Fabry-Perot observations parameters for each galaxy can be found in Table 3.

### 3 DATA REDUCTION

This section introduces the few steps towards obtaining radial velocities and monochromatic maps from raw interferograms. In particular,

- wavelength calibration;
- spectral smoothing and sky emission subtraction;
- adaptive spatial binning and map extraction;
- WCS astrometry.

For a more complete description of the data reduction steps, we refer to Hernandez et al. (2005a), Daigle et al. (2006a), Daigle et al. (2006b), and Chemin et al. (2006a). The software used can be found at <http://www.astro.umontreal.ca/~odaigle/reduction>.

#### 3.1 Wavelength calibration

The raw data cube, obtained during an acquisition, must be wavelength corrected since the transmitted wavelength  $\lambda$  is a function of the angle  $\theta$  of the incoming light beam :

$$p\lambda = 2ne \cos\theta \quad (3)$$

where  $p$  is the interference order at  $\lambda_0$ (6562.78 Å),  $n$  the index of the medium, and  $e$  the distance between the parallel plates of the etalon. The wavelength calibration is made by scanning the Neon line at 6598.95 Å just before and after a three hour acquisition, in the same conditions as the observation itself. This enables one to calculate the phase shift needed to assign a wavelength to a particular FP spacing, for every pixel of the field. This phase map transforms raw interferograms into a wavelength-sorted data cube. Since one can only know the transmitted wavelength value  $\pm$  FSR, an uncertainty remains on the zero-point of the velocity scale. Comparison with other kinematical work will remove this uncertainty. Note that the data cubes are not flux-calibrated.

#### 3.2 Spectral smoothing and sky emission subtraction

A Hanning smoothing was performed on every spectrum of the wavelength-sorted data cubes in order to remove any artifacts caused by the discrete sampling. After that, the strong night sky emission lines were subtracted. The method used for this is to reconstruct a sky cube using the sky dominated regions and interpolating it in the galaxy region. This sky cube was then subtracted from the data cube. This method has proven to be very successful at eliminating sky residuals compared with subtracting a median sky spectrum where both spatial and spectral inhomogeneities in the interference filter can lead to high sky residuals.

**Table 3.** Journal of the Fabry-Perot observations.

Galaxy	Date	$\lambda_c$ <i>a</i>	FWHM <i>b</i>	T <sub>max</sub> <i>c</i>	t <sub>exp</sub> <i>d</i>	t <sub>ch</sub> <i>e</i>	p <i>f</i>	FSR <i>g</i>	F <i>h</i>	R <i>i</i>	n <sub>ch</sub> <i>j</i>	step <sub><math>\lambda</math></sub> <i>k</i>
NGC 24 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/04	6581	19.8	60	150	2.50	765	392	19.7	15071	60	0.14
NGC 337 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/02	6598	18.2	73	150	2.50	765	392	20.5	15657	60	0.14
NGC 855 <sup><i>m</i></sup>	2003/11/27	6584	15.5	74	190	4.75	609	492	13.2	8010	40	0.27
NGC 1097 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/07	6598	18.2	73	470	7.83	765	392	20.0	15321	60	0.14
NGC 1291 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/06	6584	15.5	74	385	6.42	765	392	20.5	15669	60	0.14
NGC 1482 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/08	6608	16.2	69	115	1.92	765	392	20.3	15561	60	0.14
NGC 1512 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/03	6584	15.5	74	740	2.67	765	392	17.5	13389	60	0.14
NGC 1566 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/02	6598	18.2	73	150	2.50	765	392	20.7	15864	60	0.14
NGC 1705 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/03	6581	19.8	60	130	2.17	765	392	20.0	15282	60	0.14
Ho II <sup><i>m</i></sup>	2005/02/05	6563	30.4	80	204	4.25	765	392	17.7	13527	48	0.18
DDO 053 <sup><i>n</i></sup>	2006/04/07	6563	30.4	80	96	2.00	765	392	18.1	13885	48	0.18
NGC 2841 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/03	6584	15.5	74	240	5.00	765	392	12.7	9731	48	0.18
Ho I <sup><i>n</i></sup>	2006/04/05	6563	30.4	80	176	3.67	765	392	14.2	10869	48	0.18
NGC 3034 <sup><i>m</i></sup>	2007/03/01	6551	19.8	60	384	8.00	765	392	17.2	13181	48	0.18
Ho IX <sup><i>m</i></sup>	2005/05/10	6563	30.4	80	228	4.75	765	392	15.9	12185	48	0.18
NGC 3190 <sup><i>m</i></sup>	2004/11/03	6598	18.2	73	144	3.00	765	392	15.6	11905	48	0.18
IC 2574 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/03	6563	30.4	80	180	3.75	765	392	16.6	12713	48	0.18
NGC 3285 <sup><i>m</i></sup>	2007/03/01	6598	18.2	73	100	2.08	765	392	18.8	14396	48	0.18
Mrk 33 <sup><i>n</i></sup>	2006/04/08	6598	18.2	73	48	1.00	765	392	16.7	12798	48	0.18
NGC 3351 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/03	6584	15.5	74	156	3.25	765	392	18.0	13750	48	0.18
NGC 3627 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/06	6584	15.5	74	144	3.00	765	392	16.6	12670	48	0.18
NGC 3773 <sup><i>n</i></sup>	2006/04/08	6584	15.5	74	76	1.58	765	392	17.2	13127	48	0.18
NGC 4254 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/14	6621	18.0	68	240	5.00	765	392	17.4	13825	48	0.18
NGC 4450 <sup><i>l</i></sup>	2002/04/07	6607	12.0	69	60	2.50	793	381	12.1	4604	24	0.35
NGC 4559 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/06	6584	15.5	74	408	8.50	765	391	16.5	12631	48	0.18
NGC 4594 <sup><i>o</i></sup>	2007/07/05	6585	15.5	75	64	5.00	765	392	16.5	12623	48	0.18
NGC 4631 <sup><i>m</i></sup>	2005/02/01	6584	15.5	74	180	3.75	765	392	18.0	13757	48	0.18
NGC 4736 <sup><i>m</i></sup>	2005/05/11	6563	30.4	80	216	4.50	765	392	16.7	12745	48	0.18
DDO 154 <sup><i>m</i></sup>	2007/02/22	6581	19.8	60	320	8.00	765	392	17.1	13097	40	0.21
NGC 4826 <sup><i>n</i></sup>	2006/04/07	6563	30.4	80	128	2.67	765	392	17.2	13121	48	0.18
DDO 165 <sup><i>n</i></sup>	2006/04/06	6563	30.4	80	172	3.58	765	392	17.1	13091	48	0.18
NGC 5033 <sup><i>m</i></sup>	2005/05/10	6584	15.5	74	460	9.58	765	392	16.7	12782	48	0.18
NGC 5408 <sup><i>n</i></sup>	2006/04/07	6581	19.8	60	108	2.25	765	392	17.1	13083	48	0.18
NGC 5474 <sup><i>m</i></sup>	2007/02/28	6581	19.8	60	108	2.25	765	392	17.2	13157	48	0.18
NGC 6822 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/08	6563	30.4	80	60	1.00	765	392	19.8	15121	60	0.14
NGC 7552 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/02	6598	18.2	73	120	2.00	765	392	19.8	15160	60	0.14
NGC 7793 <sup><i>l</i></sup>	2005/11/08	6563	30.4	80	100	1.67	765	392	19.7	15040	60	0.14

<sup>*a*</sup>  $\lambda_c$ : Non-tilted filter central wavelength at 20°C (in Å)<sup>*b*</sup> FWHM: Non-tilted filter Full-Width Half-Maximum at 20°C (in Å)<sup>*c*</sup> T<sub>max</sub>: Non-tilted filter transmission at  $\lambda_c$  and at 20°C (in %)<sup>*d*</sup> t<sub>exp</sub>: Total exposure time (in min)<sup>*e*</sup> t<sub>ch</sub>: Total exposure time per channel (in min)<sup>*f*</sup> p: Interference order at H $\alpha$ <sup>*g*</sup> FSR: Free spectral range at H $\alpha$  (in  $\text{km s}^{-1}$ )<sup>*h*</sup> F: Finesse<sup>*i*</sup> R: Resolution according to the finesse<sup>*j*</sup> n<sub>ch</sub>: Number of FP channels<sup>*k*</sup> step <sub>$\lambda$</sub> : wavelength difference between channels (in Å)<sup>*l*</sup> ESO: European Southern Observatory, La Silla, Chile, 3.6m telescope.<sup>*m*</sup> OmM: Observatoire du mont Mégaantic, Québec, Canada, 1.6m telescope.<sup>*n*</sup> CFHT: Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii, USA, 3.6m telescope.<sup>*o*</sup> WHT: William Herschel Telescope, La Palma, Spain, 4.2m telescope.

### 3.3 Adaptive spatial binning and map extraction

In order to increase the signal-to-noise ratio (S/N) in the diffuse and/or faint interstellar regions (e.g, inter-arm regions) of the observed galaxies, an adaptive spatial binning was applied to the data cubes. This technique is based on Voronoi diagrams where pixels are accreted into bins until the desired S/N ( $\sim 5$ , typically chosen) is reached. In high intensity emission regions like the galactic center and spiral arms, the S/N exceeds by far the targeted minimal value and hence the high spatial resolution is maintained. This is an improvement over the usual gaussian smoothing where the kernel convolution would dilute the signal in high S/N regions.

Next, the final steps are the integration of the flux under the H $\alpha$  line for every bin yielding a monochromatic map and the barycenter computation yielding a velocity field, following the procedure described by Daigle et al. (2006b). The radial velocities (RV) are given in the heliocentric rest frame. A continuum map and a velocity dispersion map are also computed by the algorithm. The determination of the continuum threshold is a critical step in the data reduction as it defines the position of the barycenter of the line. This is done by iterative procedures.

### 3.4 WCS astrometry

Finally, WCS coordinates are attached to the computed maps using the task koords in the KARMA package (Gooch 1996). No references to the World Coordinate System are obtained during the acquisition and are necessary since the major axis position angle (PA) of the galaxy is field-orientation dependent. Besides, WCS astrometry is needed to combine the H $\alpha$  kinematics with ancillary SINGS surveys. The coordinates are added by comparing positions of stars between a reference file (a red-band DSS image for instance) and the FP non-binned continuum image.

## 4 KINEMATICAL PARAMETERS FITTING

Rotation curves are computed using the task rotcur available in the *GIPSY* software (Vogelaar & Terlouw 2001). Rotcur derives the kinematical parameters for a particular galaxy by fitting tilted-rings to the observed velocity field. More precisely, a least-squares-fitting is done to the function :

$$V_{\text{obs}}(x, y) = V_{\text{sys}} + V_{\text{rot}}(r) \cos \theta \sin i + V_{\text{exp}}(r) \sin \theta \sin i \quad (4)$$

Here  $V_{\text{obs}}(x, y)$  denotes the radial velocity at the pixel coordinates  $(x, y)$ ,  $V_{\text{sys}}$  the systemic velocity,  $V_{\text{rot}}(r)$  the rotational velocity for the corresponding radius  $r$ ,  $\theta$  the azimuthal angle from the major axis in the plane of the galaxy,  $i$  the inclination angle of the galaxy, and  $V_{\text{exp}}$  the expansion velocity. Since *GIPSY* does not take into account the field rotation of the supplied velocity field with respect to WCS coordinates, the velocity fields were all rotated in order to compute accurate position angles (PAs) of the kinematical major axis.

Fitting the kinematical parameters was done in a three-step process. First, the systemic velocity  $V_{\text{sys}}$  and the kinematical center  $(x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}})$  are fitted while keeping fixed the inclination  $i$  and position angle

PA. The starting parameters used are the photometric  $i$  and PA given by the hyperleda catalog and for  $V_{\text{sys}}$ , the value used for selecting the interference filter. The starting values for the galactic center are the photometric center corresponding to the maximum value near the galactic center in the continuum map for spiral galaxies or in the *Spitzer* 3.6  $\mu\text{m}$  image for distorted and irregular galaxies. Then, a second fitting is done by letting  $i$ , PA, and  $V_{\text{rot}}$  vary with radius while keeping fixed the new-found values for  $V_{\text{sys}}$ ,  $x_{\text{pos}}$ , and  $y_{\text{pos}}$ . Finally, rotcur is run again, with only  $V_{\text{rot}}$  as the varying parameter. The computed rotation curve is thus derived with fixed kinematical parameters so that the sample could be homogeneous, even though some velocity fields (e.g. NGC 3627) were better modeled with parameters varying with radius.

About the fitting procedure, the ring width was set to be greater than 3 times the pixel width for a good sampling. The result is 5'' for the OmM observations and 2'' for the ESO and CFHT observations. Also, additional rotcur runs were done in steps II & III for the approaching and receding sides separately in order to model any asymmetries arising between the two sides. Finally, the expansion velocity  $V_{\text{exp}}$  was fixed to zero for all galaxies, thus assuming pure circular rotation. Letting  $V_{\text{exp}}$  vary with radius did not change significantly the rotation velocities in the computed regions.

Two rotcur parameters remain to be explained, namely the free angle and the weighting function. These two parameters arise when one takes into account the inclination angle of a galaxy. For a strongly inclined galaxy ( $\sim 70^\circ$ ), points near the minor axis suffer from great uncertainties when the velocity field is deprojected onto the plane of the galaxy. Therefore, radial velocities situated around the minor axis were discarded in a typical opening angle of  $35^\circ$  for a galaxy inclination of  $50^\circ$ . Also, equation 4 implies that the radial velocities near the major axis ( $\theta \sim 0^\circ$ ) are mainly projected rotational velocities onto the line of sight while radial velocities near the minor axis ( $\theta \sim 90^\circ$ ) are dominated by projected expansion velocities. Because of this, a cosine weighting function is used where each point in a ring is weighted with  $|\cos(\theta)|$ , giving more importance to points near the major axis. Lastly, the same equation 4, when applied to face-on galaxies, indicates that projected velocities along the line of sight possess little information about rotational velocities resulting in high errors for the kinematical parameters.

Afterwards, the *GIPSY* output was analyzed by IDL routines (mainly computing averages and standard deviations). The determination of constant values for  $i$  and PA throughout the galaxy is performed by eliminating radii where non-circular motions and warps can occur. For a non-barred galaxy, this results in discarding radii located in the galactic center and outer spiral arms where one usually finds a substantial scatter in  $i$  and PA values. For a barred galaxy, this is complicated by the fact that important non-circular motions are present in the bar region, therefore this region was excluded from the fit. Also, for barred and non-barred galaxies, rings containing too few points or dominated by one side of the galaxy were discarded.

## 5 RESULTS

This section presents the H $\alpha$  monochromatic and RV maps as well as the rotation curves for each galaxy in order of increasing right ascension. Appendix A briefly describes the observed kinematics for each

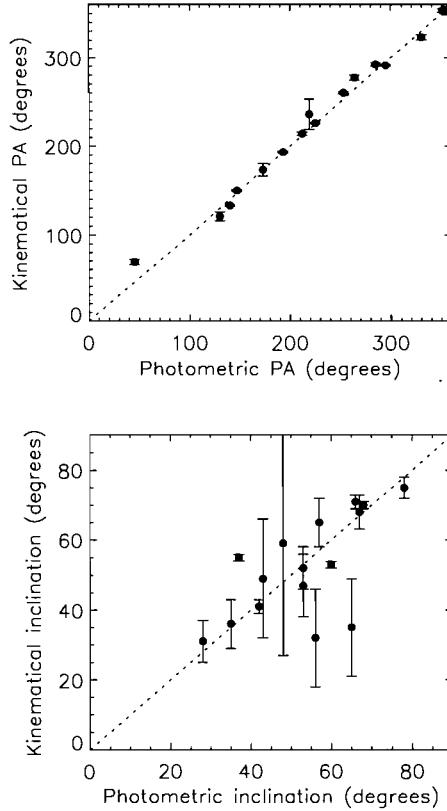
**Table 4.** Photometric and kinematical parameters

Galaxy name	Phot		Kin	
	PA	i	PA	i
NGC 24	225	78	$226 \pm 1$	$75 \pm 3$
NGC 337	130	53	$121 \pm 5$	$52 \pm 6$
NGC 1097	140	37	$133 \pm 1$	$55 \pm 1$
NGC 1512	253	65	$260 \pm 1$	$35 \pm 14$
NGC 1566	212	56	$214 \pm 2$	$32 \pm 14$
NGC 2841	147	68	$150 \pm 1$	$70 \pm 1$
NGC 3351	193	42	$193 \pm 1$	$41 \pm 2$
NGC 3627	173	57	$173 \pm 7$	$65 \pm 7$
NGC 4254	45	28	$69 \pm 3$	$31 \pm 6$
NGC 4450	355	43	$353 \pm 5$	$49 \pm 17$
NGC 4559	330	67	$323 \pm 3$	$68 \pm 5$
NGC 4736	285	35	$292 \pm 2$	$36 \pm 7$
DDO 154	219	48	$236 \pm 17$	$59 \pm 32$
NGC 4826	295	60	$291 \pm 1$	$53 \pm 1$
NGC 5033	351	66	$353 \pm 2$	$71 \pm 2$
NGC 7793	264	53	$277 \pm 3$	$47 \pm 9$

galaxy of the sample. In Appendix B, four images per galaxy are first shown : DSS blue image when available (top-left), *Spitzer* 3.6  $\mu\text{m}$  image (top-right), H $\alpha$  monochromatic image (middle-left), and the corresponding H $\alpha$  velocity field (middle-right). The blue images show the intermediate ( $\sim 10^9$  yrs) stellar population and the 3.6  $\mu\text{m}$  the old stellar population, tracer of the total mass of galaxies, while the H $\alpha$  monochromatic maps show the gas ionized by massive ( $M > 8 M_\odot$ ), young ( $\sim 10^6$  yrs) OB stars (Kennicutt 1998a; Boselli et al. 2001). These four maps are WCS-oriented and represent the same field of view. For each galaxy, the field of view is adjusted so that the H $\alpha$  morphology and kinematics as well as the large scale stellar morphology are displayed with great detail. The maps and the rotation curves can be found at <http://www.astro.umontreal.ca/fantomm/singsII/>

Moreover, a position–velocity (PV) diagram is provided for each galaxy when the extraction of the kinematical parameters was possible. They represent a slice in the data cube along the kinematical major axis. The black line, superposed on the diagrams, represents a cut in the model velocity field. A data cube slice along the kinematical major axis showing a rotation curve which superposes well on the velocities of the maximum intensity of the ionized gas emission implies that there are no significant non-circular motions nor any kinematical twist. Lastly, rotation curves can be found in Appendix C. The definition of the errors used is either the largest velocity difference between both sides and the approaching or receding side separately, or the *rotcur* intrinsic error if it is greater.

The kinematical parameters inclination and position angle found by the technique described in section 4 are presented in Table 4. Figure 1 compares the kinematical parameters with respect to the photometric values. One can see that the agreement is better for the PAs than for the inclinations. On the overall 37 galaxies exhibiting H $\alpha$  emission, it was not possible to extract rotation curves for 21 of them due to either poor spatial coverage, absence of large-scale rotation or extremely perturbed discs.



**Figure 1.** Comparison between photometric and kinematical parameters. Top: Position Angle. Bottom: Inclination. The dotted line represents agreeing parameters.

## 6 DISCUSSION

In this paper, the rotation curves given in Appendix C were obtained from the kinematical parameters derived using tilted-ring models which assume pure circular motions. Even if we tried to avoid the zones obviously affected by non-circular motions, there is still considerable work needed to extract rotation curves that are truly representative of the mass distribution, and can be used for mass modeling purposes. This is especially true for barred systems, which account for about one third of the galaxies in Table 1.

The idea behind obtaining an accurate determination of the gravitational potential is correlated with the dark halo modeling. For instance, there has been significant debate about the shape of dark matter density profiles, especially regarding their inner slope. Based on cosmological N-body simulations (Navarro et al. 1996, 1997, hereafter collectively NFW), the dark matter halo profile appears to be independent of halo mass with an inner logarithmic slope equal to -1. Nevertheless, recent higher resolution simulations suggest that the density profiles do not converge to a single power law at small radii. At the smallest resolved scales (0.5% of the virial radius), profiles usually have slopes between -1

and -1.5 (Moore et al. 1999; Ghigna et al. 2000; Jing & Suto 2000; Fukushige & Makino 2001; Klypin et al. 2001; Power et al. 2003; Navarro et al. 2004; Diemand et al. 2004).

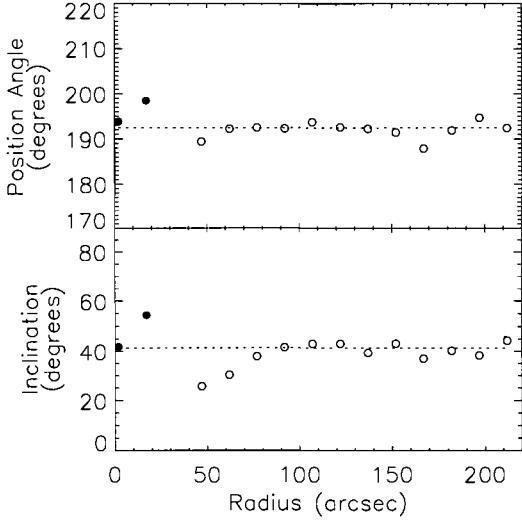
In addition, all simulations find density profiles that are inconsistent with the isothermal profile found in observations. In the outer regions, the determination of the dark halo slope based on mapping the outer density profile of galaxies is difficult, owing mainly to a lack of mass tracers at large radii. In the inner regions, the unknown value of the stellar mass-to-light ratio complicates furthermore the determination of the mass distribution. This has led to dedicated analysis on dwarf and low surface brightness (LSB) galaxies that are believed to be dark matter dominated at all radii (de Blok & McGaugh 1997; Verheijen 1997; Swaters 1999). It has been suggested that rotation curves of dwarf and LSB galaxies rise less steeply than predicted by numerical simulations based on the cold dark matter (CDM) paradigm (Moore 1994; Flores & Primack 1994; de Blok & McGaugh 1997; McGaugh & de Blok 1998; de Blok et al. 2001a, 2001b).

However, a number of observational uncertainties cast doubt over these early claims. These include beam smearing for HI rotation curves (Swaters et al. 2000; van den Bosch et al. 2000), high inclination angles and H $\alpha$  long-slit alignment errors (Swaters et al. 2003a), and non-circular motions close to the center of galaxies (Swaters et al. 2003b). Many of these uncertainties can be quantified or eliminated by measuring high-resolution two-dimensional velocity fields (Barnes et al. 2004). At optical wavelengths, these can be obtained via Fabry-Perot interferometry (e.g., Blais-Ouellette et al. 1999) or integral field spectroscopy (e.g., Andersen & Bershady 2003; Courteau et al. 2003).

There are ways to extract the true kinematics that reflect the gravitational potential. One is to derive the potential directly from the 2D velocity field or the 3D data cube (this is work in preparation). The other way is to derive the bar parameters using the *Spitzer* images, compare with numerical simulations, and apply the necessary corrections for, e.g. the streaming motions induced by the bars (see Hernandez et al. 2005b; Perez, Fux & Freeman, 2004). This detailed work will be done in another paper (Hernandez et al. 2007 in prep), but we can illustrate what needs to be done by using three of the barred systems in our sample.

The galaxy NGC 3351, better known as Messier 95, is a SBb galaxy, member of the Leo group. Situated at a distance of 9.3 Mpc, this starburst galaxy has a large-scale stellar bar which has a deprojected value of 47'' for the semi-major axis (Martin 1995). Outside this bar, the H $\alpha$  velocity field is fairly regular and the kinematical PA and inclination found by GIPSY agree well with the photometric values. Thus, the gas outside the bar is thought to be in circular orbits so that the rotation curve represents accurately the kinematics of this galaxy. The small deviations from circular motions are due to streaming along the inner ring. The H $\alpha$  rotation curve shows a more or less constant velocity beginning at the end of the stellar bar with peaks corresponding to the 70'' inner ring. Figure 2 displays the tilted-ring model results and one can see, outside the bar, the fairly regular values for the position angle and inclination as a function of the radius.

However, inside the large-scale bar, the H $\alpha$  velocity field shows the perturbed kinematics expected for this barred system. The twisted isovelocity contours indicate that a pure circular rotation model



**Figure 2.** Tilted-ring model for NGC 3351. The dotted line shows the fitted PA ( $193^\circ$ ) and inclination ( $41^\circ$ ). The stellar bar ends at a radius of  $47''$ . So, the filled circles give the values inside the bar and the empty circles the values outside the bar region.

will present a poor fit to the data and hence kinematical information extracted in this region will be incorrect. This is illustrated in Figure 2 where the filled circles represent the values computed in the bar region. It is thus imperative to take into account the bar location when deriving kinematical parameters.

Furthermore, bar modeling is crucial in order to properly compute the rotation curve in this region. Numerical computations were performed with GADGET, a tree-based N-body+SPH code developed by Springel, Yoshida & White (2001). For the needs of the simulations, an initial stellar population is set up to reproduce a disc galaxy with an already formed bulge. The initial positions and velocities of the stellar particles are drawn from a superposition of two axisymmetric Miyamoto-Nagai discs (Miyamoto & Nagai 1975) of mass respectively  $10^{10}$  and  $10^{11} M_\odot$ , of scale lengths respectively 1 and 3.5 kpc and common scale height of 0.5 kpc. Velocity dispersions are computed solving numerically the Jeans equations. The total number of stellar particles is  $1.1 \times 10^6$ . The run includes a dark halo made of  $2.2 \times 10^6$  live particles distributed in a Plummer sphere of scalelength 50 kpc and of mass respectively  $2.42$  and  $6.46 \times 10^{11} M_\odot$ . The total mass of the gas is  $0.11 \times 10^{11} M_\odot$ . Finally, the total mass of the simulated galaxy is  $7.67 \times 10^{11} M_\odot$ .

Numerical simulations of the kinematical effect of the bar are shown in Figure 3. The input model for the galaxy is pure rotation and the corresponding rotation velocities along the major and minor axis are shown in faint blue and green lines. Afterwards, the code simulates galaxy evolution where a bar is developing. The difference in orientation between the major axis and the bar corresponds to different evolving times which are given in units of millions years. For NGC 3351, the kinematical PA ( $PA_{\text{kin}} = 193^\circ$ ) is almost perpendicular to the bar, with  $PA_{\text{bar}} = 113^\circ$  using the value found by Menéndez-Delmestre et al. (2007). The results of the simulations are shown in the form of RV maps

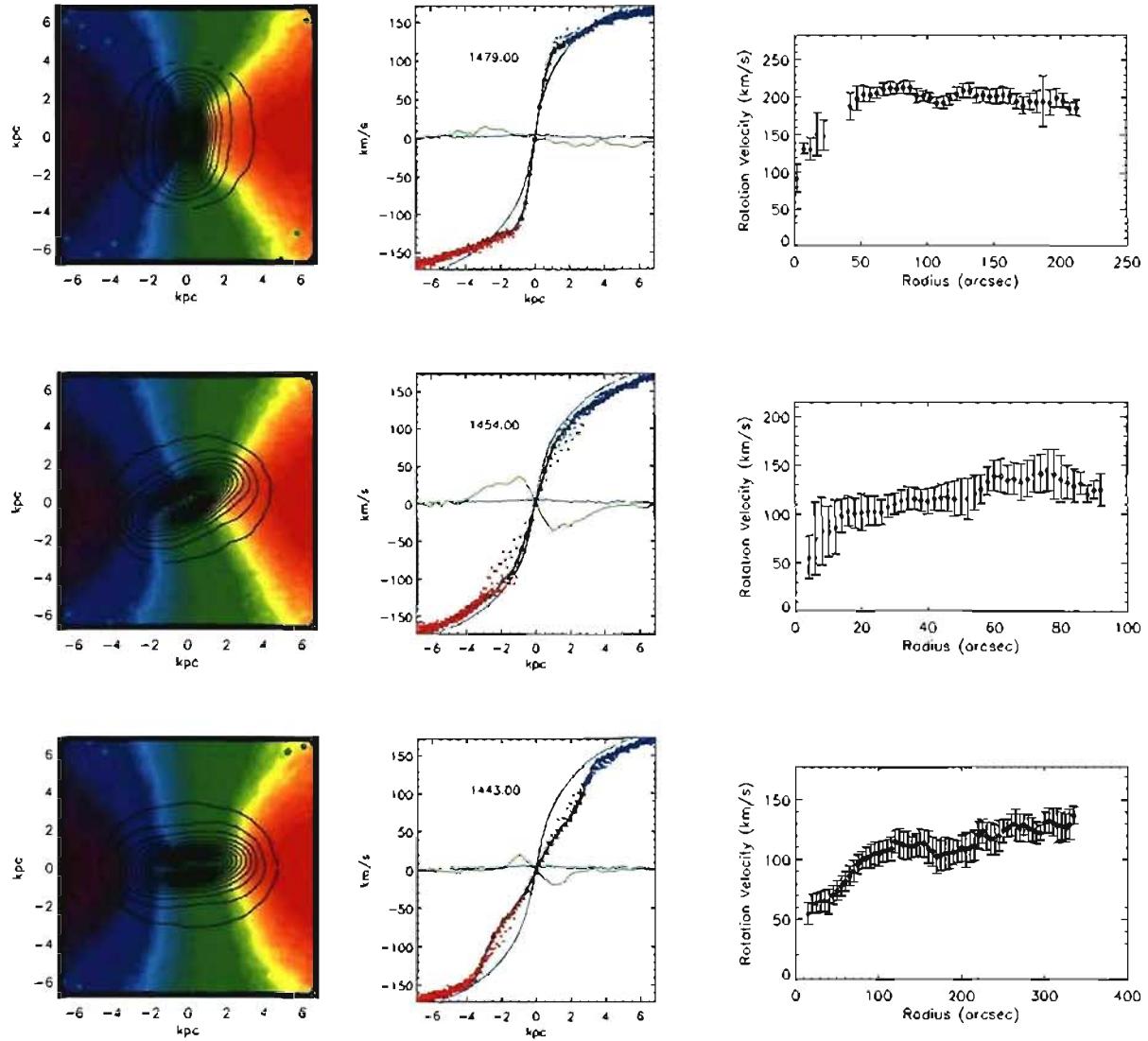
and stellar densities superposed. For an  $80^\circ$  difference between the major axis and the bar PAs, the overall effect is an artificial increase in the velocity gradient. This can be explained by gas moving along  $x_1$  orbits (parallel to the bar) where the velocity is greater at the perigalacticon (near the center) than at the apogalacticon (near the end of the bar). The true kinematics of this galaxy will therefore be obtained by correcting this artificial increase in the velocity gradient. Until then, rotation velocities inside the bar region are not given for the final rotation curve. See the galaxy description in Appendix A for additional evidences of non-circular motions.

Another galaxy displaying a perturbed velocity field is NGC 337. This asymmetric SBd galaxy features an off-center stellar bar having a PA of  $162^\circ$  and a deprojected value of  $35''$  for the bar semi-major axis (Menéndez-Delmestre et al. 2007). Since the photometric major axis of this galaxy is  $130^\circ$ , the bar has an intermediate orientation with respect to the major axis. Numerical simulations have been done for this bar position and the results are illustrated in the middle panel of Figure 3. The simulated velocity field displays the characteristic Z-shape of the isocontours similar to what is seen in the H $\alpha$  velocity map. One characteristic is the velocity gradient along the minor axis (green line in Figure 3). Another feature is the relative agreement between the input rotation velocities (faint blue line) and the computed ones (triangle symbols show averaged red and blue points calculated using the method presented in section 4). The rotation curve in the bar region is thus provided for this galaxy since these perturbations are confined to the minor axis which is excluded from the fit. The tilted-ring model for this galaxy, presented in Figure 4, illustrates the small differences for the fitted values between the bar region (filled circles) and spiral arms (open circles).

After being done with the kinematical fitting procedure, one can look at the *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  image in order to compare the bar location with the velocity residuals. The sharpness of the B-band image on the northern side of the galaxy indicates that this side is nearer to us. Since the eastern side is approaching and the western side is receding, the spiral arms seem to be trailing in an anti-clockwise direction. Finally, the velocity residuals from the pure circular rotation model indicate positive residuals east of the bar as well as negative residuals on the southern end of the bar, suggesting an inflow of gas towards the bar.

Two other barred galaxies having a bar orientation intermediate to the major axis are NGC 1566 and NGC 3627, but their Seyfert activity and warped disc respectively make difficult the kinematical analysis regarding the effects of the bar. Their rotation curves are provided at the end of this paper.

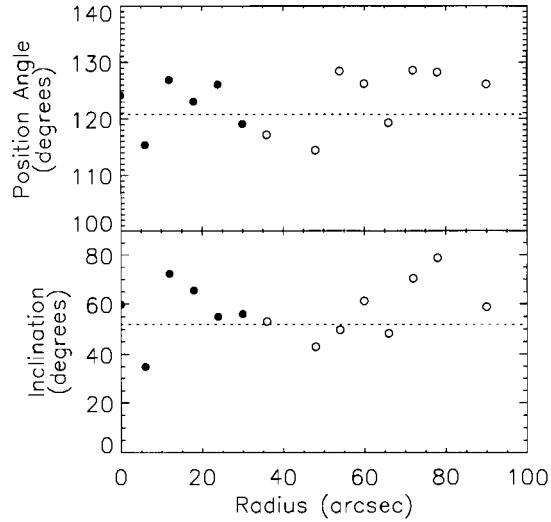
Finally, the last barred system discussed in this paper is NGC 4559, an SABcd galaxy having a small bar roughly aligned with the major axis ( $\text{PA}_{\text{bar}} \sim 340^\circ$  vs  $\text{PA}_{\text{kin}} = 323^\circ$ ). Numerical simulations have been done for a bar parallel to the major axis and are presented in the bottom panel of Figure 3. The small velocity gradient seen in the PV diagram and in the rotation curve is in agreement with the predicted behavior seen in the simulation. The rotation velocities are artificially lowered by the radial motions in the bar, resulting in an underestimation of the luminous mass in the central regions. It is thus vital to model the bar in order to determine the accurate mass distribution. The radial mass



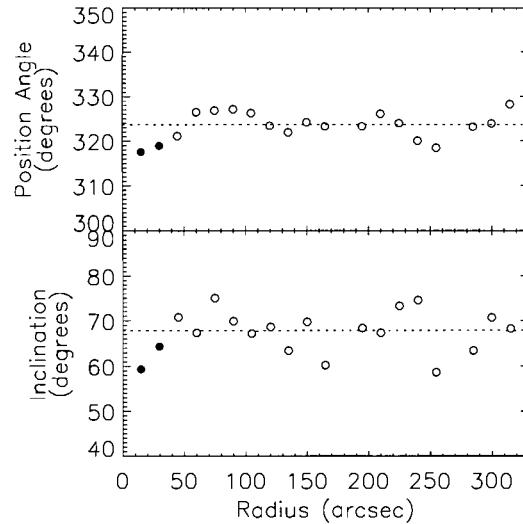
**Figure 3.** Three different bar orientations with respect to the major axis. Top: NGC 3351, perpendicular position. Middle: NGC 337, intermediate position. Bottom: NGC 4559, parallel position. (left) Density contours of the bar superposed on the velocity field of the model. (middle) The thin blue and green lines represent the rotation velocities along the major and minor axis, respectively, for an input model with pure rotation. The dots (blue for the approaching side and red for the receding side) represent the observed velocities. (right) Rotation curves derived in this study.

distribution of the gas was analyzed between the 3 time steps to verify that modifications of the inner part of the rotation curve was not an effect of migration of the gas during the run.

Further bar modeling yields the bar length to be calculated. Using the Fourier moment analysis on azimuthal profiles derived using J and K 2MASS images (see Aguerri, Beckman, & Prieto 1998 and Aguerri et al. 2000), the deprojected value for the bar semi-major axis is  $30 \pm 5''$ . If only 1-D kinematics



**Figure 4.** Tilted-ring model for NGC 337. The dotted line shows the fitted PA ( $121^\circ$ ) and inclination ( $52^\circ$ ). The stellar bar ends at a radius of  $35''$ . So, the filled circles give the values inside the bar and the empty circles the values outside the bar region.



**Figure 5.** Tilted-ring model for NGC 4559. The dotted line shows the fitted PA ( $323^\circ$ ) and inclination ( $68^\circ$ ) values. The stellar bar ends at a radius of  $\sim 30''$ .

were available, one could say that non-circular motions are present only inside this region. For example, the tilted-ring model for NGC 4559 shows that it is difficult to assess which radii are affected by the bar (see Figure 5). However, the H $\alpha$  velocity field displays streaming motions outside the bar as well, therefore the velocities are perturbed to at least a radius of  $\sim 40''$ . Deriving the form of the gravitational

potential directly from 2D kinematics and/or using numerical simulations of the bar, are thus essential to perform in order to study properly the mass distribution and solve the dark halo density profile inconsistencies.

## 7 CONCLUSIONS

We have presented in this paper the second and last part of the H $\alpha$  kinematics follow-up survey of the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) sample. The goal of this kinematical follow up is to better understand the role of baryons and of the dark/luminous matter relation in star forming regions of galaxies. The shape of the velocity field in the central galactic regions, drawn through its H $\alpha$  component, is indeed directly related to the baryonic luminous disk and the star formation processes. The SINGS sample will provide a unique opportunity to link the kinematics with numerous observations and studies at other wavelengths.

This H $\alpha$  kinematical data have been obtained from high resolution Fabry-Perot observations using the FANTOMM camera and a L3CCD detector. The SINGS sample of galaxies has been observed at the OmM 1.6m telescope, ESO La Silla 3.6m telescope, CFHT 3.6m telescope, and WHT 4.2m telescope. The velocity fields were obtained by using a data reduction pipeline written in IDL and the rotation curves were computed by the *rotcur* task from the *GIPSY* software. When fitting the kinematical parameters, care was taken to avoid the zones obviously affected by non-circular motions. However, we have demonstrated that for barred systems, different bar characteristics considerably modify the central velocity gradient of the computed rotation curves in the pure circular rotation hypothesis. Therefore, numerical modeling of barred galaxies is crucial in order to extract true rotation curves and the true mass distribution residing inside the galaxy. In the meantime, the dark matter distribution of the SINGS galaxies, using the rotation curves derived here, will be presented in a forthcoming paper.

Not only will these observations provide the high spatial resolution data needed for constraining the dark matter density profiles of galaxies, but they will be helpful for studying these profiles as a function of the morphological type. Furthermore, they will help to delineate the role of gas kinematics in regulating the star formation rate. For instance, Palouš, Ehlerová, & Elmegreen (2002) have argued that the probability of collapse of molecular clouds leading to star formation is greatly enhanced in slowly rotating gas discs compared to high velocity rotation. Moreover, Chemin et al. (2003) and Fathi et al. (2007) have suggested that the star forming inner and nuclear rings in the nearby galaxies NGC 3627 and NGC 628 (respectively) are driven by a rotating asymmetry because their location in the host disk are in agreement with Lindblad resonances caused by a bar pattern speed. Gas dynamical processes therefore are an important mechanism in regulating the star formation history of galaxies and the H $\alpha$  kinematics presented in this paper will help understanding the star formation processes.

## ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Jacques Boulesteix, Jean-Luc Gach, Philippe Balard and Olivier Boissin for helping with the instrumentation and part of the observations and the staff of the four Observatories, where the data were obtained, for their continuing support. The William Herschel Telescope is operated on the island of La Palma by the Isaac Newton Group in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias. We acknowledge support from the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada and the Fonds Québécois de la recherche sur la nature et les technologies. The Digitized Sky Surveys (DSS images) were produced at the Space Telescope Science Institute under U.S. Government grant NAG W-2166. The images of these surveys are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope on Palomar Mountain and the UK Schmidt Telescope. The plates were processed into the present compressed digital form with the permission of these institutions. The IR images were obtained by the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

## REFERENCES

- Afanasiev V. L., Sil'chenko O. K., 1999, AJ, 117, 1725  
 Afanasiev V. L., Sil'chenko O. K., 2005, A&A, 429, 825  
 Agüero E. L., Díaz R. J., Bajaja E., 2004, A&A, 414, 453  
 Aguerri J. A. L., Beckman J. E., Prieto M., 1998, AJ, 116, 2136  
 Aguerri J. A. L., Muñoz-Tuñón C., Varela A. M., Prieto M., 2000, A&A, 361, 841  
 Barbieri C. V., Fraternali F., Oosterloo T., Bertin G., Boomsma R., Sancisi R., 2005, A&A, 439, 947  
 Blais-Ouellette S., Amram P., Carignan C., 2001, AJ, 121, 1952  
 Bohuski T. J., Burbidge E. M., Burbidge G. R., Smith M. G., 1972, ApJ, 175, 329  
 Boissier S., Prantzos N., Boselli A., Gavazzi G., 2003, MNRAS, 346, 1215  
 Boselli A., Gavazzi G., Donas J., Scodéggi M. 2001, AJ, 121, 753  
 Bosma A., 1981, AJ, 86, 1791  
 Braun R., Walterbos R. A. M., Kennicutt R. C., Jr., 1992, Natur, 360, 442  
 Bridges T. J., Ashman K. M., Zepf S. E., Carter D., Hanes D. A., Sharples R. M., Kavelaars J. J., 1997, MNRAS, 284, 376  
 Bureau M., Carignan C., 2002, AJ, 123, 1316  
 Burstein D., Krumm N., Salpeter E. E., 1987, AJ, 94, 883  
 Buta R., 1988, ApJS, 66, 233  
 Carignan C., Beaulieu S., 1989, ApJ, 347, 760  
 Carignan C., Freeman K. C., 1988, ApJ, 332, L33  
 Carignan C., Puche D., 1990, AJ, 100, 394  
 Carignan C., Purton C., 1998, ApJ, 506, 125

- Carignan C., Hernandez O., Beckman J. E., Fathi K., 2007, arXiv, 705, arXiv:0705.4093
- Carter D., Jenkins C. R., 1993, MNRAS, 263, 1049
- Cayatte V., van Gorkom J. H., Balkowski C., Kotanyi C., 1990, AJ, 100, 604
- Chemin L., Cayatte V., Balkowski C., Marcelin M., Amram P., van Driel W., Flores H., 2003, A&A, 405, 89
- Chemin L., et al., 2006a, MNRAS, 366, 812
- Chemin L., Carignan C., Drouin N., Freeman K. C., 2006b, AJ, 132, 2527
- Haynes M. P., Giovanelli R., Kent B. R., 2007, ApJ, 665, L19
- Colina L., Garcia Vargas M. L., Mas-Hesse J. M., Alberdi A., Krabbe A., 1997, ApJ, 484, L41
- Daigle O., Gach J.-L., Guillaume C., Carignan C., Balard P., Boisin O., 2004, SPIE, 5499, 219
- Daigle O., Carignan C., Amram P., Hernandez O., Chemin L., Balkowski C., Kennicutt R., 2006a, MNRAS, 367, 469
- Daigle O., Carignan C., Hernandez O., Chemin L., Amram P., 2006b, MNRAS, 368, 1016
- Daigle O., Carignan C., Blais-Ouellette S., 2006, SPIE, 6276, 62761F
- de Blok W. J. G., Walter F., 2000, ApJ, 537, L95
- Devereux N. A., Kenney J. D., Young J. S., 1992, AJ, 103, 784
- Dumas G., Mundell C., Emsellem E., Nagar N., 2007, arXiv, 705, arXiv:0705.4162
- Elfhag T., Booth R. S., Hoeglund B., Johansson L. E. B., Sandqvist A., 1996, A&AS, 115, 439
- Fathi K., Storchi-Bergmann T., Riffel R. A., Winge C., Axon D. J., Robinson A., Capetti A., Marconi A., 2006, ApJ, 641, L25
- Fathi K., Beckman, J. E., Zurita, A., Relano, M., Knapen, J. H., Daigle, O., Hernandez, O., Carignan, C., 2007, A&A, 466, 905
- Gach J.-L., et al., 2002, PASP, 114, 1043
- Gerin M., Combes F., Nakai N., 1988, A&A, 203, 44
- Golla G., Dettmar R.-J., Domgoergen H., 1996, A&A, 313, 439
- Gooch R. E., 1996, ASPC, 101, 80
- Gordon M. A., 1991, ApJ, 371, 563
- Hägele G. F., Díaz Á. I., Cardaci M. V., Terlevich E., Terlevich R., 2007, MNRAS, 378, 163
- Hawarden T. G., van Woerden H., Goss W. M., Mebold U., Peterson B. A., 1979, A&A, 76, 230
- Haynes M. P., Giovanelli R., Kent B. R., 2007, ApJ, 665, 19
- Helfer T. T., Thornley M. D., Regan M. W., Wong T., Sheth K., Vogel S. N., Blitz L., Bock D. C.-J., 2003, ApJS, 145, 259
- Hernandez O., Gach J.-L., Carignan C., Boulesteix J., 2003, SPIE, 4841, 1472
- Hernandez O., Carignan C., Amram P., Chemin L., Daigle O., 2005a, MNRAS, 360, 1201
- Hernandez O., Wozniak, H., Carignan C., Amram P., Chemin L., Daigle O., 2005b, ApJ, 632, 253
- Hoffman G. L., Lu N. Y., Salpeter E. E., Farhat B., Lamphier C., Roos T., 1993, AJ, 106, 39
- Hota A., Saikia D. J., 2005, MNRAS, 356, 998
- Jeong H., Bureau M., Yi S. K., Krajnović D., Davies R. L., 2007, MNRAS, 376, 1021

- Kennicutt R. C., Jr., 1989, *ApJ*, 344, 685  
 Kennicutt R. C., Jr., 1998a, *ARA&A*, 36, 189  
 Kennicutt R. C., Jr., 1998b, *ApJ*, 498, 541  
 Kennicutt R. C., Jr., et al., 2003, *PASP*, 115, 928  
 Knapp G. R., 1987, *IAUS*, 127, 145  
 Kranz T., Slyz A., Rix H.-W., 2001, *ApJ*, 562, 164  
 Lake G., Schommer R. A., van Gorkom J. H., 1987, *ApJ*, 314, 57  
 Legrand F., Kunth D., Mas-Hesse J. M., Lequeux J., 1997, *A&A*, 326, 929  
 Lequeux J., Kunth D., Mas-Hesse J. M., Sargent W. L. W., 1995, *A&A*, 301, 18  
 Leroy A., Bolatto A. D., Simon J. D., Blitz L., 2005, *ApJ*, 625, 763  
 Lindblad P. O., Jorsater S., 1981, *A&A*, 97, 56  
 Martimbeau N., Carignan C., Roy J.-R., 1994, *AJ*, 107, 543  
 Martin P., 1995, *AJ*, 109, 2428  
 Martin C. L., Kennicutt R. C., 2001, *ApJ*, 555, 301  
 Mediavilla E., Guijarro A., Castillo-Morales A., Jiménez-Vicente J., Florido E., Arribas S., García-Lorenzo B., Battaner E., 2005, *A&A*, 433, 79  
 Méndez D. I., Esteban C., 2000, *A&A*, 359, 493  
 Menéndez-Delmestre K., Sheth K., Schinnerer E., Jarrett T. H., Scoville N. Z., 2007, *ApJ*, 657, 790  
 Meurer G. R., Staveley-Smith L., Killeen N. E. B., 1998, *MNRAS*, 300, 705  
 Meurer G. R., et al., 2006, *ApJS*, 165, 307  
 Miller B. W., 1995, *ApJ*, 446, L75  
 Muñoz-Tuñón C., Caon N., Aguerri J. A. L., 2004, *AJ*, 127, 58  
 Nakanishi H., Tosaki T., Kohno K., Sofue Y., Kuno N., 2007, *PASJ*, 59, 61  
 Ondrechen M. P., van der Hulst J. M., Hummel E., 1989, *ApJ*, 342, 39  
 Palouš J., Ehlerová S., Elmegreen B. G., 2002, *Ap&SS*, 281, 101  
 Pence W. D., Taylor K., Atherton P., 1990, *ApJ*, 357, 415  
 Phookun B., Vogel S. N., Mundy L. G., 1993, *ApJ*, 418, 113  
 Puche D., Carignan C., 1988, *AJ*, 95, 1025  
 Rand R. J., 1994, *A&A*, 285, 833  
 Regan M. W., Sheth K., Teuben P. J., Vogel S. N., 2002, *ApJ*, 574, 126  
 Regan M. W., et al., 2006, *ApJ*, 652, 1112  
 Rownd B. K., Dickey J. M., Helou G., 1994, *AJ*, 108, 1638  
 Rubin V. C., 1994, *AJ*, 107, 173  
 Rubin V. C., Waterman A. H., Kenney J. D. P., 1999, *AJ*, 118, 236  
 Sanders D. B., Scoville N. Z., Soifer B. T., 1991, *ApJ*, 370, 158  
 Shopbell P. L., Bland-Hawthorn J., 1998, *ApJ*, 493, 129  
 Sofue Y., Handa T., Golla G., Wielebinski R., 1990, *PASJ*, 42, 745  
 Summers L. K., Stevens I. R., Strickland D. K., 2001, *astro*, arXiv:astro-ph/0106475

- Tempel E., Tenjes P., 2006, MNRAS, 371, 1269  
Thean A. H. C., Mundell C. G., Pedlar A., Nicholson R. A., 1997, MNRAS, 290, 15  
van der Hulst J. M., Huchtmeier W. K., 1979, A&A, 78, 82  
van Driel W., Buta R. J., 1991, A&A, 245, 7  
van Driel W., Rots A. H., van Woerden H., 1988, A&A, 204, 39  
Veilleux S., Rupke D. S., 2002, ApJ, 565, L63  
Vogelaar M. G. R., Terlouw J. P., 2001, ASPC, 238, 358  
Walsh D. E. P., van Gorkom J. H., Bies W. E., Katz N., Knapp G. R., Wallington S., 1990, ApJ, 352, 532  
Walter F., Weiss A., Scoville N., 2002, ApJ, 580, L21  
Walter F., et al., 2007, ApJ, 661, 102  
Wong T., Blitz L., 2000, ApJ, 540, 771  
Zhang X., Wright M., Alexander P., 1993, ApJ, 418, 100

## APPENDIX A: DESCRIPTION OF THE INDIVIDUAL GALAXIES

**NGC 24:** This galaxy is in the background of the Sculptor Group of galaxies (Puche & Carignan 1988). The tilted-ring model fitted to the velocity field gives a mean inclination of  $75 \pm 3^\circ$ , which is consistent with the photometric inclination but not with the HI kinematical inclination of  $64 \pm 3^\circ$  derived in Chemin et al. (2006b). As previously noticed by these authors, the low resolution HI data likely highly underestimates the inclination. A more detailed description and analysis of our H $\alpha$  data for this low surface brightness galaxy will be presented in a forthcoming article (Chemin et al. 2007, in prep.).

**NGC 337:** The spiral arms of this barred galaxy are easily visible in the H $\alpha$  integrated map. The velocity field shows a central Z-shape of the velocities indicating that a strong disturbance caused by the bar. See more details in section 6.

**NGC 855:** Not only bright H $\alpha$  emission can be seen in this dwarf elliptical galaxy, but CO emission has also been detected and star formation is an ongoing process (Nakanishi et al. 2007). The HI gas distribution is extended but the corresponding mass is much smaller than for spirals (Walsh et al. 1990).

**NGC 1097:** This large SBb galaxy exhibits a bright circumnuclear ring with an associated steep velocity gradient. Radial streaming motions from the nuclear ring to the galactic centre and a nuclear spiral are believed to be part of a mechanism by which gas is fueled to the supermassive black hole (Fathi et al. 2006). The PA of the bar is aligned with both the galaxy's PA and companion, NGC 1097 A. The HI gas is distributed fairly symmetrically in the prominent spiral arms and in the bar. Non-circular motions are found in and around the bar as shown by the S-shape distortion of the HI velocities and the spiral arms display large streaming motions indicating the presence of strong density waves (Ondrechen, van der Hulst, & Hummel 1989). CO emission is detected mostly in the nuclear ring

and the strong deduced H<sub>2</sub> mass can be explained by the secular action of the bar enhanced by the interaction with NGC 1097 A (Gerin, Combes, & Nakai 1988).

**NGC 1291:** This early-type galaxy does not have enough detected ionized gas for detailed kinematical mapping. In fact, only nine HII regions distributed in a ring-like structure can be seen in the H $\alpha$  monochromatic and RV maps. The velocity range corresponding to these HII regions ( $835\text{--}855 \text{ km s}^{-1}$ ) is comparable to what is seen in HI observations, where the gas is distributed in a bright ring surrounding a large central hole devoid of gas (van Driel, Rots, & van Woerden 1988). This ring geometry may be due to resonances caused by the bar where matter is accumulated in periodic orbits. The HI velocity field of this face-on galaxy looks quite regular and the associated rotation curve is essentially flat.

**NGC 1482:** The H $\alpha$  distribution of this early-type galaxy displays a bright central emission region and an eastern blob of H $\alpha$  emission. The measured velocity dispersion of the lines in the central region (some with  $\sigma \geq 100 \text{ km s}^{-1}$ ) seems to confirm that the gas is ejected from the centre. H $\alpha$  and [NII] images by Veilleux & Rupke (2002) revealed a galactic wind shaped like an hourglass extending above and below the plane of the galaxy. Both H $\alpha$  and HI observations show two bright blobs of emission located on either side of the disc that are rotating about the center of the galaxy (Hota & Saikia 2005). CO global profile presents a blueshifted component which is narrower and weaker than the redshifted one (Sanders, Scoville, & Soifer 1991).

**NGC 1512:** This strongly barred galaxy hosts two rings inside the bar, a nuclear ring with strong H $\alpha$  emission and large velocity gradient and an inner ring located at the end of the bar with mild emission compared to the nuclear ring. The PA of the nuclear ring is not perfectly aligned with those of the outer ring and bar and the nuclear ring is off-centered with respect to the inner ring. This H $\alpha$  morphology is consistent with the one presented by Buta (1988). Their rotation model shows that the nuclear ring must be expanding at a significant velocity (see also Lindblad & Jorsater 1981). This galaxy is likely to be gravitationally interacting with its neighbor NGC 1510, as shown by the perturbed HI velocity field (Hawarden et al. 1979). It is worth also mentioning the presence of very extended tidal arms in H $\alpha$  and in UV, outside our FOV (Meurer et al. 2006).

**NGC 1566:** The spiral arms of this grand-design galaxy are well traced in the  $3.6 \mu\text{m}$  and monochromatic images. Inside the  $20''$  radius lies intense Doppler broadening typical of a Seyfert I galaxy but too strong to be sampled by the free spectral range of the FP interferometer used for our observations. Also, there is an expanding bubble of gas located near  $\alpha = 04^{\text{h}}19^{\text{m}}58^{\text{s}}$ ,  $\delta = -54^\circ 55' 13''$  associated with four strong HII regions in the north-west arm and exhibiting a strong velocity gradient. These results are consistent with the H $\alpha$  observations made by Pence, Taylor, & Atherton (1990). See Agüero, Díaz, & Bajaja (2004) for a dynamical analysis based on long-slit spectroscopy.

**NGC 1705:** This peculiar galaxy shows a rotating disc that is dominated by an intense ongoing starburst. Therefore, no kinematical parameters could be extracted. The double profiles and multiple arcs of material visible in H $\alpha$  suggest indeed violent ejections of gas. In contrast, HI synthesis observations revealed a rotating disc in a dominant dark matter halo (Meurer, Staveley-Smith, & Killeen 1998).

**Holmberg II:** The H $\alpha$  content of this irregular galaxy shows weak rotation and a lack of spatial coverage, therefore no kinematical parameters or rotation curve could be extracted. Besides, the neutral gas appears compressed on the southeast with a large but faint component extending on the opposite side, indicating ram pressure stripping from the intergalactic medium (Bureau & Carignan 2002). The HI velocity field displays a weak but clear rotating disc pattern. Like most of the dwarfs, there is more luminous mass in HI than in stars, but interestingly, dark matter dominates only in the outer parts of the galaxy like in massive spirals.

**DDO 053:** This dwarf irregular galaxy has some diffuse H $\alpha$  but since our observations have little spatial coverage, no kinematical parameters are given for this galaxy. The HI distribution is compact and shows two peaks of emission with one peak being associated with the brighter region visible in H $\alpha$  (Walter et al. 2007).

**NGC 2841:** The velocity field of this fast-rotating galaxy does not show any sign of perturbation. The radial velocities inside a 50" radius are not mapped in this H $\alpha$  study because of Doppler broadening of the line typical of Seyfert 1 galaxies. Inside the 50" radius, H $\alpha$  and [NII] images by Afanasiev & Sil'chenko (1999) seem to suggest that the excitation of the ionized gas is caused by shock-wave fronts. Little CO is seen in this galaxy (Helfer et al. 2003).

**Holmberg I:** This dwarf galaxy has very little H $\alpha$  emission and the associated velocity field shows weak rotation. The HI morphology is characterized by one giant hole enclosed by a ring-like structure. The south side of the HI ring is located so that it encloses the H $\alpha$  emission (Walter et al. 2007).

**NGC 3034 (M82):** This starburst galaxy is seen nearly edge-on and the opacity of the gas renders impossible the extraction of the kinematical parameters. The almost hourglass shape of the H $\alpha$  distribution and the presence of double profiles above and below the disc indicates a remarkable outflow of gas perpendicular to the plane of the galaxy. Line-splitting is also found in CO observations of the outflow and an estimated 10 percent of the gas may be lost to the intergalactic medium (Walter, Weiss, & Scoville 2002). The FP data presented here agree reasonably well with those of Shopbell & Bland-Hawthorn (1998), particularly the strong redshifting and blueshifting seen north and south of the disc respectively. The differences in velocity are due to the high interference order of our Fabry-Perot etalon which is designed for smaller radial velocity range and higher spectral resolution. Fast ejection of material is seen in the H $\alpha$  velocity field, splitting the H $\alpha$  line by  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ .

**Holmberg IX:** There is no H $\alpha$  emission originating from this galaxy. However, an expanding bubble of gas can be seen  $\sim 2'$  northeast of Holmberg IX. This large supershell ( $\sim 250 \text{ pc}$ ) is thought to be one of the most X-ray luminous supernova remnants (SNRs) (Miller 1995). The position, velocity, and abundance similarities between Holmberg IX and the superbubble suggest that they are related.

**NGC 3190:** This early-type galaxy has very little H $\alpha$ . A close companion lies just 5" northwest and both galaxies are in interaction. No kinematical parameters are given for this peculiar galaxy.

**IC 2574:** The H $\alpha$  integrated map of this dwarf spiral galaxy presents several supershells as well as large arc-like shaped HII complexes indicating gas compressed by powerful star-forming events. As one can see, the spatial coverage is insufficient to derive kinematical parameters. Using another method

results in a slowly rising rotation curve until a value of  $V_{rot} \sim 70 \text{ km s}^{-1}$  is reached (Blais-Ouellette, Amram, & Carignan 2001). Mass modeling using the HI rotation curve from Martimbeau, Carignan, & Roy (1994) yields a dark matter contribution of 90% which dominates at all radii. The HI morphology is characterized by holes and several of the H $\alpha$  regions are located around the rims of the HI holes. Finally, Leroy et al. (2005) have detected molecular gas in this star-forming galaxy.

**NGC 3265:** This dwarf elliptical galaxy has a small rotating H $\alpha$  disc of radius  $\sim 8''$  in agreement with 21-cm line observations. The HI rotation curve rises steeply until  $r = 20''$  then goes flat and the RV map shows presence of non-circular motions or warping (Lake, Schommer, & van Gorkom 1987). Since, for the few elliptical galaxies detected in HI, the gas content is not correlated with luminosity and the spatial distribution is not reminiscent of that found in spiral galaxies, the origin of the gas is thought to be external (Knapp 1987). Molecular gas is detected in this elliptical galaxy and star formation is an ongoing process in the center (Gordon 1991). Both CO and HI profiles have half-intensity widths of  $\sim 180 \text{ km s}^{-1}$ .

**Mrk 33:** Also known as Haro 2, the H $\alpha$  emission of this dwarf starburst galaxy reveals at least two star-forming region in the galactic center and the overall kinematics resemble a luminous oblong expanding shell. A more in-depth observation by Méndez & Esteban (2000) have shown three bright H $\alpha$  knots and faint filamentary structures. The presence of an extended X-ray emitting region laying within the supershell suggests a superbubble caused by a starburst-driven outflow (Summers, Stevens, & Strickland 2001, Legrand et al. 1997, Lequeux et al. 1995). No kinematical parameters are given for this galaxy.

**NGC 3351 (M95):** The H $\alpha$  distribution in this barred galaxy shows a luminous center which is actually an H $\alpha$  ring and the corresponding velocity field presents evidence of strong non-circular motions in the centre. Kinematics inside this region revealed that the stellar bar is radially driving gas towards the star forming H $\alpha$  ring at  $V = 25 \text{ km s}^{-1}$  (Hägele et al. 2007), from elongated x1 orbits to the x2 orbits closer to the bar. Furthermore, the detected excess in the central ISM content of the large-scale bar imply that the latter is transporting gas to smaller radii (Regan et al. 2006). Interestingly, CO observations have shown a small molecular bar aligned perpendicular to the large scale stellar bar (Helfer et al. 2003, Devereux, Kenney, & Young 1992). The earlier paper argue that a resonance caused by the stellar bar lies in the vicinity of the H $\alpha$  ring and nuclear molecular gas bar. The velocity gradient in the central regions is steep in both CO and H $\alpha$  data. There is also an inner ring at the end of the bar where the velocities are regular and not perturbed. Another H $\alpha$  kinematical analysis has been done for this galaxy by Buta (1988). Finally, two nuclear spiral arms residing inside the circumnuclear ring can be seen in *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  data.

**NGC 3627 (M66):** This member of the Leo triplet shows a highly perturbed H $\alpha$  morphology and velocity field. Streaming motions can be seen along the spiral arms and a warp can be fitted on the southern, receding side of the disc. The H $\alpha$  kinematics is consistent with CO and HI data obtained by Helfer et al. (2003) and Regan et al. (2002) respectively. A molecular and H $\alpha$  ring has been found laying at the position of the ultra-harmonic resonance induced by the bar pattern speed (Chemin et al. 2003).

The proposed explanation for the asymmetric and perturbed gas morphology is a tidal interaction with NGC 3628 (Afanasiev & Sil'chenko (2005); see also Zhang, Wright, & Alexander (1993)).

**NGC 3773:** Visible in both H $\alpha$  and HI data, this early-type galaxy displays gas concentration in its center. There is no rotation visible and the global profile is very narrow, both for the ionized and neutral gas (Burstein, Krumm, & Salpeter 1987).

**NGC 4254(M99):** The kinematical analysis of this grand design spiral galaxy has already been presented in the Virgo galaxy cluster sample of Chemin et al. (2006a). The H $\alpha$  velocity field presents significant streaming motions along the spiral structure. Recent observations by Haynes et al. (2007) reported an HI tail extending  $\sim 250$  kpc to the North of NGC 4254, perhaps the result of galaxy harassment as the galaxy enters the Virgo cluster.

**NGC 4450:** The Fabry-Perot data of this anemic galaxy have been presented in Chemin et al. (2006a). The H $\alpha$  distribution is very clumpy and the velocity field perturbed in the innermost regions of the galaxy. A new tilted-ring model is fitted to the velocity field using rings of 4'' width instead of 2'' in our previous analysis. This allows one to derive a new major axis position angle of  $353\pm5^\circ$  with a smaller error bar than in Chemin et al. (2006b). The values remain in agreement within the errors.

**NGC 4559:** The H $\alpha$  velocity field of this late-type galaxy shows the presence of streaming motions in its center and is somewhat patchy far from the center. The HI disc, extending further out than the optical disc, is warped and lopsided in both distribution and kinematics (Barbieri et al. 2005). Their HI PV diagram revealed the presence of a thick HI layer rotating 25-50 km s $^{-1}$  smaller than the value for the thin disc.

**NGC 4594 (M104):** This early-type galaxy is better known as the Sombrero galaxy. The H $\alpha$  observations display only one diffuse ionized region west of the nearly edge-on disc and the corresponding radial velocities are in agreement with the galaxy's systemic velocity. Stellar kinematics reveal for the rotation curve a rapid rise followed by a decrease which can be explained by the prominent galactic bulge (Carter & Jenkins 1993). Mass modeling using globular cluster kinematics has shown that the (M/L) $_{\odot}$  value increases with radius, hence that M104 has a dark matter halo (Bridges et al. 1997). Another study of the dark matter distribution has been done by Tempel & Tenjes (2006).

**NGC 4631:** This galaxy is seen edge-on and its inclination renders impossible the extraction of the kinematical parameters. The interaction with the nearby dwarf galaxy is thought to be responsible for the warp seen on the southeast side of the H $\alpha$  velocity field. Our H $\alpha$  results are consistent with those of Golla, Dettmar, & Domgoergen (1996). As for the HI data, the results obtained by Rand (1994) shows that the maximum rotation velocity is 140 km s $^{-1}$  and that the HI disc can be modeled as having two distinct velocity components. CO observations have demonstrated that the sources of these distinct velocities are the spiral arms within the gas disc (Sofue et al. 1990).

**NGC 4736 (M94):** This ringed galaxy exhibits a bright inner ring with a nearly constant rotational velocity of about 195 km s $^{-1}$ . The dispersion velocities are typical of those seen in HII regions. The location of this H $\alpha$  ring is consistent with resonances caused by the bar and by a larger oval distortion. CO observations reveal tightly wound spiral arms separated by a small nuclear bar that is

perpendicular to the major axis PA of the galaxy (Helfer et al. 2003) as well as gas moving on elliptical orbits around the nuclear bar. Modeling of H $\alpha$  and CO kinematics shows an inflow of material near the ends of the nuclear bar, an outflow between the bar and the ring, and an inflow of gas just outside the ring (Muñoz-Tuñón, Caon, & Aguerri 2004, Wong & Blitz 2000). The slightly declining H $\alpha$  rotation curve presented in this paper is consistent with CO and HI observations, but not in the central regions.

**DDO 154:** This dwarf irregular galaxy has only a few discrete HII regions and larger diffuse regions. The H $\alpha$  velocity field shows large-scale but weak rotation ( $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ ) that can be measured to just below 2'. The 21-cm HI observations present a regular but extended gas disc having a slight warp at the southwest end (Hoffman et al. 1993, Carignan & Beaulieu 1989). Mass modeling of this galaxy reveals that more than 90% of the mass is found in the dark component (Carignan & Purton 1998, Carignan & Freeman 1988).

**NGC 4826 (M64):** The H $\alpha$  distribution of this galaxy, confined to the inner disc, is more extended on the northwest receding side than on the approaching side, which is consistent with CO emission (Helfer et al. 2003). The HI gas, on the other end, extends far beyond the optical radius R<sub>25</sub> and is also distributed asymmetrically. The HI velocity field reveals a counter-rotating gaseous disc outside the 2' diameter (Braun, Walterbos, & Kennicutt 1992). A detailed kinematical study, based on H $\alpha$  long-slit spectroscopy, reveals a transition region near the prominent dust lane ( $50'' \leq r \leq 70''$ ) where the gas motion is undergoing a change in its orbital direction, from prograde in the inner disc to retrograde in the outer disc (Rubin 1994). This situation, symptomatic of a merger, has been widely seen in elliptical galaxies, but rarely in disc galaxies, and supports the hierarchical model of galaxy formation.

**DDO 165:** The H $\alpha$  map of this dwarf galaxy presents only four HII regions that may not be all physically related to the galaxy. The HI distribution is extended and is somewhat arc-like shaped (Walter et al. 2007).

**NGC 5033:** The H $\alpha$  velocity field displays a strong velocity gradient ( $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$  per arcmin) in the center of this galaxy, agreeing with CO emission (Helfer et al. 2003). The broad profiles found near the center of the galaxy are characteristic of a Seyfert galaxy. [OIII] and H $\beta$  observations show respectively an asymmetrical morphology and an off-centered active nucleus which can be understood in terms of a past merger (Mediavilla et al. 2005). The HI large-scale velocity field is well ordered and streaming motions can be seen near the spiral structures (see Thean et al. 1997 and Bosma 1981). The H $\alpha$  and HI rotation curves present a constant rotational velocity of  $\sim 215 \text{ km s}^{-1}$  and a warp developing beyond the optical disc.

**NGC 5408:** This irregular galaxy has a highly asymmetric H $\alpha$  morphology with a bright nuclear region situated at one end of an elongated optical distribution. The FP observations are in agreement with those of Bohuski et al. (1972). The absence of large-scale motions is the reason why no kinematical parameters are given for this galaxy.

**NGC 5474:** The H $\alpha$  distribution of this peculiar galaxy is composed of several HII regions and clumpy diffuse ionized gas which are rotating weakly. The HI disc also displays a clumpy but fairly symmetric distribution. The HI velocity field exhibits normal differential rotation but warping near the

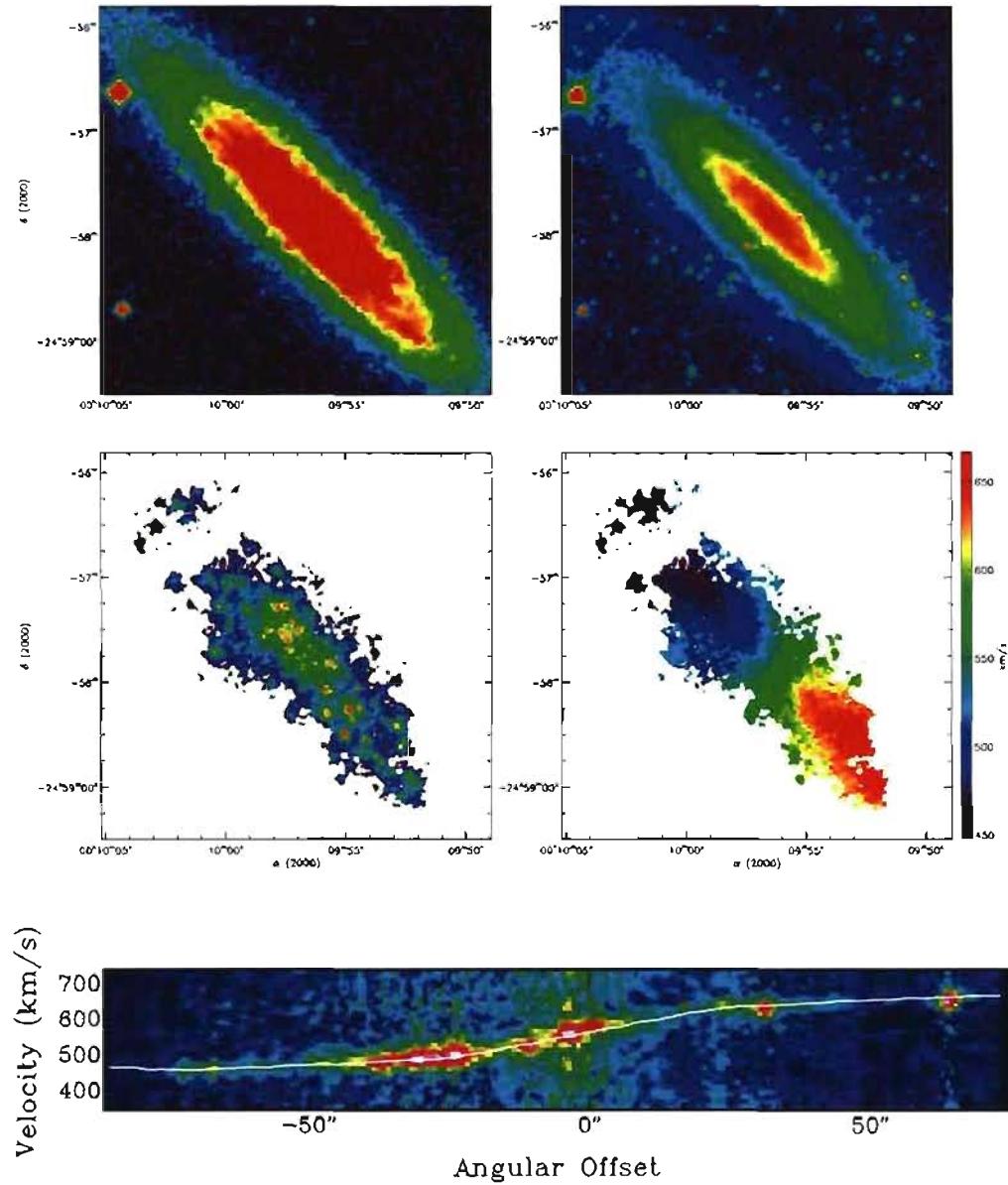
edge of the HI disc can be seen (Rownd, Dickey, & Helou 1994, see also van der Hulst & Huchtmeier 1979).

**NGC 6822:** This nearby irregular galaxy does not exhibit strong rotation within the FOV of our observations, while some is seen in the HI data (de Blok & Walter 2000). The H $\alpha$  emission is composed of HII regions and low density regions of diffuse ionized gas. The HI distribution is far more extended and is dominated by holes and clouds.

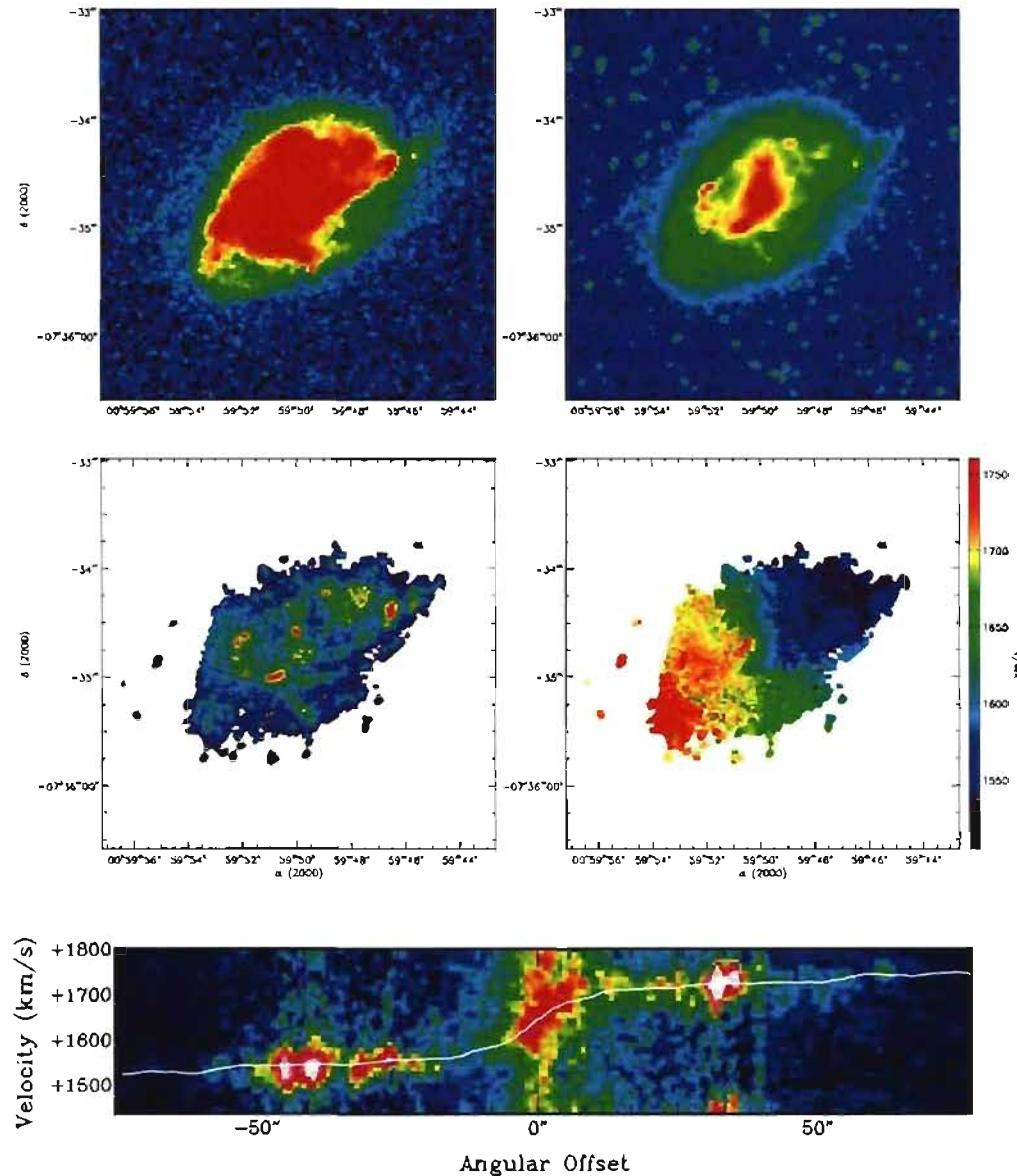
**NGC 7552:** This SBab galaxy is completely dominated by its bar, making impossible the extraction of kinematical parameters. The velocity field shows a central S-shape disturbance indicating non-circular motions caused by the bar. A steep velocity gradient ( $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$  on  $10''$  distance) is present in the nuclear region as well as a bright H $\alpha$  center representative of a LINER galaxy.

**NGC 7793:** The close-up view of this galaxy displays several HII regions and the corresponding H $\alpha$  velocity field exhibits an s-shape distortion of the velocities along the minor axis. A kinematical analysis of the fairly regular HI velocity field reveals a truly declining rotation curve (Carignan & Puche 1990). Deep FP observations of the diffuse gas have shown an extended H $\alpha$  disc that is detected all the way to the edge of the HI disc.

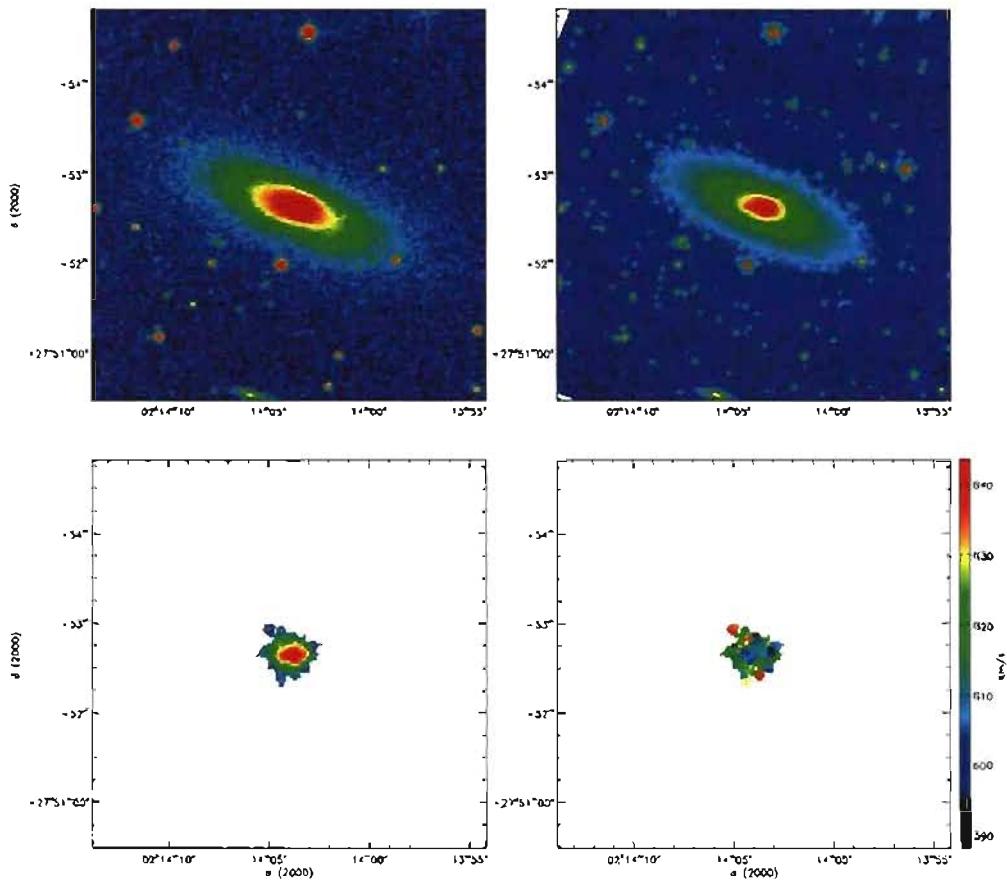
## APPENDIX B: FIGURES



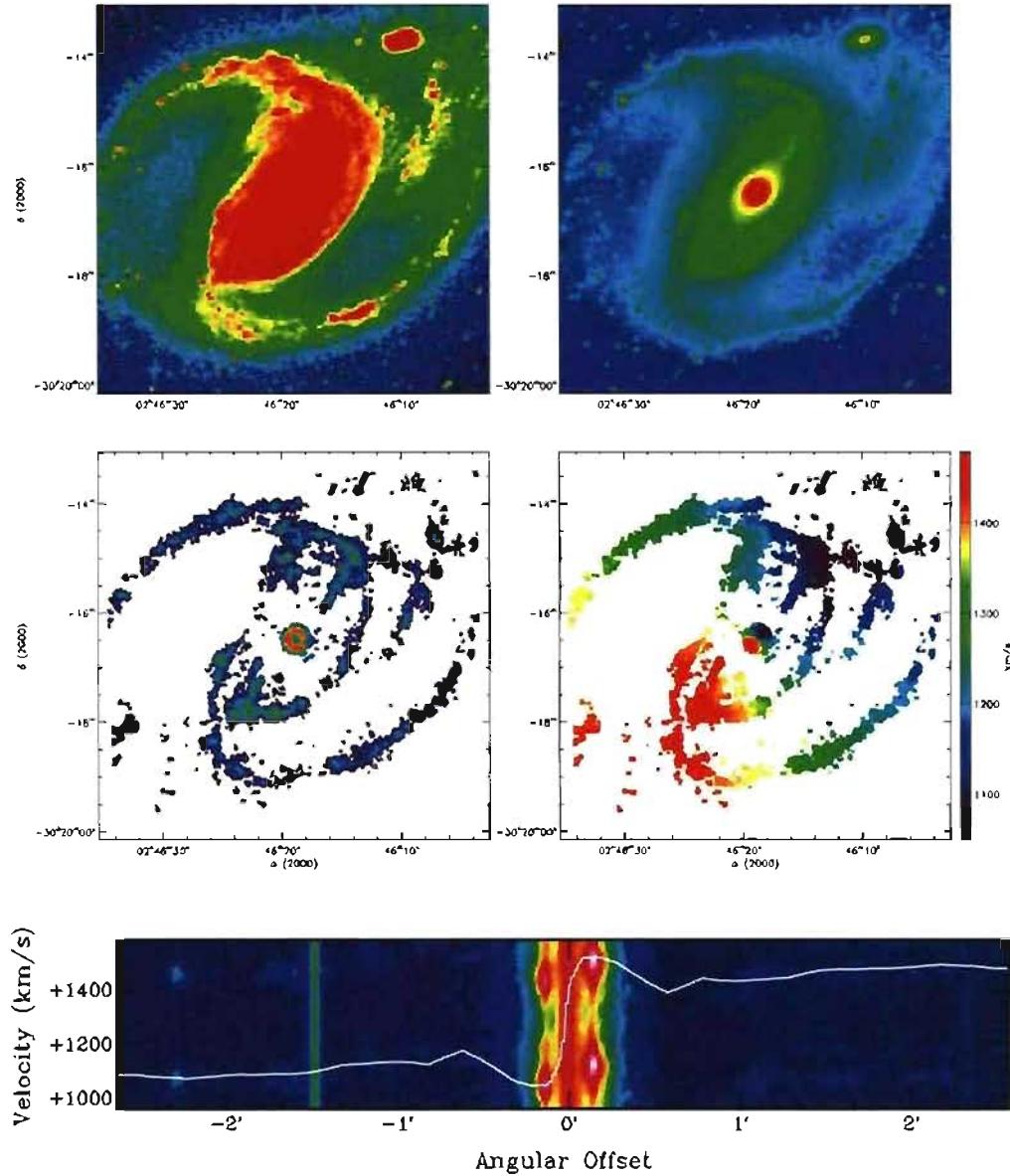
**Figure B1.** NGC 24. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left:  $H\alpha$  integrated map. Middle-right:  $H\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



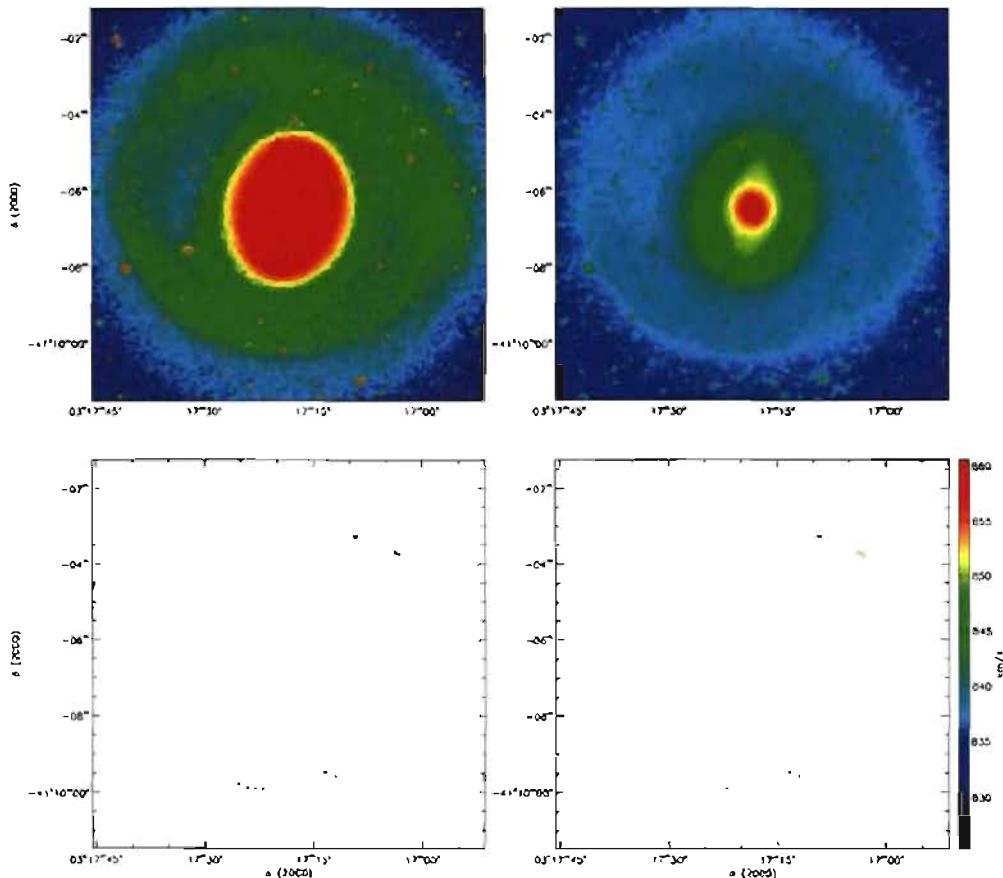
**Figure B2.** NGC 337. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



**Figure B3.** NGC 855. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* 1RAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left:  $H\alpha$  integrated map. Bottom-right:  $H\alpha$  velocity field.



