



**HAL**  
open science

# L'échelle des distances extragalactiques : la relation Tully-Fisher et la constante de Hubble $H_0$

Gilles Theureau

► **To cite this version:**

Gilles Theureau. L'échelle des distances extragalactiques : la relation Tully-Fisher et la constante de Hubble  $H_0$ . Planète et Univers [physics]. Observatoire de Paris, 1997. Français. NNT : 1997OBSP0074 . tel-02153817

**HAL Id: tel-02153817**

**<https://hal.science/tel-02153817>**

Submitted on 12 Jun 2019

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

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

THÈSE DE DOCTORAT  
ASTRONOMIE FONDAMENTALE, MÉCANIQUE CÉLESTE ET GÉODÉSIE

Présentée le 15/10, 1997 à l'Observatoire de Paris  
par Gilles THEUREAU

L'ECHELLE DES DISTANCES EXTRAGALACTIQUES:  
LA RELATION TULLY-FISHER ET LA CONSTANTE DE HUBBLE  $H_0$

devant le jury composé de :

Mme. N. Capitaine	Astronome, Observatoire de Paris	Présidente
M. A. Blanchard	Professeur, Université L. Pasteur, Strasbourg	Rapporteur
M. P. Teerikorpi	Professeur, Turku Observatory, Finland	Rapporteur
Mme. L. Bottinelli	Professeur, Université Paris-Sud XI	Directrice de thèse
M. M. Capaccioli	Professeur, Osservatorio di Napoli, Italy	Examineur
M. G. Paturel	Astronome, Observatoire de Lyon	Examineur

9708SP0074

09.12.97

(043)

THE

THÈSE DE DOCTORAT  
ASTRONOMIE FONDAMENTALE, MÉCANIQUE CÉLESTE ET GÉODÉSIE

Présentée le 15/10, 1997 à l'Observatoire de Paris  
par Gilles THEUREAU

L'ECHELLE DES DISTANCES EXTRAGALACTIQUES:  
LA RELATION TULLY-FISHER ET LA CONSTANTE DE HUBBLE  $H_0$

devant le jury composé de :



Mme. N. Capitaine	Astronome, Observatoire de Paris	Présidente
M. A. Blanchard	Professeur, Université L. Pasteur, Strasbourg	Rapporteur
M. P. Teerikorpi	Professeur, Turku Observatory, Finland	Rapporteur
Mme. L. Bottinelli	Professeur, Université Paris-Sud XI	Directrice de thèse
M. M. Capaccioli	Professeur, Osservatorio di Napoli, Italy	Examineur
M. G. Paturel	Astronome, Observatoire de Lyon	Examineur

*Cette thèse est dédiée à Régine, Nicole et Jacques.*

*Ainsi qu'à la mémoire de Rolande et Lucien*

### **Remerciements**

Je tiens à remercier particulièrement Lucienne et Lucette pour la confiance qu'elles m'ont accordée dans la conduite de cette thèse, et pour les rapports chaleureux qui se sont établis entre nous.

Je remercie aussi Nicole qui m'a considérablement aidé et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler.

Je remercie Georges, Pekka, Mikko, et Stéphane, pour la qualité de nos collaborations et les liens d'amitié qui se sont tissés entre nous.

Je remercie enfin chaleureusement Michelle, Nicole H., Jean-Michel, Pierre, Jean, Eric, et plus généralement, l'ensemble du département ARPEGES et l'équipe des observateurs du RT.

# SOMMAIRE

Remerciements	1
Introduction	9
Introduction (english version)	11
1- Contexte	13
1.1. L'échelle des distances extragalactiques	13
1.1.1. La calibration primaire	13
1.1.2. La calibration secondaire	15
1.2. $H_0$ et l'âge de l'univers	17
1.2.1. Modèles de Friedman et temps de Hubble	19
1.2.2. L'âge astronomique	24
1.2.3. $H_0$ à partir de la distance de l'amas de la Vierge	25
1.2.4. $H_0$ à partir des galaxies de champ	29

<b>Première partie:</b>	
<b>L'ECHANTILLON KLUN</b>	<b>31</b>
<b>2. Paramètres photométriques</b>	<b>37</b>
2.1. Diamètres photométriques et rapports d'axes	37
2.2. Magnitudes apparentes	39
2.3. Types morphologiques	41
2.4. Complétude de l'échantillon	41
2.4.1. Méthode	41
2.4.2. Quelques éléments d'une controverse	45
2.4.3. La magnitude limite d'un échantillon sélectionné en diamètre	47
<b>3. Paramètres HI</b>	<b>53</b>
3.1. Largeur de raie 21-cm et $\log V_m$	53
3.2. Flux HI et magnitude 21-cm	54
3.3. Vitesse radiale 21-cm	61
3.4. Le programme EDS	61
3.4.1. Présentation	61
3.4.2. Bilan sommaire	62
3.4.3. Taux de détection	65
Appendice: liste des programmes d'observations HI	69
<b>4. Vitesse radiale et distance cinématique</b>	<b>71</b>
4.1. Vitesses radiales	71
4.2. L'échelle de distance cinématique	72
<b>5. L'avenir de KLUN</b>	<b>77</b>
5.1. Les galaxies DENIS/LEDA	78
5.1.1. Extraction des sources, paramètres astrophysiques	78
5.1.2. Projet de suivi HI	83
5.2. Le projet F.O.R.T.	86
<i>Annexes de la Partie 1</i>	<b>87</b>

<b>Deuxième partie:</b>	
<b>LA RELATION TULLY-FISHER</b>	<b>263</b>
<b>6. Biais de Malmquist et distances normalisées</b>	<b>267</b>
6.1. Les biais de Malmquist	267
6.2. La méthode des distances normalisées	272
6.2.1. Description	272
6.2.2. Extraction de l'échantillon non-biaisé	276
6.2.3. Estimation des paramètres de la relation TF	278
6.2.4. Influence du modèle de champ de vitesse	279
<b>7. Modélisation statistique</b>	<b>281</b>
7.1 Problématique	282
7.2. Cas de la relation directe	284
7.2.1. Pente et point zéro	284
7.2.2. Distances normalisées et méthode du plateau	285
7.2.3. Bilan des erreurs	289
7.2.3.1. Influence du champ des vitesses particulières	289
7.2.3.2. Influence des erreurs de mesures et de leurs corrélations éventuelles	290
7.2.4. Introduction de paramètres supplémentaires: relation en type, relation en brillance	291
7.2.5 L'approche bayésienne: la méthode de "correlation nulle" (S.Rauzy, 1997)	293
7.2.6. Distance d'un amas de galaxies	296
7.2.7. D'autres méthodes	298
7.2.7.1. Galaxies sosies	299
7.2.7.2. Le diagramme de Spaenhauer et la méthode d'A.Sandage	299
7.2.7.3. Distance d'amas et généralisation aux galaxies de champ: la méthode des "regroupements" de Willick (1994)	300
7.3. Cas de la relation inverse	301
7.3.1. Estimation de la pente	301
7.3.2. Estimation de $H_0$	302
7.3.3. Distance d'un amas de galaxies	304

<b>8. Effet de type, effet de brillance</b>	<b>307</b>
8.1 Estimation de la pente et du point zéro de la relation TF en fonction du type morphologique	308
8.1.1. La relation inverse	309
8.1.2. La relation directe	314
8.1.3. Remarque	318
8.2. Le diamètre photométrique $D_{25}$	325
8.3. Distribution de la masse dans les galaxies spirales	331
8.3.1. L'influence du bulbe sur la dynamique d'ensemble et la valeur de $\log V_m$ : premier modèle	336
8.3.1.1. Effet de type pour un diamètre intrinsèque fixé	336
8.3.1.2. Comparaison des rapports bulbe sur disque en masse et en luminosité	337
8.3.2. Masse et luminosité d'un disque en fonction de l'indice de couleur (B-V), de l'évolution stellaire et du contenu gazeux: second modèle	341
8.3.3. Points zéros attendus pour la relation inverse en magnitude	345
8.4. Dépendance en brillance superficielle: vers une relation TF idéale	345
8.4.1. Motivations	345
8.4.2. La relation en diamètre	351
8.4.2.1. La relation inverse	351
8.4.2.2. La relation directe	355
8.4.3. Le cas particulier de la relation en magnitude	361
8.4.4. Discussion	361
8.5. Conclusion	365
<b>9. La relation <math>M_{21}</math> vs. <math>\log V_m</math>: un outil potentiel pour l'étude de la zone d'absence</b>	<b>367</b>
<i>Annexes de la Partie 2</i>	<b>373</b>



<b>Troisième partie:</b>	
<b>CONSTANTE DE HUBBLE ET MOUVEMENTS PARTICULIERS</b>	<b>397</b>
<b>10. Calibration absolue</b>	<b>401</b>
10.1. Présentation	401
10.2. Distances céphéides et distances de groupes	403
10.3. L'échantillon "HIPPARCOS"	406
10.4. Résultats, discussion	408
10.4.1. Propriétés statistiques de l'échantillon de calibration	410
10.4.2. Effet de la métallicité	413
<b>11. La valeur de <math>H_0</math> à partir des galaxies de champ</b>	<b>417</b>
11.1. Par la relation directe	417
11.1.1. A propos du plateau	418
11.1.2. Résultats	422
11.1.3. Influence du modèle de champ de vitesse	429
11.1.4. Influence du système de correction d'extinction Galactique	430
11.1.5. Influence de la calibration primaire	431
11.1.6. Effet de la vitesse de chute du Groupe Local sur la dispersion du plateau	431
11.2. La constante de Hubble à partir des galaxies sosies de M31 et M81	432
11.3. Le cas de la relation inverse	436
11.3.1. Effet de pente	437
11.3.2. Distribution des $\log V_m$	440
11.3.3. Variation des erreurs de mesures avec la distance	442
<b>12. L'extension du domaine non-biaisé</b>	<b>443</b>
12.1. Correction de biais	444
12.2. Diagrammes de Hubble et amas de galaxies	448
<i>Annexes de la Partie 3</i>	459
<b>Conclusion générale et prospective</b>	<b>505</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>509</b>
<b>Liste des communications et publications à referee</b>	<b>518</b>

## Introduction

Ce travail porte sur la détermination des distances de galaxies spirales au moyen de la relation Tully-Fisher. Grâce à une bonne compréhension de cette relation, à la fois d'un point de vue physique et d'un point de vue statistique, il conduit, pour la première fois, à la sélection d'un échantillon dépourvu de biais portant sur près d'un millier de galaxies, et permet d'obtenir une valeur globale de la constante de Hubble.

Après un chapitre introductif qui rassemble les composantes essentielles du débat actuel sur la constante de Hubble, et l'âge de l'univers, l'exposé s'articule en trois grandes parties: la collecte des données, l'étude de la relation Tully-Fisher, et son application à la détermination de la constante de Hubble et à l'étude du champ des vitesses.