**Figure B4.** NGC 1097. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



**Figure B5.** NGC 1291. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.

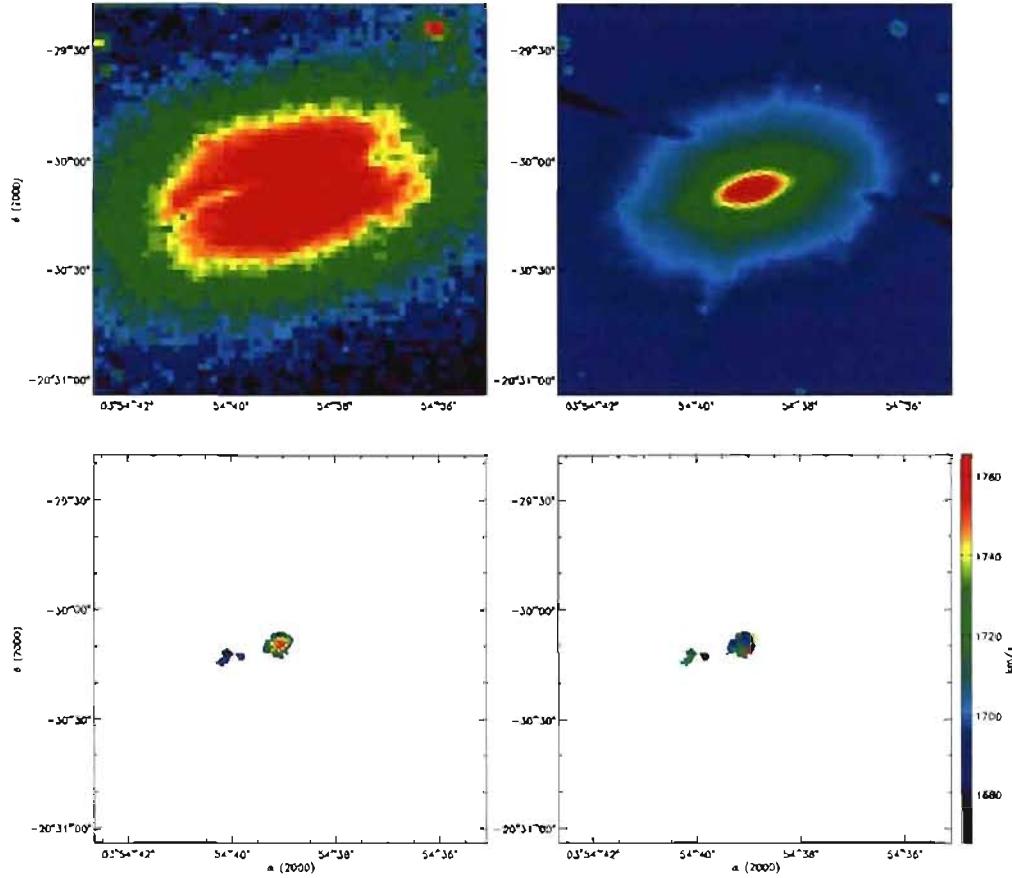
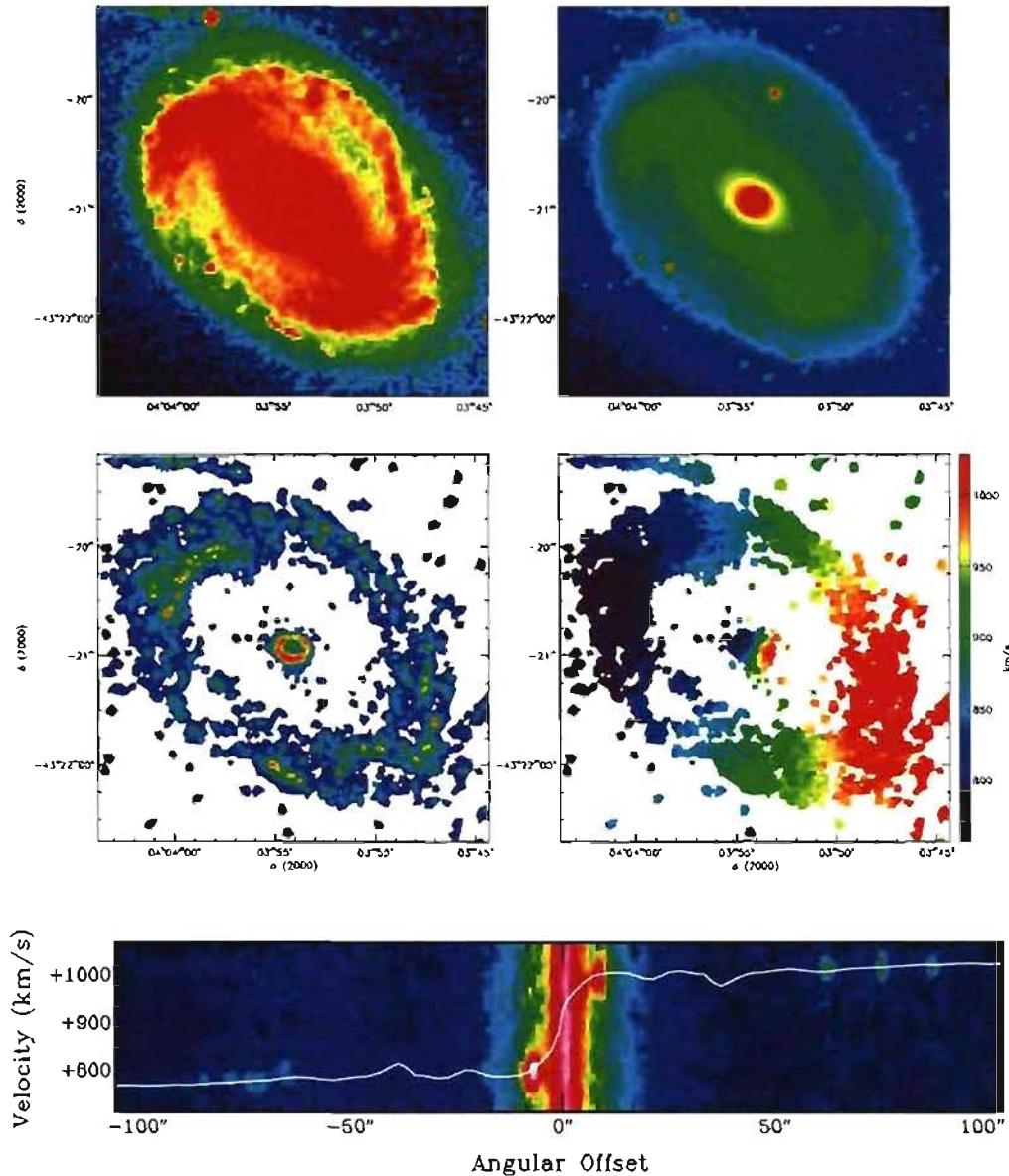
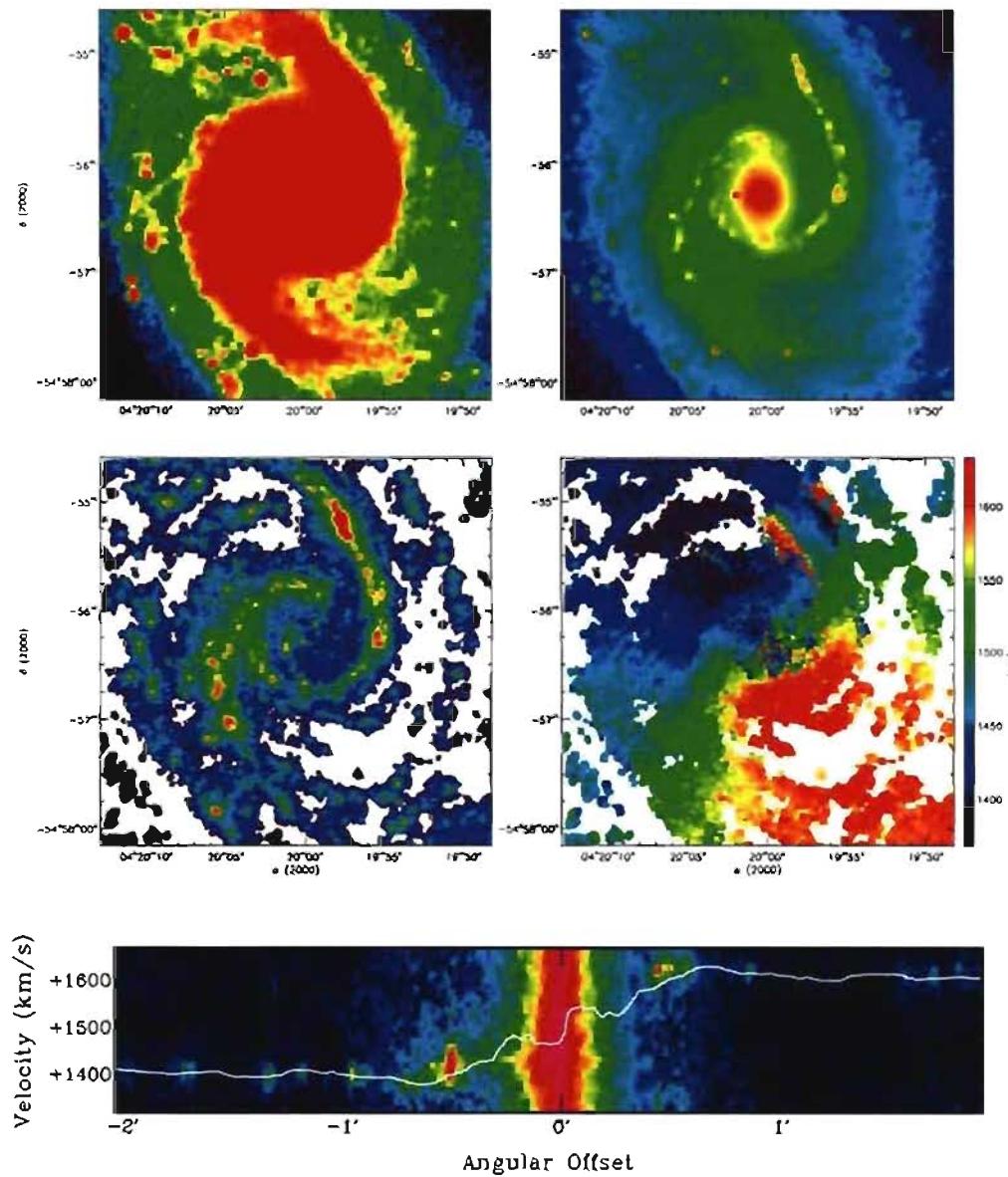


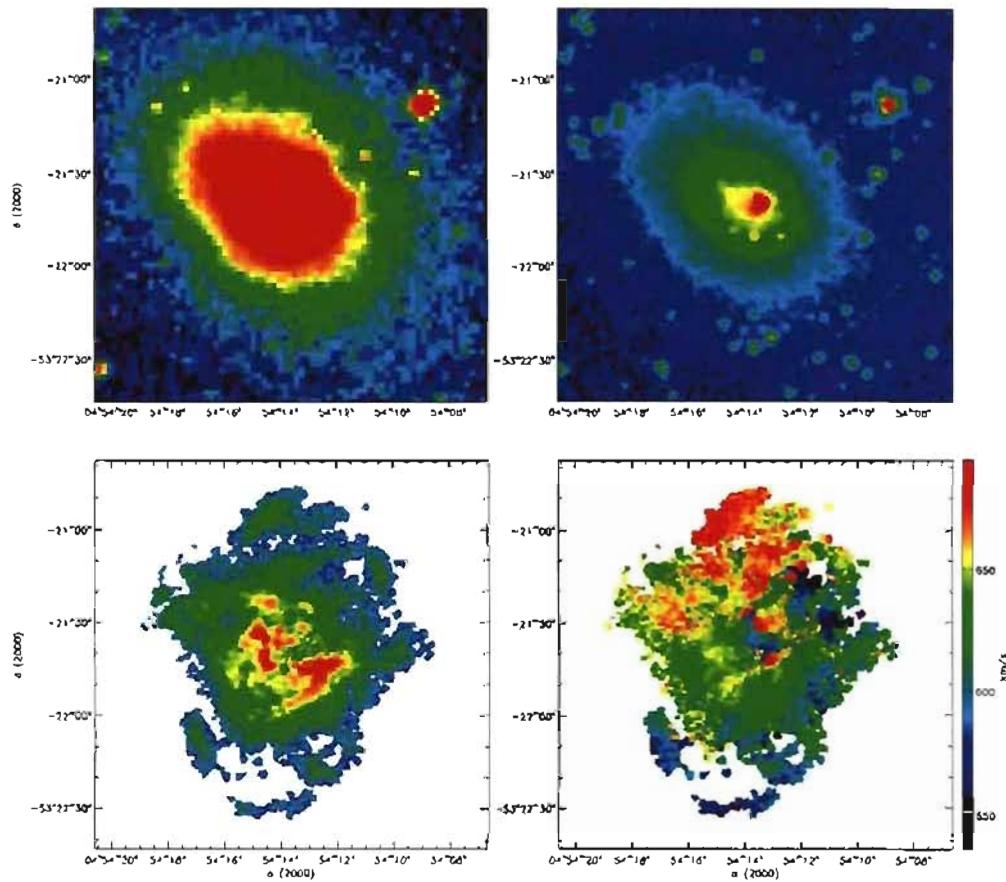
Figure B6. NGC 1482. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6-μm image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



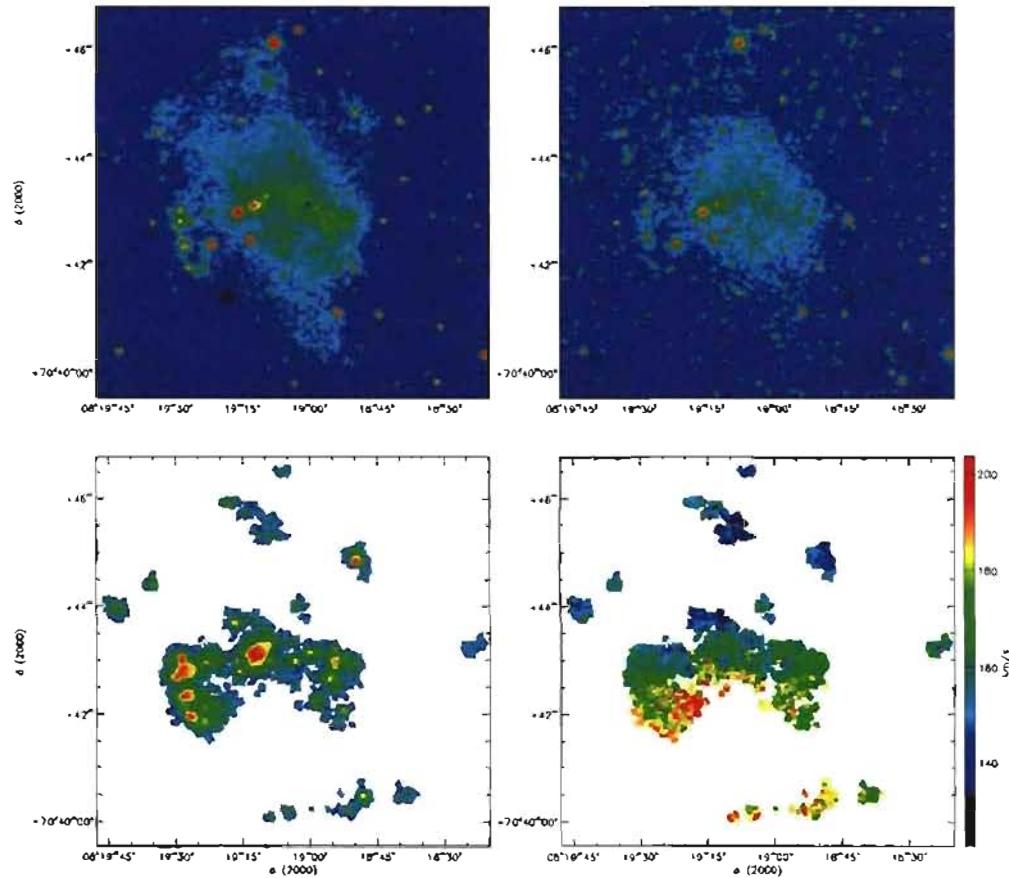
**Figure B7.** NGC 1512. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  image. Middle-left:  $\text{H}\alpha$  integrated map. Middle-right:  $\text{H}\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



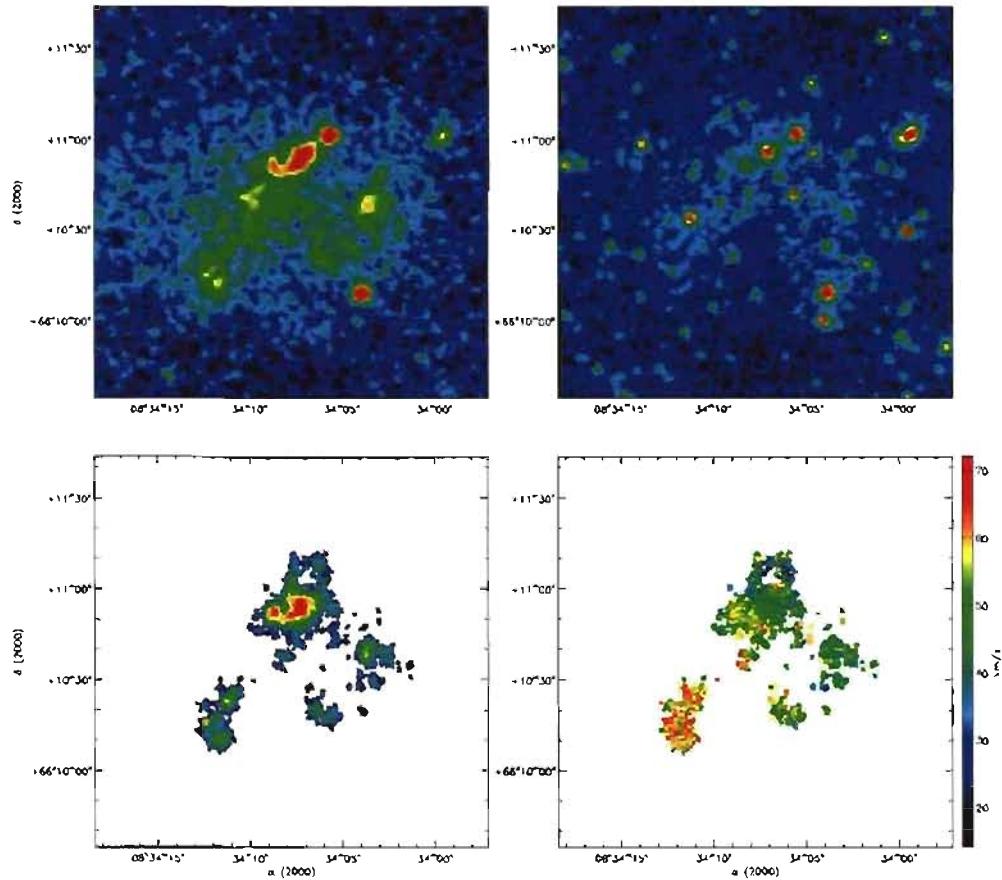
**Figure B8.** NGC 1566. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  image. Middle-left:  $\text{H}\alpha$  integrated map. Middle-right:  $\text{H}\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



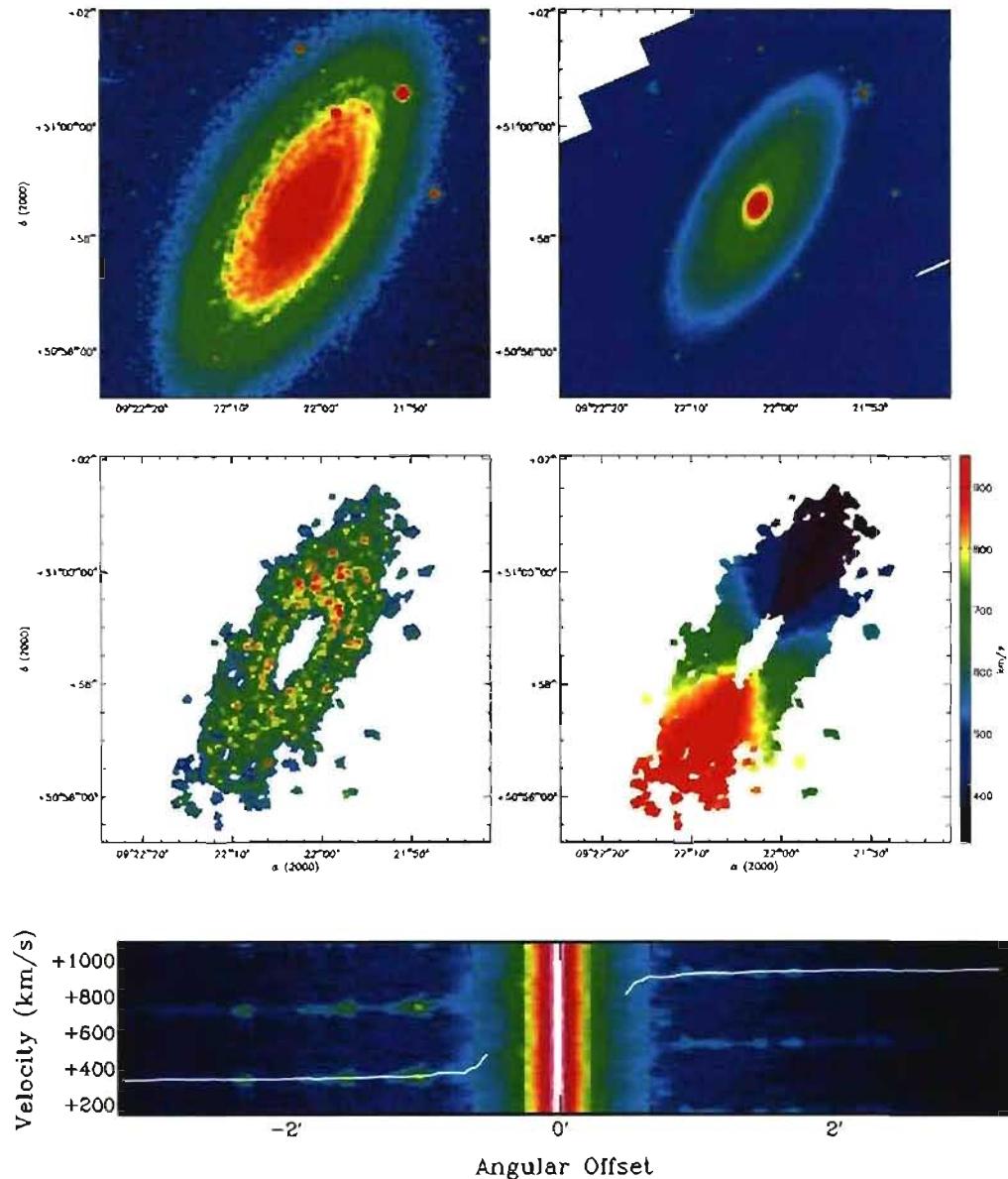
**Figure B9.** NGC 1705. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



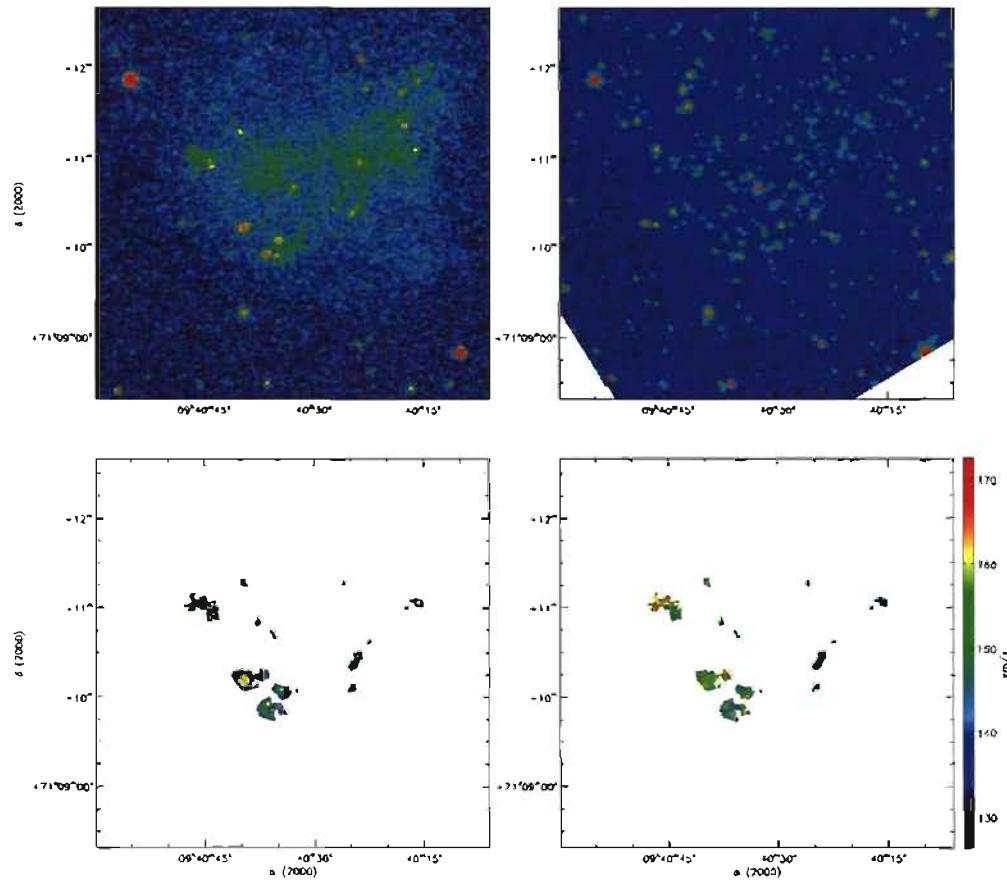
**Figure B10.** Holmberg II. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



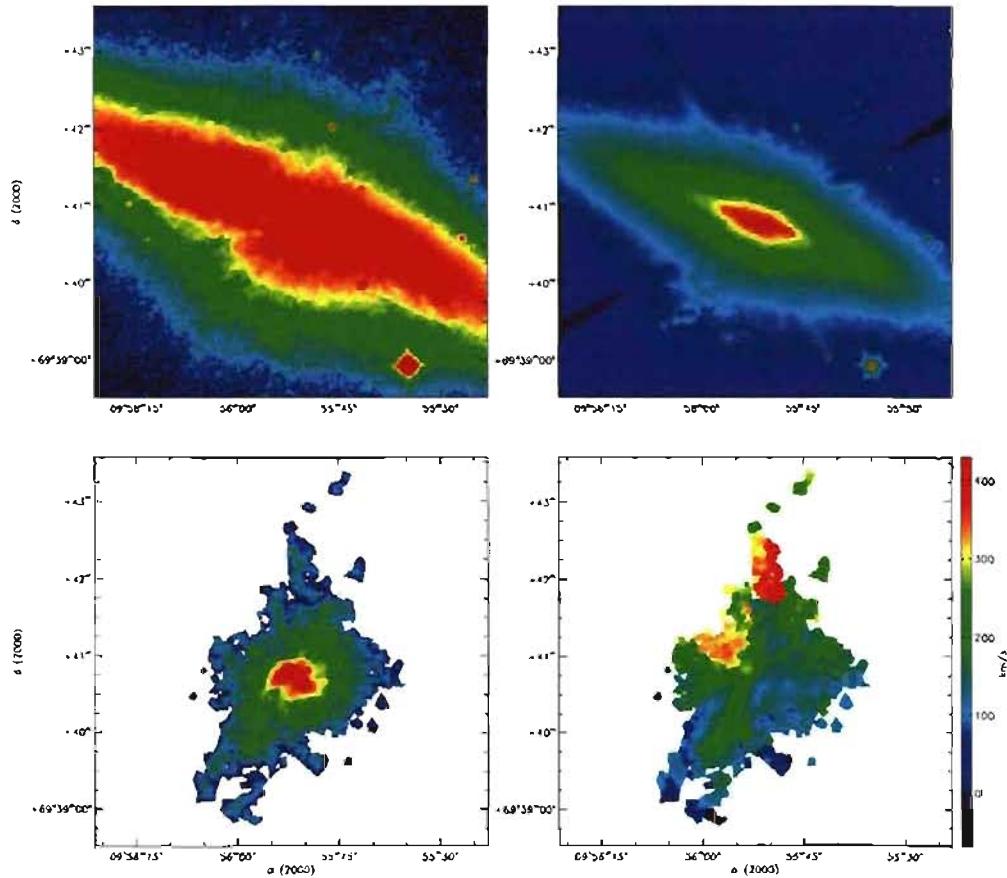
**Figure B11.** DDO 053. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



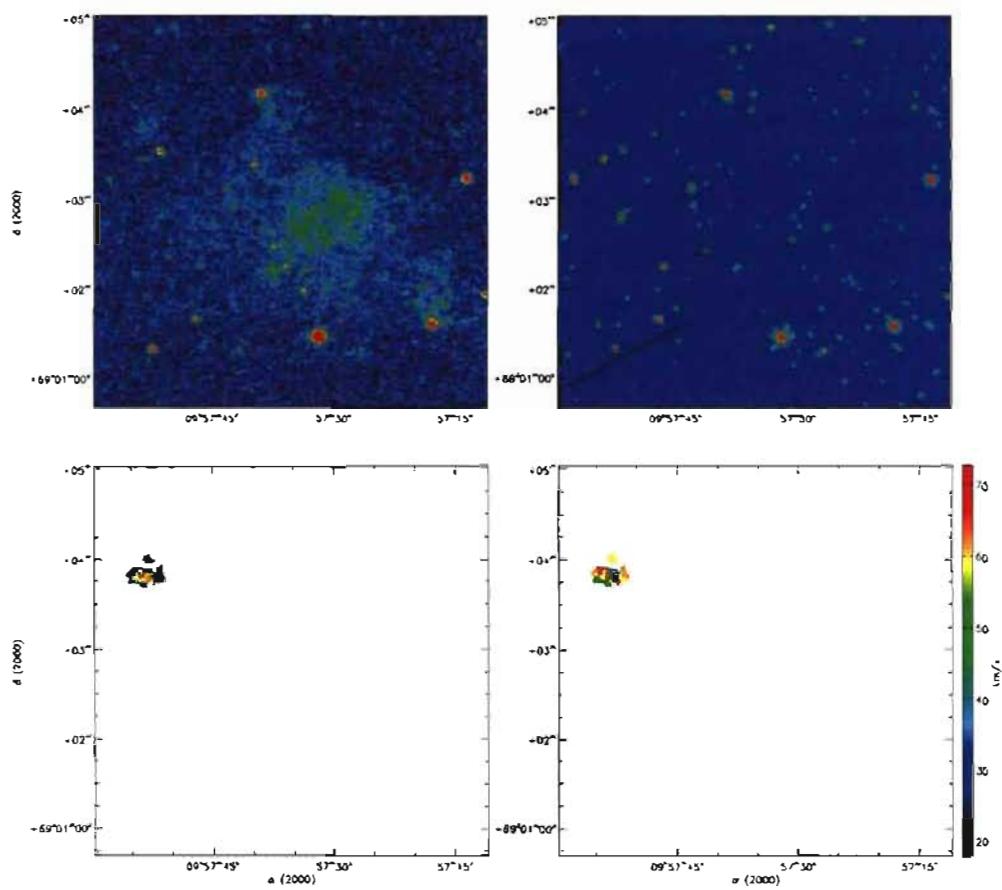
**Figure B12.** NGC 2841. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6-μm image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



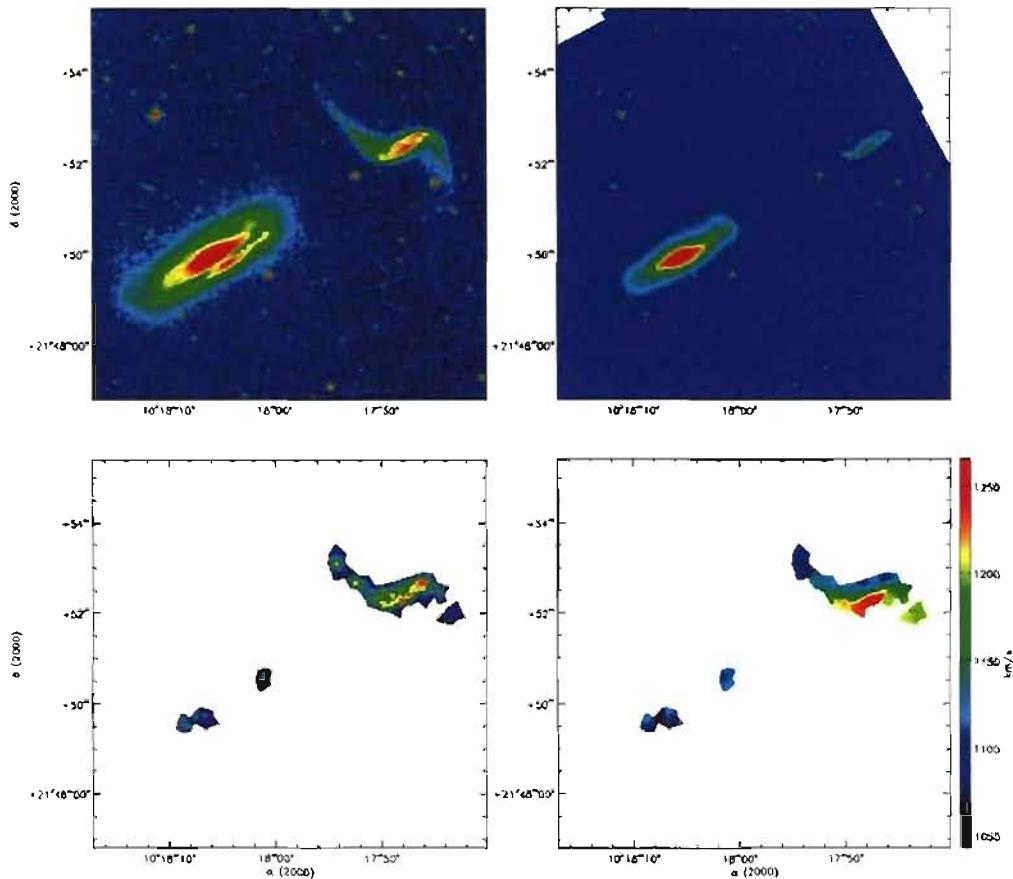
**Figure B13.** Holmberg 1. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



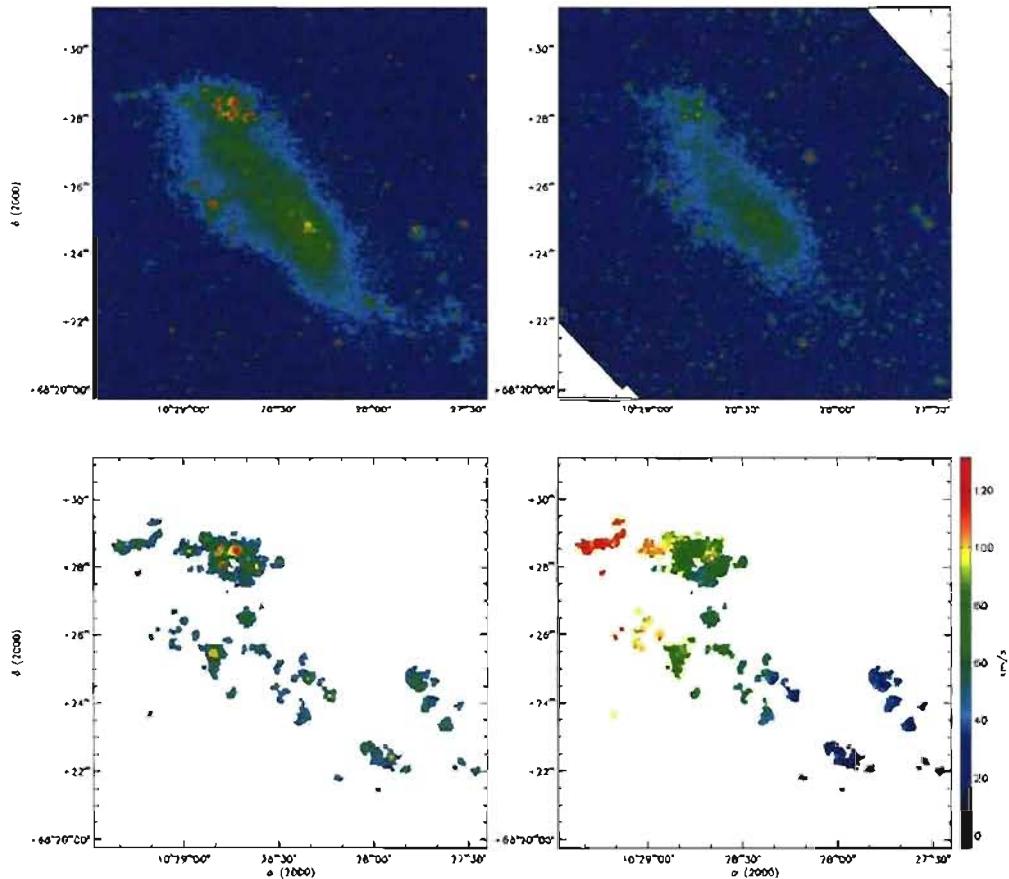
**Figure B14.** NGC 3034. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



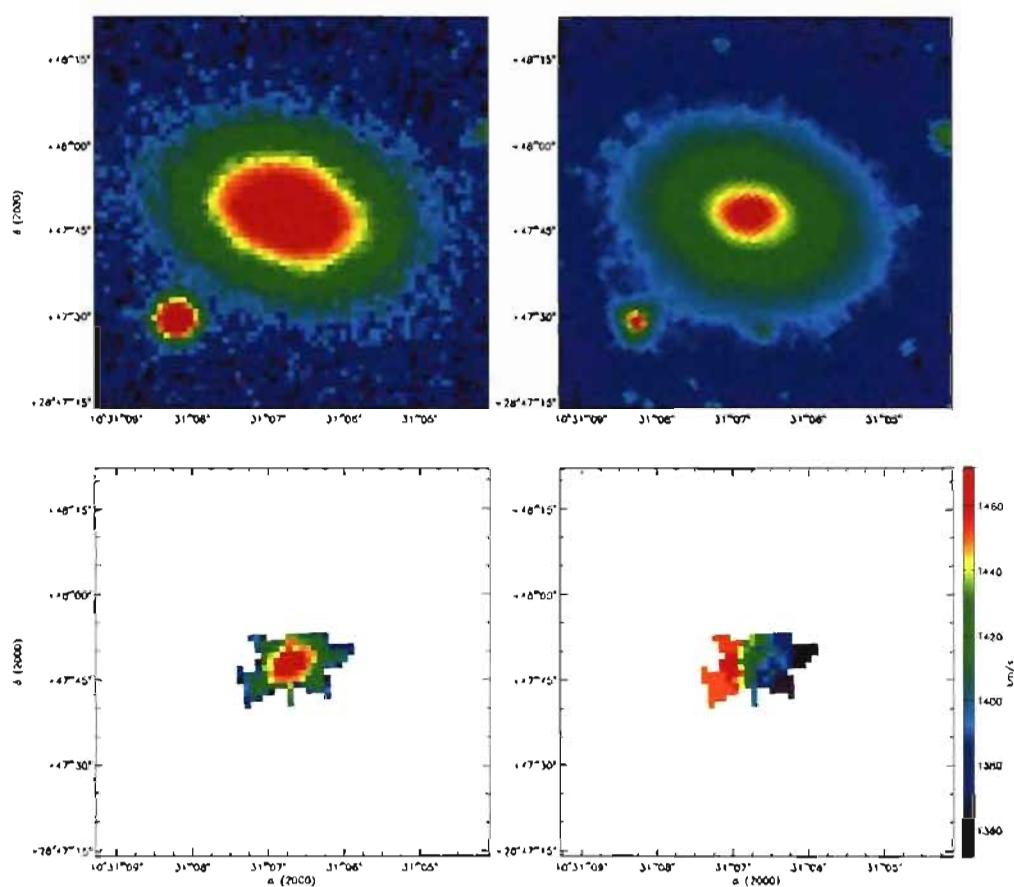
**Figure B15.** Holmberg IX. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  image. Bottom-left:  $\text{H}\alpha$  integrated map. Bottom-right:  $\text{H}\alpha$  velocity field.



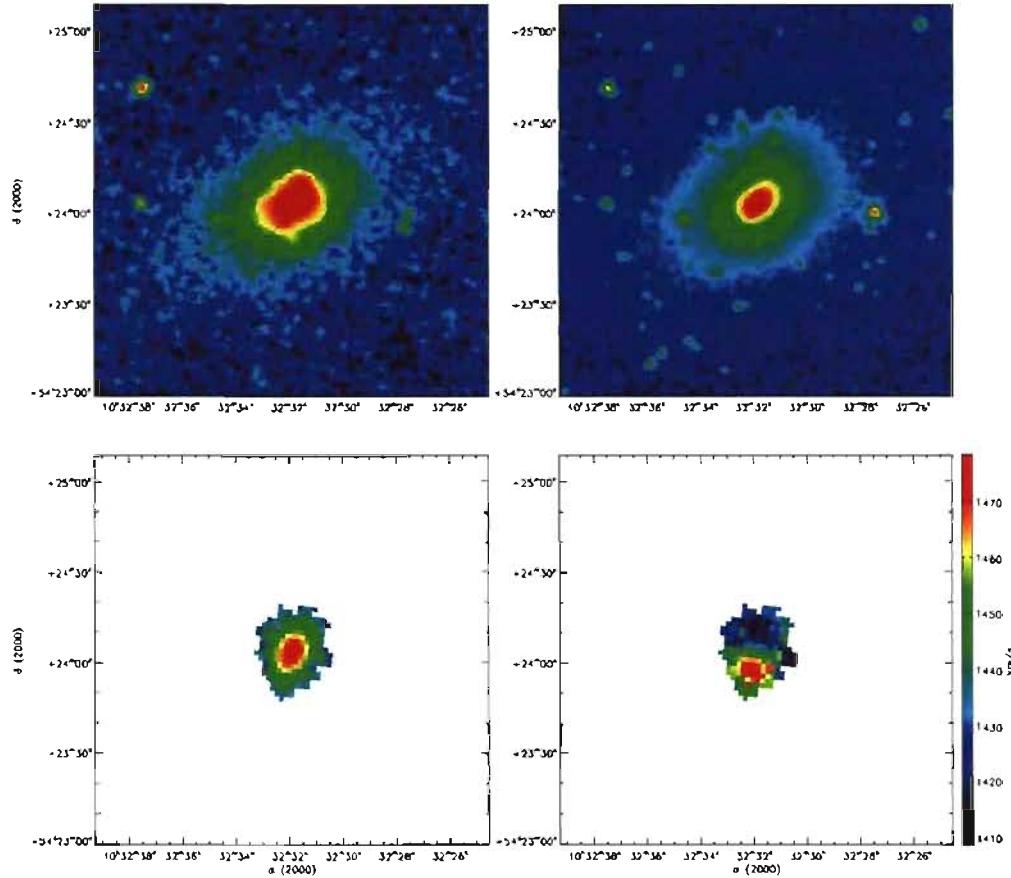
**Figure B16.** NGC 3190. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



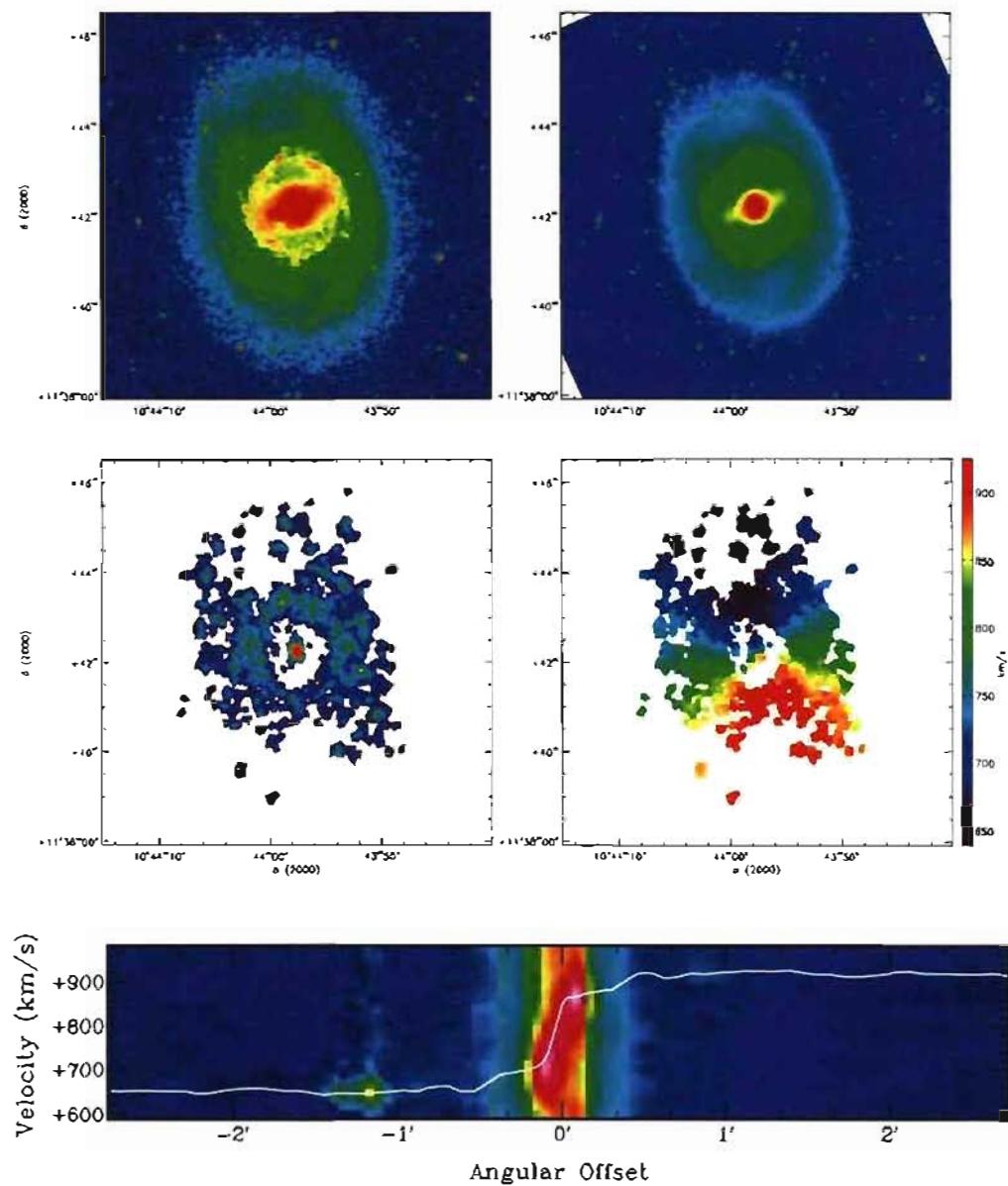
**Figure B17.** IC 2574. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



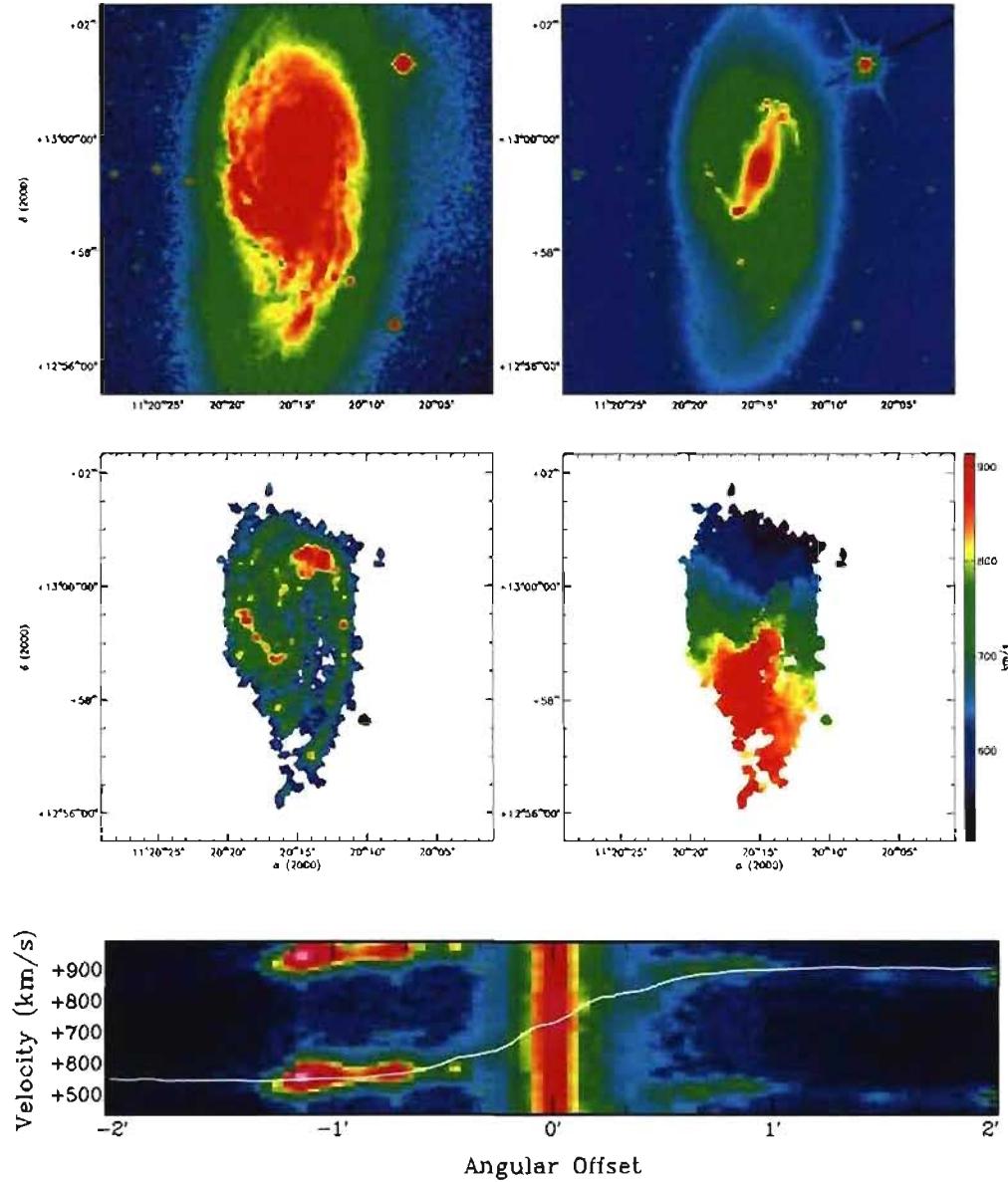
**Figure B18.** NGC 3265. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left:  $H\alpha$  integrated map. Bottom-right:  $H\alpha$  velocity field.



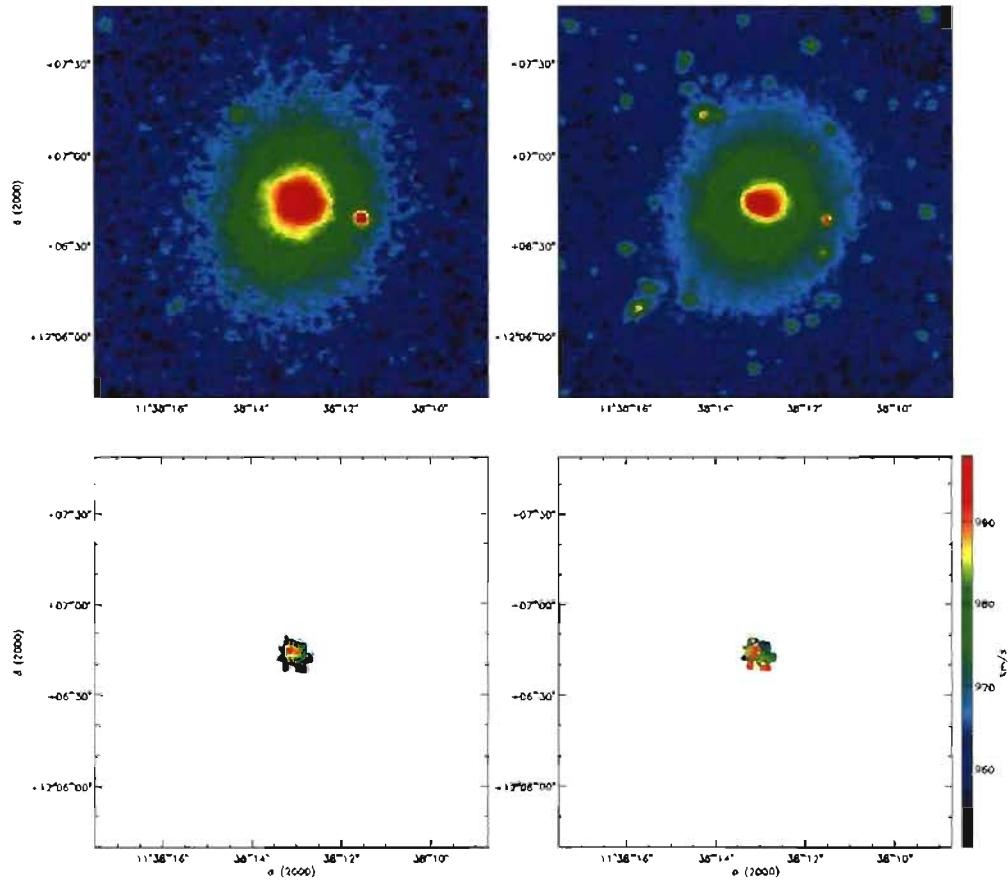
**Figure B19.** Mrk 33. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



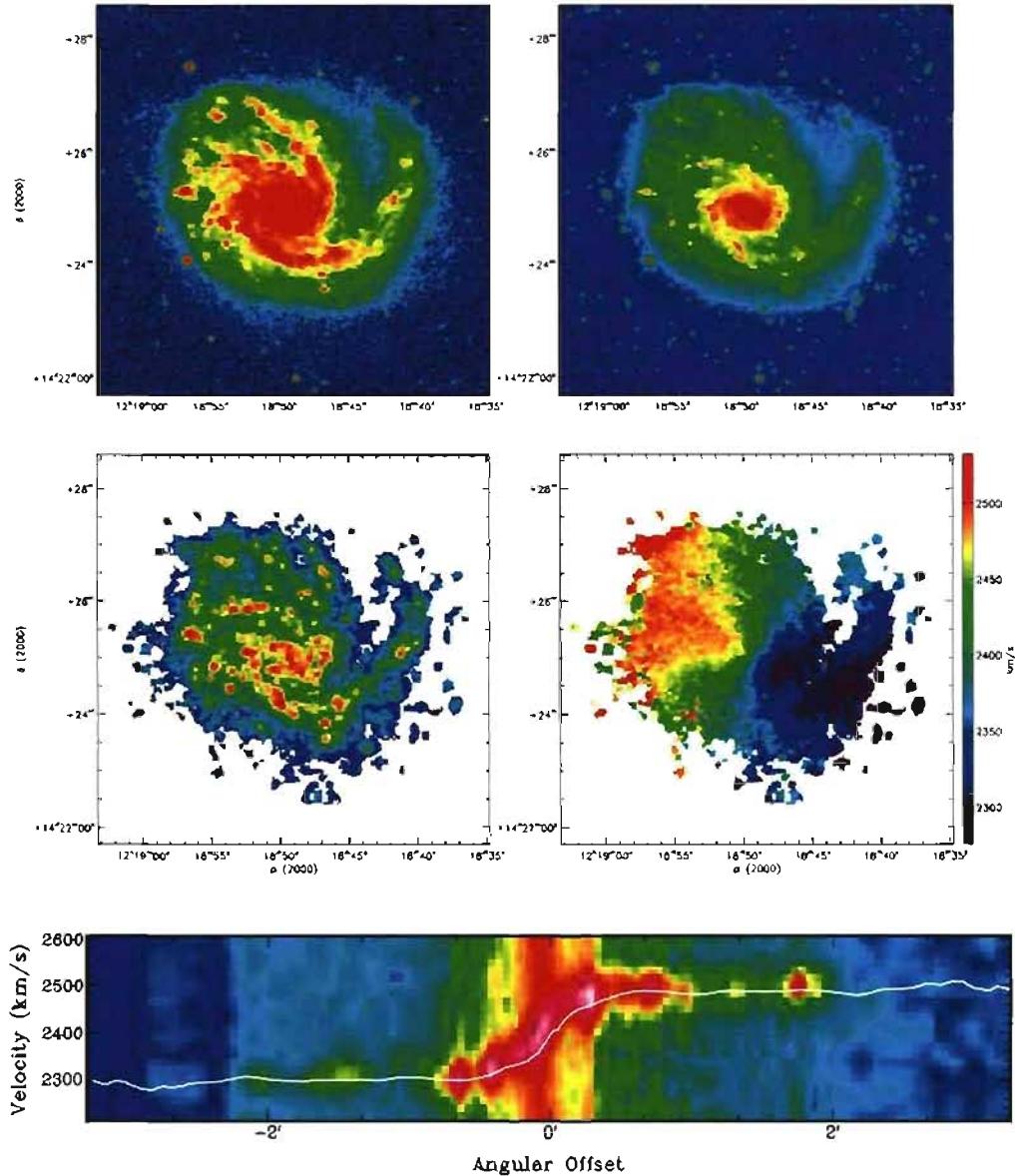
**Figure B20.** NGC 3351. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



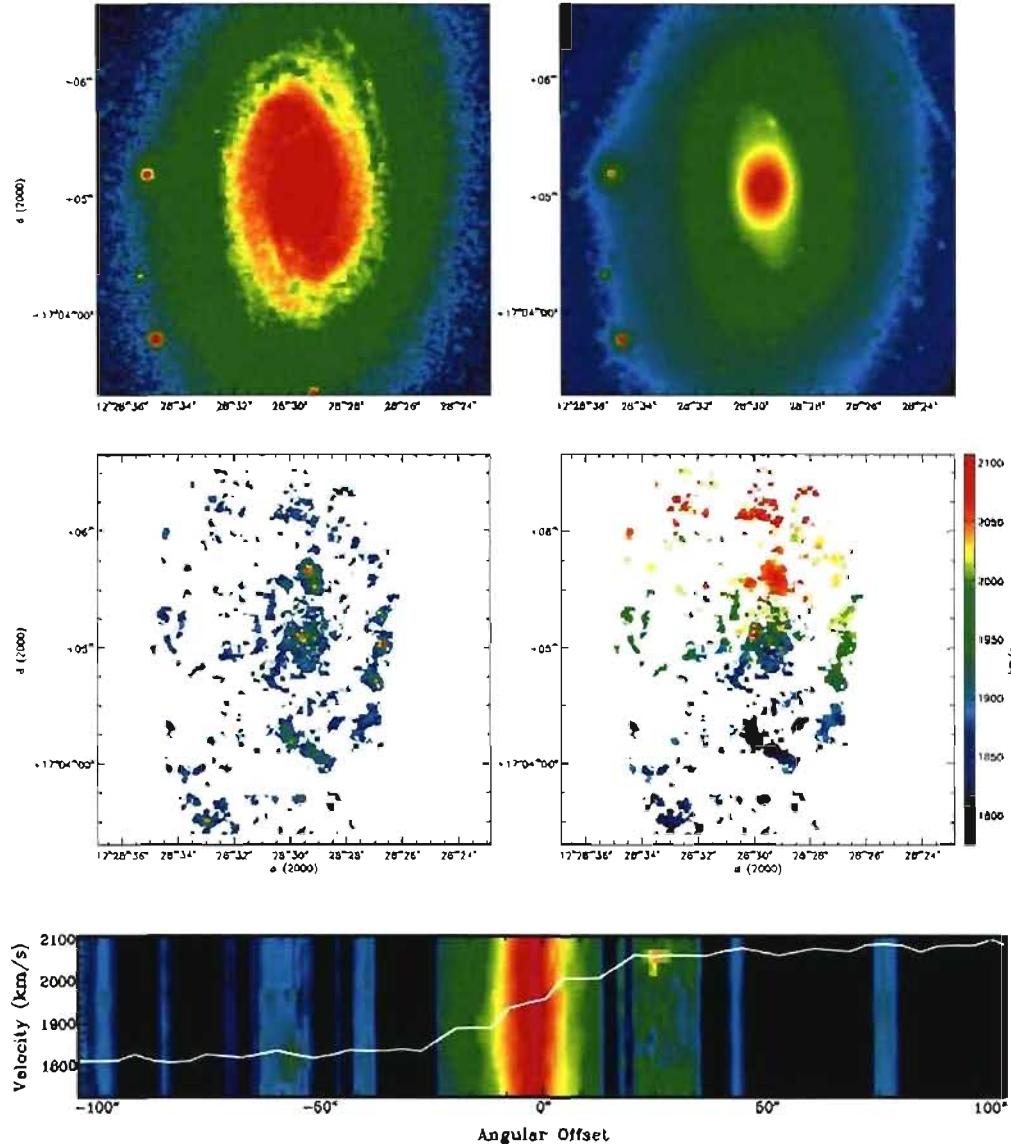
**Figure B21.** NGC 3627. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



**Figure B22.** NGC 3773. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



**Figure B23.** NGC 4254. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6-μm image. Middle-left:  $\text{H}\alpha$  integrated map. Middle-right:  $\text{H}\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



**Figure B24.** NGC 4450. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.

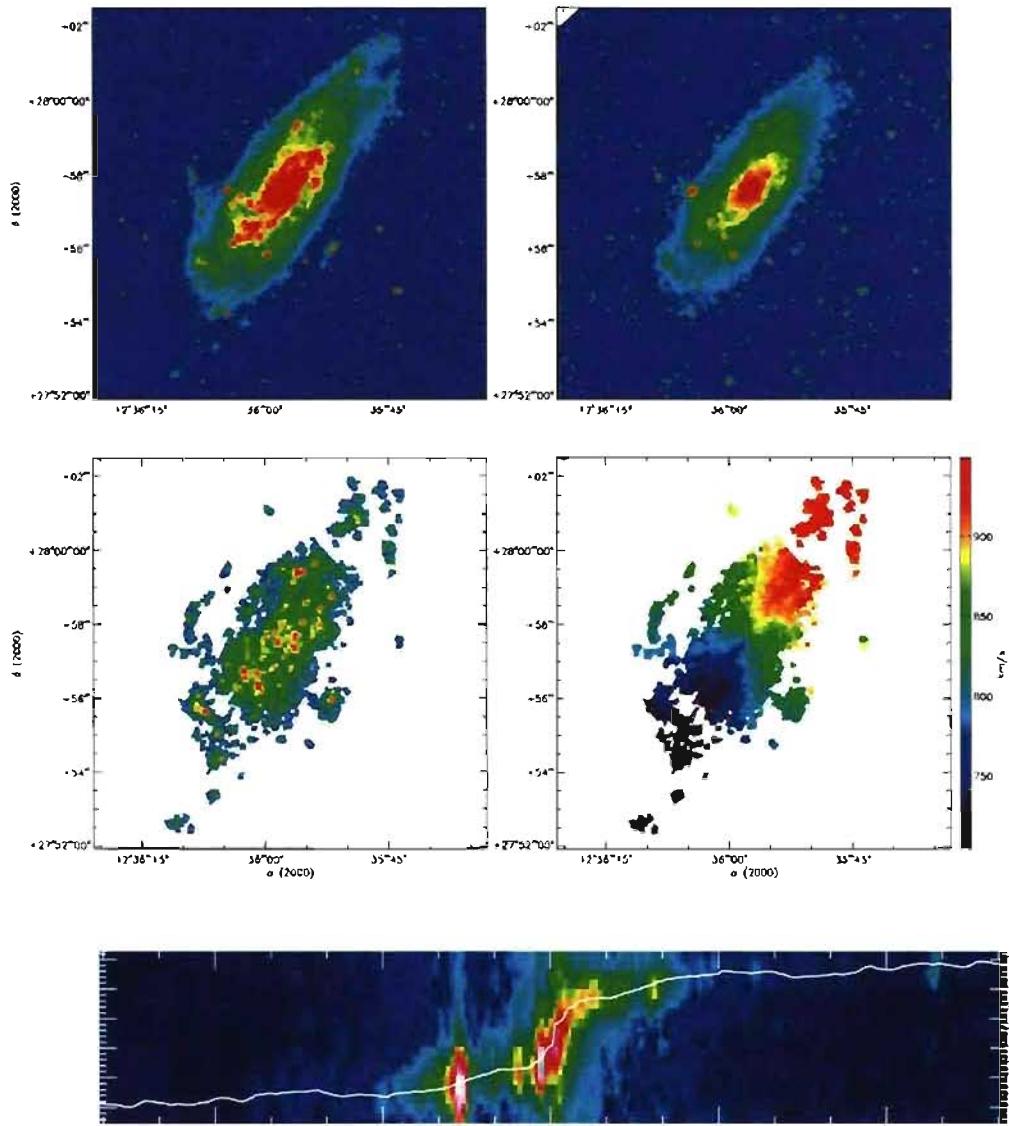
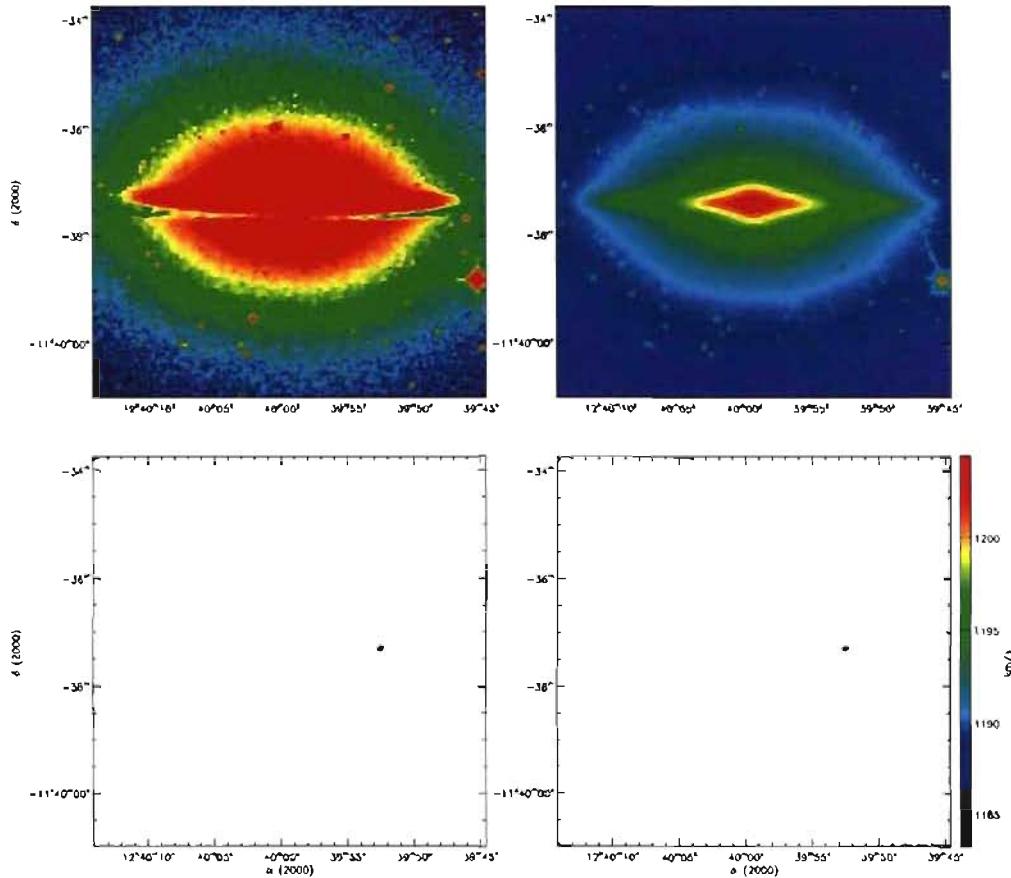
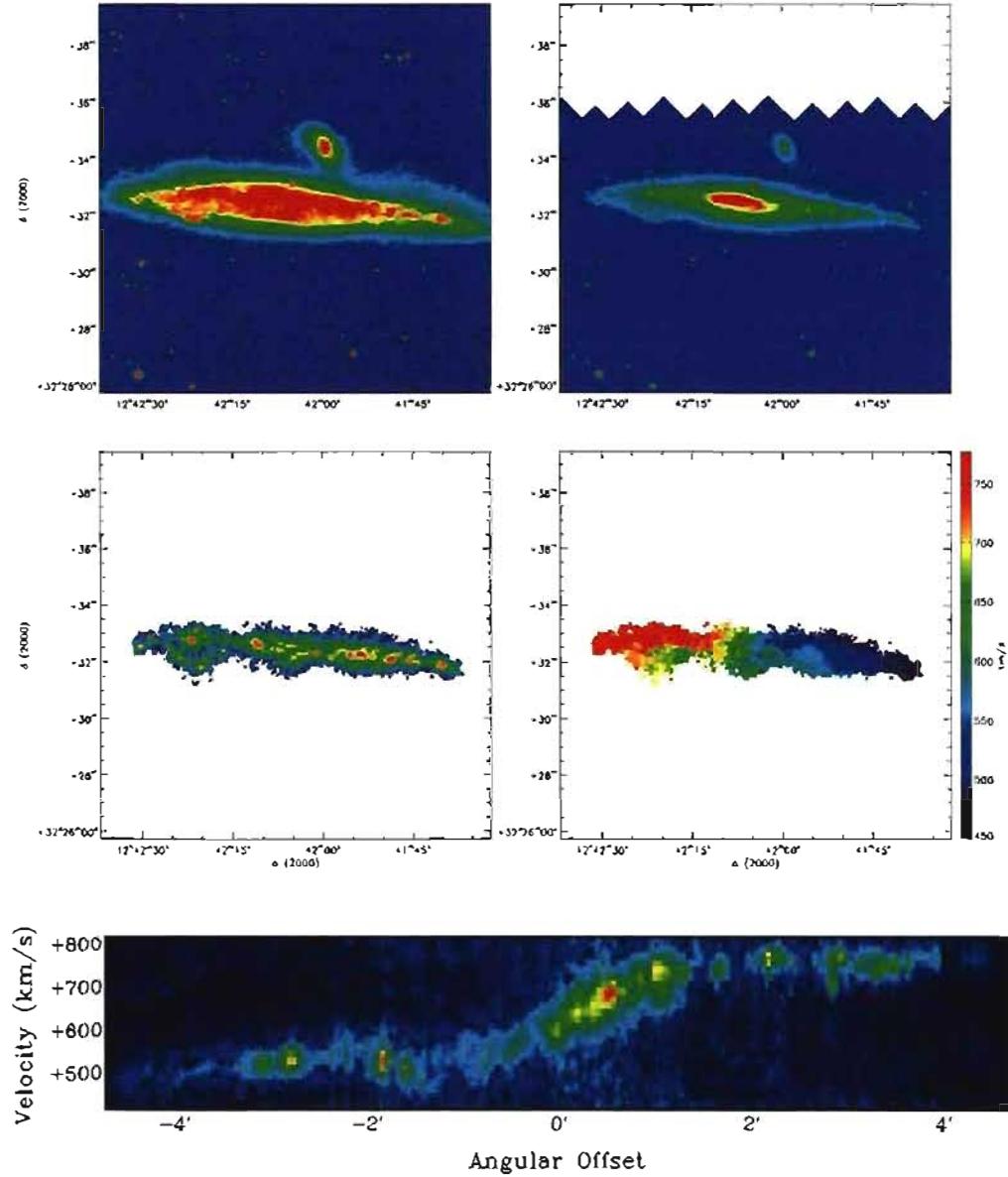


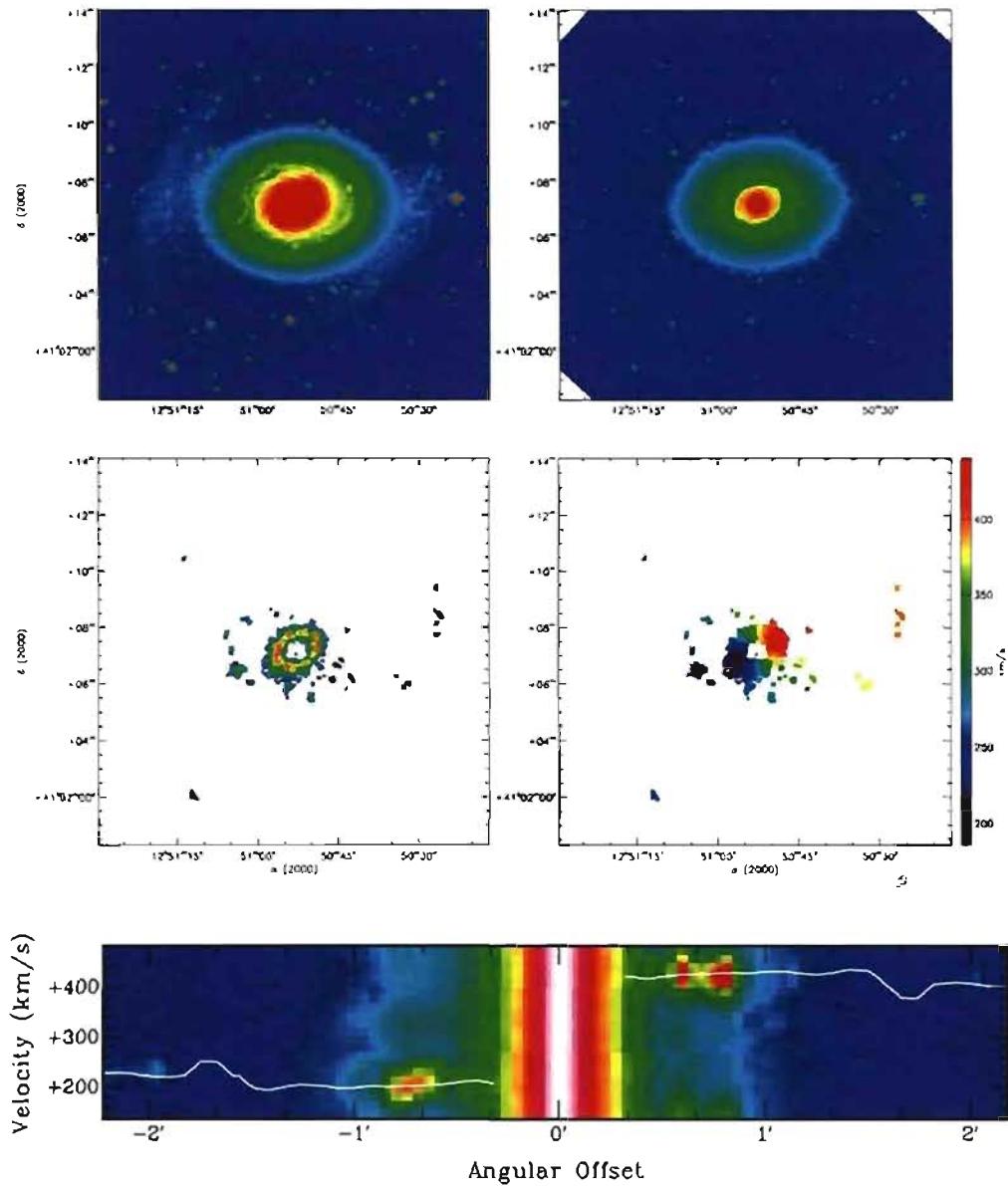
Figure B25. NGC 4559. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu\text{m}$  image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



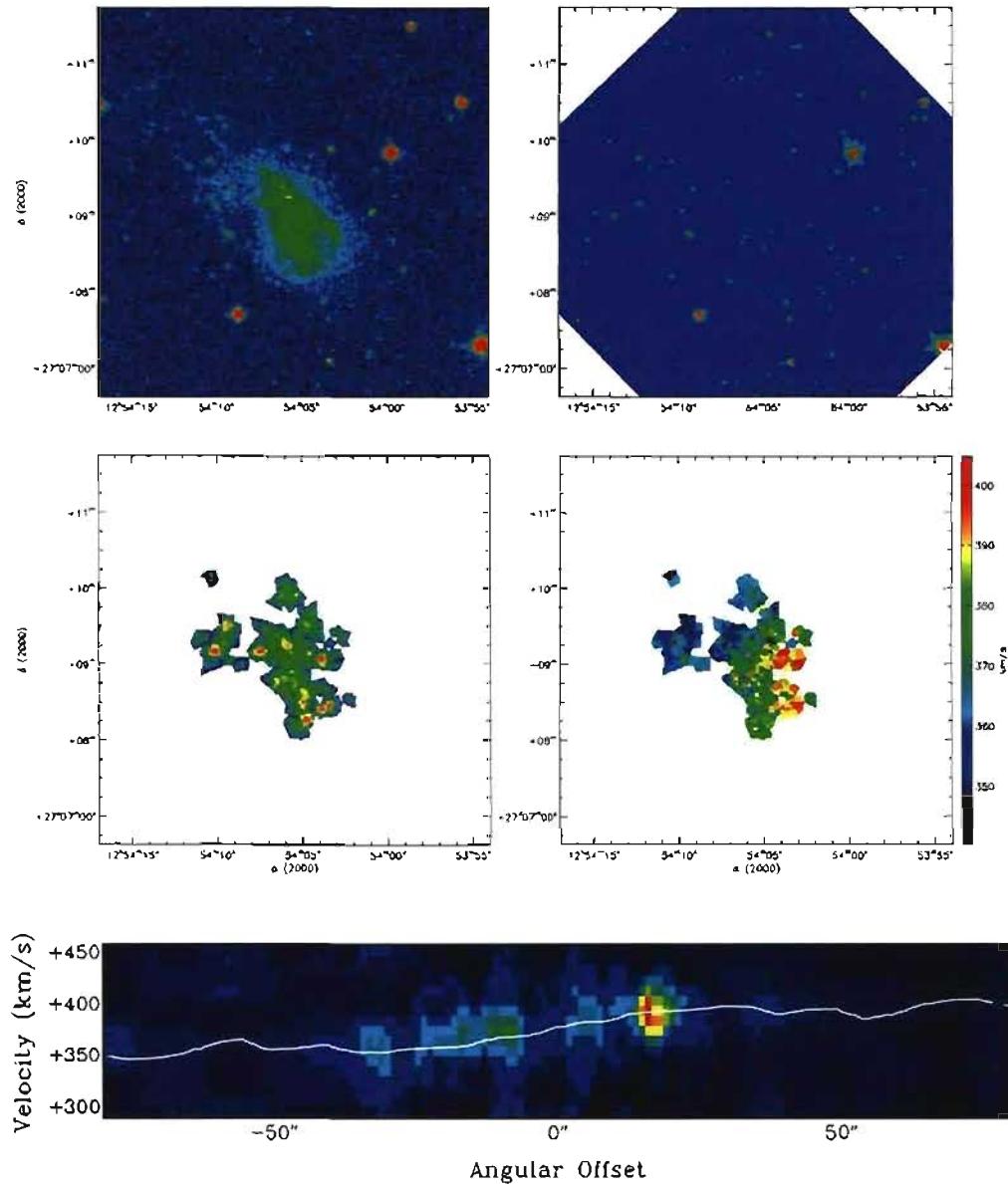
**Figure B26.** NGC 4594. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



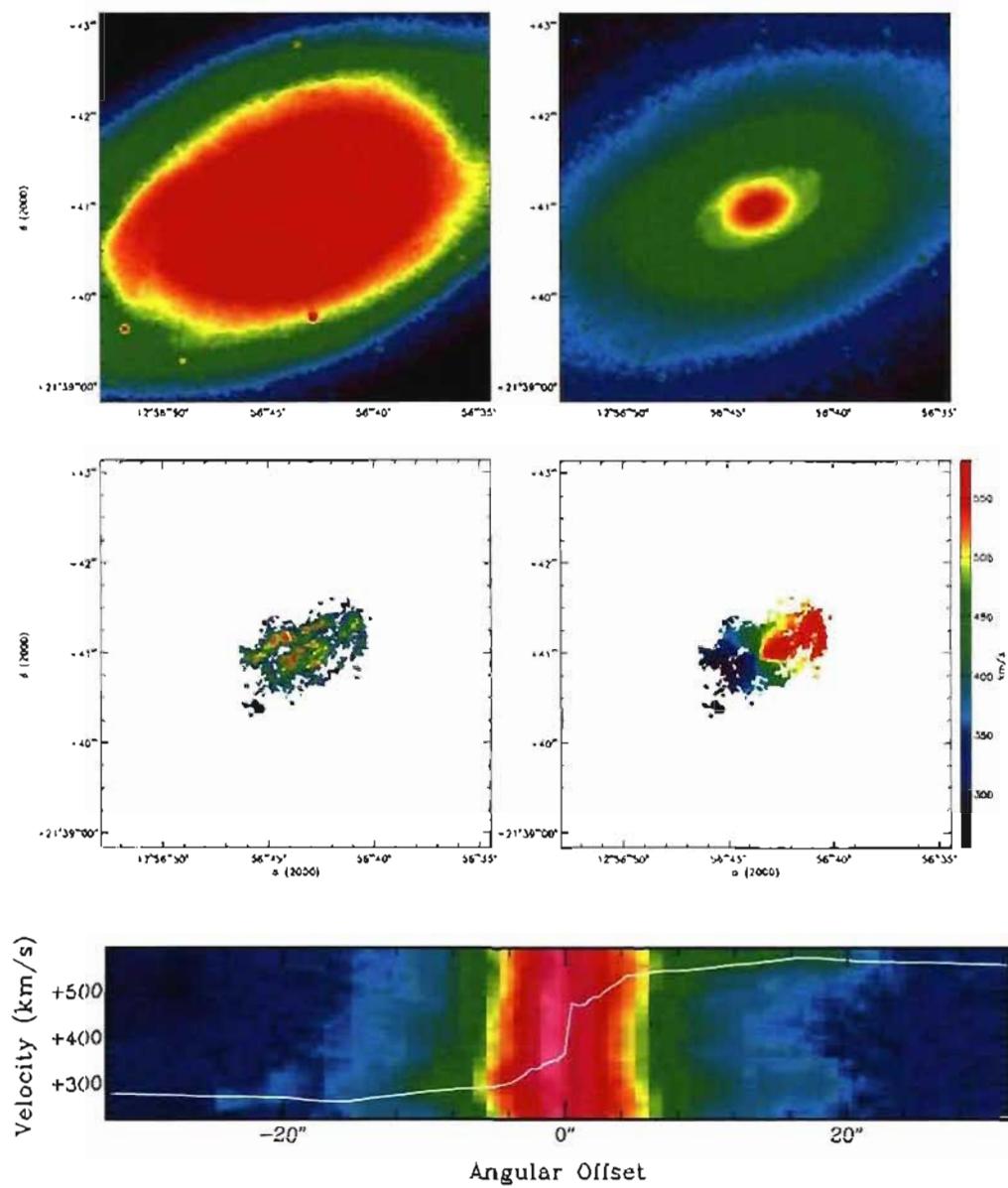
**Figure B27.** NGC 4631. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



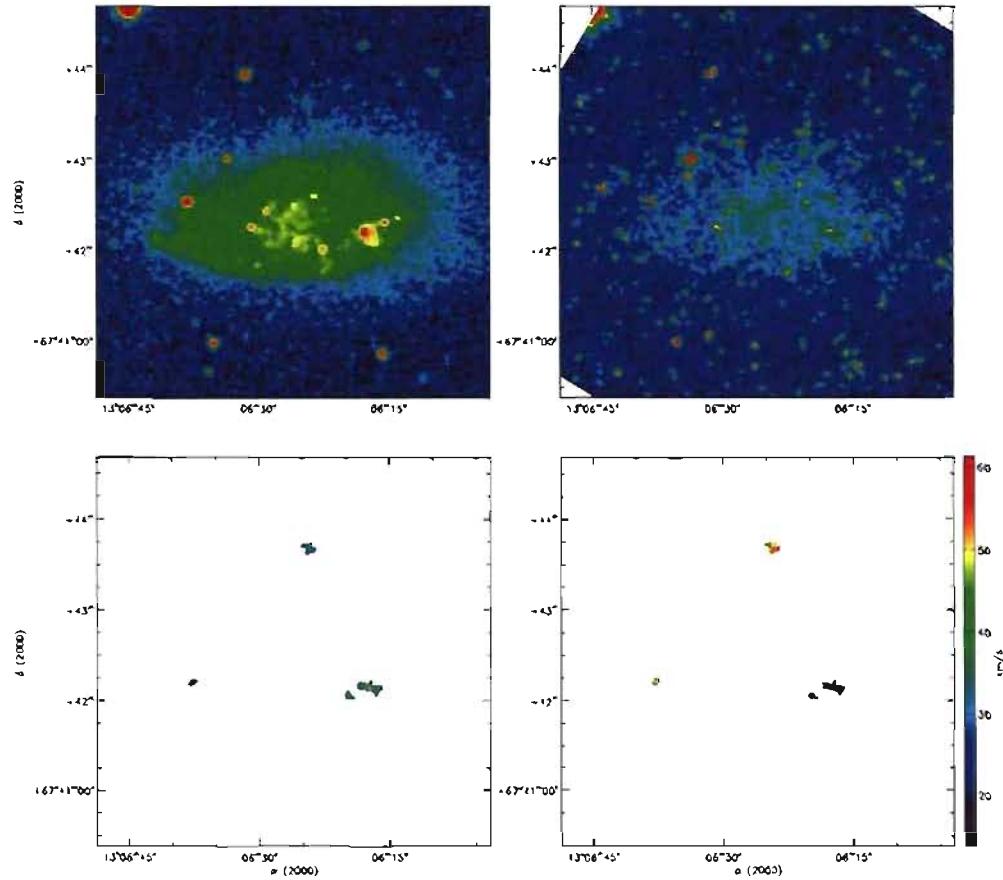
**Figure B28.** NGC 4736. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



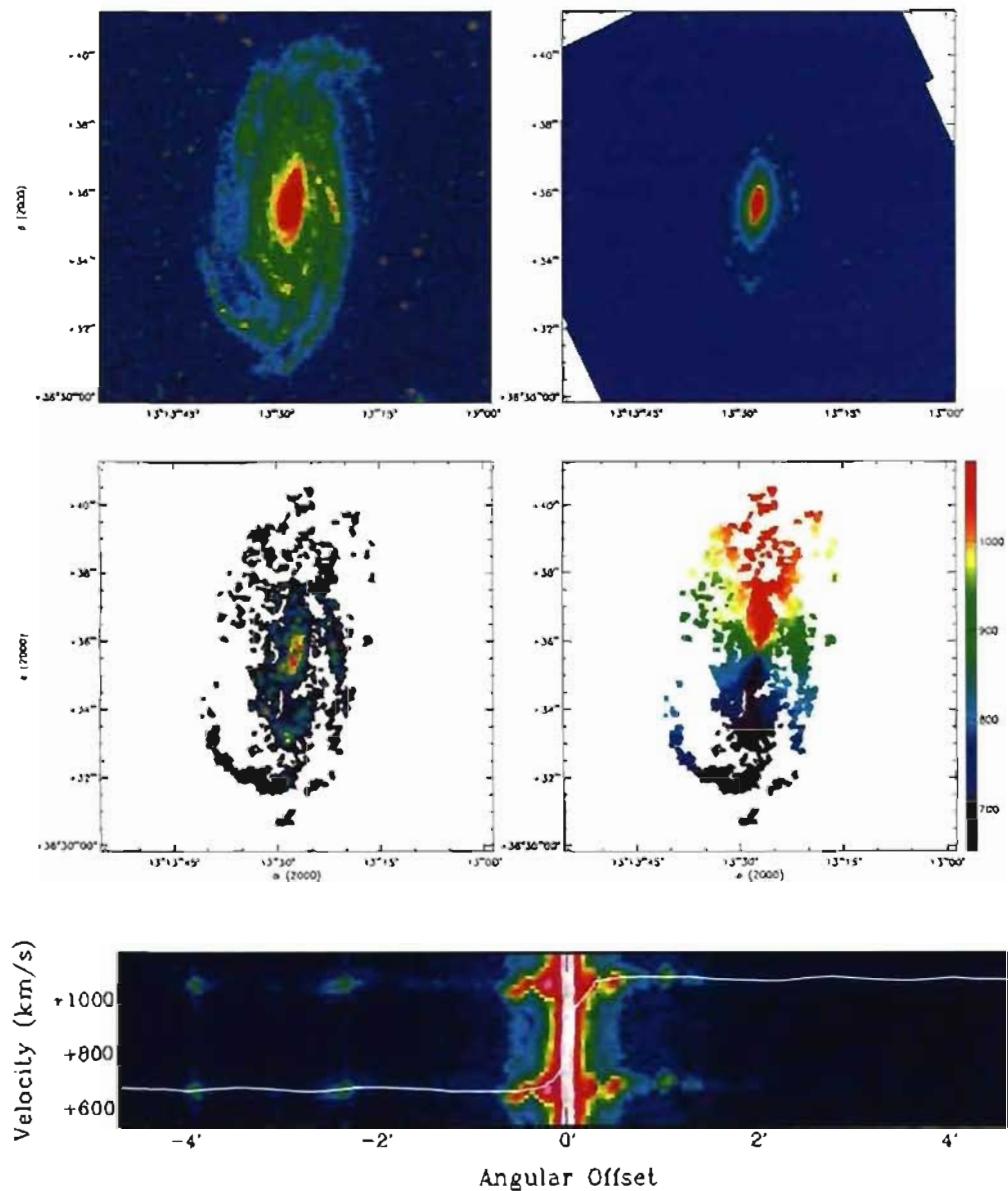
**Figure B29.** DDO 154. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



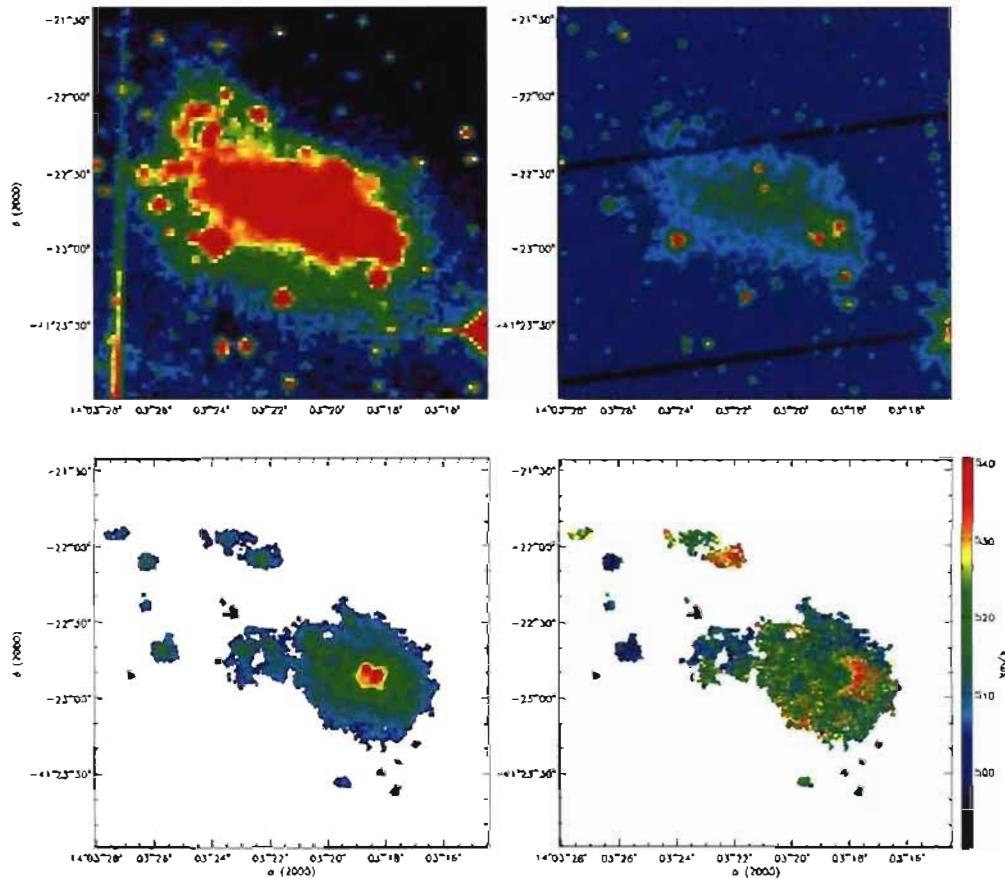
**Figure B30.** NGC 4826. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



**Figure B31.** DDO 165. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



**Figure B32.** NGC 5033. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: Spitzer IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.