La première partie est consacrée à l'échantillon de galaxies spirales (l'échantillon KLUN: 6620 objets) qui a été collecté à partir des données de la base extragalactique LEDA, et complété par nos propres observations spectroscopiques à l'OHP, l'ESO, et au radiotélescope de Nançay. J'y décris l'ensemble des paramètres astrophysiques utilisés, ainsi que les erreurs de mesures et les corrections apportées. Une attention particulière est accordée à l'étude de la complétude de l'échantillon en magnitude et en diamètre apparent. En outre, le programme d'observations HI à Nançay (programme EDS portant sur 2700 galaxies) a donné lieu à une étude approfondie de la chaîne de réduction et du taux de détection radio, et à son interprétation en terme de fonction de sélection de l'échantillon vis-à-vis des paramètres HI. Les paramètres photométriques: magnitude apparente, diamètre isophotal, rapport d'axes, et type morphologique, sont présentés au chapitre 2. Les paramètres radios: largeur de raie 21-cm, maximum de vitesse de rotation, flux HI et magnitude 21, sont présentés au chapitre 3. Les paramètres cinématiques: vitesse radiale et distance cinématique sont présentés au chapitre 4. Cette partie se conclue par sur un chapitre (5) de prospective en matière d'observation, i.e. les extensions possible de l'échantillon KLUN, en insistant sur un futur programme clé du radiotélescope de Nançay rénové: le suivi HI du sondage DENIS en vue de la construction d'un vaste échantillon Tully-Fisher multi-fréquence en bandes *I*, *J*, et *K*, sur l'ensemble du ciel Austral accessible depuis la Sologne ( $-40^\circ \leq \delta \leq 2^\circ$ )

La seconde partie est entièrement consacrée à l'étude de notre indicateur de distance: la relation Tully-Fisher (TF). Celle-ci relie un paramètre intrinsèque tel que le diamètre linéaire, la magnitude absolue, ou la masse d'hydrogène neutre, au maximum de vitesse de rotation mesuré dans le disque d'une galaxie spirale. La relation TF ayant une nature statistique, le lecteur trouvera d'abord (Chapitre 6) une description générale des différents biais dont elle souffre (les différentes formes du biais de Malmquist), ainsi que la présentation de notre méthode des distances normalisées dont l'objectif premier est d'extraire des données un sous-échantillon non-biaisé, en prenant en compte de manière exhaustive tous les paramètres influant sur la valeur du biais à une distance donnée. Nous étudions ensuite les bases

théoriques de notre analyse empirique dans le cadre du formalisme des densités de probabilité (Chapitre 7). Nous y décrivons de manière synthétique l'ensemble des problèmes posés (relation directe/inverse, distances individuelles/distances d'amas, erreurs de mesures, influences des vitesses particulières etc...), et montrons comment les méthodes utilisées par différents auteurs apparaissent comme des variations du jeu des hypothèses (fonctions de sélection, fonctions de distribution). Le chapitre 8 est axé sur la calibration de la pente et la réduction de la dispersion interne de la relation TF (jusqu'à 30%), en prenant en compte le type morphologique ou la brillance superficielle des objets. Nous montrons en particulier que la dépendance des éléments de la relation TF vis-à-vis de ces paramètres s'exprime comme une variation de point zéro, et s'explique physiquement par les variations des rapports de masses des différentes sous-structures d'une galaxie spirale (bulbe et disque stellaires, gaz, masse noire) avec sa luminosité ou sa taille. L'utilisation de la relation TF en bande  $B$  est limitée aux régions de faible obscurcissement (régions éloignées du plan Galactique). On peut cependant utiliser la magnitude 21-cm (Flux HI) pour l'évaluation des distances: le chapitre 9 montre que cette méthode est prometteuse pour étendre l'échantillon dans la zone d'obscurcissement Galactique.

La troisième partie présente quelques applications de la relation TF aux galaxies spirales de champ, avec comme point central la détermination de la constante de Hubble  $H_0$  au moyen de l'échantillon non-biaisé le plus vaste jamais utilisé (600-900 objets). La calibration absolue de la relation TF est obtenue exclusivement au moyen de distances céphéides d'un ensemble de galaxies proches (8 à 30 objets suivant les critères utilisés), la pente ayant été estimée indépendamment à partir des galaxies de champ. Nous discutons des propriétés statistiques de ces échantillons de calibrateurs primaires, ainsi que de l'influence de la métallicité sur la relation Période-Luminosité des céphéides. Le point zéro de la relation TF étant fixé, la constante de Hubble est calculée au moyen des sous-échantillons non-biaisés extraits pour les différentes méthodes (relation en diamètre, en magnitude, prise en compte de l'effet de type, de l'effet de brillance superficielle). Sa valeur est discutée en fonction de la calibration primaire, des hypothèses sur le champ des vitesses (chute sur Virgo), et du système de correction d'extinction Galactique (Burstein-Heiles ou RC3). Nous insistons sur la cohérence des résultats à différentes échelles: distances céphéides de galaxies proches ( $\leq 20$  Mpc), distances TF des galaxies de champ ( $\leq 120$  Mpc), distances supernovae SNIa ( $\leq 600$  Mpc). Nous présentons aussi un résultat complémentaire obtenu par la méthode des galaxies sosies appliquée à deux calibrateurs M31 et M81, ainsi qu'une nouvelle méthode pour évaluer la vitesse de chute du Groupe Local en direction de l'amas Virgo. Le chapitre final introduit une nouvelle méthode de correction du biais de Malmquist, basée sur l'échelle des distances normalisées, et permettant d'étendre l'échantillon non-biaisé jusqu'à des distances de  $\simeq 200$  Mpc ( $\simeq 10000$  km s<sup>-1</sup>). Nous présentons enfin un exemple d'utilisation de ces distances corrigées: l'étude des vitesses particulières, i.e. des courbes de chute, au voisinage de quelques amas importants. Nous insistons en particulier sur les résultats observés dans les régions du supposé Grand Attracteur et de Persée- Poisson.

## Introduction (English version)

The topic of this work is the distance determination of spiral galaxies, using the Tully-Fisher relation. A good understanding of this relation, both physically and statistically, leads for the first time to the selection of a large unbiased sample containing almost thousand galaxies, and allowing a determination of a global value of the Hubble constant  $H_0$ .

This thesis is built in three main parts corresponding to three main angles of my study: the collection of the data, the study of the Tully-Fisher relation, and its application to the determination of the Hubble constant and the study of peculiar velocities.

The first chapter introduces the topic and may be seen as a review of the main components of the scientific debate. It presents the different methods of distance determination commonly used, the way the Hubble constant is generally estimated, and its relation to the question of the age of the Universe.

The first part is devoted to the sample of spiral galaxies (the KLUN sample, containing 6620 objects) which has been collected from the LEDA extragalactic data base, and complemented with our own spectroscopic observations with the ESO and OHP optical telescopes, and Nançay radiotelescope. All the astrophysical parameters used are fully described, as well as measurement errors and systematic corrections. Special attention is paid to the magnitude or diameter completeness of the sample. Moreover, our observational programme in HI (2700 galaxies observed with the Nançay RT) allowed us to study thoroughly the reduction chain, and the detection rate, leading to some understanding about the selection function in HI data. Photometrical parameters: apparent magnitude, isophotal diameter, axis ratio, and morphological type, are presented in chapter 2. Radio parameters : 21-cm line width, maximum of rotational velocity, HI flux and 21-cm magnitude, are presented in chapter 3. And kinematical parameters: radial velocities and kinematical distances, are presented in chapter 4. The last chapter of this part (5) presents some future developments of the KLUN sample. We detail the project of a key programme of the future renovated Nançay Radiotelescope: the HI follow up of new discovered DENIS galaxies.

The second part is devoted to the study of our distance indicator: the Tully-Fisher (hereafter TF) relation in  $B$ -band. This relation links an intrinsic parameter such as the absolute magnitude, the linear diameter, or the neutral hydrogen mass, to the maximum of rotational velocity measured in the disc of a spiral galaxy. The TF criterion is a statistical method which suffers from different kinds of biases. We describe in chapter 6 the different forms of the Malmquist bias and our method of normalized distances. This method allows to extract from the data an unbiased subsample, by taking into account in a rigorous way all the parameters influencing the bias at a given distance. Theoretical basis of the analysis are studied using the formalism of bayesian statistics (chapter 7). We describe in a synthesis way all the occurring problems due to the use of either the direct or the inverse TF relation, the

estimation of individual or cluster distances, the influence of measurement errors or of peculiar velocities. We show how the various methods used by various authors may be described as the consequences of different sets of assumptions (e.g. on the shape of selection or distribution functions) within a same theory. Chapter 8 is more empirical and concerns the calibration of the TF slope and the reduction of the TF internal dispersion (up to 30%), by taking into account the morphological type or the mean surface brightness. It is shown that the dependence of the TF regression with respect to these parameters occurs essentially as a zero-point variation. This effect can be physically explained by the variations of the mass ratios of the different substructures making up a spiral galaxy (stellar bulge and disc, gas, dark mass) with its luminosity or its size. Finally, chapter 9 presents an example of the use of HI-magnitudes to estimate distance: an alternative way of the TF relation especially interesting for the study of the zone of avoidance.

The third and last part presents a few applications of the TF relation to field galaxies. Its central result is the calculation of the Hubble constant  $H_0$  from the largest unbiased sample ever used (600-900 objects). The absolute calibration of the TF relation is based exclusively on cepheid distances of a set of close galaxies (8 to 30 objects, depending on the criteria used), the slope being estimated independently from field galaxies. We discuss there the statistical properties of the calibrator samples, and the influence of metalicity on the Period-Luminosity relation for cepheids. The Hubble constant is determined from different unbiased subsamples corresponding to various methods (diameter/magnitude relation, type effect, brightness effect). Its value is discussed by considering the influence of the primary calibration, the assumptions about peculiar velocities, and the extinction correction system used (Burstein-Heiles or RC3). Also, the specific problems related to the alternate use of the inverse relation, which provides us with a much higher value is discussed in details. We insist on the coherence of the results for various scales: cepheid distances of close galaxies ( $\leq 20$  Mpc), TF distances of field galaxies ( $\leq 120$  Mpc), SNIa distances ( $\leq 600$  Mpc). A additional result obtained with sosie (look-alike) galaxies of M31 and M81, as well as a new method for estimating the Local Group infall toward Virgo is presented. The last chapter (12) introduces a new method of Malmquist bias correction, based on the normalized distance scale. This method allows us to extend the unbiased domain up to 200 Mpc ( $V_{rad} \simeq 10000$  km s $^{-1}$ ) and is used to briefly study peculiar velocities, i.e. infall curves, in the vicinity of some important clusters. We particularly insist on the results obtained in the Great Attractor, and Perseus-Pisces regions.

Except the content of chapter 1, chapter 7, section 11.3 and chapter 12, the english reader may find at the end of each part, the publications related to the results and subjects discussed in the french text.

# Chapitre 1

## Contexte

### 1.1 L'échelle des distances extragalactiques

L'exploration tridimensionnelle de l'univers extragalactique repose sur une hiérarchie d'indicateurs de distances allant des parallaxes trigonométriques des étoiles proches jusqu'à la loi d'expansion de Hubble. Entre ces deux échelles extrêmes, on distingue deux grandes classes d'indicateurs de distances: les indicateurs primaires et les indicateurs secondaires. Toutes deux reposent sur le même principe: on devine la luminosité intrinsèque d'un objet par l'observation d'un paramètre  $p$  indépendant de la distance; la mesure de son éclat apparent permet alors de déduire la distance de l'objet.

#### 1.1.1 La calibration primaire

La première classe d'indicateurs de distances, que l'on qualifie de calibrateurs primaires, repose sur l'observation, dans des galaxies extérieures, d'étoiles individuelles dont on connaît bien les propriétés de par leur étude dans notre propre galaxie. On suppose dans ce cas que des étoiles similaires, i.e. montrant les mêmes propriétés, via l'observation d'un certain nombre de paramètres indépendants de la distance, possèdent la même luminosité intrinsèque quelle que soit leur distance, ou leur appartenance à une galaxie ou à une autre. Parmi ces calibrateurs, ou "chandelles standards", on peut retenir les objets suivants:

- Les étoiles pulsantes de type RR-Lyrae, dont la période de pulsation varie de 1.5 à 24 heures, et dont la magnitude absolue est de l'ordre de 0.5 à 1 magnitude.
- Les étoiles variables de type céphéide, dont la période de pulsation s'échelonne de 1 jour à 50 jours, et dont la propriété essentielle est que leur luminosité moyenne est fonction de cette période ( $P$ ) de variabilité et s'exprime par une relation linéaire  $-M = a \log P + b$ , connue sous le nom de relation Période-Luminosité. Ces étoiles ont l'avantage d'être intrinsèquement très lumineuses

et donc de pouvoir être observées relativement loin ( $\simeq 25$  Mpc avec le Télescope Spatial Hubble). Leur mécanisme de pulsation est de plus physiquement bien connu, ce qui en fait un indicateur de distance très fiable. Nous reviendrons sur la calibration de la relation Période-Luminosité au chapitre 10 de cette thèse.