**Figure B33.** NGC5408. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.

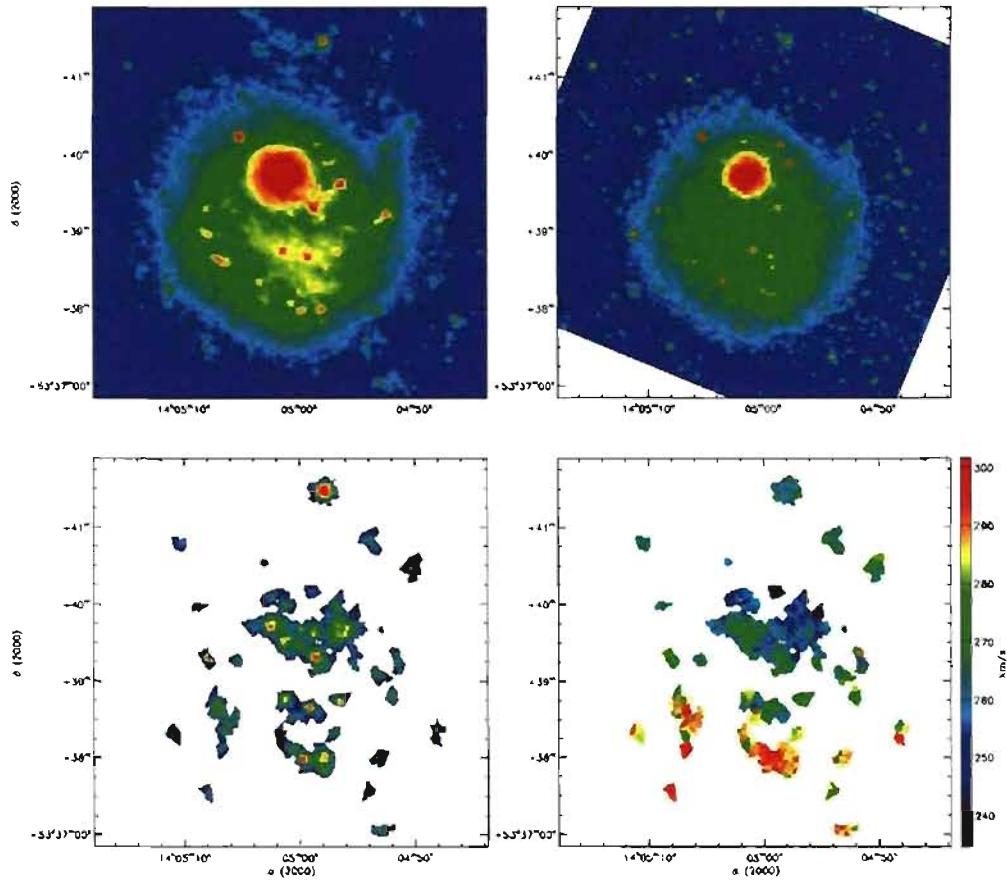
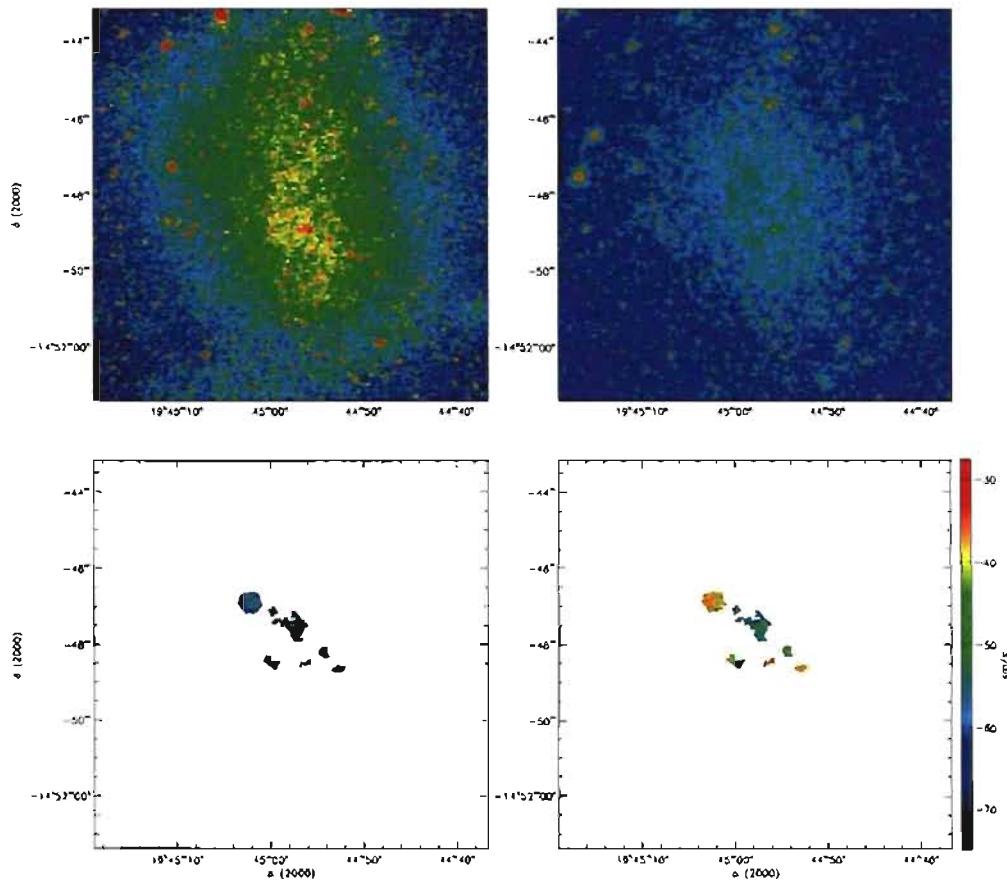
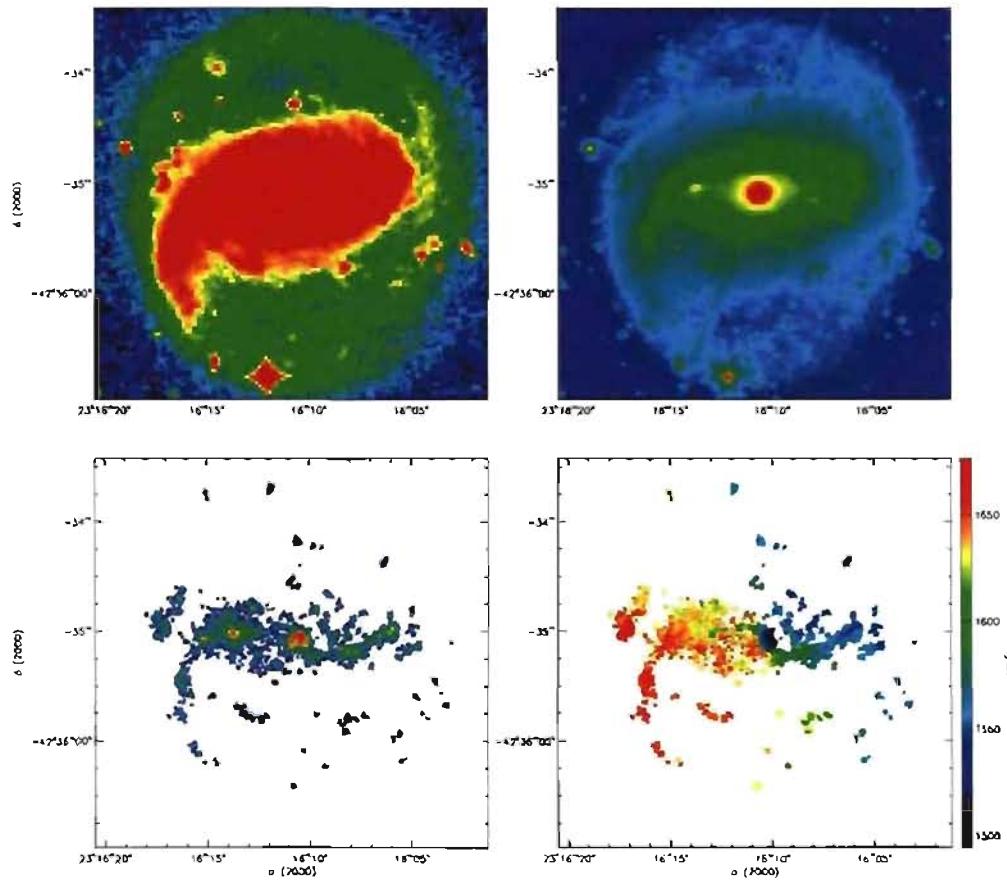


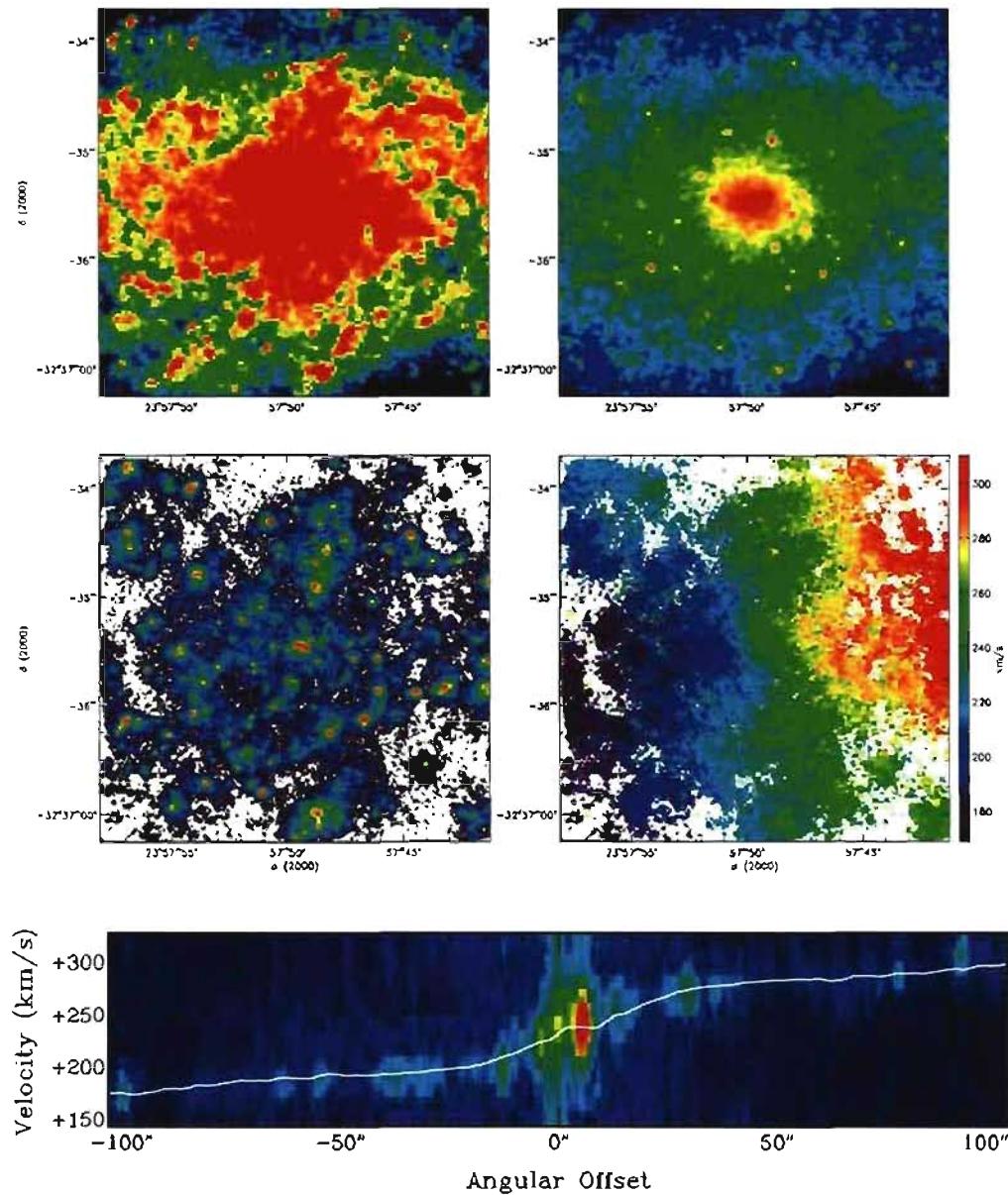
Figure B34. NGC 5474. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.



**Figure B35.** NGC 6822. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field.

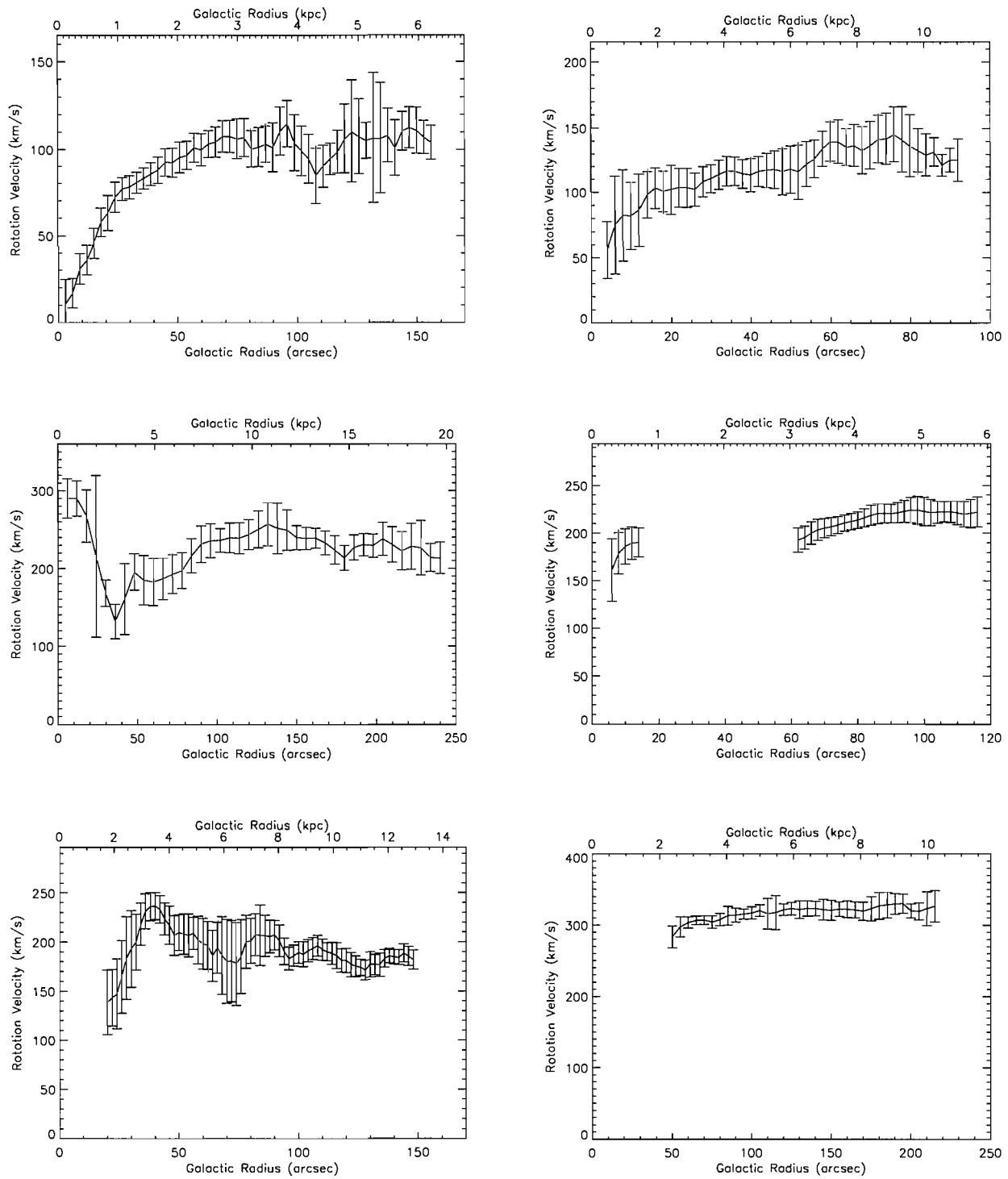


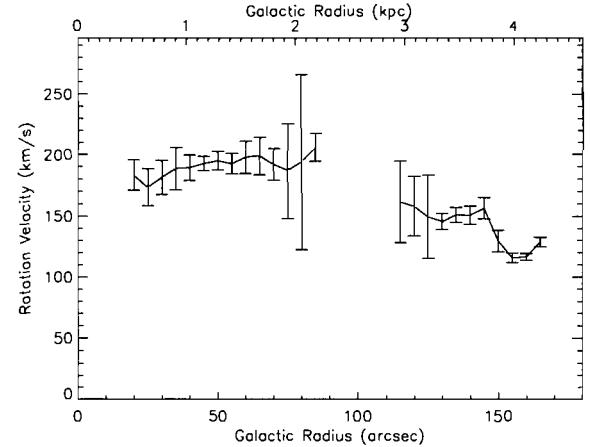
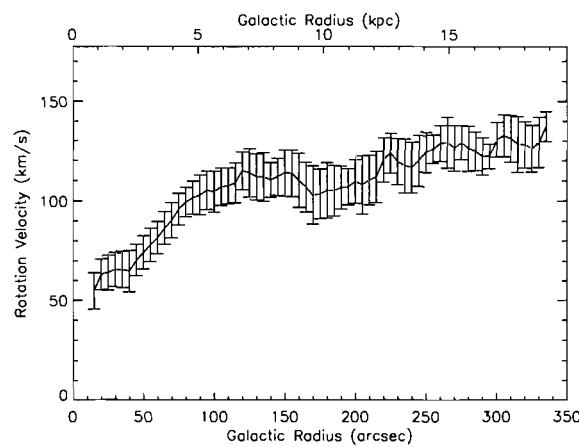
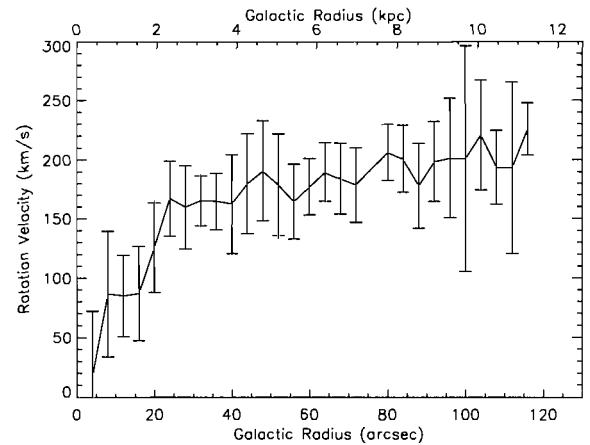
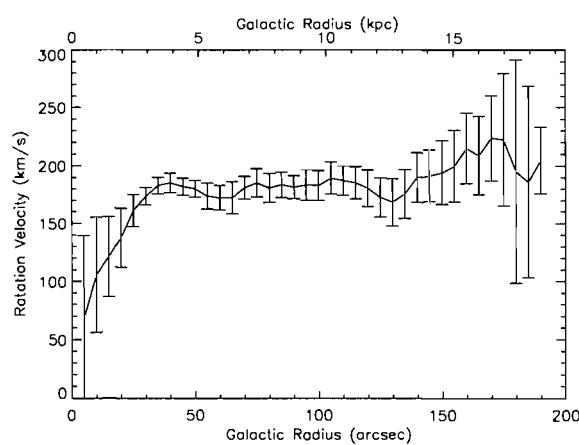
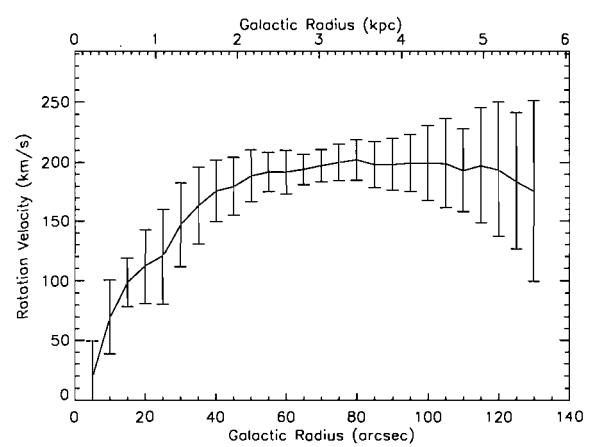
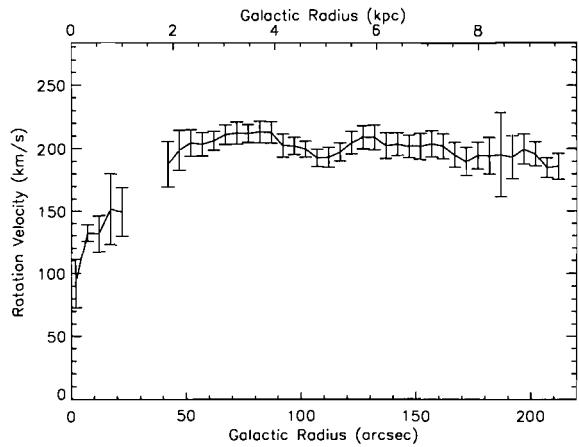
**Figure B36.** NGC 7552. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Bottom-left: H $\alpha$  integrated map. Bottom-right: H $\alpha$  velocity field

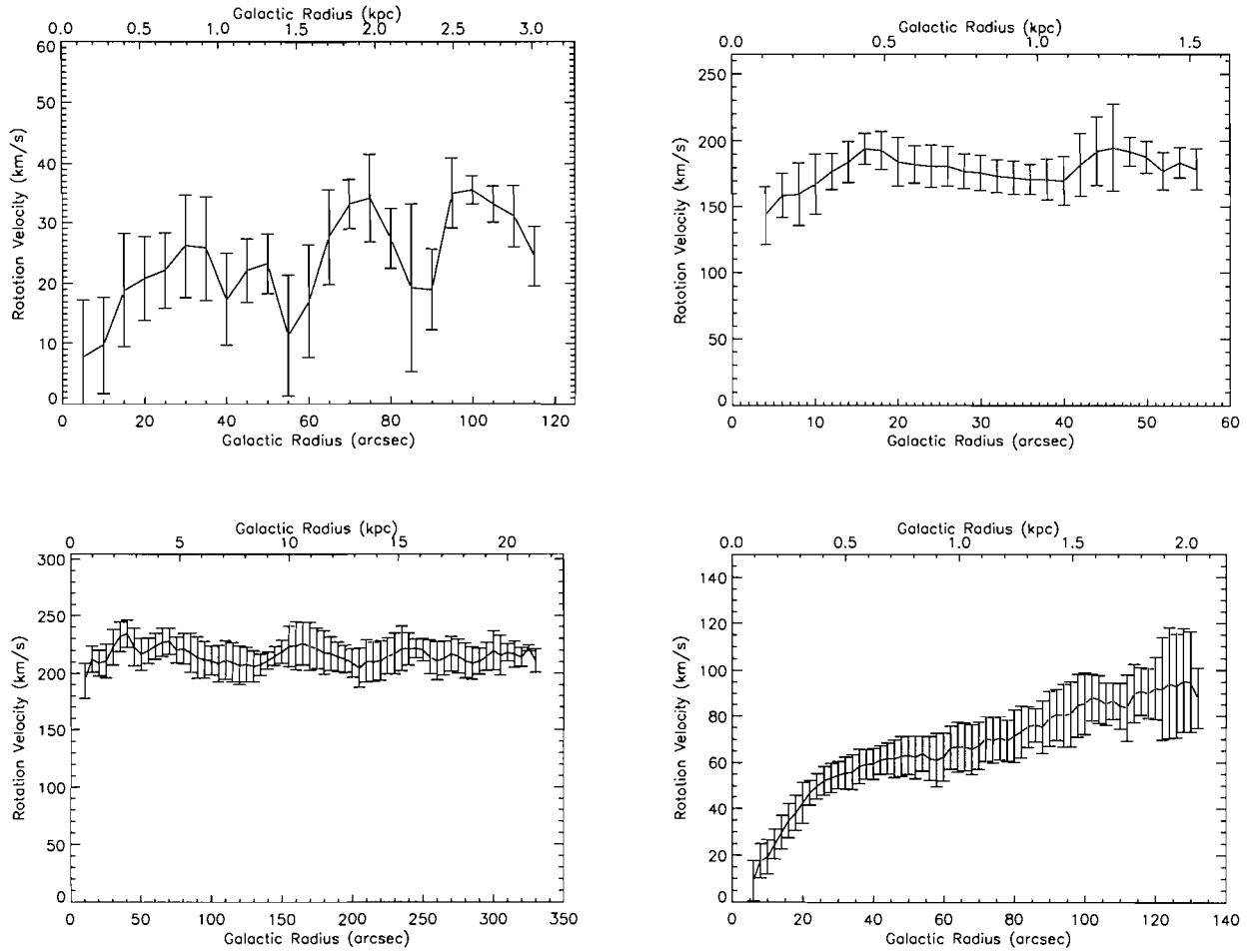


**Figure B37.** NGC 7793. Top-left: DSS Blue Band image. Top-right: *Spitzer* IRAC 3.6- $\mu$ m image. Middle-left: H $\alpha$  integrated map. Middle-right: H $\alpha$  velocity field. Bottom: PV diagram.

**APPENDIX C: ROTATION CURVES**







**Figure C3.** Rotation curves for the galaxies DDO 154 (top-left: PA=236°,  $i=59^\circ$ ), NGC 4826 (top-right: PA=291°,  $i=53^\circ$ ), NGC 5033 (bottom-left: PA=353°,  $i=71^\circ$ ), and NGC 7793 (bottom-right: PA=277°,  $i=47^\circ$ ).

## CHAPITRE 3

### OBSERVATIONS FABRY-PEROT DU H $\alpha$ PROFOND DE LA GALAXIE NGC 7793

#### 3.1 Introduction à l'article

Maintenant que la cinématique SINGS a été présentée, il serait approprié d'approfondir l'analyse des observations H $\alpha$  obtenues. Plus précisément, l'étude de la distribution du gaz ionisé peut être effectuée sur les galaxies SINGS, tout comme l'étude de leur distribution de matière sombre. La galaxie choisie pour présenter cette étude est NGC 7793.

Cette galaxie, de type tardif (Sd), est située à une distance de 3,4 Mpc de nous dans le groupe Sculpteur. Les observations H $\text{I}$  de Carignan & Puche (1990) (qui s'étendent jusqu'à  $\sim 8'$ ) ont démontré que la courbe de rotation de NGC 7793 semblait décroître dans les régions extérieures, même après une modélisation du gauchissement présent dans la galaxie. Les courbes de rotation qui redescendent sont très rares, surtout pour une galaxie de type tardif Sd où le faible bulbe ne peut pas fournir assez de matière dans les régions intérieures pour causer une faible décroissance de la courbe de rotation. Elles sont plus fréquemment retrouvées dans des galaxies vues par la tranche, cependant le gauchissement et l'élargissement du disque dans les régions extérieures peuvent simuler une fausse décroissance (voir les études de Olling (1996) sur NGC 4244). En conséquence, il est important d'obtenir la confirmation d'une décroissance véritable de la courbe de rotation par des observations H $\alpha$ . Hors, la courbe de rotation H $\alpha$  obtenue par Davoust & de Vaucouleurs (1980) se terminait à  $\sim 4'$  ou 80 % du rayon optique R<sub>25</sub>, soit avant le début de la décroissance attendue. Les dernières observations H $\alpha$  datent de 1996 où Ferguson et al. (1996) ont montré que le gaz ionisé était détectable jusqu'à au moins R<sub>25</sub>. Donc, l'étude du gaz ionisé diffus présentée dans ce mémoire vise donc à confirmer, si possible, la décroissance de la courbe de rotation de NGC 7793.

L'autre motivation réside en l'étendue même du gaz ionisé. Le gaz ionisé est rarement

détecté jusqu'à  $R_{25}$  pour une galaxie dont la formation d'étoiles est aussi calme. Déetecter de l'émission  $H\alpha$  aussi loin dans le disque pourra peut-être même permettre de discerner les différentes sources de photons ionisants. Par exemple, est-ce que les photons qui ionisent les régions extérieures des galaxies proviennent de régions HII galactiques desquelles ils ont réussi à s'échapper ou proviennent-ils du milieu intergalactique ?

Afin de répondre à ses questions, des observations Fabry-Perot ont été obtenues sur quatre nuits, pour un total de 1200 minutes. Les buts scientifiques nécessitent une exposition prolongée afin d'obtenir une étendue maximale de l'émission  $H\alpha$ . Puisque NGC 7793 est située dans l'hémisphère sud, un télescope dédié à des observations prolongées a dû être utilisé. L'instrumentation FANTOMM, ainsi que le réducteur focal Cigale, ont donc été montés au plan focal du télescope de 36 cm de l'équipe de l'Observatoire de Marseille situé au site La Silla, au Chili.

Ces observations à faible résolution ( $\sim 4''$ ) sont complétées par les observations à haute résolution ( $\sim 0,4''$ ) des régions centrales grâce au télescope de 3,6 m de l'Observatoire La Silla, au Chili. Ce sont les résultats présentés dans l'article SINGS qu'on retrouve ici. L'instrumentation (étalon Fabry-Perot, filtres interférentiels, réducteur focal Cigale, caméra de comptage de photons FANTOMM) est la même pour les deux télescopes.

La procédure d'extraction des cartes de vitesses radiales, de flux monochromatique et de courbes de rotation est aussi la même que celle effectuée pour les galaxies SINGS. Les valeurs des paramètres cinématiques trouvés (inclinaison et angle de position) sont en accord avec celles publiées dans l'article de Carignan & Puche (1990) sur le gaz neutre. Ensuite, la courbe de rotation décroissante de NGC 7793 est confirmée par les observations profondes du gaz ionisé. Puis, la modélisation de masse ainsi qu'une discussion poussée de la distribution du gaz ionisé y sont présentées. Enfin, les implications d'une détection de gaz ionisé jusqu'à  $\sim 1.4R_{25}$  ou  $7'$  sont présentées.

Submitted to *Astronomical Journal*

## Deep Fabry-Perot H $\alpha$ Observations of NGC 7793: a Very Extended H $\alpha$ Disk and a Truly Declining Rotation Curve

I. Dicaire<sup>1</sup>, C. Carignan<sup>1</sup>, P. Amram<sup>2</sup>, M. Marcellin<sup>2</sup>, J. Hlavacek-Larrondo<sup>1</sup>,  
M.-M. de Denus-Baillargeon<sup>1</sup>, O. Daigle<sup>1,2</sup> and O. Hernandez<sup>1</sup>

### ABSTRACT

Deep H $\alpha$  observations of the Sculptor Group galaxy NGC 7793 were obtained on the ESO 3.60m and the Marseille 36cm telescopes at La Silla, Chile. H $\alpha$  emission is detected all the way to the edge of the H I disk, making of the H II disk of NGC 7793 one of the largest ever observed in a quiet non-AGN late-type system. Even in the very outer parts, the H II ionizing sources are probably mainly internal (massive stars in the disk) with an unlikely contribution from the extragalactic ionizing background. The H $\alpha$  kinematics confirms what had already been seen with the H I observations: NGC 7793 has a truly declining rotation curve. However, the decline is not Keplerian and a dark halo is still needed to explain the rotation velocities in the outer parts.

*Subject headings:* instrumentation: interferometers – techniques: radial velocities – galaxies: kinematics and dynamics – galaxies: individual (NGC 7793) – galaxies: ISM

### 1. Introduction

NGC 7793 is one of the 5 bright members of the classical Sculptor Group along with NGC 55, NGC 247, NGC 253 and NGC 300. Sculptor is the closest group of galaxies outside the Local Group. It covers an area of  $\sim 20^\circ$  in diameter centered on the constellation Sculptor at  $\alpha = 0^h30^m$  and  $\delta = -30^\circ$  (de Vaucouleurs 1959). However, it is still debated whether

---

<sup>1</sup>Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C. P. 6128, Succ. centre-ville, Montréal, Qué., Canada H3C 3J7

<sup>2</sup>Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Observatoire Astronomique Marseille Provence, Université de Toulon, CNRS, 38 rue F. Joliot Curie, F-13248 Marseille Cedex 9, France

Sculptor is really a group. Karachentsev et al. (2003) suggest instead that it may be part of a filament that extends along the line of sight from the Local Group out to  $\sim 5$  Mpc.

The optical parameters of NGC 7793 are summarized in Table 1. It is a typical Sd galaxy with a very tiny bulge and a filamentary spiral structure (see figs 1 & 2). It is an intrinsically small system with an exponential scale length  $\alpha^{-1} \simeq 1$  kpc. For this study, a distance of 3.38 Mpc (Puche & Carignan 1988) is adopted, based on numerous distance indicators. However, somewhat larger distances of e.g. 3.82 (Karachentsev et al. 2003) and 3.91 Mpc (Karachentsev 2005) have also been suggested. For our adopted distance, NGC 7793 has an absolute B magnitude of  $-18.3$  for a total blue luminosity of  $\sim 3.1 \times 10^9 L_\odot$ .

Previous kinematical studies of NGC 7793 were done in the optical, using Fabry-Perot interferometry by Davoust & de Vaucouleurs (1980). Their H $\alpha$  rotation curve (RC) extends to  $\sim 4'$ , which barely reaches the maximum velocity. Ten years later, deep VLA H I observations (13.5 hours in C/D configuration) allowed one to derive the rotation curve twice as far, out to  $\sim 8'$  (Carignan & Puche 1990). A remarkable result of those H I observations was that, contrary to most spirals, the rotation curve is not flat in the outer parts but appears to be declining ( $\Delta V_{rot} \simeq 30$  km s $^{-1}$  or 25% of  $V_{max}$  between the maximum velocity and the last point of the RC), even after a careful modeling (tilted-ring model) of the warp ( $\Delta PA \simeq 20^\circ$ ) in the outer H I disk. While the RC is declining in the outer parts, it is less steep than a pure Keplerian decline and a dark halo is still needed to model properly the mass distribution.

It would be interesting to be able to check the uniqueness of this RC with independent observations using another tracer than H I. As we have seen, previous H $\alpha$  observations (Davoust & de Vaucouleurs 1980) only extend to  $\sim 4'$  or 80% of the optical radius  $R_{25}$ . However, deep H $\alpha$  imaging with a 68 Å (FWHM) filter (Ferguson et al. 1996) showed that the diffuse ionized gas (DIG, also referred to as warm ionized medium, WIM) component in NGC 7793 easily extended out to  $R_{25}$ . Thus, one of the main motivations of the observations presented in this paper was the hope to extend the H $\alpha$  kinematics, at least out to that point, in order to confirm (or not) the decline of the H I RC.

The other motivation was to try to detect that DIG component out to very low levels, if possible at radii larger than  $R_{25}$ . Large DIG components have been seen in nearby starburst and active galaxies (Veilleux et al. 2003) and can sometimes have sizes comparable to the H I component (see e.g. NGC 1068), but not much is known on the extent of the DIG component of quiet late-type systems. Most comprehensive studies of the large scale structure of DIG components have concentrated on edge-on systems (Rand et al. 1990; Dettmar & Schulz 1992; Veilleux et al. 1995) or on selected small regions of M31 (Walterbos & Braun 1994).

Table 1: Optical parameters of NGC 7793.

Parameter	Value	Reference
Morphological type	SA(s)d	a
R.A. (2000)	23 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup> .5	a
Dec. (2000)	-32° 35' 24"	a
Isophotal major diameter $D_{25}$	10.1'	b
Holmberg radius $R_{HO}$	6.1'	b
Exponential scale length $\alpha^{-1}$ , kpc	1.1	b
Axis ratio $q = b/a$	0.60	b
Inclination ( $q_0 = 0.12$ ), $i$	53.7°	b
Position angle, PA	279.3°	b
Corrected total $B$ magnitude, $B_T^{0,i}$ ( $A_g = 0.02$ )	9.33	a,b
Adopted distance (Mpc)	3.38 (1' = 0.98 kpc)	c
Absolute $B$ magnitude, $M_B^{0,i}$	-18.31	b
Total blue luminosity ( $M_\odot = 5.43$ ), $L_\odot$	$3.1 \times 10^9$	b
$(B-V)$	0.54	a

<sup>a</sup>de Vaucouleurs et al. (1991)<sup>b</sup>Carignan (1985a)<sup>c</sup>Puche & Carignan (1988)

Massive stars clearly provide the largest source of Lyman continuum (Lyc) photons in spiral galaxies; an issue concerns whether the bulk of these photons are deposited over localized regions, such as the Strömgren spheres which define H II regions, or whether a significant fraction can escape from the regions of recent star formation where they were created and thus ionize the interstellar medium over much larger scales (Ferguson et al. 1996). The large scale radial distribution of the DIG across galactic disks can provide stringent constraints on the source of its ionization. For example, if the number of Lyc photons produced in star-forming regions were the only factor responsible for producing the DIG, then the ionized gas distribution should follow very closely, both on small and large scales, the distribution of discrete H II regions. This addresses the possible internal sources of ionization.

However, if ionized gas is detected past the H I truncation edge (Corbelli et al. 1989; van Gorkom 1993), one possible explanation for that truncation could be that, at large radii, the thin H I disks get fully ionized by the metagalactic UV background, as discussed by Bland-Hawthorn et al. (1997). This is another incentive to try to push the detection of the diffuse H $\alpha$  as far out as possible. If H $\alpha$  could be detected that far, it could even be used to put a limit on that UV background.

Section II will present the new Fabry-Perot H $\alpha$  observations and discuss data reduction while Section III will derive the kinematical parameters and the rotation curves. This will be followed in Section IV by a study of the mass distribution and Section V will discuss the extent of the DIG. Finally, the principal results will be discussed in Section VI and a summary and the main conclusions will be given in Section VII.

## 2. Observations & Data Reduction

The Fabry-Perot (FP) observations were obtained on the Marseille 36cm (from 2005 October 27 to 2005 November 2) and on the ESO 3.6m (2005 November 3) telescopes at La Silla, Chile, using the photon counting camera FANTOMM (Gach et al. 2002; Hernandez et al. 2003). The same focal reducer, interference filter, Fabry-Perot etalon and camera were used on both telescopes. The interference filter, with a peak transmission  $T_{max} \sim 80\%$ , was centered at  $\lambda_c = 6563\text{\AA}$  and had a FWHM of  $30.4\text{\AA}$ . The interference order of the Fabry-Perot interferometer was  $p = 765$  at H $\alpha$  for a free spectral range (FSR) of  $8.6\text{\AA}$  or  $\sim 390 \text{ km s}^{-1}$ . The mean *Finesse* of the etalon was  $\sim 18.5$  (resolution  $\simeq 14000$ ). The finesse is a dimensionless value expressing the spectral resolution of the etalon ( $\Delta\lambda = \frac{FSR(\text{\AA})}{Finesse}$ ). The FSR was scanned in 60 channels by steps of  $0.14\text{\AA}$ . The photon counting camera FANTOMM is based on a Hamamatsu photocathode coupled with a Dalsa commercial CCD. The photocathode

has a quantum efficiency of  $\sim 23\%$  at H $\alpha$  and the CCD has 1024x1024  $12.5\mu\text{m}$  square pixels. The CCD was operated in its low spatial resolution where pixels are binned 2x2 at 40 frames per second.

A photon counting camera, such as **FANTOMM**, is an essential tool for this kind of work. Its ability to rapidly scan the FP interferometer allows the photometric variations to be averaged out. For comparison, in CCD observations, each FP channel must be observed for at least 5 continuous minutes to avoid the read-out noise of the CCD from masking the weak galaxy's signal. This means that photometric conditions must not significantly change for  $\sim 5$  hours with CCD observations. In photon counting, channels are observed for 5 to 15 seconds and a complete cycle is obtained every 5 to 15 minutes. Many cycles are made during an observation and since the data are analyzed on-line, SNR estimations can be made throughout the observations and the observer can decide when to stop the integration. The wavelength calibration is done using a Ne lamp at  $6598.95\text{\AA}$ . Since the calibration lamp is strong compared to galaxies' fluxes, calibrations are done in analogic mode (non photon counting). Typically, calibration channels are integrated 1 second each, such that a whole calibration only takes 1 minute.

The galaxy was observed for a total of 100 minutes on the 3.60m (1.67 minutes/channel) and for 1200 minutes (20 minutes/channel) over 4 nights on the 36cm telescope. Raw observational data consist of many data files that contain photons' positions for every cycle/channel duo. With a cycling of 10 seconds integration time per channel, one file was created every 10 seconds. The different steps of the data reduction are:

- integration of raw data files into an interferogram data cube (3D data cube sliced for every Fabry-Perot channel);
- phase correction of interferograms to create wavelength-sorted data cubes (3D data cube sliced for every wavelength interval);
- hanning spectral smoothing;
- sky emission removal;
- spatial binning/smoothing (e.g. adaptive binning);
- radial velocity map extraction from emission line positions;
- addition of astrometry information;
- kinematical information extraction.

All the reduction was performed with IDL routines inspired of the ADHOCw reduction package (<http://www.oamp.fr/adhoc/adhoc/adhocw.htm>). Details on the data reduction can be found in Hernandez et al. (2005), Chemin et al. (2006) and Daigle et al. (2006a) and the routines are available at <http://www.astro.umontreal.ca/~odaigle/reduction>.

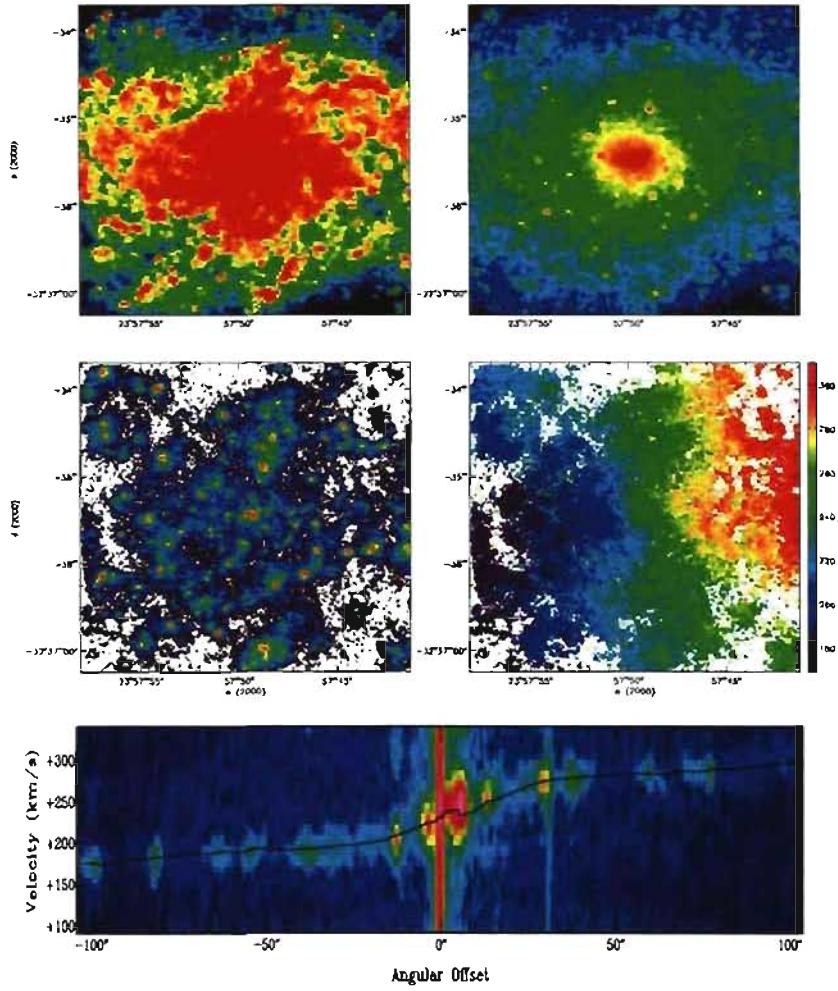


Fig. 1.— Fabry-Perot observations of NGC 7793 on the 3.60m. Top left : DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC  $3.6\mu\text{m}$  image. Middle left :  $\text{H}\alpha$  monochromatic image. Middle right :  $\text{H}\alpha$  velocity field. Bottom : PV diagram.

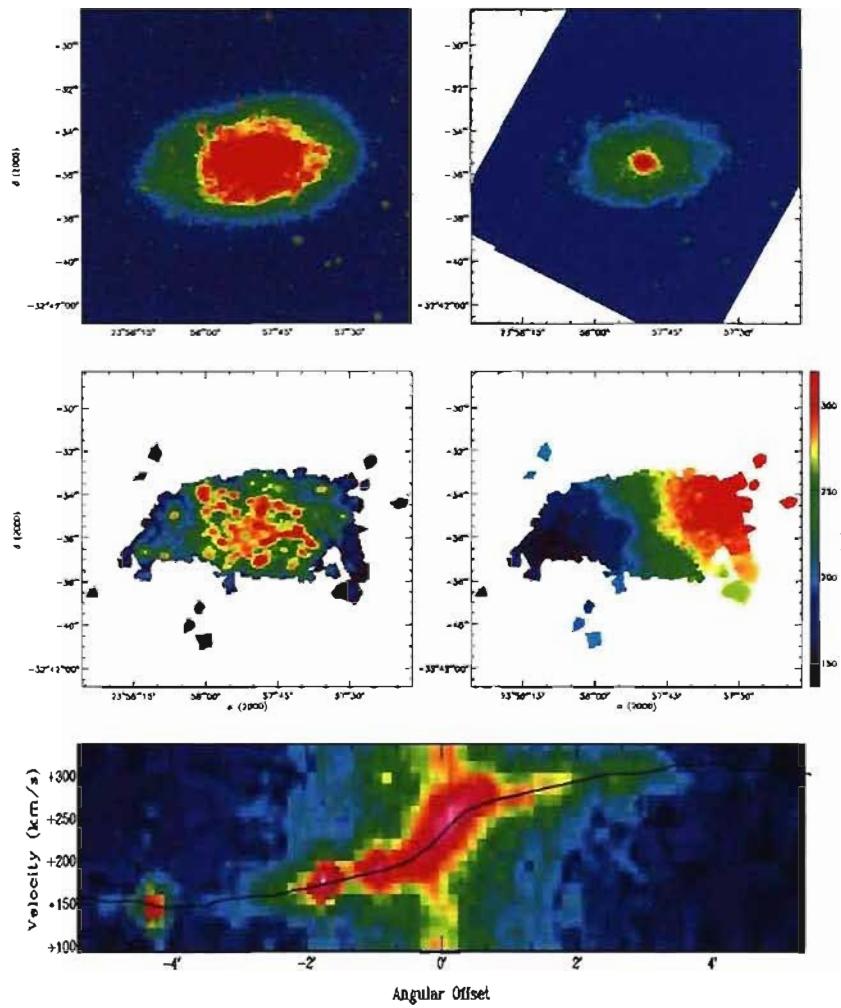


Fig. 2.— Fabry-Perot observations of NGC 7793 on the 36cm. Top left : DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC  $3.6\mu\text{m}$  image. Middle left : H $\alpha$  monochromatic image. Middle right : H $\alpha$  velocity field. Bottom : PV diagram.

A first attempt at detecting the DIG in the outer disk of NGC 7793 was done in October 1993, during 13 observing nights, for a cumulative total exposure time of 64 hours. The same instrumentation was used (36cm telescope, focal reducer, interference filter and interferometer), but the detector was different. This first data set was obtained with our old IPCS, a Thompson camera based on a Silicium Nocticon TV tube technology (Boulesteix et al. 1984). However, the camera used to obtain the data set presented in this paper used a new GaAs tube technology (Gach et al. 2002) and has a detective quantum efficiency  $\sim 25\%$ , at least four times larger than the old Thompson IPCS. Thus, this second run was less time consuming (20 hours instead of 64) for reaching a higher SNR. Moreover, the shortening of the individual elementary exposure time together with the diminution of the total observing time and better reduction software (Daigle et al. 2006b) allowed a better removal of the night sky lines which is critical at such a low signal level.

### 3. Kinematical Parameters and Rotation Curves

In order to derive the rotation curves, one must find the set of orientation parameters (rotation center  $(x_0, y_0)$ , systemic velocity  $V_{sys}$ , inclination  $i$ , position angle of the major axis PA) that best represents the observed velocity fields, shown in fig. 1 and fig. 2, at all radii. The data in an opening angle of  $40^\circ$  about the minor axis are excluded from the analysis to minimize errors due to deprojection effects. A cosine weighting function (using the angle  $\theta$  from the major axis) is used for the rest of the data, which gives maximum weighting on the major axis. The task *ROTCUR* in the reduction package *GIPSY* (Vogelaar & Terlouw 2001) is used to find those parameters.

Since they are correlated, the dynamical center and the systemic velocity are looked for first, by keeping  $i$  and PA fixed (using the photometric values given in Table 1). We find that  $(x_0, y_0)$  corresponds to the optical center and that  $V_{sys} = 238 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  for the 3.60m and  $230 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  for the 36cm data. This can be compared to the Carignan & Puche (1990) H I global profile midpoint velocity of  $230 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$  and intensity-weighted mean velocity of  $235 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  or to their systemic velocity derived in the same way from the H I velocity field of  $227 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ . The agreement is very good considering that a slight zero point shift can be expected since the calibration is done at the Ne wavelength and not at the observed wavelength.

The next step is to obtain a least-squares solution for  $i$ , PA and  $V_{rot}$  in concentric annuli in the plane of the galaxy, by keeping  $(x_0, y_0)$  and  $V_{sys}$  fixed. This is shown in Fig. 3. For both data sets, an inclination  $i = 47^\circ \pm 9^\circ$  for the 3.6m and  $\pm 6^\circ$  for the 36cm is adopted. For the PA we found  $277^\circ \pm 3^\circ$  for the 3.60m and  $286^\circ \pm 4^\circ$  for the 36 cm. This is consistent

with the H I data (Carignan & Puche 1990) which show that the PA is smaller in the inner parts than in the outer parts. In order to see if the solution found is a good representation of the whole galaxy, separate solutions are also obtained for the approaching and the receding sides. The 3 solutions (both sides, approaching, receding) and the adopted rotation curves are given in Fig. 4 for the 3.60m and in Fig. 5 for the 36cm data. The adopted errors are the biggest difference between the kinematical solution for both sides and the separate solutions for either the approaching or the receding sides or the intrinsic error from the tilted-ring model, if larger. The values of the RCs are tabulated in Table 2 and Table 3, respectively.

For the 3.60m data of Fig. 4, only the velocity points up to  $132''$  will be used because further out there are not enough points on the receding side and the errors become too large. Similarly, for the 36cm data in Fig. 5, even if the  $H\alpha$  emission is detected out to  $\sim 8.5'$  ( $\sim R_{HI}$ ), only the data up to  $7'$  will be used because there is no emission after that radius on the receding side.

#### 4. Mass Modeling

As can be seen in Fig. 6, the  $H\alpha$  RC is very similar to the H I RC (errors on the 3.60m data were not plotted to facilitate the comparison; see Fig. 4) so that the mass models are expected to be very similar. However, since the  $H\alpha$  velocities are slightly higher in the very inner parts and slightly lower in the intermediate parts, one could expect slight differences.

In order to compare our results with those obtained using the H I RC (Carignan & Puche 1990), the same approach for the study of the mass distribution will be used. The dark halo is represented by an isothermal sphere which can be described by two free parameters: the one-dimensional velocity dispersion  $\sigma$  and the core radius  $r_c$ . The central density is then given by  $\rho_0 = 9\sigma^2/4\pi G r_c^2$ . The other free parameter is the mass-to-light ratio  $(M/L)_*$  of the stellar disk. Details on the method used can be found in Carignan (1985b) and Carignan & Freeman (1985).

The parameters of the models and the main results are given in Table 4 and illustrated in Fig. 7. As expected, the main differences are a slightly higher mass-to-light ratio for the stellar disk and a slightly less centrally concentrated halo. This model confirms the results obtained with the H I data with  $M_{dark}/M_{lum} \simeq 0.75 - 1.0$  at the last velocity point for a total mass for NGC 7793 of  $\sim 1.3 - 1.5 \times 10^{10} M_\odot$ . Again, one can see that even if the RC is declining over the second half of the radius range, a dark halo is still needed to reproduce the observed kinematics.

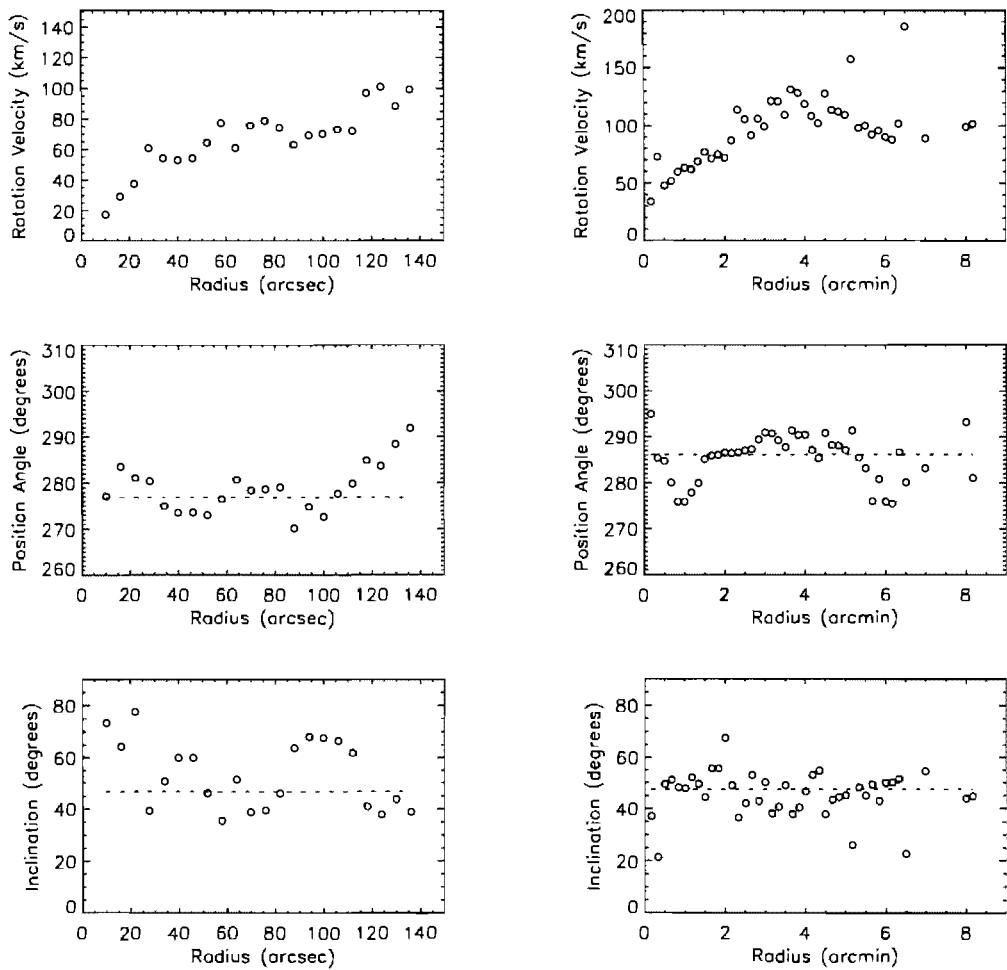


Fig. 3.— Kinematical parameters of NGC 7793 derived from the 3.60m (**left**) and the 36cm (**right**) Fabry-Perot observations.

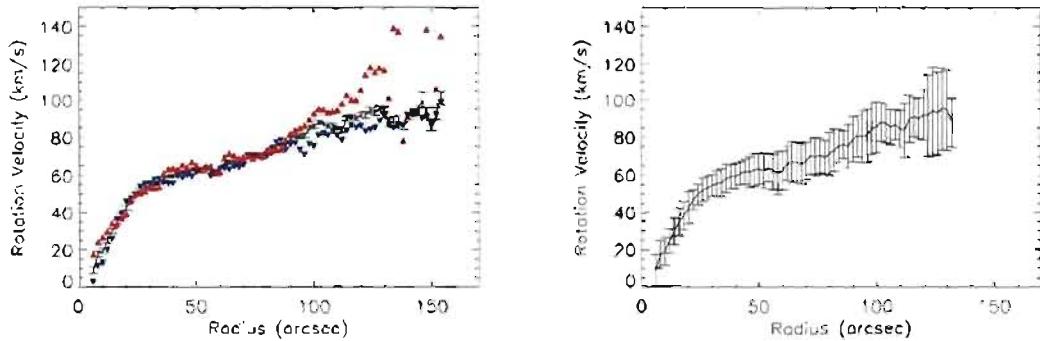


Fig. 4.— Left : Rotation curve derived from the 3.60m data for the whole galaxy (black) and separately for the receding (red) and the approaching (blue) sides with  $V_{sys} = 238 \text{ km s}^{-1}$ , PA=  $277^\circ$  and  $i = 47^\circ$ . Right : 3.60m adopted H $\alpha$  rotation curve for NGC 7793. The data are also tabulated in Table 2.

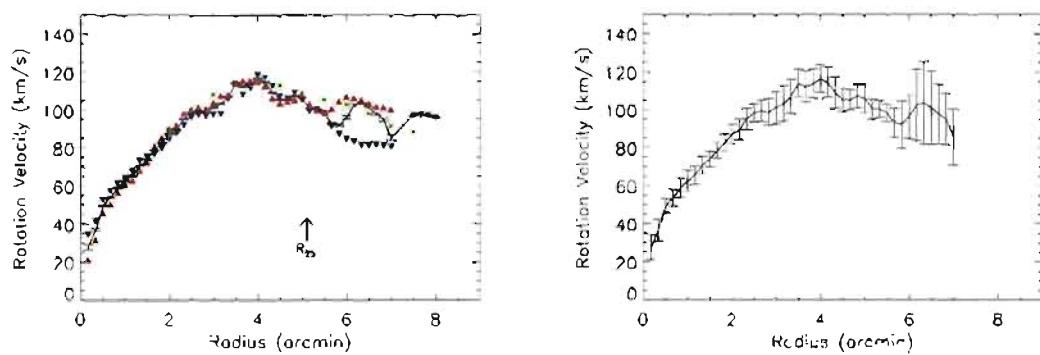


Fig. 5.— Left : Rotation curve derived from the 36cm data for the whole galaxy (black) and separately for the receding (red) and the approaching (blue) sides with  $V_{sys} = 230 \text{ km s}^{-1}$ , PA=  $286^\circ$  and  $i = 47^\circ$ . The H I data are plotted as crosses (green). Right : 36cm adopted H $\alpha$  rotation curve for NGC 7793. The data are also tabulated in Table 3.

**Table 2:** H $\alpha$  RC from the 3.60m data.

Radius (arcsec)	$V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	Radius (arcsec)	$V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )
6.0	9.1	8.5	70.0	67.3	10.1
8.0	17.6	7.4	72.0	70.3	9.7
10.0	19.3	7.4	74.0	69.6	9.8
12.0	24.8	6.4	76.0	70.5	9.3
14.0	30.0	7.2	78.0	69.4	8.8
16.0	35.0	7.3	80.0	71.3	11.2
18.0	38.3	7.6	82.0	73.2	11.2
20.0	42.7	8.8	84.0	75.4	8.8
22.0	47.0	5.3	86.0	76.1	7.2
24.0	49.8	5.6	88.0	75.3	11.4
26.0	52.2	6.2	90.0	79.0	11.9
28.0	53.4	6.3	92.0	80.6	11.1
30.0	54.6	5.9	94.0	80.3	13.6
32.0	55.5	6.9	96.0	80.9	14.1
34.0	55.9	7.5	98.0	84.6	13.7
36.0	58.3	7.4	100.0	85.5	13.5
38.0	59.3	6.3	102.0	88.1	10.2
40.0	59.5	6.7	104.0	87.3	10.5
42.0	61.1	6.1	106.0	85.3	9.3
44.0	61.8	6.6	108.0	86.7	8.1
46.0	61.7	8.0	110.0	84.4	10.0
48.0	62.7	8.5	112.0	83.7	14.4
50.0	63.2	8.1	114.0	89.9	12.7
52.0	62.4	9.2	116.0	90.8	10.5
54.0	63.9	7.4	118.0	89.9	10.9
56.0	61.8	9.3	120.0	92.0	13.6
58.0	61.1	11.4	122.0	91.8	22.1
60.0	62.4	10.2	124.0	94.2	23.9
62.0	66.4	9.2	126.0	93.0	22.3
64.0	66.7	10.7	128.0	95.4	22.3
66.0	66.8	10.2	130.0	94.7	21.7
68.0	65.7	10.6	132.0	87.9	13.1

**Table 3:** H $\alpha$  RC from the 36cm data.

Radius (arcsec)	$V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	Radius (arcsec)	$V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	$\Delta V_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )
10.0	27.8	6.6	220.0	112.3	8.1
20.0	36.7	5.6	230.0	113.9	7.6
30.0	49.4	3.7	240.0	116.5	7.2
40.0	53.9	4.3	250.0	114.5	7.8
50.0	59.1	5.1	260.0	109.2	8.2
60.0	62.6	5.5	270.0	105.3	6.4
70.0	65.6	4.8	280.0	105.3	5.5
80.0	70.7	4.6	290.0	107.3	6.4
90.0	73.9	4.0	300.0	106.1	7.8
100.0	78.5	4.2	310.0	100.3	5.4
110.0	82.4	4.6	320.0	100.2	4.6
120.0	87.1	4.9	330.0	98.2	4.8
130.0	89.6	5.4	340.0	92.9	7.7
140.0	94.9	5.7	350.0	92.0	12.6
150.0	98.1	5.0	360.0	96.2	11.6
160.0	99.3	5.7	370.0	102.4	18.9
170.0	98.6	7.2	380.0	103.5	21.9
180.0	101.1	8.7	390.0	101.0	19.5
190.0	103.2	9.4	400.0	97.7	16.0
200.0	107.0	9.1	410.0	94.9	13.6
210.0	114.0	7.4	420.0	85.5	14.7

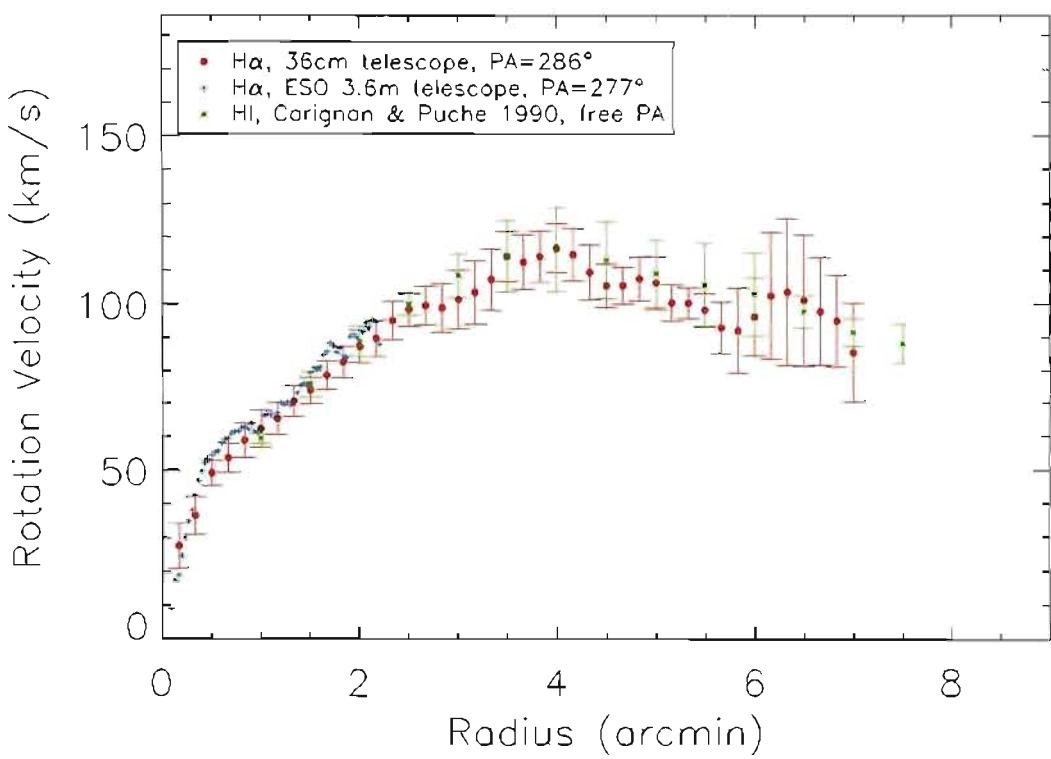


Fig. 6.— Combined H I (green), 3.60m H $\alpha$  (blue) and 36cm H $\alpha$  (red) rotations curves of NGC 7793.

**Table 4:** Parameters and results for the mass models.

	H I rotation curve <sup>a</sup>	36cm H $\alpha$ rotation curve <sup>b</sup>
Luminous component	$(M/L_B)_\star = 2.2 \text{ } M_\odot/\text{L}_\odot$	$(M/L_B)_\star = 2.6 \pm 0.3 \text{ } M_\odot/\text{L}_\odot$
Dark halo component	$r_c = 2.7 \text{ kpc}$ $\sigma = 40.8 \text{ km s}^{-1}$ $\rho_0 = 0.038 \text{ } M_\odot \text{ pc}^{-3}$	$r_c = 2.9 \pm 0.8 \text{ kpc}$ $\sigma = 37 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ $\rho_0 = 0.027 \pm 0.009 \text{ } M_\odot \text{ pc}^{-3}$
At $R_{HO}$ (6.0 kpc)	$\rho_{halo} = 0.0025 \text{ } M_\odot \text{ pc}^{-3}$ $M_{dark}/M_{lum} = 0.80$ $M_{(dark+lum)} = 1.3 \times 10^{10} \text{ } M_\odot$	$\rho_{halo} = 0.0020 \text{ } M_\odot \text{ pc}^{-3}$ $M_{dark}/M_{lum} = 0.67$ $M_{(dark+lum)} = 1.2 \times 10^{10} \text{ } M_\odot$
At the last point:	$r_{outer} = 7.35 \text{ kpc}$ $\rho_{halo} = 0.0015 \text{ } M_\odot \text{ pc}^{-3}$ $M_{dark}/M_{lum} = 0.97$ $M_{(dark+lum)} = 1.5 \times 10^{10} \text{ } M_\odot$	$r_{outer} = 6.84 \text{ kpc}$ $\rho_{halo} = 0.0015 \text{ } M_\odot \text{ pc}^{-3}$ $M_{dark}/M_{lum} = 0.75$ $M_{(dark+lum)} = 1.3 \times 10^{10} \text{ } M_\odot$

<sup>a</sup>Carignan & Puche (1990)<sup>b</sup>this work

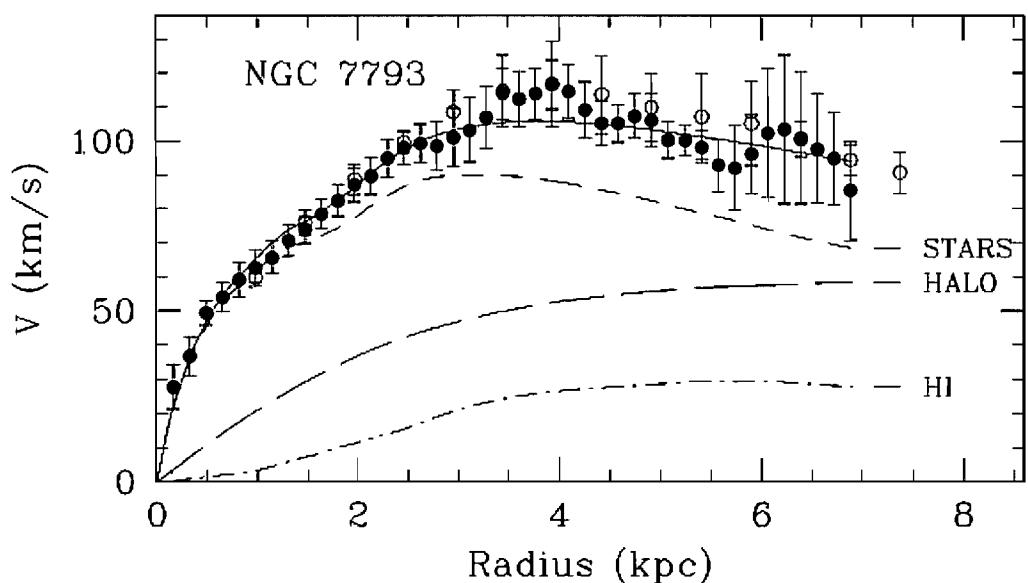


Fig. 7.— Mass model (isothermal sphere halo) for the  $\text{H}\alpha$  rotation curve (filled circles) of NGC 7793. The H I curve (open circles) is also shown.

## 5. H $\alpha$ Extent

The first mention that NGC 7793 had an extended ionized component was by Monnet (1971) with quite shallow photographic data. A deeper and more detailed study was done more recently by Ferguson et al. (1996). They showed that the observed H $\alpha$  luminosity of the DIG component of NGC 7793 was large, accounting for  $\sim 40\%$  of the total H $\alpha$  emission, similar to what is seen in M31 (Walterbos & Braun 1994) or the SMC (Kennicutt et al. 1995). Ferguson et al. (1996) argue that the integrated minimum Lyman continuum (Lyc) power required to sustain the DIG is enormous and can only easily be met by the ionizing output from massive star formation; the mechanical energy from supernovae and stellar winds falls short of that required by at least a factor of 2. Their results support the hypothesis that the DIG is photoionized by Lyc photons leaking out of discrete H II regions.

A comparison between our deep Fabry-Perot H $\alpha$  map and the deep H $\alpha$  continuum subtracted image from Ferguson et al. shows a very good general agreement. Nevertheless, we reach fainter diffuse H $\alpha$  emission in the outskirts of the galaxy located between H II regions. In addition, spurs are visible on our image that were not detected by Ferguson et al. (1996). Fig. 8 shows the H $\alpha$  radial profile of NGC 7793, derived using the *GIPSY* task *ELLINT* (Vogelaar & Terlouw 2001). Since our data were not photometrically calibrated, our profile was adjusted in order to be in rough agreement with the profile of Ferguson et al. (1996) in the outer parts. This should be looked at as just an order of magnitude representation since the Ferguson et al. (1996) data were obtained in imagery with a 68Å filter which included not only H $\alpha$  but also the [N II] lines. While they corrected for the [N II] contamination using [N II]/H $\alpha$  = 0.22, Bland-Hawthorn et al. (1997) found a ratio close to unity in the outer parts of the other Sculptor Group galaxy NGC 253. So, even if the intensity scale could be off by a factor of a few, this is sufficient to show that our long Fabry-Perot observations (20 hours total or 20 minutes per channel) on a 36 cm telescope nearly reach the limit of the H I disk ( $D_{HI} = 1.7D_{25}$ ; Carignan & Puche 1990). To be able to reach so large radii is interesting since it was estimated that if the truncation edge (Corbelli et al. 1989; van Gorkom 1993) of the H I disks is due to ionization of the hydrogen by the cosmic background radiation, the expected flux (Bland-Hawthorn et al. 1994, 1997) should be an H $\alpha$  emission measure  $\mathcal{E}_m(H\alpha) \sim 0.2 - 2.0 \text{ pc cm}^{-6}$ , which is the level reached by our deep observations.

Contrary to what was found by Bland-Hawthorn et al. (1997) (hereafter referred to as BFQ1997) for NGC 253, the H $\alpha$  disk of NGC 7793 does not extend past the H I emission even if it gets close to it. Indeed, BFQ1997 have detected ionized gas out to 1.4  $R_{25}$ , while the H I extends only out to 1.2  $R_{25}$ . We should nevertheless notice that these authors did not give an H $\alpha$  map of NGC 253 but only presented some discrete H $\alpha$  emission located at

a single position. Using Fabry-Perot techniques as well, they computed a radial velocity for this emission region and since they used a fixed etalon, instead of a scanning one as we did, they do not have full spatial coverage of the galaxy. Moreover, they have only observed one side of the galaxy. Further observations of NGC 253 are needed to verify if the outer H II region detected by BFQ1997 is isolated or if it is a fragment of a more extended region. In addition, it is necessary to search for a counterpart of this region on the other side of the galaxy to strengthen their conclusions.

## 6. Discussion

The outer regions of galaxies are expected to deliver important clues on the way galaxies are assembled. It is into these regions that material was accreted during violent interactions in the past and where new material continues to fall today. Cosmological simulations of disk galaxy formation predict a wealth of baryonic structures and substructures up to ultra-faint surface brightness levels, possibly due for instance to tidal debris from accretion and disruption of an expected rich population of luminous satellites (Bullock & Johnston 2005). The faintest features visible in M31 reach effective V-band surface brightnesses greater than  $\mu_V \sim 30$  mag arcsec $^{-2}$ . The currently most powerful technique to probe the very low surface brightness regions is resolved star counts, but it is only applicable to our nearest large neighbors, such as M31 and M33. Both galaxies appear to show evidence for metal-poor, pressure-supported stellar halos but only M31 shows evidence for recent accretion (Ibata et al. 2005). The combination of diffuse light surface photometry with resolved star counts allowed Irwin et al. (2005) to reach an effective V-band surface brightness of  $\mu_V \sim 32$  mag arcsec $^{-2}$  for M31. Globular cluster and planetary nebula populations also offer additional clues to the formation and evolution at large radii.

The presence of the neutral gas component, detected through its H I emission, at radii several times larger than the optical disk (measured from its surface brightness at  $\mu_B = 25$  mag arcsec $^{-2}$ ) has now been well known for more than 30 years. Many of the extended H I rotation curves are rising or flat at their outermost points, while others are slightly decreasing. Nevertheless, none of them show a Keplerian decline, meaning that the edge of the mass distribution has not yet been found (Puche & Carignan 1991). The only suggestion that such an edge could have been reached is for the dwarf galaxy DDO 154 (Carignan & Purton 1998). Deep H I observations have shown that H I disks are abruptly truncated at column densities near  $10^{18} - 10^{19}$  atoms cm $^{-2}$ , where the rotation curves still do not have a Keplerian behavior (e.g. Van Gorkom 1993). If the metagalactic UV background is sufficiently strong, beyond a certain galactic radius the cold gas may become ionized

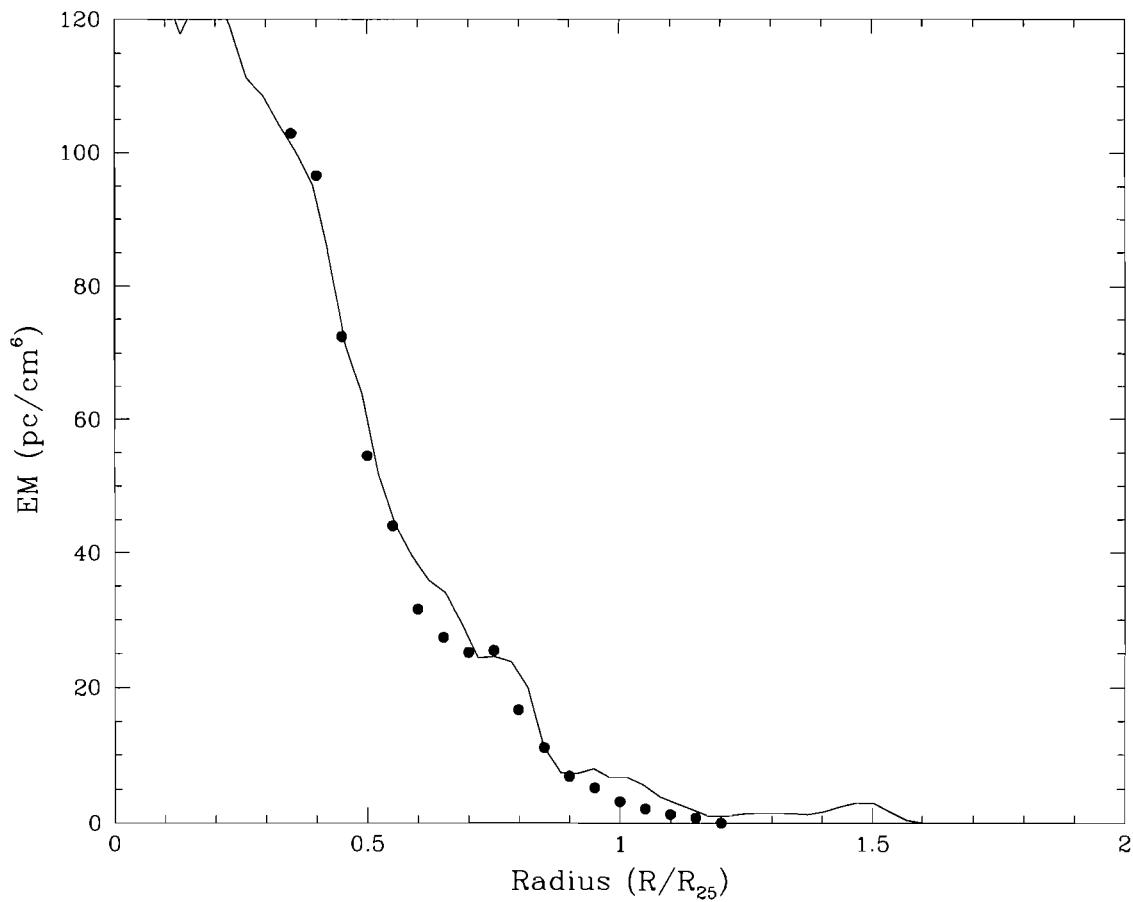


Fig. 8.— Radial H $\alpha$  profile of NGC 7793. Superposed on it is the radial profile (filled circles) of Ferguson et al. (1996).

(Bochkarev & Siuniaev 1977)

The total H $\alpha$  emission from star forming galaxies is divided roughly in half, between discrete H II regions and the DIG. Pioneer work by Reynolds (1984) established that only the massive OB stars are able to ionize the DIG. On the other hand, all the observers agree on the fact that the DIG fraction seems to be independent of galaxy parameters such as star formation rate and Hubble type. This looks a bit controversial. More recently, Reynolds et al. (1999) and Collins & Rand (2001) suspected that OB stars cannot exclusively explain the ionization state of the DIG. Dopita et al. (2006) suggested that part of the DIG may consist of extremely evolved filamentary H II regions that may be difficult to detect.

On the other hand, if ionizing radiation escapes from H II regions to ionize the DIG, it does escape from the galaxies and affects the ionization state of the intergalactic medium (IGM) and the galactic medium of external galaxies which may be partially at the origin of this UV radiation. Indeed, a key question is the origin of the ultra-violet photons responsible for ionizing the hydrogen in the intergalactic medium (the Ly $\alpha$  forest). The most likely sources of ionizing photons are young hot stars in galaxies and QSOs (Barkana & Loeb 2001) but their exact origin remains one of the unsolved questions of modern cosmology. Observations of high-redshift quasars imply that the reionization of cosmic hydrogen was completed by  $z \sim 6$  (e.g. Fan et al. 2006, and reference therein). Lack of observational evidence and theoretical uncertainties makes it difficult to estimate the contribution made by both sources and leads to inconsistent results. To complicate the scheme, the relative contribution of QSOs and star forming galaxies depends on the lookback time (Fan et al. 2006, and reference therein).

Recently, based on the first data release of the SINGG survey of HI-selected galaxies (Meurer et al. 2006), Oey et al. (2007) have undertaken a quantification of the ionization in neutral galaxies and the diffuse and warm ionized medium (NGC 7793 is unfortunately not included in the first SINGG data release of 109 galaxies). They concluded that the mean fraction of diffuse ionized gas in their sample is  $\sim 0.59$ , slightly higher but consistent with the value  $\sim 0.40$  found in previous samples (e.g. Thilker et al. 2002; Zurita et al. 2000; Wang et al. 1999; Hoopes et al. 1996) and also consistent with the value  $\sim 0.50$  found by Ferguson et al. (1996) for NGC 7793. The difference between Oey et al. (2007) and previous studies may be due to selection effects favoring large, optically bright and nearby galaxies with high star formation rates. NGC 7793 is closer than any (except one) of the first SINGG data release. We have computed, for NGC 7793, its H $\alpha$  effective (half light) radius  $\sim 1.97 \pm 0.05$  kpc ( $\sim 120$  arcsec). Referring to equation (1) from Oey et al. (2007), and using the H $\alpha$  total luminosity of  $4.1 \cdot 10^{40}$  erg.s $^{-1}$  computed by Ferguson et al. (1996), we found that the logarithm of effective surface brightness  $\text{Log}(\Sigma_{H\alpha}) = 38.65 \text{ Log}(\text{erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2})$ . Following Oey et al. (2007), this

brings NGC 7793 to be classified as a normal galaxy with respect to its star formation rate.

### 6.1. A Truly Declining Rotation Curve

The existence of falling RCs was first claimed in the context of the effect of cluster environments on the member galaxies. Following the work of Dressler (1980), the increase of intergalactic gas and of gravitational interactions expected toward the centers of clusters should not only affect the morphological types of the systems but also their kinematics and mass distribution. Whitmore et al. (1988), from long-slit emission-line observations, presented evidence for a correlation in the sense that the inner-cluster spirals tend to have falling RCs, while those of the outer cluster and the vast majority of field spirals seem to have flat or even rising RCs. However, Amram et al. (1993), using full 3-D Fabry-Perot data did not confirm these correlations and moreover found that many galaxies for which Whitmore et al. (1988) claimed a falling RC, had in fact a flat or even rising RC after a careful analysis of the Fabry-Perot 2D velocity fields (Amram et al. 1996).

Declining RCs have been seen before in other systems (Casertano & van Gorkom 1991; Honma & Sofue 1997; Ryder et al. 1998; Sofue & Rubin 2001; Noordermeer 2007). However, those galaxies are most of the time earlier type systems (S0 - Sbc) with highly-concentrated stellar light distribution and the maximum rotation velocity is reached at small radii (few hundreds kpc and  $< \alpha^{-1}$ ). This is certainly not the case for NGC 7793 which has a very small bulge and a relatively diffuse (exponential) light distribution and where  $V_{max}$  is reached at  $\sim 4\alpha^{-1}$ . Keplerian declines have also been observed in a few edge-on systems (e.g. NGC 891: Sancisi & Allen (1979); Oosterloo et al. (2007), NGC 3079: Veilleux et al. (1995) & NGC 4244: Olling (1996)), but the interpretation in the case of those galaxies is much more difficult. Finally, a truncation of the halo at  $\sim 10$  kpc was advocated to explain the decline of the last two points of the RCs of NGC 5204 (Sicotte & Carignan 1997) and NGC 253 (Bland-Hawthorn et al. 1997), but here the decrease of  $V_{max}$  and the last velocity point is only  $\sim 10\%$  of  $V_{max}$  and  $\sim 10\%$  of  $r_{max}$ , while, for NGC 7793, the decrease is  $\sim 25\%$  of  $V_{max}$  and over about half the radius range.

So, for late-type nearly bulgeless galaxies, the decreasing RC of NGC 7793 is rather unique. As can be seen in Fig. 6, the decline of the RC seen with the H I data is confirmed by the H $\alpha$  36cm data and the kinematical analysis of the 3 sets of data (H I & H $\alpha$ ) give very similar results. Since a bulge component can not be invoked to explain the falling gradient of the RC, NGC 7793 really seems to have a genuine declining RC. The new data also confirm that the decline is slower than Keplerian and that a dark component is still necessary to explain the observed kinematics.

## 6.2. Possible Origins of the Ionization: Internal and/or External

Several mechanisms for the ionization of the neutral hydrogen and for heating the electron population belonging to the DIG may be found in the literature. BFQ1997 review them in the specific context of NGC 253. The main source of ionization and heating may be (see references in BFQ1997): the metagalactic ionizing background; compact halo sources; compact disk sources (white dwarf populations or horizontal-branch stars, young enough to produce significant UV emission); ram pressure heating (NGC 253 and NGC 7793 lie both in the Sculptor group having little intracluster medium); turbulence-driven MHD-wave heating; mixing layers driven by bulk flows; galactic fountain material driven by the inner starburst through shocks; dilute photoionization; gas phase depletion (induced by the formation of grains); low energy cosmic-ray electrons and young stellar disk.

BFQ1997 ruled out most of these mechanisms, except the ionization by the hot young stars of the disk. Even if those young stars are in the disk and most of them further in, the warp of the H I disk (which is the case for both NGC 253 and NGC 7793) makes it possible to expose it to their radiation. In particular, they ruled out the ionization by the cosmic UV background which is suspected to be  $\sim 5$  times below the ionizing flux necessary to explain the emission seen in NGC 253. As the H $\alpha$  disk does not reach the outskirts of the H I disk of NGC 7793, it is very unlikely that the source of ionization of the DIG is the metagalactic UV background. Indeed, if the metagalactic UV background was at the origin of the ionization it should have principally affected the outer H I regions, which is not the case. An alternative could be that the H $\alpha$  detection level is not yet low enough to be able to detect the ionization by the cosmic UV background radiation, thus, this should mean that the expected flux should have an H $\alpha$  emission measure  $\mathcal{E}_m(\text{H}\alpha)$  lower than what was measured for NGC 7793, namely  $\sim 0.2 - 2.0 \text{ pc cm}^{-6}$ .