- Les variables explosives de type nova, des objets aussi très lumineux qui résulteraient d'un transfert de masse entre deux étoiles binaires, et dont la luminosité au maximum d'éclat peut être reliée au taux de décroissance de leur courbe de brillance avec le temps.
- Les Supernovae de type Ia, qui sont les indicateurs primaires à plus longue portée, puisqu'elles permettent d'atteindre des vitesses de récession de  $30,000 \text{ km s}^{-1}$ , soit des distances de 600 Mpc (pour  $H_0 = 50$ ). Les supernovae de type Ia constituent une sous-classe homogène des supernovae de type I, caractérisée par leur spectre qui ne comporte dans le visible, ni les raies de l'hydrogène, ni celles de l'hélium. Elles résultent de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche composée de carbone et d'oxygène, et qui a accreté suffisamment de masse en provenance de son étoile compagnon pour atteindre la limite, dite de Chandrasekhar, maximale possible pour une naine blanche ( $1.4 M_\odot$ , i.e. 1.4 masses solaires). Leur magnitude absolue est remarquablement constante au maximum d'éclat, dont la magnitude absolue dans le visible est évaluée à  $M_v \simeq -19.48 \pm 0.2 \text{ mag}$  (Sandage, 1994). Cette valeur est calibrée à partir de l'observation de céphéides dans des galaxies contenant des supernovae SNIa. La stabilité de cette magnitude absolue maximale est liée à la source d'énergie responsable de la source de lumière: elle est due au déclin radioactif d'une masse totale de  $0.6 M_\odot$  de  $^{56}\text{Ni}$  qui se transforme en  $^{56}\text{Co}$ . Certains auteurs mettent cependant en doute cette stabilité qui pourrait dépendre de la forme de la courbe de lumière, du type spectral de l'étoile, ou du type morphologique de la galaxie hôte (Phillips, 1993; Hamuy et al. 1995).

On notera que les relations fournissant la luminosité intrinsèque de ces calibrateurs primaires ont elles aussi besoin d'être calibrées; le problème est que ces objets sont relativement rares, que l'on en trouve donc peu dans notre voisinage qui soient accessibles à des mesures de parallaxes trigonométriques. On a jusqu'à présent utilisé des méthodes indirectes comme l'ajustement de la séquence principale d'âge zéro aux diagrammes HR (magnitude-couleur) d'amas d'étoiles. Mais depuis peu, grâce aux mesures du télescope spatial HIPPARCOS, on connaît maintenant les parallaxes d'une quarantaine de céphéides proches, dont une dizaine à moins d'une milli-seconde d'arc près (Paturel et al. 1997, Feast&Catchpole, 1997). De telles mesures sont d'un intérêt capital, puisqu'elles se répercutent sur toute l'échelle de distance jusqu'à la mesure de la constante de Hubble  $H_0$  (voir partie 3).

### 1.1.2 La calibration secondaire

La seconde classe d'indicateurs de distances, les calibrateurs secondaires, reposent sur des propriétés globales des galaxies. Les principales méthodes utilisées aujourd'hui sont les suivantes:

- La relation de Tully-Fisher relie la vitesse maximale de rotation des galaxies spirales à leur luminosité ou diamètre intrinsèque par une relation linéaire du type  $-M = a \log V_m + b$ . L'étude de cette relation et ses applications, qui représentent le coeur de cette thèse, seront présentées dans l'ensemble des parties suivantes.
- La relation Faber-Jackson ou  $D_n - \sigma$ , qui comme la précédente peut être assimilée à un relation Masse/Luminosité, relie la luminosité intrinsèque des galaxies elliptiques (ou des bulbes de spirales) à la dispersion interne des vitesses mesurées au coeur des galaxies. Elle s'exprime sous la forme  $L = \alpha \sigma^\beta$  ou  $-M = a \log \sigma + b$  et possède une dispersion relativement importante d'environ 0.6 mag, qui se traduit par une incertitude de  $\simeq 30\%$  sur les distances estimées. Comme la relation Tully-Fisher, elle souffre du phénomène de biais de Malmquist (voir chapitre 6) qui induit une sous-estimation progressive des distances, s'il n'est pas correctement pris en compte. Un autre désavantage, que l'on va retrouver pour tout autre indicateur de distance s'appuyant sur les propriétés des elliptiques, est que la relation est assez mal calibrée: les elliptiques étant rares dans notre voisinage, on n'a pu jusqu'à présent y observer de céphéide. On résoud le problème en faisant l'analogie entre elliptiques et bulbes de spirales, ce qui n'est pas en soi satisfaisant. D'autres problèmes viennent du fait que l'on n'est pas sûr des effets de sélection sur le paramètre  $\sigma$ . Une queue de distribution vers les petites valeurs de la dispersion de vitesse, pourrait indiquer une contamination des échantillons Faber-Jackson par de nombreuses naines pour lesquelles l'extension du critère peut être discutable.
- La fonction de luminosité des amas globulaires apparaît sensiblement gaussienne autour d'une valeur moyenne correspondant à une luminosité constante pour toutes les galaxies. On observe en effet que pour les galaxies d'un même amas, le pic de la distribution correspond à une même magnitude apparente. La position de ce maximum, calibrée dans notre galaxie au moyen de 100 amas globulaires (Seckers, 1992) correspondrait à une magnitude absolue de  $M_v = -7.6 \pm 0.11$  mag, pour un écart type  $\sigma(M) = 1.07$ . Ce critère est intéressant car il pourrait permettre avec le Télescope Spatial Hubble d'atteindre des distances de  $\simeq 100$ -200 Mpc ( $H_0=50$ -100). Cela suppose que l'on puisse d'une part observer, sinon la distribution complète, du moins le pic de distribution, pour pouvoir ajuster la distribution observée à la distribution attendue ( $G(M_v, \sigma(M))$ ). D'autre part, des effets de couleur ou de métallicité, liés aux particularités de la galaxie hôte, peuvent modifier sensiblement la position de ce maximum.



- L'utilisation des nébuleuses planétaires comme indicateur de distances repose sur l'hypothèse que leur fonction de luminosité (pour la raie [OIII] à  $\lambda = 5007 \text{ \AA}$ ) est correctement reproduite par une relation empirique de la forme:

$$N(M) = \alpha e^{0.307M} (1 - e^{3(M_* - M)})$$

où la magnitude absolue  $M_*$ , pour laquelle  $N(M)$  s'annule, est universelle (indépendante du type morphologique, de la métallicité, de l'âge, ou de la taille de la galaxie).  $M_*$  représente la magnitude absolue de la nébuleuse planétaire la plus brillante qui puisse exister dans une galaxie. La théorie de l'évolution stellaire prévoit effectivement l'existence d'une luminosité maximale pour les nébuleuses planétaires: plus une étoile est massive (ou lumineuse), plus son évolution est rapide, et moins nous avons de chances de pouvoir observer une nébuleuse planétaire très lumineuse. Seulement, cette probabilité augmente avec la taille de l'échantillon d'étoiles, donc avec la taille de la galaxie considérée. Autrement dit, lorsque l'on fait coïncider la luminosité de la galaxie avec celle de la galaxie de calibration, le décalage observé dépend à la fois de la distance et de la différence de populations entre les deux galaxies. Du fait que la complétude n'est obtenue que pour la partie la plus brillante de la fonction de luminosité (échantillon limité en magnitude apparente), la nébuleuse planétaire la plus brillante joue un rôle crucial dans la détermination de la distance. Par simple effet de population, l'objet le plus brillant d'une classe d'objets de fonction de luminosité donnée, est plus lumineux pour une galaxie géante que pour une galaxie naine: on a ainsi plus de chance statistiquement d'observer une nébuleuse planétaire intrinsèquement très lumineuse (à faible durée de vie) dans une grosse galaxie que dans une petite galaxie. Les galaxies intrinsèquement très lumineuses ont donc tendance à nous fournir des distances trop petites. La méthode souffre donc, comme la relation Tully-Fisher ou la relation Faber-Jackson, d'un biais de type Malmquist (voir chapitre 6): plus on va loin, plus on sélectionne des galaxies intrinsèquement lumineuses, et plus les distances sont sous-estimées.

Bottinelli et al. (1991) ont mis en évidence cet effet au moyen de 6 elliptiques de l'amas Virgo où l'on avait observé des nébuleuses planétaires (qui étaient en particulier les 6 galaxies les plus brillantes de l'amas). En prenant ce biais en compte, le module de distance de Virgo passe de 14.7 Mpc (Jacoby et al. 1990) à 16.6 Mpc (Bottinelli et al. 1991).

- Une autre méthode intéressante, mais qui souffre également malheureusement d'un certain nombre de problèmes de calibration, est la méthode des fluctuations de brillance superficielles (Tonry et al. 1991). L'idée de base est d'utiliser les fluctuations de la brillance de surface d'une galaxie elliptique non résolue comme indicateur de distance. L'amplitude des variations pixel-pixel de l'image CCD d'une galaxie permet de déterminer le nombre d'étoiles

qui contribuent au flux total. Si on connaît par ailleurs la fonction de luminosité des étoiles, on en déduit la distance de la galaxie. L'application de cette méthode est cependant difficile car

- 1) s'adressant à des galaxies elliptiques, la méthode ne possède pas réellement de calibration primaire: la calibration est faite à partir du bulbe de M31 et de la très particulière galaxie naine M32.
- 2) les distances dérivées sont corrélées à la métallicité: la méthode mesure en fait une combinaison entre distance et métallicité, ce qui est attendu d'après la dépendance de la magnitude absolue des géantes rouges relativement à la métallicité.
- 3) il faut soustraire correctement du flux total la contribution des amas globulaires et des compagnons éventuels.

**Remarque:** C'est le relativement bon accord de ces deux dernières méthodes qui leur a apporté leur crédit malgré les critiques exposées ci-dessus. C'est aussi l'apparente confirmation de la faible distance qu'elles prédisent pour l'amas Virgo, par l'observation par Pierce et al. (1994) de 3 céphéides dans la galaxie spirale N4571, qui conduit à une distance de l'amas de 14.2 Mpc. Cependant, l'appartenance de N4571 à Virgo est sérieusement mise en doute: elle appartiendrait à un sous-groupe de galaxies dont le point commun est d'avoir une très faible vitesse radiale observée (autour de  $200 \text{ km s}^{-1}$ , alors que la vitesse radiale moyenne observée de Virgo est d'environ  $1000 \text{ km s}^{-1}$ ). La faible distance de N4571 explique en particulier pourquoi c'est la première galaxie "de Virgo" à avoir pu être résolue en étoiles à partir d'observations au sol. Mais nous y reviendrons dans la section suivante dans le cadre du débat sur la valeur de la constante de Hubble.

## 1.2 $H_0$ et l'âge de l'univers

La constante de Hubble mesure le taux d'expansion de l'univers. En principe, on peut la calculer à partir du rapport  $V_{cos}/d$  de la vitesse cosmologique d'une galaxie donnée (en  $\text{km s}^{-1}$ ) et de sa distance  $d$  (en Mpc). La vitesse cosmologique est déduite de la vitesse radiale observée, que l'on corrige des mouvements locaux comme l'Anomalie Locale ou la chute sur l'amas de la Vierge, pour la ramener dans le référentiel absolu du fond diffus cosmologique. Parce que les mouvements particuliers sont plutôt mal connus, on sélectionne de préférence des objets suffisamment éloignés pour que leur composante soit négligeable devant la vitesse cosmologique. La distance est obtenue de manière indépendante au moyen d'indicateurs variés (voir section précédente). La plupart de ces critères de distance souffrent de biais statistiques qui conduisent généralement à une progressive compression de l'échelle des distances extragalactiques, et par conséquent à une surestimation de la constante de Hubble  $H_0$ .

Jusqu'à présent, on ne détermine de manière fiable que les distances des galaxies proches; celles-ci nous permettent, par itérations successives, de déterminer à la

fois  $H_0$  et le champ des vitesses particulières. Au cours des dix dernières années, on a mis en évidence des mouvements particuliers systématiques, ou mouvements d'ensemble, de relativement grande amplitude, qui, s'ils sont réels, impliquent une large incertitude sur l'estimation de  $H_0$ . Dans le même temps cependant, les critères de distance se sont améliorés grâce à des bases de données de plus en plus fournies, au développement des télescopes spatiaux, et à l'avènement de la photométrie CCD. Tout ceci explique pourquoi le débat sur la constante de Hubble est encore aujourd'hui un sujet de première importance: on a multiplié par dix la profondeur des catalogues, mais on doit sélectionner des galaxies dix fois plus éloignées pour pouvoir négliger les mouvements particuliers.

Ce débat a commencé dans les années 1974-1976, lorsque Sandage et Tammann ont publié leur série de papiers "Steps toward the Hubble constant" conduisant à un intervalle de  $50\text{-}60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , bientôt suivie en 1977-1980 par une autre série de publications par de Vaucouleurs, qui trouvait pour  $H_0$  une valeur de l'ordre de  $90\text{-}100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . La discussion entre "échelle de distance longue" et "échelle de distance courte" pose un problème d'ordre cosmologique: dans tous les modèles d'univers de Friedman, caractérisés par une constante cosmologique  $\Lambda=0$ , l'âge de l'univers est au plus égal à  $H_0^{-1}$ . La connaissance de  $H_0$  est donc essentielle pour la cosmologie: si  $H_0=50$ ,  $T_u \leq 20 \cdot 10^9$  ans, si  $H_0=100$ ,  $T_u \leq 10 \cdot 10^9$  ans.

L'estimation de  $H_0$  repose sur l'estimation des distances au moyen des différents critères présentés plus haut. Ces critères reposent tous sur le même genre de principe qui consiste à deviner la luminosité intrinsèque d'un objet au moyen d'un paramètre indépendant de la distance. Ils reposent tous sur la même base: la calibration absolue des distances "céphéides" ou "RR lyrae". Il existe cependant deux autres méthodes qui fournissent des résultats entièrement indépendants en termes d'échelle de distance et de constante de Hubble. Ce sont d'une part les méthodes basées sur les lentilles gravitationnelles, et d'autre part, les méthodes qui s'appuient sur l'effet Sunyaev-Zeldovitch induit par le gaz chaud présent dans les amas de galaxies.

La théorie des lentilles repose sur la déviation du rayonnement d'une source très éloignée par un puit de potentiel gravitationnel rencontré sur la ligne de visée (déviation d'Einstein  $\alpha = \frac{4GM}{c^2 r}$ , où  $M$  est la masse du défecteur et  $r$  la distance entre le rayon incident et le centre du puit de potentiel). Typiquement, la source éloignée est un quasar, et le défecteur (ou la lentille) est un amas de galaxies. La constante de Hubble se déduit de la différence des temps d'arrivée ("time delay") entre deux ou plusieurs images de la source éloignée:

$$H_0^{-1} = \Delta t \frac{(z_s - z_d)}{\theta_{AB} \theta_s z_s z_d}$$

où  $\Delta t$  est la différence de temps qui dépend de la position de la source, de la position de son image, et du champ de potentiel gravitationnel du défecteur;  $z_s$  et  $z_d$  sont respectivement les décalages spectraux de la source et du défecteur,  $\theta_{AB}$  est l'angle qui sépare deux images de la source, et  $\theta_s$  est l'angle entre la position réelle de la source et celle du défecteur.

La valeur de la constante de Hubble déduite dépend d'une part de la qualité des images et des mesures de décalage spectral, d'autre part, de la modélisation de la source et de l'amas défecteur. En particulier, on a besoin de savoir quelle est la part de l'effet de lentille dû à la source elle-même.

On connaît aujourd'hui une trentaine de bons candidats "lentilles gravitationnelles". L'étude de QSO 0957+561 et celle de QSO 1115+080 fournissent respectivement les valeurs  $H_0 = 60 \pm 7$  et  $H_0 = 49 \pm 7$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> en posant  $\Omega=1$ . et  $\Lambda=0$ . pour le paramètre de densité et la constante cosmologique. Si on choisit  $\Omega=0.1$  ou  $\Lambda=0.9$ , on augmente  $H_0$  respectivement de 7% et 4%.

L'effet Sunyaev-Zeldovitch implique la différence entre le rayonnement émis par le gaz chaud contenu dans le milieu intergalactique d'un amas, et le rayonnement qui y est absorbé. Cela se traduit par un écart différentiel de la température effective du gaz du centre au bord de l'amas. On en obtient une cartographie par différence entre les images obtenues à différentes échelles (en faisant varier la ligne de base d'un interféromètre). En pratique, on calcule  $H_0$  en comparant les contours de l'effet Sunyaev-Zeldovitch au profil de brillance en X de l'amas. Outre qu'elle nécessite des moyens observationnels très lourds (intégration sur plusieurs dizaines de jours selon la zone à cartographier), cette méthode repose sur la connaissance a priori de la distribution de densité du gaz. Les modèles supposant le plus souvent une distribution sphérique, les résultats dépendent du degré de sphéricité réel du nuage de gaz, et de son gradient de densité du centre au bord de l'amas. Une élongation de l'amas le long de la ligne de visée introduit par exemple des biais importants. A partir de trois amas (Abel 2218, Abel 1413, et 0016+16) R.Saunders et al. (1997) ont obtenu respectivement  $H_0 = 38_{-12}^{+17}$ ,  $H_0 = 47_{-12}^{+18}$ , et  $H_0 = 56_{-13}^{+18}$ , soit une valeur moyenne  $\langle H_0 \rangle = 46_{-7}^{+11}$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>.

La figure 1.1 et la Table 1.1 présentent les valeurs de la constante de Hubble obtenues récemment par différentes méthodes et différents auteurs (résultats présentés au workshop "How far can you go?" les 25-27 Juin 1997). Toutes ces méthodes s'accordent aujourd'hui sur une valeur de  $H_0 = 60 \pm 10$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>.

### 1.2.1 Modèles de Friedman et temps de Hubble

L'approche moderne du problème cosmologique par les méthodes de la relativité générale explique la loi de Hubble par le concept d'un univers évolutif. Dans un modèle d'univers non- statique à espace temps variable, la loi de Hubble existera en effet, même si toutes les galaxies sont comobiles avec le système de coordonnées, i.e. si leur énergie cinétique est nulle, aux mouvements propres près.

La métrique non-statique la plus générale est la métrique de Robertson-Walker qui s'écrit:

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

où  $r$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  sont les paramètres "spatiaux" et  $t$  le "temps". La fonction  $R(t)$

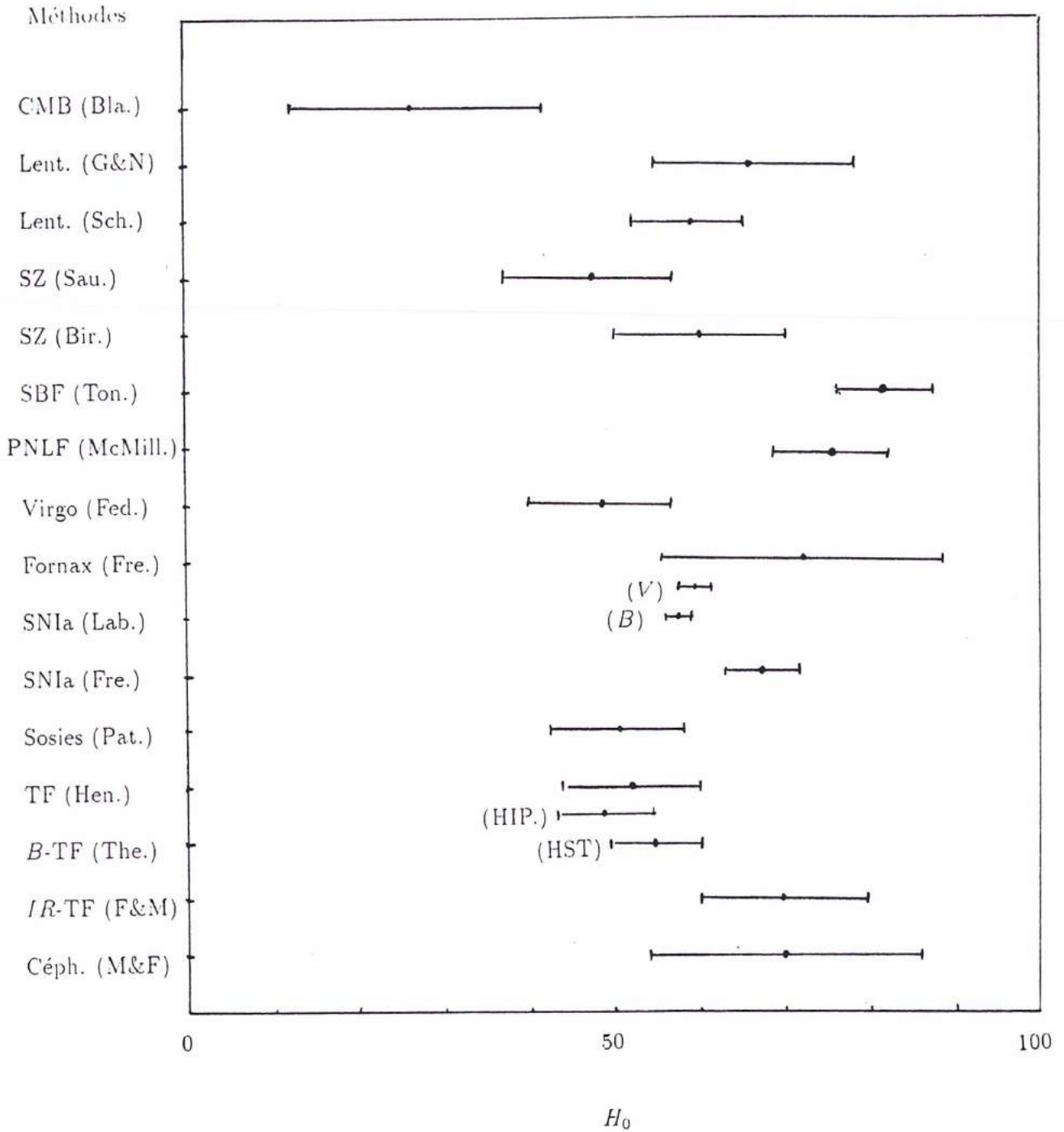


Figure 1.1: Valeurs de la constante de Hubble données par les protagonistes du workshop "How far can you go" (Strasbourg, Juin 1997)

Table 1.1: Valeurs de la constante de Hubble obtenue par différentes méthodes et différents auteurs. Résultats présentés au workshop "How far can you go" (Strasbourg, 25-27 Juin 1997)

Méthode	Auteur	$H_0$ (km s <sup>-1</sup> Mpc <sup>-1</sup> )
Céphéides (LMC)	Madore	$70 \pm 16$
Tully-Fisher (IR)	Madore&Freedman	$70 \pm 10$
Tully-Fisher (+ céphéides HST)	Hendry	$52 \pm 8$
Tully-Fisher (+ céphéides HST)	Theureau	$55 \pm 5$
Tully-Fisher (+ HIPPARCOS)	Theureau	$49 \pm 6$
Sosies (M31, M81, + HIPPARCOS)	Paturel	$51 \pm 8$
Virgo (Tully-Fisher)	Federspiel	$56 \pm 7$
Fornax (3 SN Ia + Tully-Fisher)	Freedman	$72 \pm 16$
SN Ia	Freedman	$67 \pm 10$
SN Ia (bande $B$ )	Labhart	$57 \pm 2$
SN Ia (bande $V$ )	Labhart	$59 \pm 2$
PNLF	(McMillan et al. 1993)	$75 \pm 8$
SBF	(Tonry et al. 1997)	$81 \pm 6$
Lentilles	(Grogyn&Narryan)	$63 \pm 12$
Lentilles	Schechter	$55 \pm 7$
SZ (8 amas)	Birkinshaw	$60 \pm 10$
SZ (3 amas)	Saunders	$46^{+11}_{-7}$
CMB	Blanchard	$\leq 50$ ( $2 \sigma$ )

représente le rayon de l'univers au temps  $t$ .

- si  $k=1$ , l'univers est à géométrie sphérique, et l'espace est fini.
- si  $k=-1$ , l'univers est à géométrie hyperbolique, et l'espace est à chaque instant ouvert et infini.
- si  $k=0$ , l'univers est à géométrie parabolique, et l'espace est aussi ouvert et infini, mais il est à chaque instant isométrique à un espace plat Euclidien.

C'est la densité massique de l'univers qui détermine son type de géométrie. Une forte densité courbe l'espace au point de le refermer sur lui-même en un modèle sphérique; toute densité plus faible qu'une certaine densité critique  $\rho_c$  (univers parabolique) conduit à un modèle hyperbolique infini.