## 7. Summary and Conclusions

Deep H $\alpha$  observations of NGC 7793 have been presented. The main results are:

- A total of 20 hours of observations was obtained on the Marseille 36cm telescope which allowed to reach sensitivities of the order of  $\mathcal{E}_m(\text{H}\alpha) \sim 0.2 - 2.0 \text{ pc cm}^{-6}$ ;
- this allowed the detection of diffuse H $\alpha$  emission out to the edge of the H I disk;
- a warp of the disk plane, already seen in the H I data is also seen in the H II disk;

- the two H $\alpha$  RCs superposed exactly with the H I RC;
- the H $\alpha$  results confirm the H I findings that NGC 7793 has a truly declining rotation curve;
- a model of the mass distribution gives a total mass for NGC 7793 of  $M_{(dark+lum)} = 1.3 - 1.5 \times 10^{10} M_\odot$  for  $M_{dark}/M_{lum} = 0.75-1.0$  at the last velocity point.

This was our first experiment of doing such long integrations using a 36cm telescope coupled with our **FANTOMM** scanning Fabry-Perot system. This yielded very interesting results for NGC 7793 by detecting diffuse H $\alpha$  emission all the way to the edge of the H I disk and confirming its peculiar kinematics. In the near future, we intend to carry out the same kind of observations for all the Sculptor Group galaxies, hoping to reach even fainter levels. This should be possible with an even more sensitive camera soon available (Daigle et al. 2004, 2006c), based on an EMCCD, which should allow us to increase the detective quantum efficiency by a factor  $\sim 3-4$ .

We would like to thank the staff of the ESO La Silla Observatory for their support. We acknowledge support from the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada and the Fonds Québécois de la recherche sur la nature et les technologies. The Digitized Sky Surveys (DSS images) were produced at the Space Telescope Science Institute under U.S. Government grant NAG W-2166. The images of these surveys are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope on Palomar Mountain and the UK Schmidt Telescope. The plates were processed into the present compressed digital form with the permission of these institutions. The IR images were obtained by the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

## REFERENCES

- Amram, P., Sullivan III, W. T., Balkowski, C., Marcelin, M. & Cayatte, V. 1993, A&A, 403, L59
- Amram, P., Balkowski, C., Boulesteix, J., Cayatte, V., Marcelin, M. & Sullivan III, W. T. 1996, A&A, 310, 737
- Barkana, R. & Loeb, A. 2001, Phys. Rep., 349, 125
- Bland-Hawthorn, J., Taylor, K., Veilleux, S. & Shopbell, P. L. 1994, ApJ, 437, L95
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C. & Quinn, P. J. 1997, ApJ, 490, 143 (BFQ1997)
- Bochkarev, N. G. & Siuniaev, R. A. 1977, Soviet Ast., 21, 542
- Boulesteix, J., Georgelin, Y. P., Marcelin, M. & Monnet, G. 1984, Proc. SPIE, 445, 37
- Bullock, J. & Johnstone, K. 2005, ApJ, 635, 931
- Carignan, C. 1985a, ApJS, 58, 107
- Carignan, C. 1985b, ApJ, 299, 59
- Carignan, C. & Freeman, K. C. 1985, ApJ, 294, 494
- Carignan, C. & Puche, D. 1990, AJ, 100, 394
- Carignan, C. & Purton, C. 1998, ApJ, 156, 125
- Casertano, S. & van Gorkom, J. H. 1991, AJ, 101, 1231
- Chemin, L., Balkowski, C., Cayatte, V., Carignan, C., Amram, P., Garrido, O., Hernandez, O., Marcelin, M., Adami, C., Boselli, A. & Boulesteix, J. 2006, MNRAS, 366, 812
- Collins, J. A. & Rand, R. J. 2001, ApJ, 551, 57
- Corbelli, E., Schneider, S. E. & Salpeter, E. E. 1989, AJ, 97, 390
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Balard, P. & Boissin, O. 2004, Proc. SPIE, 5499, 219
- Daigle, O., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin, L., Balkowski, C. & Kennicutt, R. 2006a, MNRAS, 367, 469
- Daigle, O., Carignan, C., Hernandez, O., Chemin, L. & Amram, P. 2006b, MNRAS, 368, 1016

- Daigle, O., Carignan, C. & Blais-Ouellette, S. 2006c, in High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy II. Eds David A. Dom and Andrew D. Holland, Proc. SPIE, 6276, 62761F
- Davoust, E. & de Vaucouleurs, G. 1980, ApJ, 242, 30
- Dettmar, R. J. & Schulz, H. 1992, A&A, 254, L25
- de Vaucouleurs, G. 1959, ApJ, 130, 718
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G. Jr., Buta, R. J., Paturel, G. & Fouqué, P. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (New-York: Springer)
- Dopita, M., Fischera, J., Sutherland, R. S., Kewley, L. J., Tuffs, R. J., Popescu, C. C., van Breugel, W., Groves, B. A. & Leitherer, C. 2006, ApJ, 647, 244
- Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., White, R. L., Gunn, J. E., Knapp, G. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Brinkmann, J. & Fukugita, M. 2006, AJ, 132, 117
- Ferguson, A. M. N., Wyse, R. F. G., Gallagher III, J. S. & Hunter, D.A. 1996, AJ, 111, 2265
- Gach, J.-L., Hernandez, O., Boulesteix, J., Amram, P., Boissin, O., Carignan, C., Garrido, O., Marcellin, M., Östlin, G., Plana, H. & Rampazzo, R. 2002, PASP, 114, 1043
- Hernandez, O., Gach, J.-L., Carignan, C. & Boulesteix, J. 2003, in Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, Eds Iye, M. & Moorwood, A. F. M., Proceedings of the SPIE, 4841, 1472
- Hernandez, O., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L. & Daigle, O. 2005, MNRAS, 360, 1201
- Honma, M. & Sofue, Y. 1997, PASJ, 49, 539
- Hoopes, C. G., Walterbos, R. A. M. & Greenawalt, B. E. 1996, AJ, 112, 1429
- Ibata, R., Chapman, S., Ferguson, A. M. N., Lewis, G., Irwin, M. & Tanvir, N. 2005, ApJ, 634, 287
- Irwin, M. J., Ferguson, A. M. N., Ibata, R. A., Lewis, G. F. & Tanvir, N. R. 2005, ApJ, 628, L105
- Karachentsev, I. D. 2003, A&A, 404, 93

- Kennicutt, R. C., Bresolin, F., Bomans, D. J., Bothun, G. D., & Thompson, I. B. 1995, AJ, 109, 594
- Meurer, G. R. et al. 2006, ApJS, 165, 307
- Monnet, G. 1971, A&A, 12, 379
- Noodermeer, E., van der Hulst, J. M., Sancisi, R., Swaters, R. S. & van Albada, T. S. 2007, MNRAS, 376, 1513
- Oey, M. S. et al. 2007, ApJ, 661, 801
- Oosterloo, T., Fraternali, F. & Sancisi, R. 2007, AJ, 134, 1019
- Olling, R. P. 1996, AJ, 112, 457
- Puche, D. & Carignan, C. 1988, AJ, 95, 1025
- Puche, D. & Carignan, C. 1991, ApJ, 378, 487
- Rand, R. J., Kulkarni, S. R. & Hester, J. J. 1990, ApJ, 352, 1
- Reynolds, R. J. 1984, ApJ, 378, 487
- Reynolds, R. J., Haffner, L. M. & Tufte, S. L. 1999, ApJ, 525, L21
- Ryder, S. D., Zasov, A. V., McIntyre, V. J., Walsh, W. & Sil'chenko, O. K. 1998, MNRAS, 293, 411
- Sancisi, R. & Allen, R. J. 1979, A&A, 74, 73
- Sicotte, V. & Carignan, C. 1997, AJ, 113, 609
- Sofue, Y. & Rubin, V. 2001, ARA&A, 39, 137
- Thilker, D. A., Walterbos, R. A. M., Braun, R. & Hoopes, C. G. 2002, AJ, 124, 3118
- van Gorkom, J. H. 1993, in The Environment and Evolution of Galaxies, ed. J.M. Shull & H.A. Thronson (Dordrecht: Kluwer), p. 345
- Veilleux, S., Cecil, G. & Bland-Hawthorn, J. 1995, ApJ, 445, 152
- Veilleux, S., Shopbell, P. L., Bland-Hawthorn, J. & Cecil, G. 2003, ApJ, 126, 2185

- Vogelaar, M. G. R. & Terlouw, J. P. 2001, in Astronomical Data Analysis Software and Systems X, eds F. R. Harnden Jr., F. A. Primiri & H. E. Payne, ASP Conf. Series, 238, 358
- Walterbos, R. A. M. & Braun, R. 1994, ApJ, 431, 156
- Wang, J., Heckman, T. M. & Lehnert, M. D. 1999, ApJ, 515, 97
- Whitmore, B. C., Forbes, D. A. & Rubin, V. C. 1988, ApJ, 333, 542
- Zurita, A., Rozas, M. & Beckman, J. E. 2000, A&A, 363, 9

## CHAPITRE 4

### CONCLUSION

#### 4.1 Discussion sur le premier article

Ce mémoire visait, rappelons-le, à fournir des informations supplémentaires permettant de déduire la forme du halo de matière sombre. À cette fin, l'échantillon de galaxies SINGS a été observé par la méthode d'interférométrie Fabry-Perot afin d'obtenir la cinématique d'un ensemble de galaxies où tous les types morphologiques étaient représentés. On pourra alors voir si la distribution de matière sombre varie en fonction du type morphologique.

Ainsi, les champs de vitesse et les images de flux monochromatique, obtenus à partir de la raie H $\alpha$ , ont été présentés pour 37 galaxies. Lorsque l'extraction des paramètres cinématiques (inclinaison et angle de position) était possible, une courbe de rotation était présentée aussi. En général, les paramètres trouvés concordaient bien avec les valeurs photométriques, sauf pour les galaxies ayant une couverture spatiale non complète (par exemple : DDO 154 et NGC 4450).

Une difficulté liée à l'interprétation de la courbe de rotation en une distribution de masse vient du fait que la courbe de rotation est, la plupart du temps, affectée par les mouvements non circulaires présents dans le disque de gaz. Ceci est particulièrement vrai pour les systèmes barrés, où d'importantes quantités de gaz sont transportées radialement par la barre. Afin d'obtenir une courbe de rotation qui représente le potentiel gravitationnel présent dans la galaxie, il est donc nécessaire de modéliser ces mouvements non circulaires présents dans les barres. Une façon de faire est de dériver la distribution de matière en utilisant directement la cinématique 2D, soit les champs de vitesse. Une seconde façon est illustrée dans le chapitre 2 dans l'article SINGS. On utilise les cartes infrarouges pour modéliser la barre, puis on compare avec les simulations numériques pour enfin appliquer les corrections nécessaires.

À l'aide d'une simulation numérique à N corps couplée à une approche hydrodynamique, on peut déterminer la forme du halo de matière sombre et la densité de la matière sombre dans le halo. La densité de la matière sombre dans le halo est donnée par la relation :

mique (SPH pour *Smoothed Particle Hydrodynamics*), l'effet d'une barre sur la cinématique observée de trois galaxies, dont l'angle de position de la barre fait  $\sim 90^\circ$ ,  $\sim 30^\circ$  et  $\sim 0^\circ$  avec l'axe majeur, a été illustré. Par exemple, il a été déterminé qu'une galaxie, dont l'angle de position de la barre fait  $\sim 90^\circ$  avec l'axe majeur cinématique, exerce une courbe de rotation dont la pente est artificiellement augmentée dans les régions intérieures. Le contraire a également été démontré pour une barre faisant  $\sim 0^\circ$  avec l'axe majeur. Ces perturbations affectent la partie montante de la courbe de rotation, hors il est crucial que cette zone soit correctement déterminée afin d'obtenir les paramètres exacts du halo de matière sombre (Blais-Ouellette et al., 1999). Il est donc crucial de modéliser les perturbations à grande échelle du disque en rotation. De cette façon, on obtiendra une cinématique à haute résolution qui sera la plus exacte possible.

Enfin, un dernier but fixé par l'article SINGS est en lien avec l'amélioration de notre connaissance de la formation d'étoiles. Les mécanismes à grande échelle de formation stellaire ne sont pas bien connus. Certes, la théorie depuis l'effondrement du gaz moléculaire jusqu'à la formation d'une protoétoile est bien documentée, cependant l'effet de certains paramètres tels que la dynamique du gaz en rotation est incertain. Par exemple, Jeong et al. (2007) ont étudié la distribution de la formation d'étoiles dans la galaxie elliptique de type E4 NGC 2974. Grâce à l'imagerie [O<sub>III</sub>] et UV (ultraviolet), ils ont trouvé que la position des trois anneaux de récente formation stellaire était en accord avec des résonances causées par une barre en rotation rigide à  $78 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ . Il est donc important de mieux comprendre l'effet de la dynamique du gaz en rotation lors de l'élaboration d'une théorie à grande échelle sur la formation stellaire.

## 4.2 Discussion sur le deuxième article

Le deuxième article visait à explorer la distribution du gaz ionisé ainsi que les caractéristiques de la courbe de rotation d'une galaxie de l'échantillon SINGS. La galaxie NGC 7793 a été choisie car une confirmation en observations H $\alpha$  de sa courbe de rotation décroissante était nécessaire.

Les observations Fabry-Perot obtenues sur le télescope de 36 cm de Marseille ont

permis d'étendre la courbe de rotation jusqu'à  $7'$ , soit  $1,4R_{25}$ , à une résolution de  $4''$ . Dans les régions centrales, les observations sur le télescope de 3,6 m fournissent une résolution supérieure de  $0,8''$  et ce jusqu'à un rayon de  $132''$ . Le modèle d'anneaux inclinés ajusté sur les champs de vitesse du 36 cm et du 3,6m est en accord avec les observations  $\text{H}\alpha$  avec un faible angle de position dans les régions intérieures ( $\text{PA} = 277^\circ$ ) et une augmentation de cet angle à partir de  $2'$ . L'inclinaison, quant à elle, est plus ou moins constante à  $47^\circ$  sauf dans les régions intérieures ( $r \leq 30''$ ), et ce pour les trois observations. Ainsi, une modélisation détaillée du faible gauchissement empêche une décroissance artificielle de la courbe de rotation.

En continuant la comparaison avec le  $\text{H}\alpha$ , la courbe de rotation  $\text{H}\alpha$  se termine à  $7,5'$ , soit  $1,5R_{25}$ . On y voit une décroissance depuis  $4'$ , soit  $0,8R_{25}$ . Cette décroissance est confirmée par les observations  $\text{H}\alpha$  obtenues au télescope de 36 cm. D'ailleurs, la courbe du 36 cm est en accord avec celle du  $\text{H}\alpha$ , cependant les quelques différences sont discutées dans le prochain paragraphe. Enfin, la courbe à haute résolution du 3,6 m présente un gradient supérieur dans les régions intérieures comparativement à la courbe 36 cm de faible résolution.

De plus, la modélisation de masse des observations  $\text{H}\alpha$  a été effectuée en utilisant la courbe du 36cm et en suivant la même procédure que pour la modélisation du  $\text{H}\alpha$ . Le modèle de la sphère isotherme a ainsi été ajusté et quelques différences dans les paramètres obtenus ont été remarquées. Plus précisément, un rapport  $(M/L)_*$  un peu plus grand a été obtenu car il est défini d'après la partie montante de la courbe et qu'elle possède un gradient plus grand que le  $\text{H}\alpha$ . Ensuite, le halo de matière sombre obtenu est moins dense puisque la courbe  $\text{H}\alpha$  dans les régions extérieures est quelque peu plus faible. En d'autres termes, la contribution du halo sombre au dernier point mesuré est diminuée, en passant de  $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} = 0,97$  à  $0,75$ . L'accord entre les observations  $\text{H}\alpha$  et  $\text{H}\alpha$  reste cependant bon. Même si la courbe de rotation de NGC 7793 est décroissante, un halo sombre est nécessaire pour modéliser correctement la matière en rotation.

Enfin, il reste à discuter du deuxième objectif dont l'article était sensé répondre, soit l'étude de l'étendue du gaz ionisé diffus. NGC 7793 constitue une galaxie dont la formation d'étoiles est calme et donc que la production de photons Lyman n'est pas

très élevée. Normalement, pour ce type de galaxie, le disque ionisé est rarement détecté jusqu'à  $R_{25}$ . En conséquence, la détection de l'émission  $H\alpha$  aussi loin que  $1,4R_{25}$  est un résultat rare dont il faut discuter.

En premier lieu, une comparaison avec les observations  $H\alpha$  précédentes (Ferguson et al., 1996), indique que les observations FP présentées possèdent un niveau de détection supérieur. Par exemple, de l'émission diffuse et peu lumineuse est détectée entre les régions HII situées dans les zones extérieures de la galaxie. La distribution générale en fonction du rayon reste cependant très bonne.

Ensuite, une grande fraction de l'émission  $H\alpha$  vient du gaz ionisé diffus (DIG). Ferguson et al. (1996) ont trouvé une valeur de 40 % consistante avec les études de Zurita et al. (2000) et Wang et al. (1999) sur des échantillons de galaxies. Plus précisément, la contribution du DIG à l'émission  $H\alpha$  n'est pas dépendante de la formation d'étoiles ni du type morphologique. Hors, Ferguson et al. (1996) affirment que la source de la quantité très élevée de photons ionisants pouvant expliquer un disque HII étendu vient de la formation d'étoiles massives. Cependant, NGC 7793 n'est pas une galaxie ayant une formation stellaire élevée. En calculant son rayon de demi-luminosité  $H\alpha$  ( $R_{0,5L_{H\alpha}} \sim 1,97 \pm 0,05$  kpc ou  $\sim 120''$ ) et en utilisant la valeur de Ferguson et al. (1996) pour la luminosité totale  $H\alpha$  ( $L_{H\alpha} = 4,1 \cdot 10^{40}$  erg s $^{-1}$ ), on trouve une brillance de surface effective de  $\text{Log}(\Sigma_{H\alpha}) = 38,65 \text{Log}(\text{erg s}^{-1} \text{kpc}^{-2})$ , calculée d'après la formule suivante (Oey et al., 2007) :

$$\Sigma_{H\alpha} = \frac{L_{H\alpha}}{2\pi R_{0,5L_{H\alpha}}^2}. \quad (4.1)$$

Ces derniers auteurs affirment qu'une galaxie ayant une formation stellaire normale aura une valeur de  $\text{log}(\Sigma_{H\alpha})$  comprise entre 38,4 et 39,4 et qu'une valeur plus grande que 39,4 indique une galaxie avec sursauts de formation d'étoiles. Rappelons aussi la formule de conversion de Kennicutt et al. (1994) pour le taux de formation d'étoiles SFR à partir de la luminosité  $H\alpha$  ( $L_{H\alpha}$ ) :

$$\text{SFR}(M_\odot \text{yr}^{-1}) = L_{H\alpha} (\text{erg s}^{-1}) / 1,26 \cdot 10^{41}. \quad (4.2)$$

Il apparaît donc que NGC 7793 est une galaxie normale du point de vue de son activité stellaire. La solution à ce problème serait qu'une quantité importante, mais néanmoins constante selon les galaxies, de photons Lyman s'échapperait des régions H<sub>II</sub> galactiques.

Ainsi, l'ionisation du DIG proviendrait de photons Lyman s'étant échappés des régions H<sub>II</sub>. Cependant, une faible contribution de photons ionisants pourrait venir du milieu intergalactique. En effet, le flux H $\alpha$  attendu pour une ionisation de nature extragalactique de l'hydrogène dans les régions extérieures est  $EM \sim 0,2 - 2,0 \text{ pc cm}^{-6}$  (Bland-Hawthorn et al. (1994), Bland-Hawthorn et al. (1997)). Ce seuil, qui expliquerait la nature tronquée des disques H<sub>I</sub>, est de l'ordre du flux des observations H $\alpha$  profondes présentées dans le chapitre 3. Cependant, les observations H $\alpha$  ne dépassent pas le disque H<sub>I</sub>, ainsi la contribution extragalactique des photons ionisants est peu probable. Une dernière hypothèse serait que cette contribution existe véritablement et que le flux requis est plus faible que celui mesuré dans les observations FP présentées ici.

### 4.3 Conclusion et perspectives futures

En conclusion, ce mémoire présentait la cinématique à haute résolution des galaxies de l'échantillon SINGS. Les champs de vitesse, les paramètres cinématiques ainsi que les courbes de rotation ont ainsi été présentés. De plus, l'importance de la modélisation des mouvements non circulaires a été discutée. La deuxième section de ce mémoire présentait l'étude d'une galaxie de l'échantillon SINGS, soit NGC 7793. Les observations du H $\alpha$  profond de la galaxie ont permis de confirmer la décroissance véritable de sa courbe de rotation. De plus, le gaz ionisé diffus a été détecté jusqu'à  $1,6R_{25}$ , soit à la limite du disque H<sub>I</sub> ( $1,7R_{25}$ ). Enfin, la principale source d'ionisation du DIG provient de photons Lyman s'échappant de régions H<sub>II</sub>.

Par la suite, les prochaines étapes visant à finaliser le projet SINGS sont discutées ici. La modélisation de masse des galaxies SINGS sera effectuée dans un avenir proche, à l'aide des courbes de rotation présentées dans ce mémoire. De plus, cette analyse nécessitera l'apport des observations H<sub>I</sub> qui permettent de déterminer la vitesse de rotation

à un rayon plus étendu, mais à plus faible résolution spatiale. Ces données H<sub>I</sub> sont obtenues selon le projet THINGS. Les premiers résultats du projet THINGS ont d'ailleurs été publiés pour sept galaxies naines irrégulières, qui sont membres de l'échantillon SINGS (Walter et al., 2007). Les résultats pour les autres galaxies seront présentés lors d'une publication ultérieure. L'objectif final est de fournir une banque de données sur la cinématique des galaxies selon le type morphologique, pour permettre une étude approfondie de la distribution de matière sombre et de l'influence de la dynamique du gaz dans la formation d'étoiles.

## BIBLIOGRAPHIE

- Baugh, C. M., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, *MNRAS*, 283, 1361
- Binney, J. 1992, *ARA&A*, 30, 51
- Binney, J., & Merrifield, M. 1998, Galactic astronomy (Princeton, NJ : Princeton University Press)
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, Galactic dynamics (Princeton, NJ : Princeton University Press)
- Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P., & Côté, S. 1999, *AJ*, 118, 2123
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C., & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143
- Bland-Hawthorn, J., Taylor, K., Veilleux, S., & Shopbell, P. L. 1994, *ApJ*, 437, L95
- Buta, R. J., Byrd, G. G., & Freeman, T. 2003, *AJ*, 125, 634
- Carignan, C., & Puche, D. 1990, *AJ*, 100, 394
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 1996, An introduction to modern astrophysics (Reading, MA : Addison-Wesley)
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Daigle, O., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin, L., Balkowski, C., & Kenicutt, R. 2006a, *MNRAS*, 367, 469
- Daigle, O., Carignan, C., Hernandez, O., Chemin, L., & Amram, P. 2006b, *MNRAS*, 368, 1016
- Davoust, E., & de Vaucouleurs, G. 1980, *ApJ*, 242, 30
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., Bosma, A., & Rubin, V. C. 2001, *ApJ*, 552, L23
- Faber, S. M., & Gallagher, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 135

- Ferguson, A. M. N., Wyse, R. F. G., Gallagher, III, J. S., & Hunter, D. A. 1996, *AJ*, 111, 2265
- Flores, R. A., & Primack, J. R. 1994, *ApJ*, 427, L1
- Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., & Stadel, J. 2000, *ApJ*, 544, 616
- Gooch, R. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 80
- Jeong, H., Bureau, M., Yi, S. K., Krajnović, D., & Davies, R. L. 2007, *MNRAS*, 376, 1021
- Jing, Y. P., & Suto, Y. 2000, *ApJ*, 529, L69
- Kennicutt, Jr., R. C., Armus, L., Bendo, G., Calzetti, D., Dale, D. A., Draine, B. T., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Grauer, A. D., Helou, G., Hollenbach, D. J., Jarrett, T. H., Kewley, L. J., Leitherer, C., Li, A., Malhotra, S., Regan, M. W., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Roussel, H., Smith, J.-D. T., Thornley, M. D., & Walter, F. 2003, *PASP*, 115, 928
- Kennicutt, Jr., R. C., Tamblyn, P., & Congdon, C. E. 1994, *ApJ*, 435, 22
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., & Primack, J. R. 2001, *ApJ*, 554, 903
- Lacey, C., & Cole, S. 1993, *MNRAS*, 262, 627
- Lin, C. C., & Shu, F. H. 1964, *ApJ*, 140, 646
- Lynden-Bell, D. 1967, *MNRAS*, 136, 101
- Moore, B. 1994, *Nature*, 370, 629
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999, *MNRAS*, 310, 1147

- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
- Oey, M. S., Meurer, G. R., Yelda, S., Furst, E. J., Caballero-Nieves, S. M., Hanish, D. J., Levesque, E. M., Thilker, D. A., Walth, G. L., Bland-Hawthorn, J., Dopita, M. A., Ferguson, H. C., Heckman, T. M., Doyle, M. T., Drinkwater, M. J., Freeman, K. C., Kennicutt, Jr., R. C., Kilborn, V. A., Knezek, P. M., Koribalski, B., Meyer, M., Putman, M. E., Ryan-Weber, E. V., Smith, R. C., Staveley-Smith, L., Webster, R. L., Werk, J., & Zwaan, M. A. 2007, *ApJ*, 661, 801
- Olling, R. P. 1996, *AJ*, 112, 457
- Oort, J. H. 1927, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 3, 275
- Peterson, C. J., Thonnard, N., Rubin, V. C., & Ford, Jr., W. K. 1978, *ApJ*, 219, 31
- Rogstad, D. H., Lockhart, I. A., & Wright, M. C. H. 1974, *ApJ*, 193, 309
- Rubin, V. 2006, Physics Today, 59, 8
- Rubin, V. C., & Ford, W. K. J. 1970, *ApJ*, 159, 379
- Swaters, R. A., Madore, B. F., van den Bosch, F. C., & Balcells, M. 2003a, *ApJ*, 583, 732
- Swaters, R. A., Verheijen, M. A. W., Bershady, M. A., & Andersen, D. R. 2003b, *ApJ*, 587, L19
- Toomre, A., & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623
- van den Bosch, F. C., Robertson, B. E., Dalcanton, J. J., & de Blok, W. J. G. 2000, *AJ*, 119, 1579
- van der Kruit, P. C., & Allen, R. J. 1978, *ARA&A*, 16, 103
- van Driel, W., & Buta, R. 1993, *PASJ*, 45, L47
- Visser, H. C. D. 1980, *A&A*, 88, 159

- Vogelaar, M. G. R., & Terlouw, J. P. 2001, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 238, Astronomical Data Analysis Software and Systems X, ed. F. R. Harnden, Jr., F. A. Primini, & H. E. Payne, 358
- Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., Thornley, M. D., & Kennicutt, R. C. 2005, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 331, Extra-Planar Gas, ed. R. Braun, 269
- Walter, F., Cannon, J. M., Roussel, H., Bendo, G. J., Calzetti, D., Dale, D. A., Draine, B. T., Helou, G., Kennicutt, Jr., R. C., Moustakas, J., Rieke, G. H., Armus, L., Engelbracht, C. W., Gordon, K., Hollenbach, D. J., Lee, J., Li, A., Meyer, M. J., Murphy, E. J., Regan, M. W., Smith, J.-D. T., Brinks, E., de Blok, W. J. G., Bigiel, F., & Thornley, M. D. 2007, *ApJ*, 661, 102
- Wang, J., Heckman, T. M., & Lehnert, M. D. 1999, *ApJ*, 515, 97
- White, S. D. M., & Frenk, C. S. 1991, *ApJ*, 379, 52
- Zurita, A., Rozas, M., & Beckman, J. E. 2000, *A&A*, 363, 9
- Zwicky, F. 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110