La détermination de la fonction de métrique  $R(t)$  permet de décrire l'évolution de l'univers au cours du temps. L'application des équations d'Einstein à la métrique de Robertson-Walker conduit aux deux équations différentielles suivantes:

$$8\pi Gp = -\frac{k}{R^2} - \frac{\dot{R}^2}{R^2} - 2\frac{\ddot{R}}{R} + \Lambda \quad (1.1)$$

$$\frac{8\pi G}{3}\rho = \frac{k}{R^2} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{\Lambda}{3} \quad (1.2)$$

auxquelles on ajoute l'intégrale première:

$$\frac{d}{dR}(\rho R^3) + 3pR^2 = 0 \quad (1.3)$$

où  $p$  est la pression du fluide de galaxies,  $\rho$  la densité de la matière, et  $\Lambda$  la constante cosmologique.  $\dot{R}$  et  $\ddot{R}$  représentent respectivement les dérivées première et seconde du rayon de l'univers  $R(t)$  par rapport au temps.

On définit:

- $H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$  la "constante" de Hubble à l'instant  $t$ , i.e. le taux d'expansion à l'instant  $t$
- $q(t) = -\frac{\ddot{R}(t)R(t)}{\dot{R}^2} = -\frac{\ddot{R}(t)}{\dot{R}(t)}\frac{1}{H^2(t)}$ , le paramètre de décélération
- $\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c}$ , le paramètre de densité

Si on suppose que l'univers est homogène et isotrope (principe cosmologique), le modèle est entièrement défini par trois paramètres qui sont: la valeur de la constante cosmologique  $\Lambda$ , la valeur actuelle de la constante de Hubble  $H(t_0) = H_0$ , et la valeur actuelle du paramètre de densité  $\Omega(t_0) = \Omega_0$  (ou du paramètre de décélération actuel  $q_0$ ). On considère généralement que la pression  $p$  du fluide de galaxie est nulle, ce qui implique d'après les équations (1.1) et (1.2) que  $qH^2 = \frac{4\pi}{3}\rho_c\Omega$ , et donc que  $q_0$  et  $\Omega_0$  sont inter-changeables.

Dans les modèles de Friedman caractérisés par une constante cosmologique nulle ( $\Lambda = 0$ ), l'expansion se ralentit au cours du temps; il en résulte que l'âge  $t_0$  de l'univers est toujours inférieur au temps de Hubble  $t_H = H_0^{-1}$ .

Les conditions  $\Lambda = 0$  et  $p = 0$  impliquent en effet les relations suivantes:

- l'équation (1.3) devient  $\frac{d}{dR}(\rho R^3) = 0$ , et donc  $\rho R^3 = \text{const.} = \rho_0 R_0^3$ , d'où:

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (1.4)$$

- de plus, d'après les équations (1) et (2) on obtient pour  $t = t_0$ :

$$q_0 H_0^2 = \frac{4\pi G}{3} \rho_0 \quad (1.5)$$

$$\frac{k}{R_0^2} = -\frac{\dot{R}_0^2}{R_0^2} - 2\frac{\ddot{R}_0}{R_0} = (2q_0 - 1)H_0^2 \quad (1.6)$$

On en déduit:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 - \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 (2q_0 - 1)H_0^2$$

soit:

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = R \left[ \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 - \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 (2q_0 - 1)H_0^2 \right]^{\frac{1}{2}} =$$

$$H_0 R_0 \frac{R}{R} \left[ 2 \left( \frac{4\pi G}{3} \rho_0 \frac{1}{H_0^2} \right) \frac{R_0}{R} - 2q_0 + 1 \right]^{\frac{1}{2}} =$$

$$H_0 R_0 \left( 2q_0 \frac{R_0}{R} - 2q_0 + 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

d'où

$$dt = \frac{1}{H_0} \frac{dR}{R_0} \left( 2q_0 \frac{R_0}{R} - 2q_0 + 1 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

et

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \frac{1}{H_0} \int_{R(t=0)}^{R_0} \frac{1}{R_0} \left( 2q_0 \frac{R_0}{R} - 2q_0 + 1 \right)^{-\frac{1}{2}} dR$$

On a donc bien  $t_u = t_0 \leq H_0^{-1}$ .



$H_0$ (km s <sup>-1</sup> Mpc <sup>-1</sup> )	100	80	70	50
$t_H$ (10 <sup>9</sup> ans)	10	12.5	14.3	20
$t_u$ (10 <sup>9</sup> ans)	6.7	8.5	9.5	13.5

Table 1.2: Valeur de l'âge de l'univers en fonction de différentes valeur de la constante de Hubble

Dans le cadre du modèle standard correspondant à  $\Omega_0=1$  et donc  $k=0$ , on a (d'après l'équation (1.6))  $q_0 = \frac{1}{2}$  et:

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_{R(t=0)}^{R_0} \frac{1}{R_0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{-\frac{1}{2}} dR$$

soit, en posant  $x = \frac{R}{R_0}$  et  $R(t=0)=0$  :

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^1 \frac{1}{R_0} \sqrt{x} R_0 dx = \frac{1}{H_0} \left[ \frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right]_0^1 = \frac{2}{3} \frac{1}{H_0}$$

La Table 1.2 donne des exemples du temps de Hubble  $t_H$  et de l'âge de l'univers  $t_0 = t_u$  pour différentes valeurs de la constante de Hubble.

Si  $\Omega_0$  est plus grand que 1, l'âge obtenu est inférieur, si  $\Omega_0$  est plus petit que 1, il est supérieur tout en restant inférieur au temps de Hubble. On remarquera que si la constante cosmologique n'est pas nulle (modèles de de Sitter), ces valeurs sont changées dans un sens ou dans un autre suivant le signe de  $\Lambda$ .

### 1.2.2 L'âge astronomique

Le Big Bang a produit de l'hydrogène, de l'hélium, et des traces de lithium, mais tous les atomes plus lourds sont créés par fusion thermonucléaire dans le coeur des étoiles. Les éléments lourds sont ensuite dissipés dans l'espace interstellaire par les vents des étoiles évoluées et les explosions de supernovae. Ainsi, en moyenne, plus une étoile s'est formée tôt dans l'histoire de l'univers, moins elle contient d'éléments lourds, parce que le gaz à partir duquel elle s'est formée n'a pas eu le temps d'être enrichi en ces atomes.

C'est dans les amas globulaires que l'on trouve les plus vieilles étoiles; leur métallicité, i.e. l'abondance des éléments plus lourds que l'hélium, est extrêmement faible. Leur âge est obtenu en confrontant les caractéristiques de leur population aux modèles d'évolution stellaire.

Les étoiles constituent une horloge relativement précise. Pour une composition chimique donnée, leur température de surface, leur luminosité, et leur durée de vie, ne dépendent que de leur masse initiale. Dans un diagramme de Hertzsprung-Russel (diagramme couleur-magnitude), une étoile passe un certain temps sur la séquence principale d'âge zéro, puis évolue vers les branches des géantes ou supergéantes rouges. Cette évolution est d'autant plus rapide que l'étoile est massive. Ainsi, dans

un amas où toutes les étoiles ont le même âge (elles se sont formées en même temps, à partir de la fragmentation du même nuage de gaz), toutes les étoiles plus massives qu'une certaine masse (qui dépend de la composition chimique de l'amas) ont quitté la séquence principale. Si on connaît la distance de l'amas et sa métallicité (i.e. sa composition chimique), on déduit de la position du coude de la séquence principale ("Main Sequence Turn-Off"), l'âge de l'amas. Les résultats très récents obtenus par le satellite HIPPARCOS ont semé le doute chez les théoriciens de l'évolution stellaire; on a constaté en effet que des amas de même métallicité apparaissaient avec des séquences principales très nettement différentes. Des effets comme des mécanismes de diffusion particuliers pourraient compliquer les modèles communément admis. Les résultats qui reposent sur l'ajustement de la séquence principale sont donc à prendre avec prudence.

On voit que l'âge des étoiles est lié à la connaissance de leur distance, qui repose essentiellement sur la calibration de la magnitude absolue des étoiles de type RR-Lyrae et de la relation Période-Luminosité des céphéides (voir section 1). On adoptait jusqu'à présent pour les plus vieilles étoiles des amas globulaires, un âge de  $14 \pm 2 \cdot 10^9$  ans. Selon certains, la nouvelle calibration HIPPARCOS (voir chapitre 10) pourrait revoir cette valeur à la baisse, soit  $\simeq 11 \cdot 10^9$  ans. Cette valeur est en meilleur accord avec l'âge déduit de la constante de Hubble, dont la valeur la plus probable est aujourd'hui dans la fourchette  $50\text{-}70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

On remarquera cependant qu'à cet âge des plus vieilles étoiles, il faut ajouter le temps de gestation des amas globulaires (i.e. des galaxies), pour obtenir l'âge de l'univers proprement dit. Une façon d'estimer ce temps de gestation est de déterminer, à partir de leur décalage spectral, l'intervalle de temps qui nous sépare des plus vieux puits de potentiel qui ont pu par la suite devenir des galaxies. On sait que les plus lointains Quasars ont un décalage spectral de l'ordre de 4.0, qui correspond à un regard vers le passé de 0.80 ou 0.91  $t_u$  ( $t_u$  est l'âge de l'univers) suivant la valeur du paramètre de densité  $\Omega$ . Le temps de gestation des galaxies ne devrait pas dépasser 20% ( $\Omega_0=0$ ) ou 9% ( $\Omega_0=1$ ) de l'âge de l'univers. On obtiendrait finalement un âge de l'univers compris entre 13.2 et 15 milliards d'années.

### 1.2.3 $H_0$ à partir de la distance de l'amas de la Vierge

Dans un amas de galaxies, on applique la relation d'expansion de l'univers  $V_{cos} = H_0 \langle d \rangle$ :

- $\langle d \rangle$  est la valeur moyenne des distances individuelles des membres de l'amas, supposées toutes égales entre elles si on néglige la profondeur de l'amas (aux erreurs de mesures près).
- $V_{cos}$  se déduit de la valeur moyenne des vitesses radiales des galaxies de l'amas.

L'amas de galaxies le plus proche de nous est l'amas de la Vierge ou amas Virgo; c'est le seul amas dans lequel on a pu jusqu'à présent mesurer des céphéides. Il

existe en effet pour cet amas les distances céphéides de cinq galaxies spirales: quatre issues de mesures du HST (N4321, N4496A, N4536, et N4639; par respectivement Freedman et al. 1995, Saha et al. 1996b, Saha et al. 1996a, et Sandage et al. 1995) et une obtenue depuis le sol au CFHT pour N4571 (Pierce et al. 1994).

L'estimation de  $H_0$  à partir de Virgo doit faire face à trois difficultés:

- 1) l'estimation de sa vitesse cosmologique à partir d'une vitesse moyenne observée, corrigée des mouvements particuliers comme la chute de notre propre Groupe Local dans sa direction, vitesse que l'on ne connaît pas a priori.
- 2) l'effet de profondeur et la reconnaissance des membres effectifs de l'amas.
- 3) l'établissement d'une distance moyenne, dont la détermination peut être biaisée (biais de Malmquist), et qui en tout cas, pour être statistiquement fiable, requiert un échantillon d'au moins une douzaine de membres sélectionnés aléatoirement dans l'amas.

La valeur moyenne des vitesses radiales observées de l'amas Virgo est estimée à  $1000 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ ; cette valeur, généralement admise par tous, a été calculée au moyen de 361 galaxies appartenant aux régions centrales de l'amas (voir Bingelli et al. 1993). La composante radiale de la vitesse de chute du Groupe Local en direction de Virgo est évaluée par diverses méthodes, qui aboutissent à la fourchette 100-400  $\text{km s}^{-1}$ . La vitesse cosmologique de Virgo serait donc comprise entre 1100 et 1400  $\text{km s}^{-1}$ . On notera toutefois qu'un certain nombre d'auteurs (Sandage 1994a, Kraan-Korteweg 1986, et Theureau et al. 1997b) s'accordent autour d'une valeur plus précise de la vitesse de chute du Groupe Local de  $200 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$ , soit une vitesse cosmologique pour Virgo de  $1200 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ . Cette dernière valeur est en parfait accord avec une détermination indépendante de cette vitesse dans le référentiel de Mach défini par 14 amas lointains ( $4000 \leq cz \leq 11,000 \text{ km s}^{-1}$ ) supposés au repos dans le référentiel du fond diffus cosmologique. A partir des modules de distance relatifs entre Virgo et ces amas, on aboutit à  $V_{cos}(Virgo) = 1178 \pm 32 \text{ km s}^{-1}$ . (Jergen&Tammann, 1993).

La structure de l'amas de la Vierge est plus complexe qu'il n'y paraît. L'étude du VCC (Virgo Cluster Catalogue, Bingelli et al. 1985), qui contient une liste de 1851 membres probables de l'amas, montre que Virgo est en fait constitué d'un certain nombre de sous-groupes dont deux concentrations dominantes A et B séparées d'environ  $4^\circ$  en déclinaison. On y distingue aussi l'extension Ouest ou concentration "b" de Shapley&Ames (1929), située en arrière plan par rapport à l'amas, et l'extension Sud-Est ou nuages W et W' de de Vaucouleurs (1961), région hétérogène, plutôt en arrière plan, mais qui pourrait contenir quelques membres de l'amas. Finalement, la plupart des membres se trouveraient à l'intérieur d'un rayon de  $7.5^\circ$  autour du centre du sous-amas A, légitimant l'hypothèse de sphéricité qu'on utilise généralement. Si l'on se restreint aux galaxies elliptiques, on trouve une distribution

beaucoup plus ramassée, presque 5 fois moins étendue que la distribution des spirales (Fig. 1.2).

Si l'on se restreint aux seules mesures de distances céphéides, on trouve un éventail de distances comprises entre  $14.2 \pm 1.2$  Mpc et  $25.1 \pm 2.5$  Mpc pour N4571 et N4639 respectivement; les trois autres se distribuent autour de  $\simeq 17-18$  Mpc. On notera que les quatre premières galaxies (voir liste plus haut) ont été sélectionnées pour leur capacité à être résolues en étoiles, une propriété qui requiert une distance la plus faible possible; la dernière (et la plus éloignée) a été sélectionnée parce qu'elle contenait une supernova de type Ia (voir section 1), donc sur un critère indépendant de la distance. On notera de plus que la plus proche, N4571, est la seule où l'on ait pu mesurer des céphéides depuis le sol.

En fait, l'appartenance de N4571 à Virgo a été fortement mise en doute: elle ferait plutôt partie d'un sous-groupe de Virgo, situé à plus courte de distance que le coeur de l'amas proprement dit. On constate en effet que toutes les galaxies de ce groupe ont de très faibles vitesses radiales ( $200 \text{ km s}^{-1}$  pour N4571, et même des vitesses négatives pour certains autres membres), beaucoup plus faibles que la vitesse moyenne de  $1000 \text{ km s}^{-1}$  observée pour Virgo. D'après Teerikorpi et al. (1992), ce groupe chuterait depuis l'arrière de l'amas et se trouverait aujourd'hui à l'avant, avec une vitesse d'ensemble dirigée vers nous. Cette interprétation est renforcée par la déficience en hydrogène neutre observée dans ces galaxies (N4571 en particulier), qui résulterait des effets de marée rencontrés lors de la traversée du coeur de Virgo.

On soupçonne de la même manière, étant donnée la dépendance du critère de sélection avec la distance, que les galaxies N4321 (M100), N4496A, et N4536, sont des objets de la face avant de Virgo, entraînés de chuter vers son centre (d'où une vitesse radiale observée relativement élevée, de l'ordre de  $1500 \text{ km s}^{-1}$ ). L'estimation de  $H_0$  à partir de ces objets ne peut donc que nous fournir des résultats douteux, puisqu'on ne peut raisonnablement désigner aucun d'eux comme représentant de la distance de l'amas proprement dit. En sous-estimant la distance de Virgo en lui affectant la distance de ces galaxies, on surestime  $H_0$  et on sous-estime donc l'âge de l'univers.

Il est pourtant nécessaire de revenir sur un certain nombre de ces résultats qui ont défrayé la chronique au cours de ces trois dernières années en présentant une valeur "enfin précise" de la constante de Hubble et donné lieu à des annonces dans la grande presse du type: "l'univers n'aurait que 8 milliards d'années, ce qui le rendrait plus jeune que ce qu'il contient ...". Les deux campagnes en question sont liées à la détermination des distances céphéides de N4571 et M100 (N4321) donnant respectivement pour Virgo une distance de 14.2 Mpc et 17.1 Mpc. Les premiers auteurs ont utilisé pour  $V_{cos}(Virgo)$  une vitesse de  $1300 \text{ km s}^{-1}$  et ont déterminé la valeur de  $H_0 = 87 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Les seconds ont choisi  $V_{cos}(Virgo) = 1400 \text{ km s}^{-1}$  et annoncé  $H_0 = 82 \pm 17 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , en soulignant le bon accord de cette détermination avec la précédente. D'où un âge de l'univers de  $8 \cdot 10^9$  ans. La présentation des résultats a évacué la différence de distance des deux galaxies, ainsi que la différence entre les vitesses cosmologiques choisies pour ces deux déterminations de  $H_0$ . En choisissant

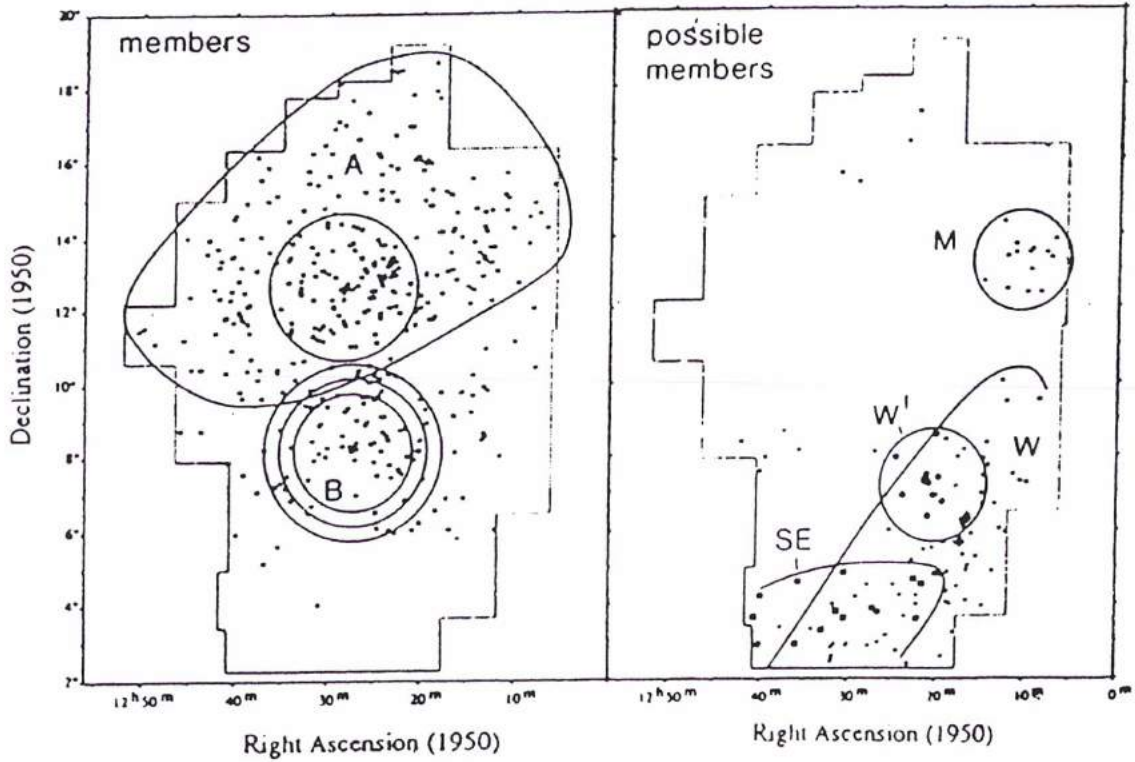


Figure 3. a) Certain and probable Virgo Cluster members and the outline of “A small” (circle containing M87) and the potato-shaped “A big” and of regions “B” (circles of radius 1°6, 2°0, and 2°4 about NGC 4472). b) Possible members of the Virgo Cluster and the outline of the background concentrations M, W, and W'. Also shown is the “Southern Extension” (SE). Big symbols are probable background galaxies. (From Binggeli et al. 1993).

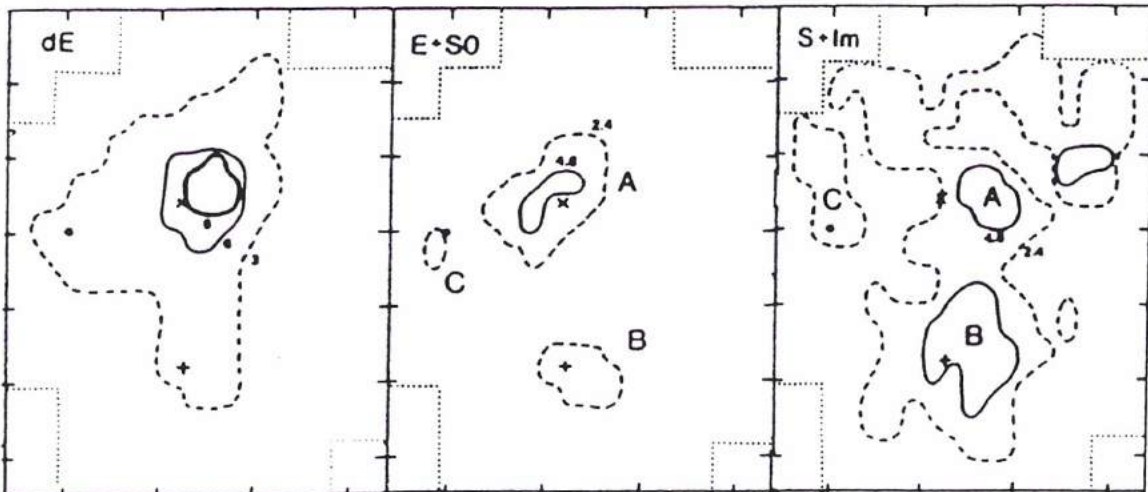


Figure 2. Isopleths of Virgo cluster members of different morphological types (from Binggeli et al. 1987).

Figure 1.2: Cartographie de l'amas de la Vierge (d'après Tammann, 1997)

par exemple  $V_{cos}(Virgo) = 1100 \text{ km s}^{-1}$ , la valeur  $H_0 = 82 \pm 17$  devient  $H_0 = 63 \pm 13$  et  $t_H = 15 \cdot 10^9$  ans, où il devient difficile de conclure que l'univers est trop jeune, même dans le modèle standard où  $t_u = 11 \cdot 10^9$  ans. En outre, les doutes portant sur l'appartenance de ces deux objets à Virgo n'ont jamais été mentionnés.

L'estimation de la distance de l'amas Virgo à partir des seules mesures de céphéides existant aujourd'hui ne permet donc pas d'apporter une réponse fiable en terme de constante de Hubble. Ceci nous amène à nous tourner vers d'autres critères de distances, et des échantillons plus fournis. La relation Tully-Fisher permet par exemple d'utiliser un beaucoup plus grand nombre de membres de l'amas, et de se libérer de ces effets de profondeur ou d'appartenance à l'amas. Le problème cependant de ce critère de distance est qu'il souffre du biais de Malmquist (voir chapitres 6 et 7), et qu'il faut s'assurer que l'échantillon est complet en magnitude pour pouvoir appliquer une correction fiable. La pente de la relation doit de plus être déterminée indépendamment, soit au moyen de galaxies de champ, soit à partir des calibrateurs primaires (dans ce dernier cas, le trop petit nombre d'objets implique une forte incertitude sur la pente). En utilisant la méthode des distances normalisées (chapitre 6), Fouqué et al. (1990) ont déterminé une distance de 19.1 Mpc, soit  $H_0 \simeq 62$ . Plus récemment, Federspiel et al. (1997) obtenaient, pour une calibration plus précise reposant sur les dernières mesures de céphéides du HST pour calibrer la relation Tully-Fisher, une distance de 21.5 Mpc, soit  $H_0 \simeq 55$ .

#### 1.2.4 $H_0$ à partir des galaxies de champ

L'utilisation de la relation Tully-Fisher, pour déterminer la constante de Hubble pour les spirales de champ, permet avec les catalogues actuels de faire appel à un très grand nombre d'objets. L'échantillon KLUN que nous utilisons plus loin, et qui est décrit en détails en partie I, est le plus gros catalogue existant actuellement et compte plus de 6600 galaxies de tous types morphologiques (Sa→Sdm).