**Cette bibliographie exclut les références présentées dans les deux articles.**

## Annexe I

### Variation de la courbe de rotation et des paramètres cinématiques

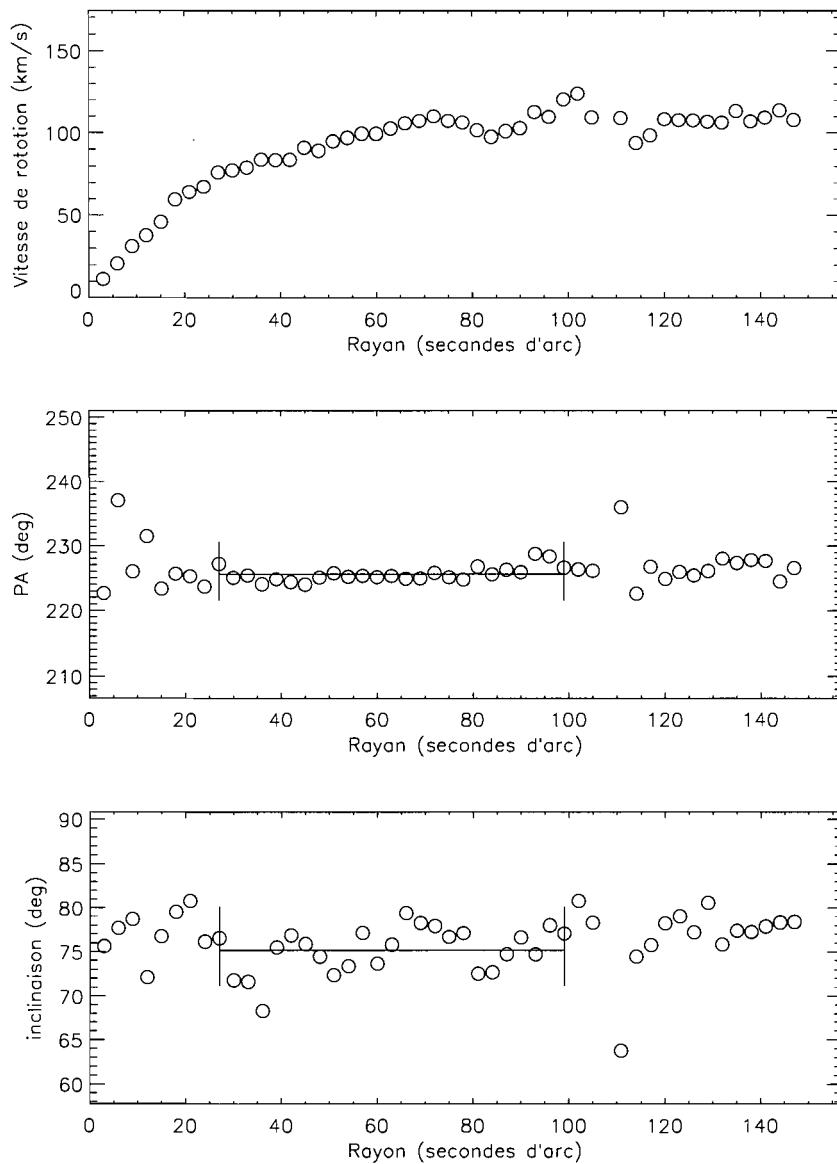


FIG. I.1 – NGC 24. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

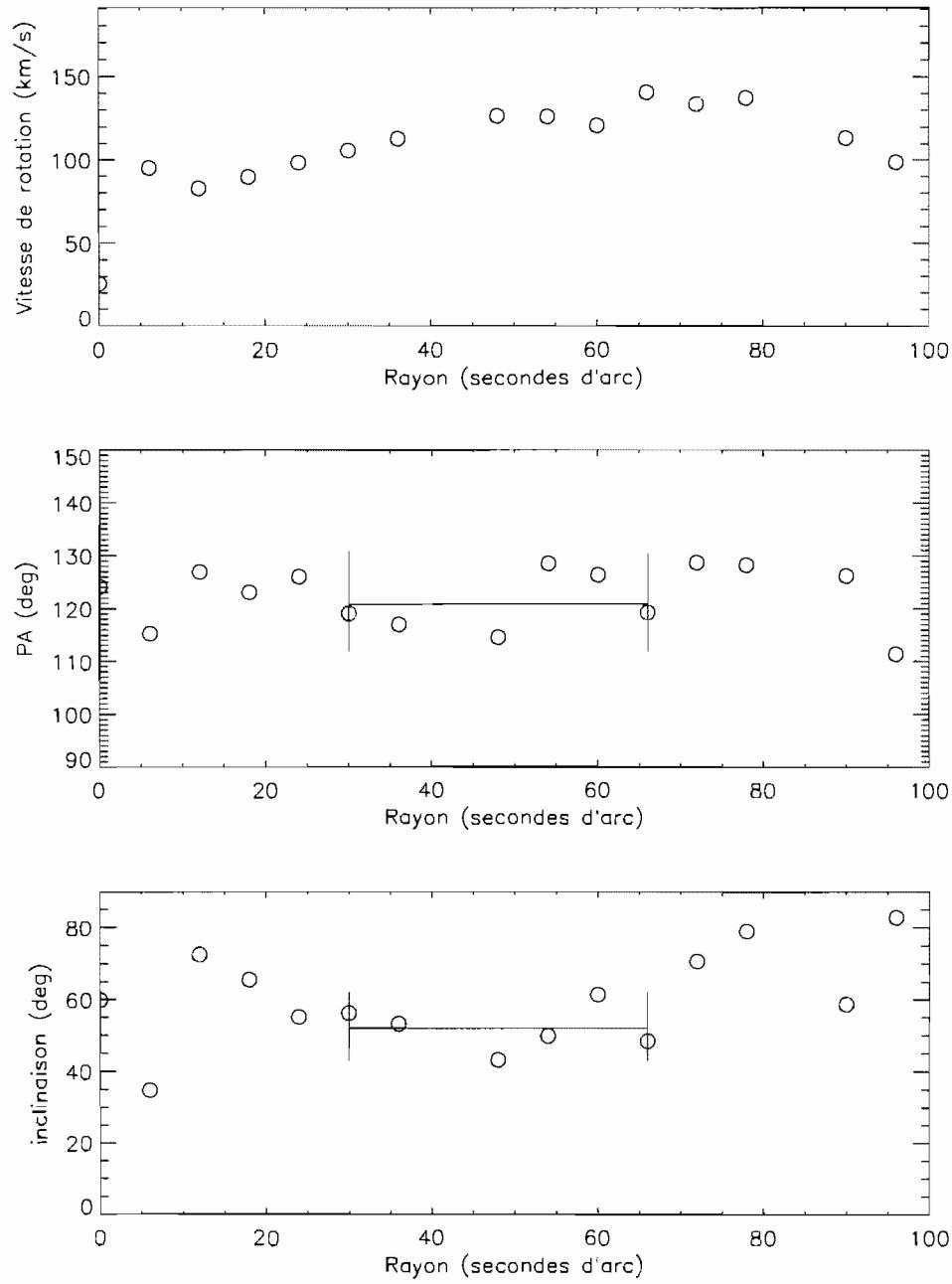


FIG. I.2 – NGC 337. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

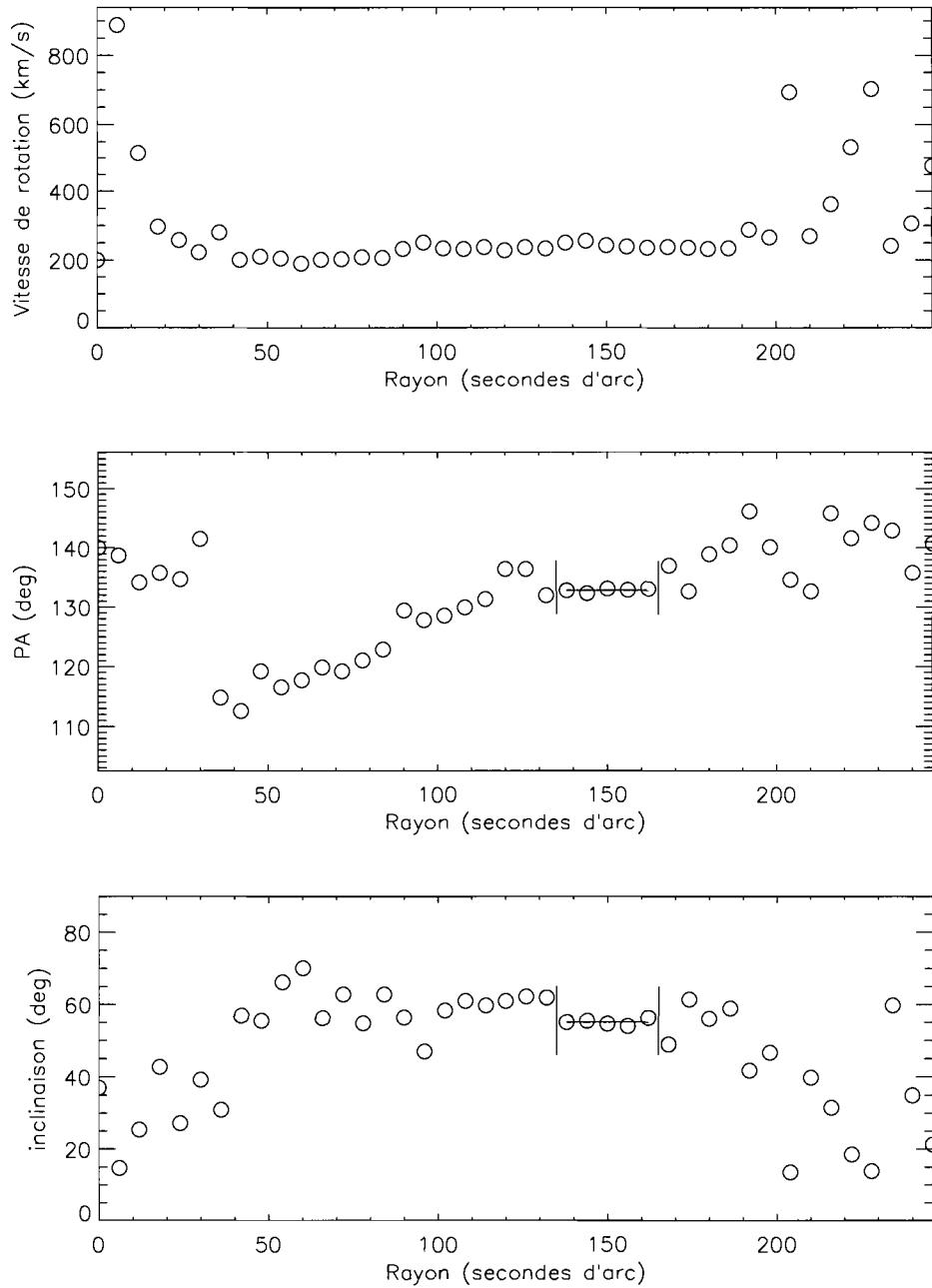


FIG. I.3 – NGC 1097. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

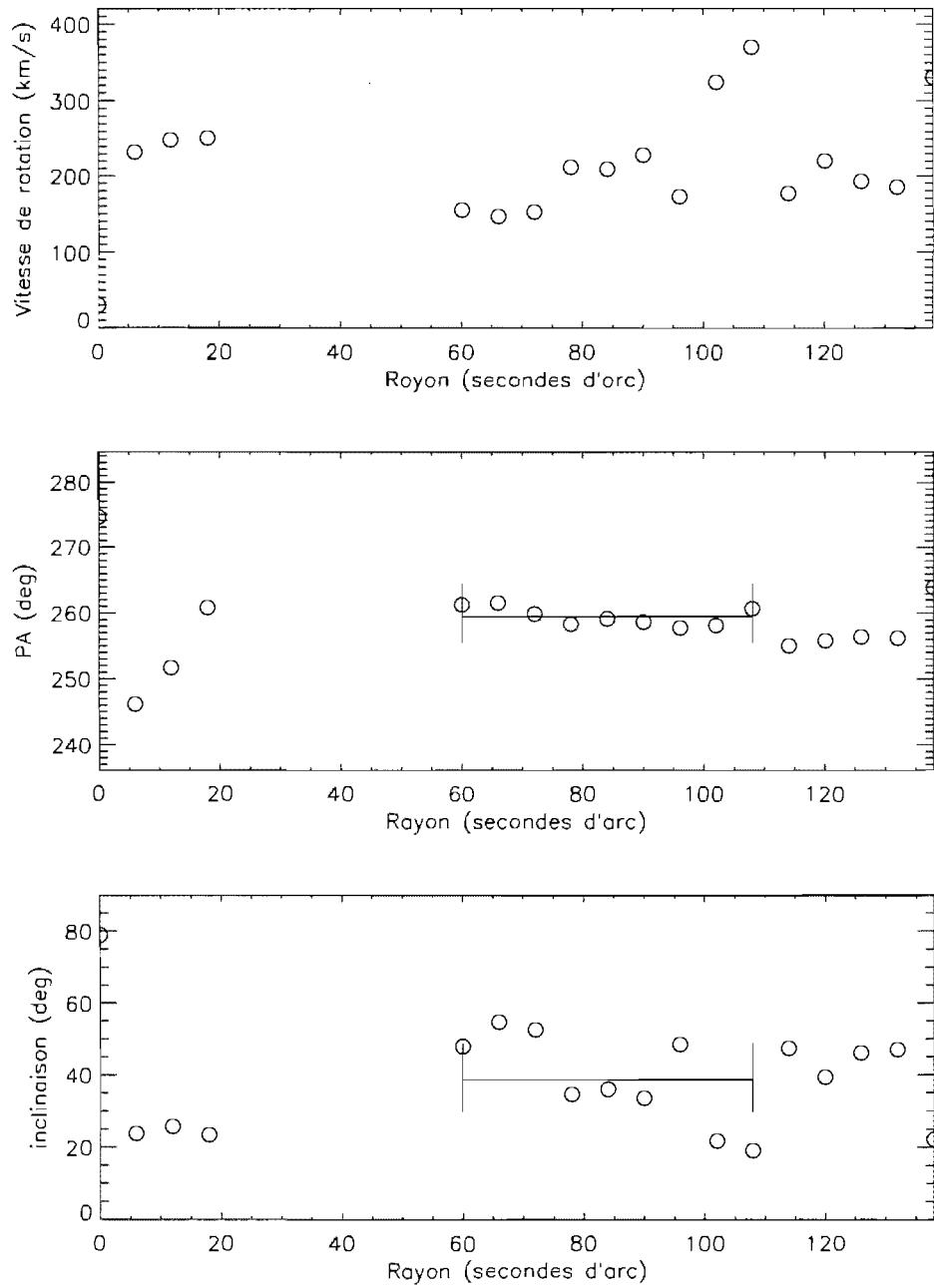


FIG. I.4 – NGC 1512. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

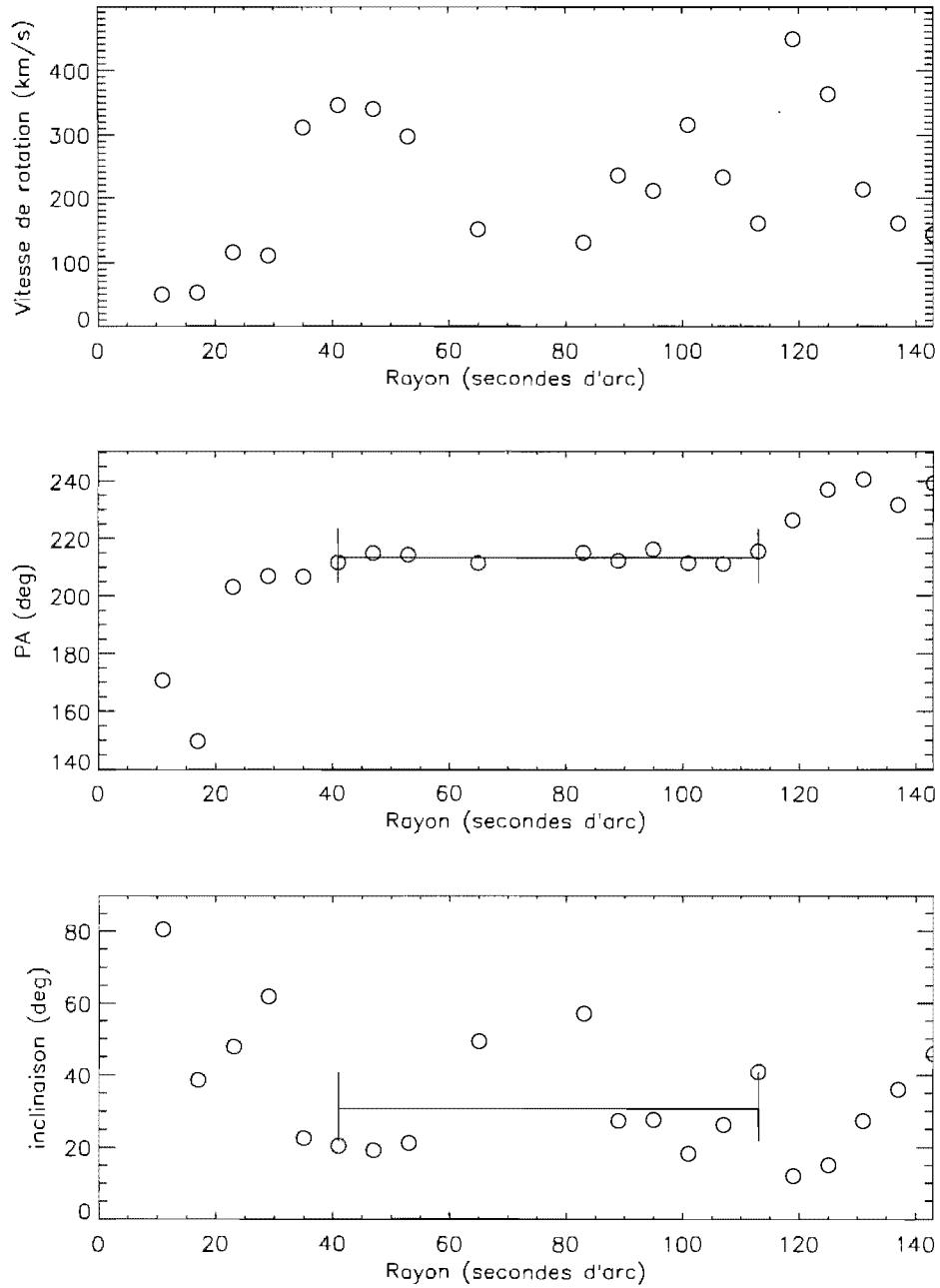


FIG. I.5 – NGC 1566. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

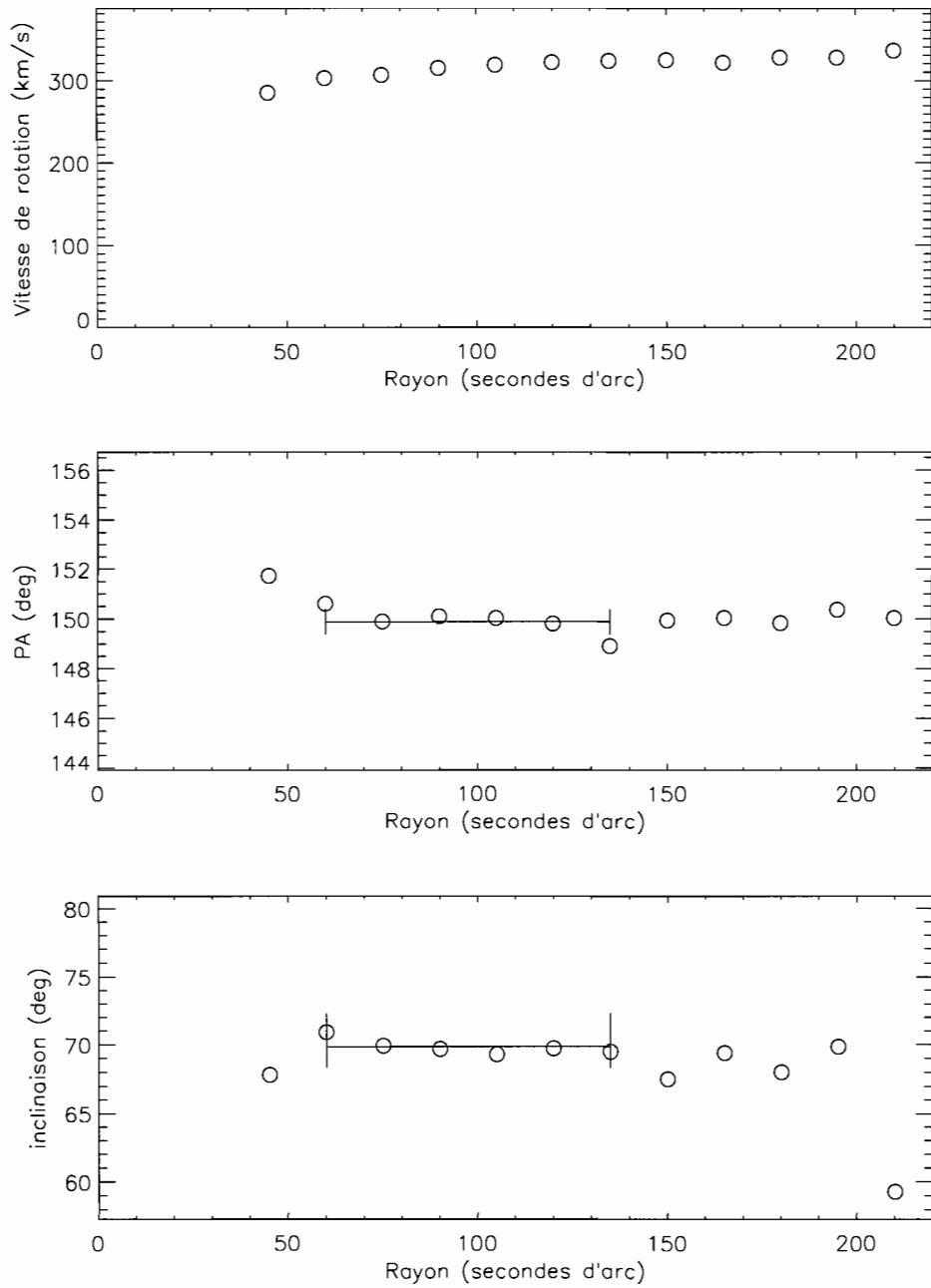


FIG. I.6 – NGC 2841. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

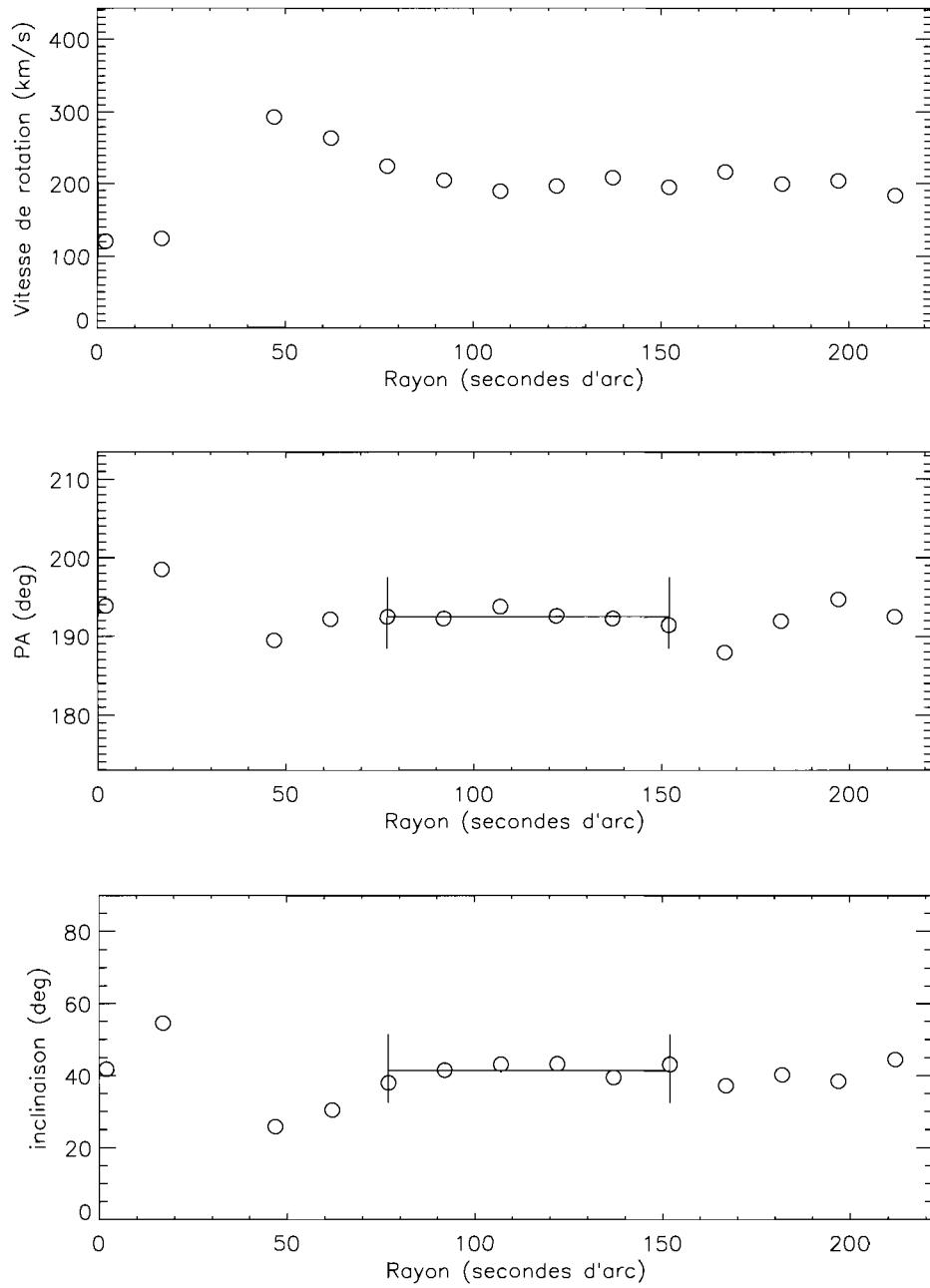


FIG. I.7 – NGC 3351. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

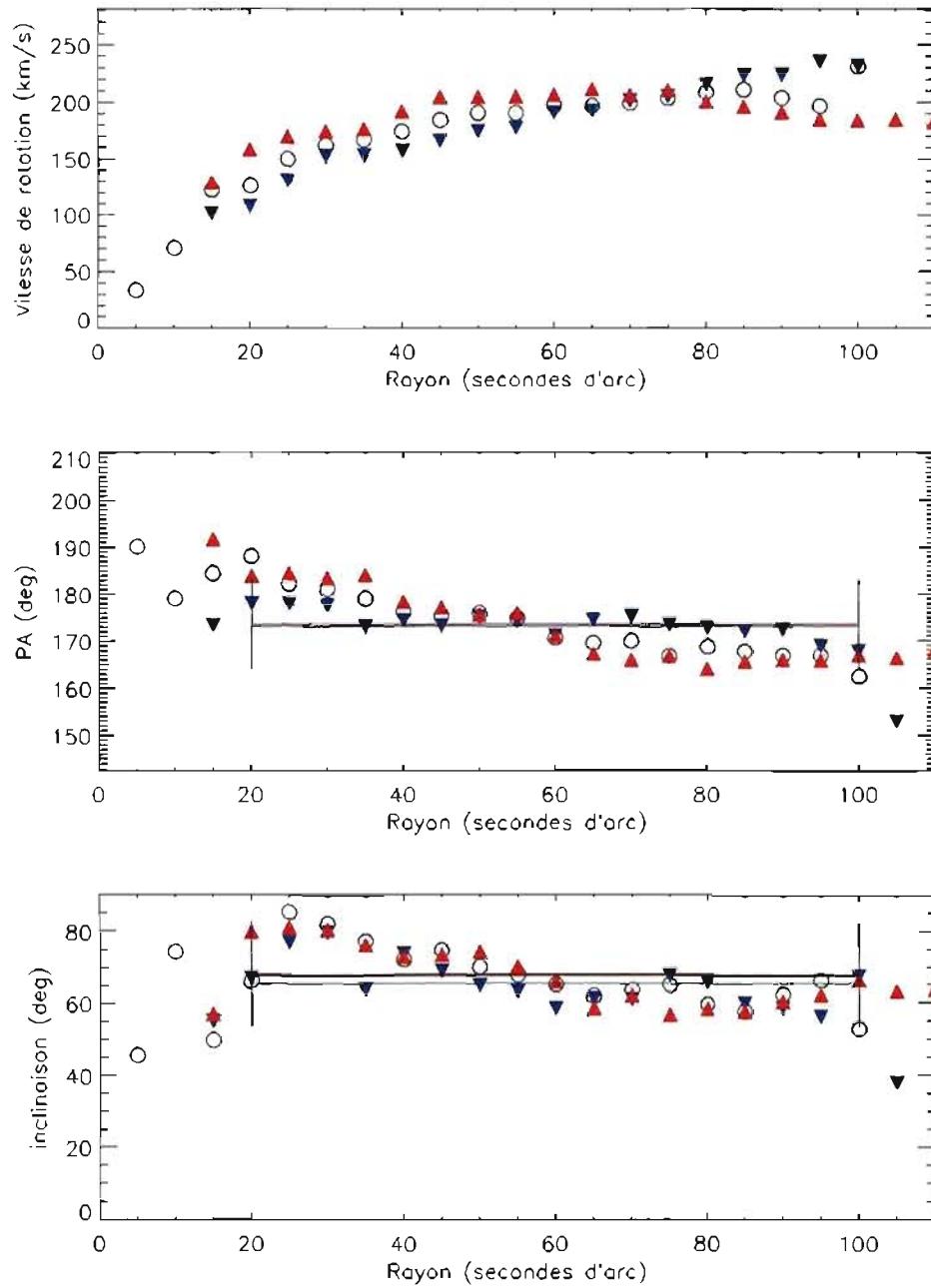


FIG. I.8 – NGC 3627. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination. Bleu : côté qui s'approche de nous. Rouge : côté qui s'éloigne de nous.

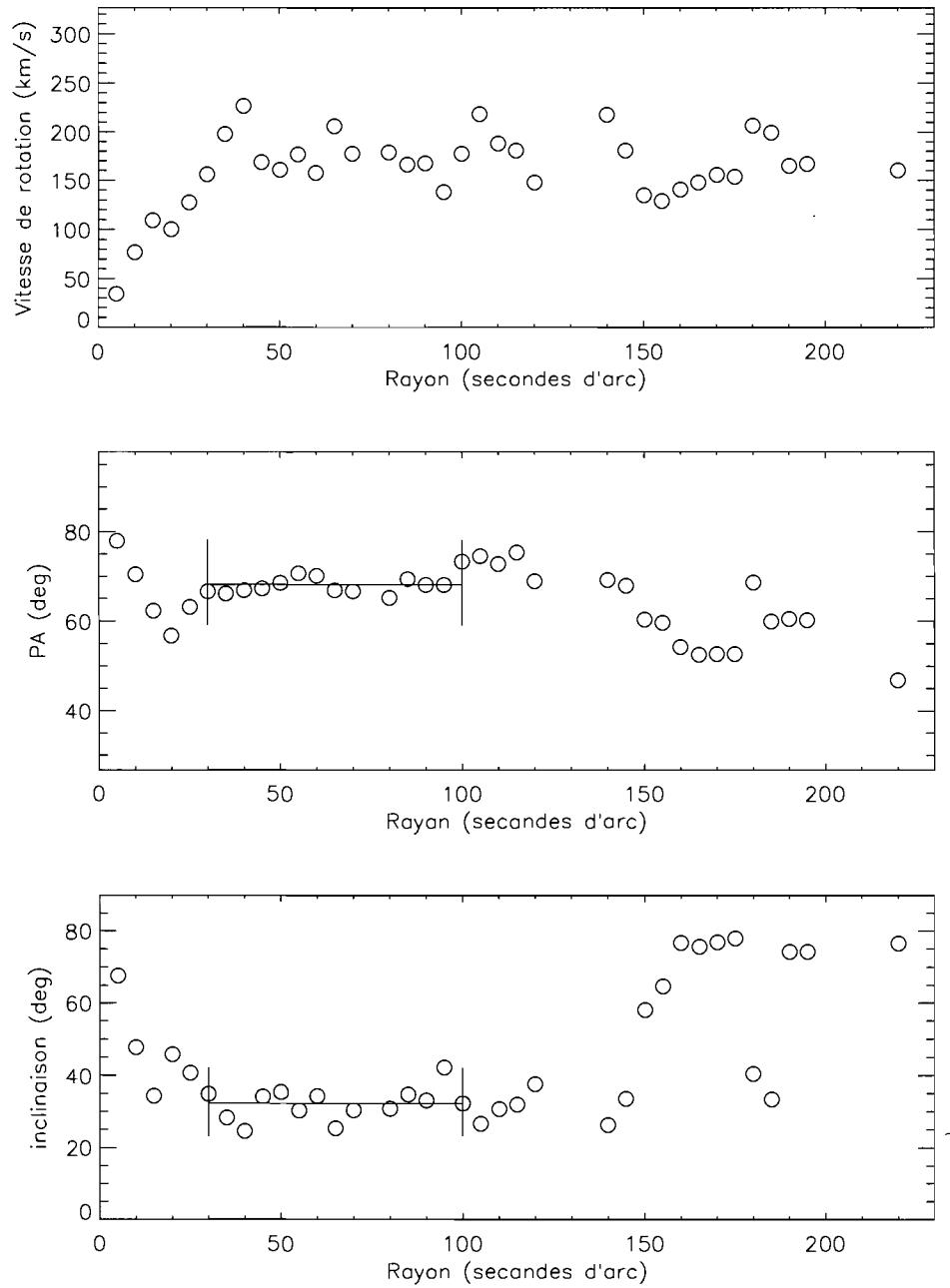


FIG. I.9 – NGC 4254. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison, et région considérée pour leur détermination.

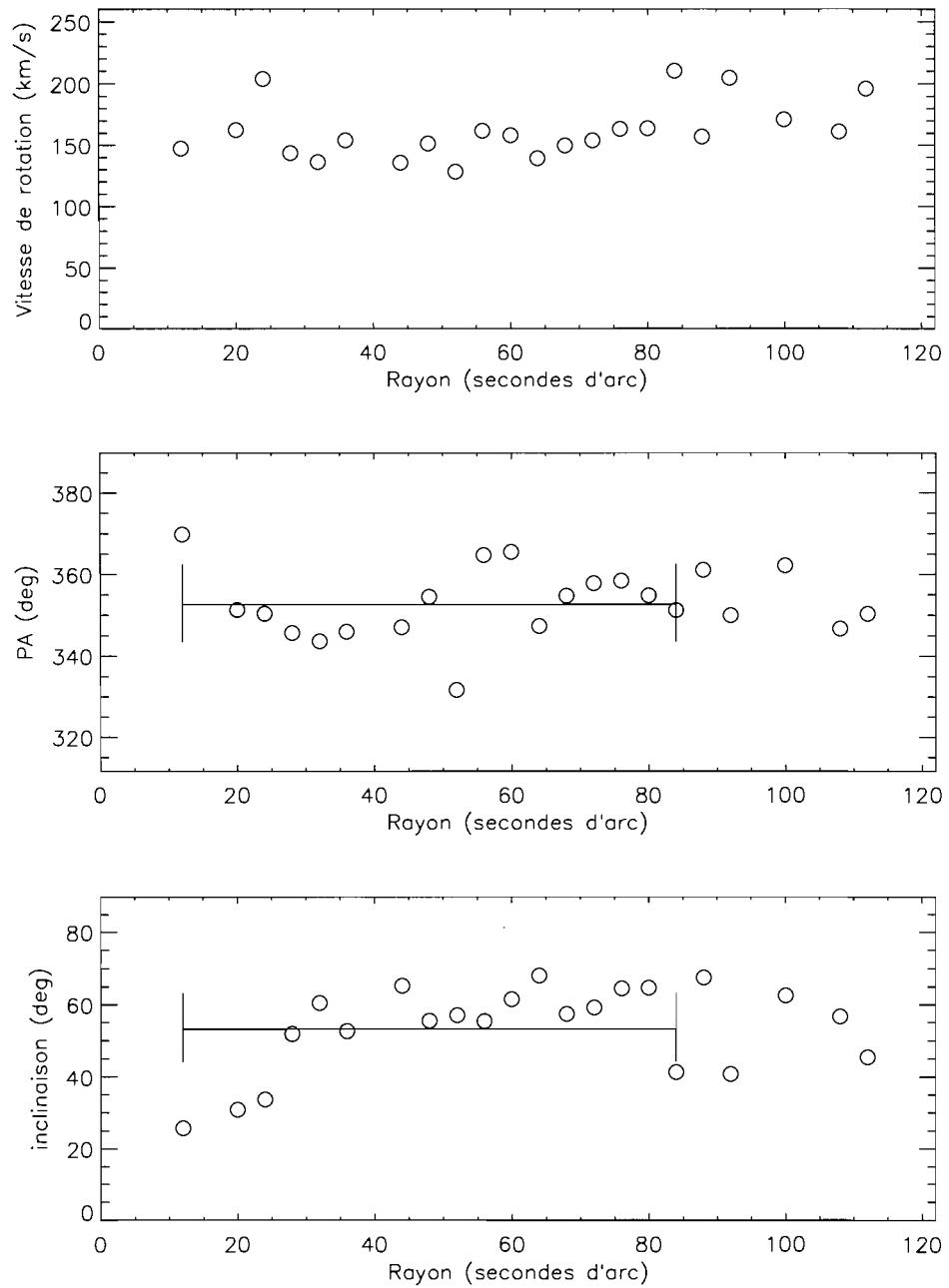


FIG. I.10 – NGC 4450. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

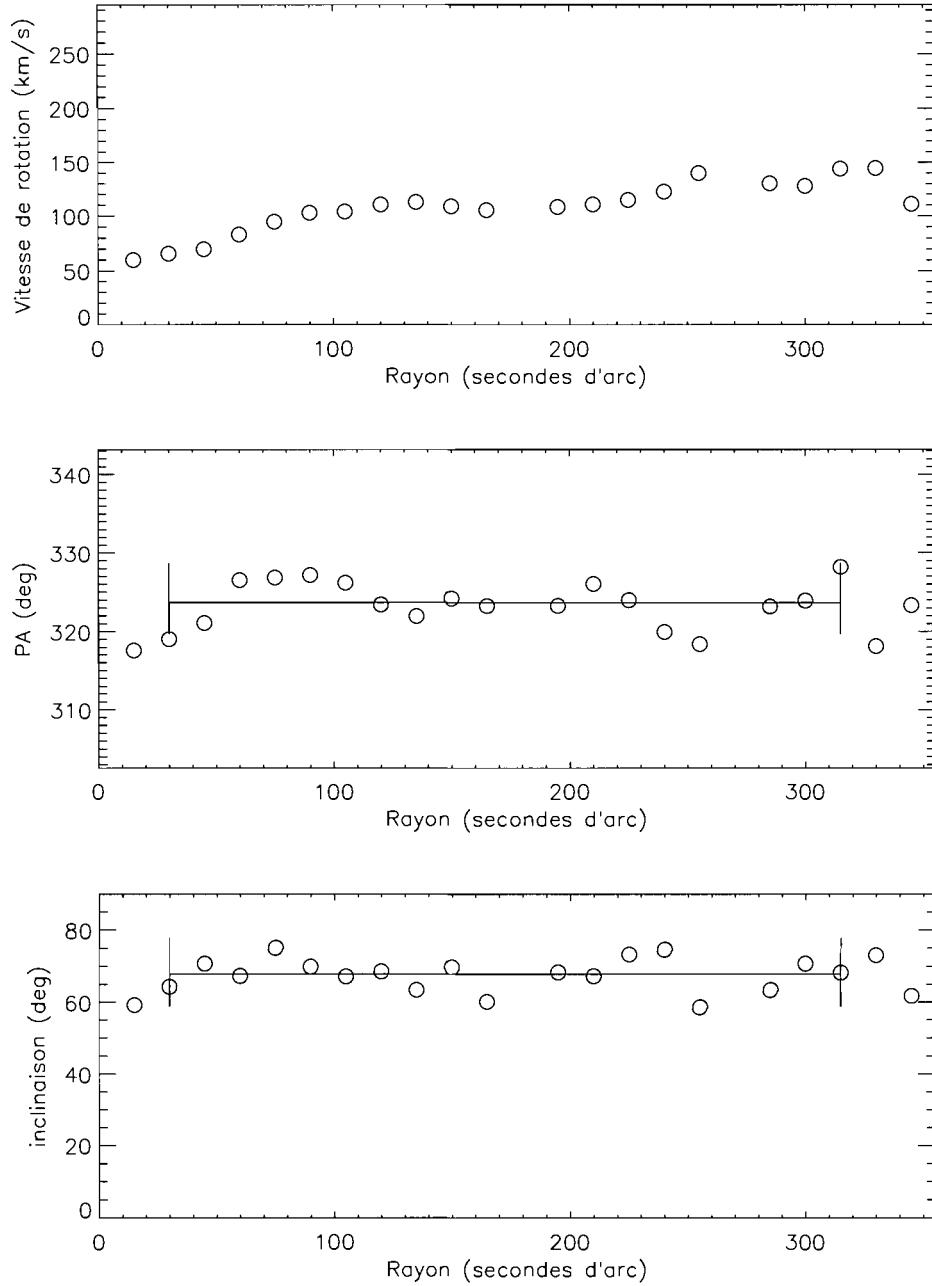


FIG. I.11 – NGC 4559. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

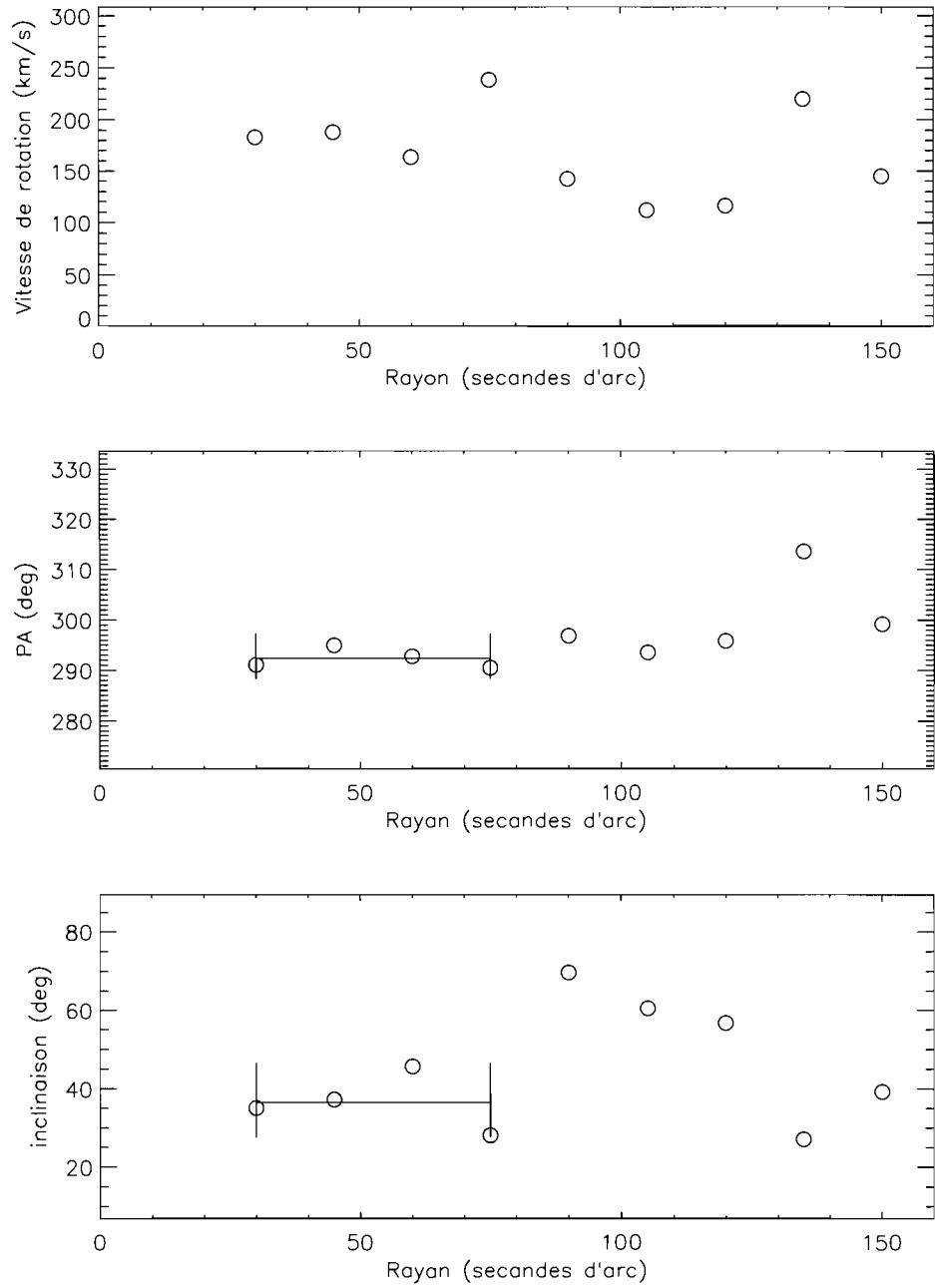


FIG. I.12 – NGC 4736. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

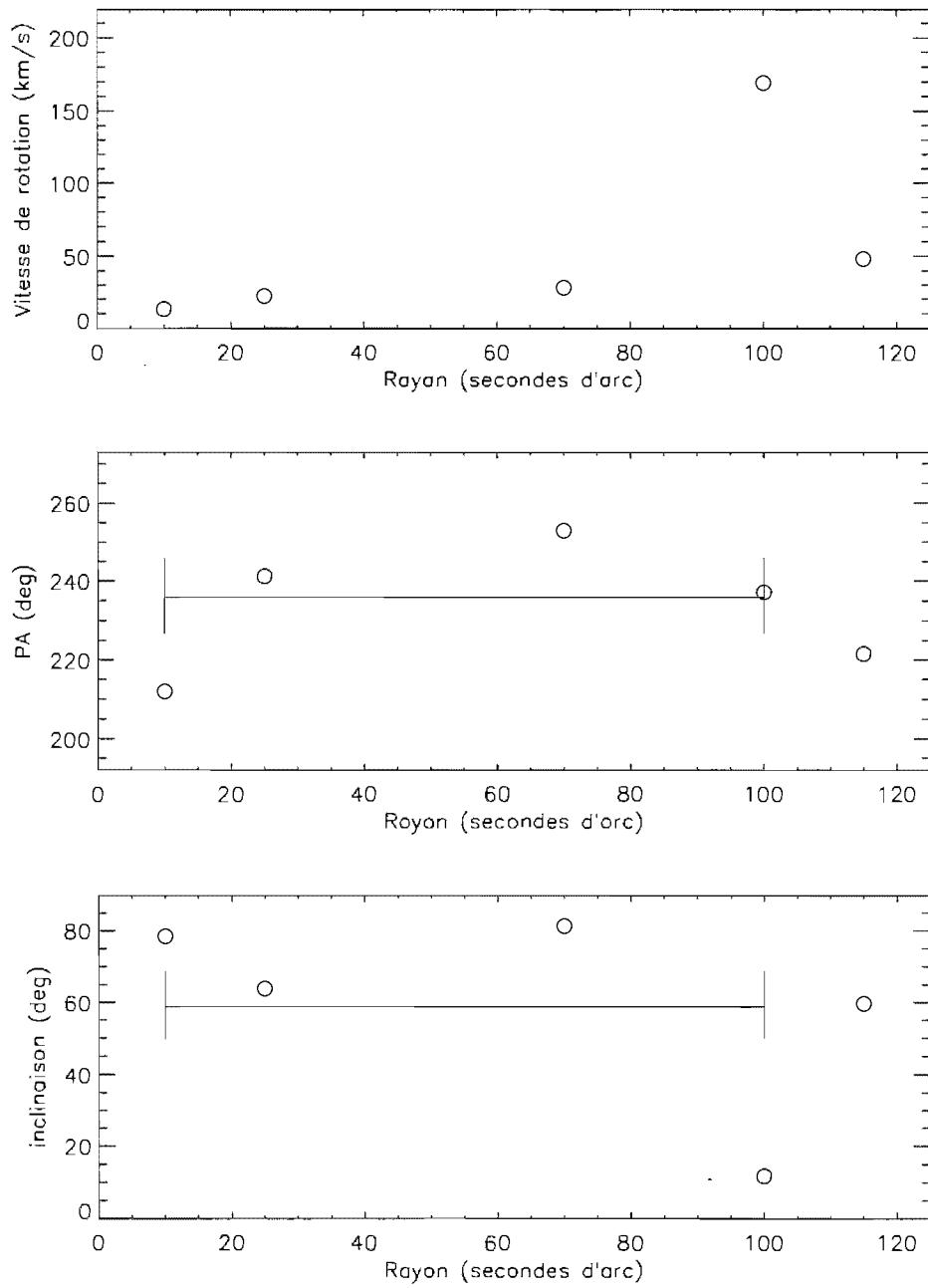


FIG. I.13 – DDO 154. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

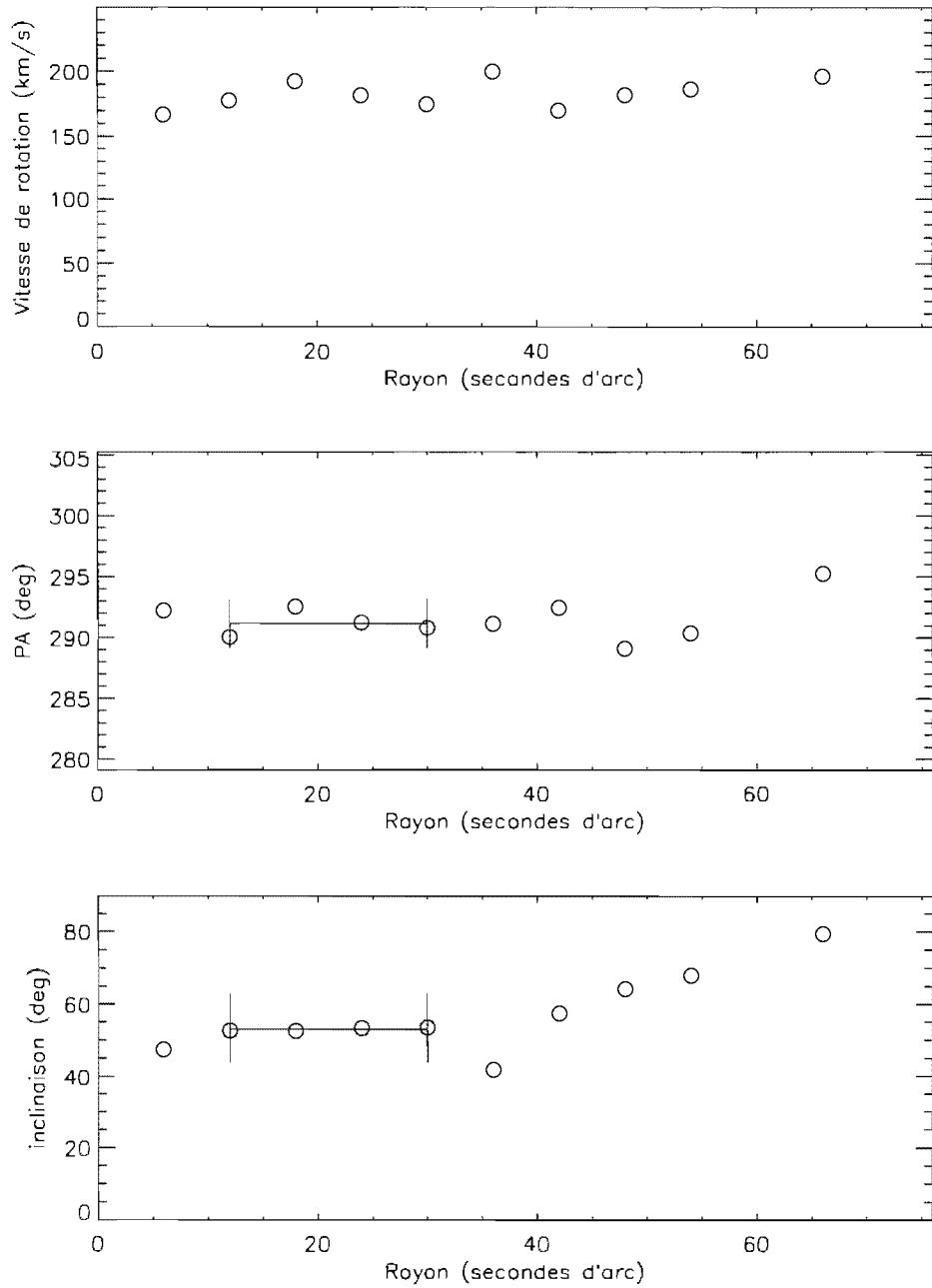


FIG. I.14 – NGC 4826. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

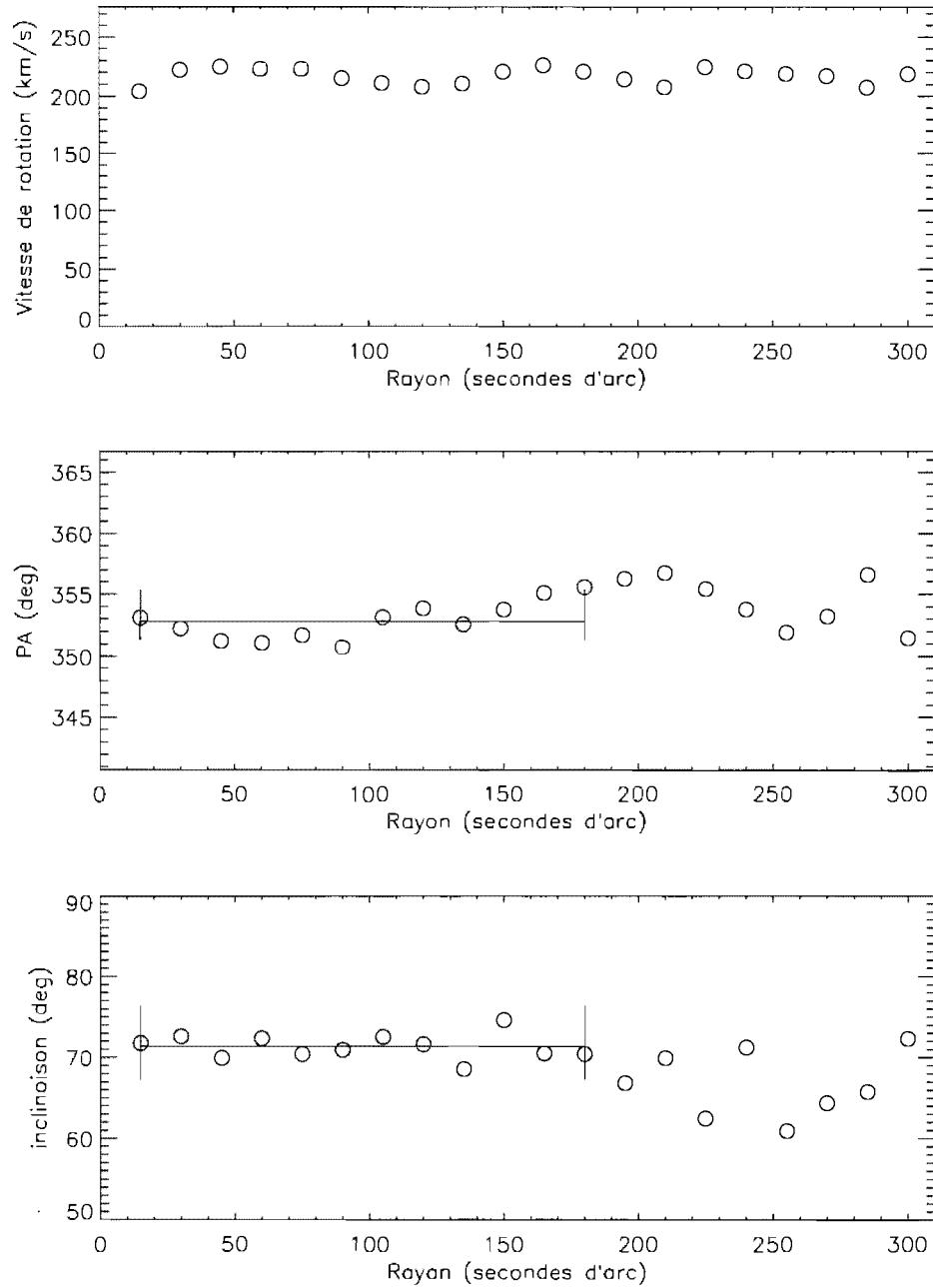


FIG. I.15 – NGC 5033. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.

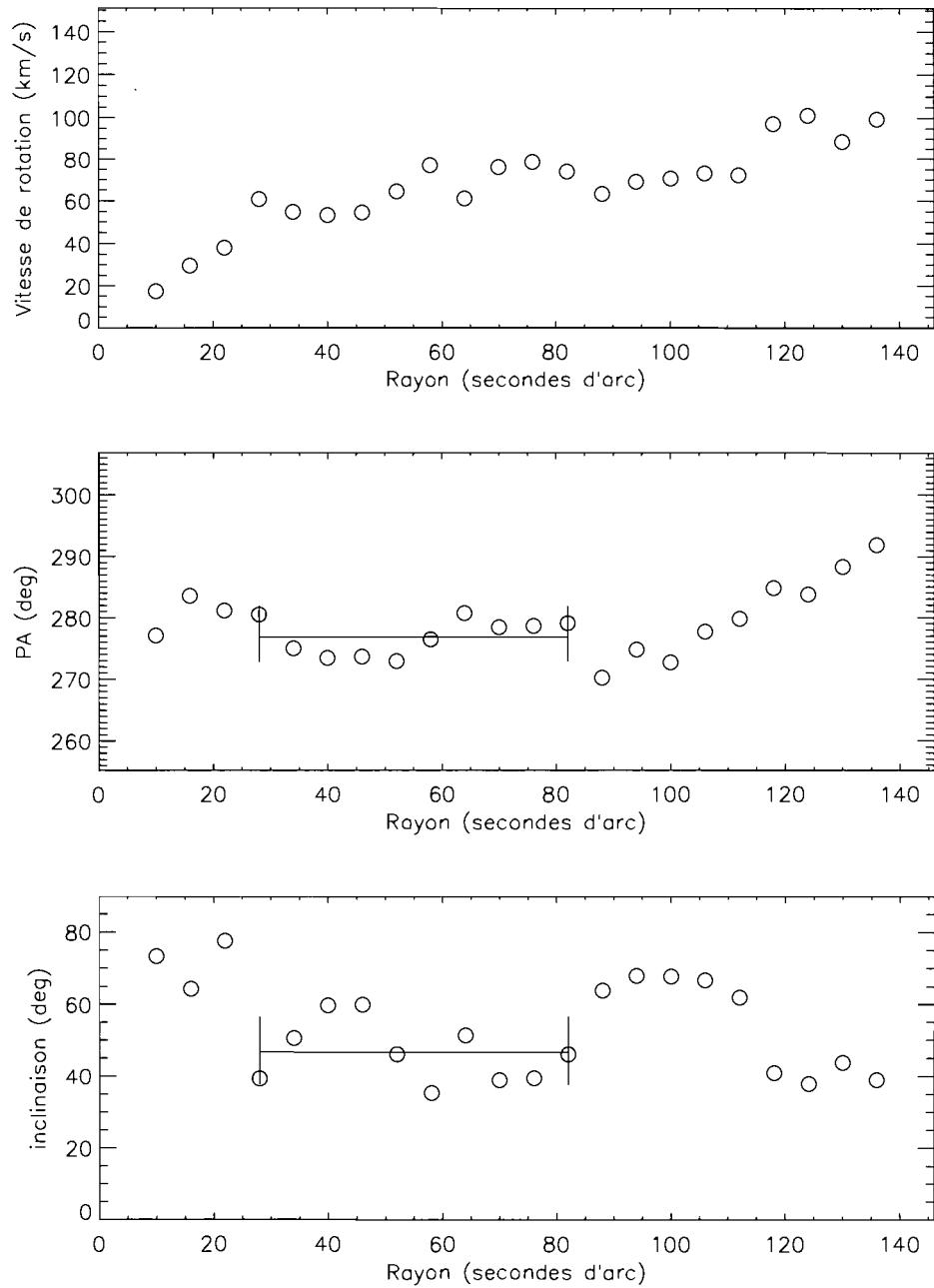


FIG. I.16 – NGC 7793. Ajustement de l'angle de position et de l'inclinaison et région considérée pour leur détermination.