Je ne rappellerai ici que deux éléments importants:

- Tout d'abord, l'estimation de  $H_0$  nécessite l'extraction d'un échantillon non-biaisé équivalent à un échantillon limité en distance. Le biais de Malmquist conduit en effet à une sous-estimation progressive des distances, et par conséquent à une valeur trop grande de la constante de Hubble. On se rappellera par exemple que les valeurs de  $H_0 = 90-100$  présentées par Tully ou de Vaucouleurs dans les années 80 relevaient toutes d'une sous-estimation du biais (voir par exemple de Vaucouleurs, 1993, Tully, 1988, et Tully et al. 1995).
- Ensuite, il faut aussi prendre en compte l'influence des mouvements particuliers sur la valeur "locale" que l'on détermine à partir d'échantillons complets en distance. En particulier, la prise en compte de l'Anomalie Locale et de la chute sur Virgo dans un modèle de champ de vitesse, sont des étapes indispensables et permettent de réduire considérablement la dispersion des  $\log(V/d)$

autour de  $\log H_0$

Après des traitements adéquats, les récentes déterminations (Sandage 1994, Sandage 1996, Paturel et al. 1997c, Theureau et al. 1997b) convergent vers des valeurs de  $H_0$  inférieures à  $60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . La nouvelle calibration de la relation Période-Luminosité des céphéides grâce aux mesures de parallaxes HIPPARCOS (Paturel et al. 1997b, Feast&Catchpole 1997) impliquent une diminution de cette valeur de l'ordre de 10-12 %, soit un âge de l'univers  $t_u$  supérieur à 15 milliards d'années (modèle standard). Le conflit entre âge cosmologique et âge astronomique serait donc en voie d'être enfin résolu...

# I

L'échantillon KLUN



L'échantillon "KLUN" se compose de 6620 galaxies spirales de type morphologique Sa à Sdm (soit  $T=1$  à 8). On connaît pour chaque galaxie, les paramètres observés suivants: le diamètre photométrique  $D_{25}$  en bande  $B$ , la largeur de raie 21-cm de l'hydrogène neutre, et la vitesse radiale. 6158 de ces objets possèdent aussi une mesure de la magnitude apparente en bande  $B$ . Cet échantillon a été en partie étudié dans une version plus réduite (5171 objets) dans plusieurs articles de la série "Extragalactic Data Base" et "Kinematics of the Local UNiverse" entre 1990 et 1995 (A&A, main Journal et A&A Supplement Series). Sa construction a été initiée suite aux conclusions de Bottinelli et al. (1986) et Bottinelli et al. (1988), qui présentaient les premières versions de la méthode des distances normalisées (voir Chapitre 6). La distribution de l'échantillon sur la sphère céleste est présentée sur la figure 1.3 en projection Aitoff; l'échelle des couleurs, graduée en vitesse radiale héliocentrique, représente la troisième dimension.

L'estimation de la constante de Hubble ou d'une échelle de distance absolue à partir d'une telle base de données nécessite au préalable la connaissance des propriétés statistiques de l'échantillon, en particulier sa complétude et la qualité des paramètres mesurés. L'échantillon KLUN trouve son origine dans un regroupement de différents catalogues dont les paramètres photométriques ont été mesurés de manière différente et avec une précision de mesure différente. Bien que construit pour être complet jusqu'au diamètre photométrique  $D_{lim}=1.2$  arcmin, l'échantillon doit donc cependant être manipulé avec précaution. Une grande part des données radio provient directement de mesures effectuées au radiotélescope de Nançay par notre groupe (groupe "extragalactique" du département ARPEGES) entre 1988 et 1996. Ce programme d'observation "EDS" (pour "Extragalactic Distance Scale") portait sur plus de 2700 objets, incluant outre les mesures de largeur de raie HI (raie 21-cm de l'hydrogène neutre), la détermination de nouvelles vitesses radiales. 2112 de ces galaxies ont été observées avec succès. Le but de ce programme était de compléter en HI l'échantillon de données photométriques pour atteindre la complétude voulue. Ces données HI sont publiées dans cette thèse, ainsi que dans la revue A&A Supplement Series. Il faut y ajouter des observations supplémentaires faites dans l'hémisphère Sud au radiotélescope à antenne unique de Parkes (Australie), lors de plusieurs missions effectuées par H. Di Nella, G. Paturel, H. Dole et moi-même entre 1994 et 1996. Ces missions nous auront en particulier donné les moyens de comparer les procédures de dépouillement employées à Parkes et à Nançay. Le travail d'homogénéisation entre les différents catalogues et nos propres observations est décrit au Chapitre III.

J'ai participé à un certain nombre d'autres programmes d'observations HI complémentaires, dont la liste exhaustive se trouve en Appendice du chapitre 3. Ces programmes concernent en particulier la recherche de galaxies à l'arrière du supposé Grand Attracteur (voir troisième partie), soit un échantillon de 324 galaxies spirales, la recherche de vitesses radiales dans la zone d'obscurcissement galactique sur un échantillon d'environ 800 objets, la réalisation d'un sondage HI uniforme des galaxies IRAS ( $\simeq 600$  galaxies distribuées sur toute la sphère céleste) en collaboration avec Will Saunders (Edinburgh), l'observation HI de sosies de la galaxie M31 (294 galax-

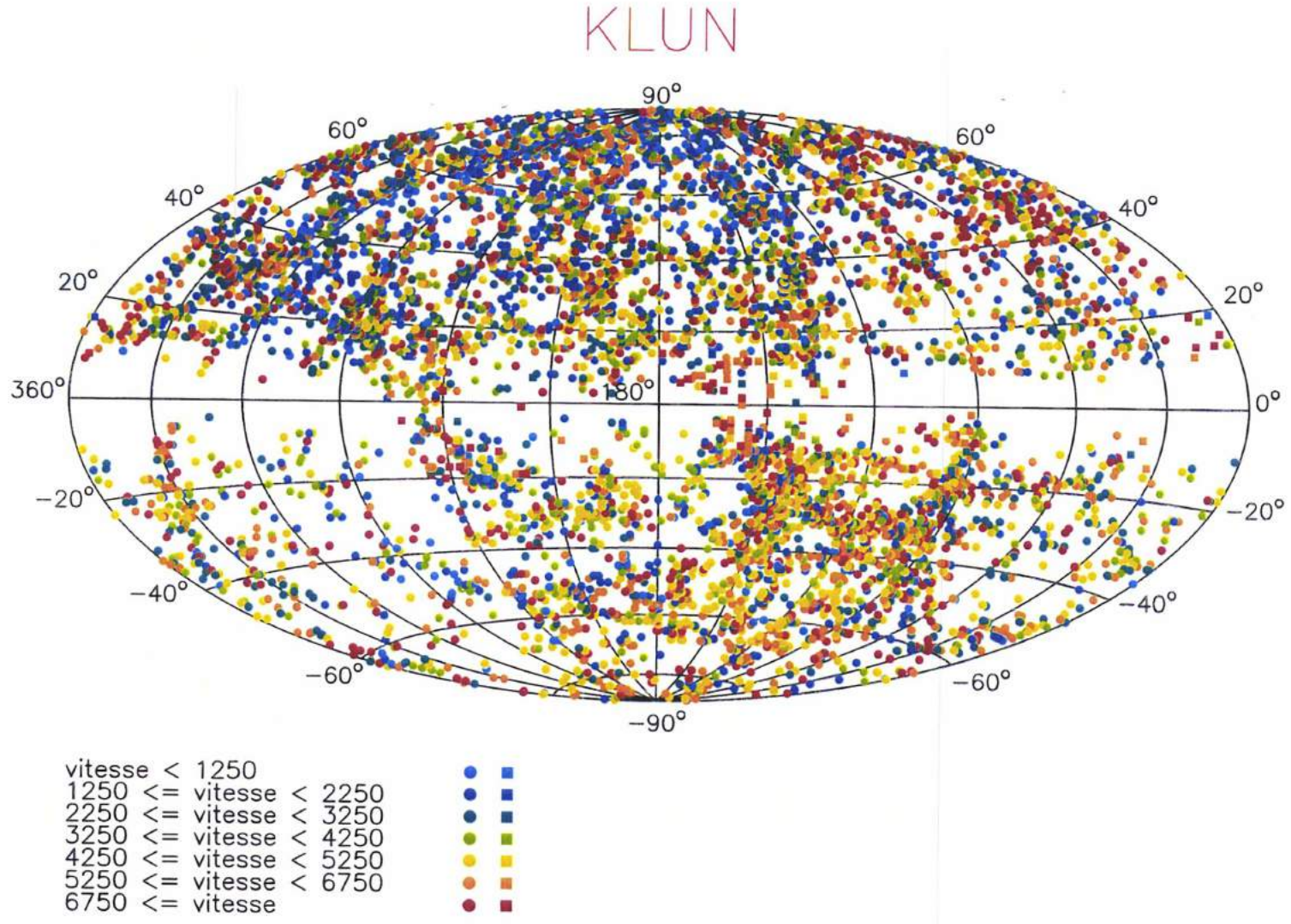


Figure 1.3: Projection Aitoff de l'échantillon KLUN en coordonnées Galactiques

ies), et la mise en place d'un suivi HI complet des nouvelles galaxies DENIS extraites par l'équipe LEDA, programme destiné à devenir un projet clé du radiotélescope de Nançay rénové.

Rappelons que la base extragalactique LEDA a été créée par Georges Paturel (Observatoire de Lyon), sur la base du catalogue du RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991). Elle contient aujourd'hui les principaux paramètres astrophysiques de plus de 140 000 galaxies, incluant: coordonnées, type morphologique, classe de luminosité, diamètre isophotal et rapport d'axe, magnitude apparente ( $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $IR$ , et  $HI$ ) et couleur, maximum de vitesse de rotation et dispersion interne des vitesses, vitesse radiale, brillance de surface moyenne, appartenance à des groupes ou à des amas. Pour chacun de ces paramètres, on trouve les mesures brutes individuelles, une moyenne pondérée, et une valeur corrigée des effets systématiques (extinction, opacité, correction K, résolution spectrale, etc...). LEDA est une base d'équipes, liée aux programmes de recherche et aux priorités des personnes qui y participent. Le but n'est pas qu'elle soit exhaustive, mais qu'elle réponde à des objectifs scientifiques définis, en ce sens, on peut la décrire comme une base "engagée". Le traitement statistique des données collectées permet un regard critique sur leur qualité, et l'établissement pour chaque paramètre d'une erreur externe. Les corrections appliquées aux données observées sont faites dans des systèmes homogènes bien choisis. Les paramètres eux-mêmes sont ramenés à des standards. Bien que regroupant des données disparates collectées dans la littérature, LEDA fournit ainsi un catalogue cohérent et homogène.

Nous allons décrire dans les prochains chapitres (Chs. 2-4) l'ensemble des paramètres contenus dans l'échantillon KLUN, en insistant sur la sélection de l'échantillon en terme de complétude ou de taux de détection. Nous y décrirons de plus les principales caractéristiques de l'échelle de distance cinématique. Le dernier chapitre de cette partie (Ch. 5) sera consacré à l'avenir de KLUN en rapport avec les grands sondages actuels.



# Chapitre 2

## Paramètres photométriques

### 2.1 Diamètres photométriques et rapports d'axes

Les diamètres sont exprimés à 0.01 arcmin près en logarithme de 0.1 minute d'arc, en accord avec la convention adoptée pour le RC2 (2nd Reference Catalogue, de Vaucouleurs et al., 1976). Ils sont extraits de la Base Extragalactique LEDA et résultent d'un travail d'homogénéisation portant à la fois sur des données photométriques et des données visuelles. Ces diamètres ont été ramenés à un système standard (Paturel et al., 1991): des diamètres isophotaux mesurés au niveau d'une brillance superficielle limite de 25 B-mag arcsec<sup>-2</sup>. On a utilisé des poids différents pour les différents catalogues lorsque plusieurs mesures étaient disponibles. Ces diamètres ont été convertis de la façon suivante:

$$\log D_{25} = a \log D_* + b$$

$$\log R_{25} = a' \log R_*$$

où  $D_*$  correspond au diamètre et  $\log R_*$  au rapport d'axes donnés dans un certain catalogue. Les valeurs des constantes  $a$ ,  $b$ , et  $a'$  sont données dans Paturel et al. (1991), Paturel et al. (1997a), et Rousseau et al. (1996), pour les catalogues les plus courants. On pourrait reprocher ici que cette manière de convertir à un système standard dépende nécessairement de la brillance superficielle moyenne des objets; mais il a été montré (Paturel et al. 1991) que cet effet est relativement négligeable.

Pour la plus grande partie de l'échantillon, l'erreur standard sur les diamètres n'exède pas  $\sigma(\log D_{25})=0.05$  (voir Fig. 2.1). Il est cependant à noter que cette erreur a tendance à être plus importante pour les petits diamètres que pour les grands. Nous supposons de plus d'après le chapitre 8 (Sect. 8.2), que  $D_{25}$  ne dépend pas du type morphologique, le diamètre étant dans la plupart des cas mesuré sur le disque lui-même. Toutefois, on peut s'attendre pour des diamètres intrinsèquement très petits, et pour les objets du début de la séquence de Hubble, à une influence du profil photométrique du bulbe, et donc à un élargissement du diamètre  $D_{25}$  mesuré (de l'ordre de 2 ou 3 pourcents, voir Sect. 8.3.2.).

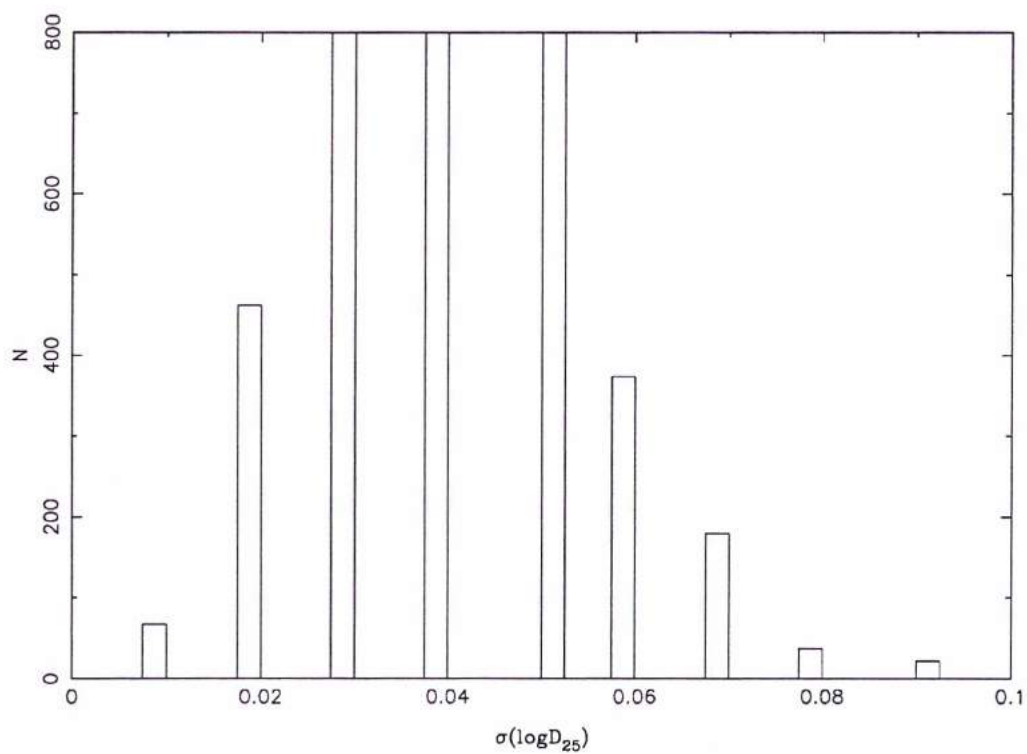


Figure 2.1: Histogramme des erreurs en diamètre apparent  $\log D_{25}$

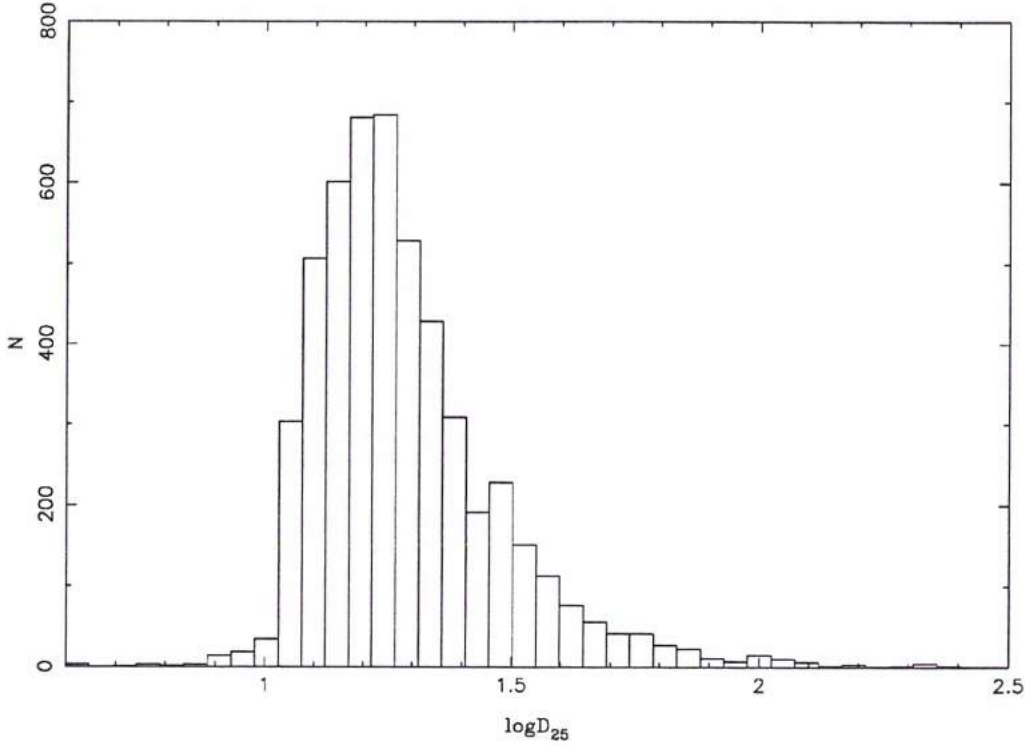


Figure 2.2: Histogramme des diamètres apparents  $\log D_{25}$

Les diamètres sont corrigés des effets d'extinction galactique et des effets d'inclinaison (ou d'opacité), selon Fouqué et Paturel (1985) pour les premiers, et Bottinelli et al. (1995) pour les seconds. Le diamètre corrigé s'exprime donc comme suit:

$$\log D_c = \log D_{25} - 0.04 \log R_{25} + 0.094 A_g$$

où l'absorption galactique  $A_g$  est donnée par le RC2.

L'échantillon peut être considéré complet en diamètre jusqu'à  $\log D_{lim}=1.2$  ou  $D_{lim}=1.6'$  (voir Fig. 2.2 et Sect. 2.4.). On peut remarquer que cette valeur est indépendante du type morphologique, le diamètre étant, on l'a vu, mesuré exclusivement sur le disque. Une étude plus générale de cette complétude est présentée en section 2.4. de ce chapitre.

## 2.2 Magnitudes apparentes

La réduction des magnitudes apparentes en bande  $B$  au système du RC3 a été étudiée récemment par Paturel et al. (1997) dans le cadre de l'homogénéisation des données LEDA. La valeur adoptée  $B_t$  est une moyenne pondérée où le poids statistique de chaque source (ou de chaque auteur) correspond à l'inverse du carré

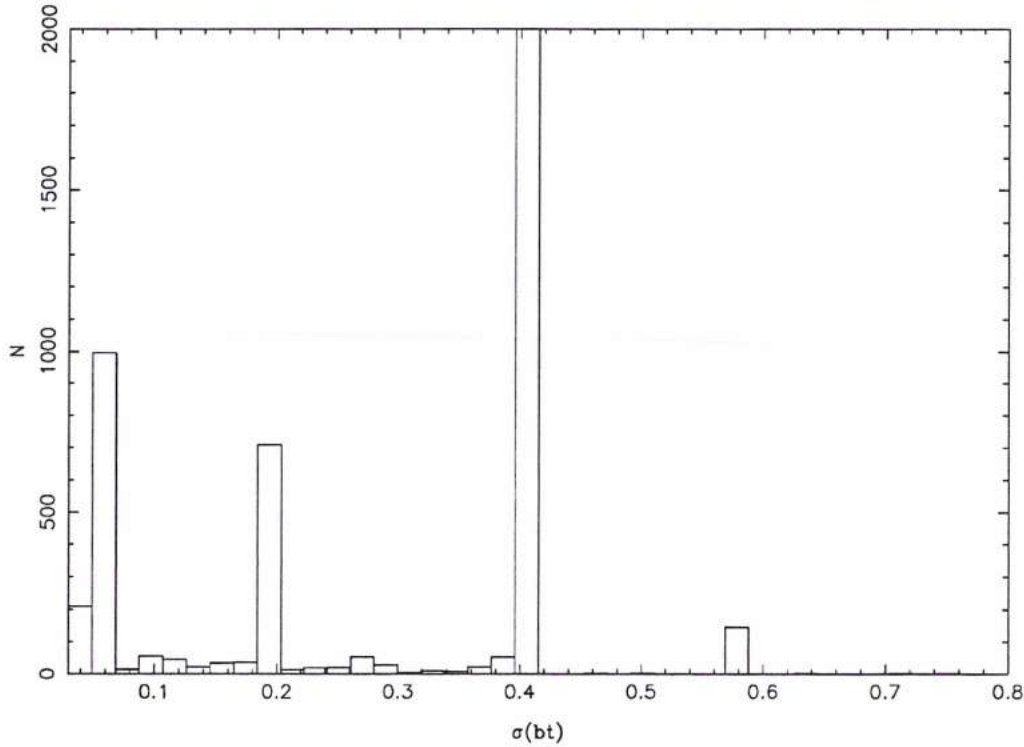


Figure 2.3: Histogramme des erreurs en magnitude apparente  $B_t$

de son écart type. L'incertitude effective finale est calculée à partir du poids total. Elle est inférieure à 0.5 mag pour la plus grande partie de l'échantillon (voir Fig. 2.3).

Les magnitudes apparentes sont corrigées des effets d'extinction galactique, d'inclinaison (ou d'opacité), et des effets de décalage vers le rouge. Elles sont calculées selon la relation:

$$B_{i,c} = B_t - A_g - a_i - a_k \frac{V}{10000}$$

où  $A_g$  est l'absorption galactique en bande  $B$ , exprimée en magnitudes,  $a_k$  est donné par le RC2,  $V$  est la vitesse héliocentrique en  $\text{km s}^{-1}$ , et  $a_i$  est calculée selon Bottinelli et al. (1995), comme suit:

$$a_i = 2.5 \log [k + (1 - k) \cdot R^{2C(1+0.2/K_D)-1}]$$

où  $k = L_b/L_{tot}$  (voir chapitre 8) est donné en fonction du type morphologique dans Simien et de Vaucouleurs (1986),  $K_D = 0.094$  (Fouqué et Paturel, 1985),  $C = 0.04$  (Bottinelli et al., 1995), et  $R = 10^{\log R_{25}}$ .

Notons que les valeurs de l'extinction  $A_g$  données par le RC2 ne diffèrent pas qualitativement de celles données par le RC3 (dans le système de Burstein et Heiles),



Table 2.1: Codage des types morphologiques selon le RC3

type	Sa	Sab	Sb	Sbc	Sc	Scd	Sd	Sdm
$T$	1	2	3	4	5	6	7	8

sauf à très basse latitude galactique ( $|b| \leq 15^\circ$ ). La différence que l'on observe peut être interprétée comme un décalage moyen de 0.18 mag, qui provient de la valeur de  $A_g$  admise dans chaque système au niveau du pôle Galactique (voir Fig. 2.4). C'est le système du RC2 qui a été choisi ici car  $A_g$  y est accessible pour l'ensemble du ciel. Nous nous restreignons de plus aux objets de latitude galactique  $|b| \geq 15^\circ$  pour éviter de trop grandes erreurs sur les magnitudes.

L'échantillon est complet jusqu'à la magnitude  $m_{lim}=13.25$  mag (voir Fig. 2.5). Cependant, une sélection selon le type morphologique ou la brillance superficielle moyenne peut introduire des variations de cette limite (voir Sect. 2.4.)

## 2.3 Types morphologiques

Même si l'on s'attache à caractériser de manière rigoureuse les éléments de la séquence de Hubble (voir les travaux de classification de de Vaucouleurs), le type morphologique reste une donnée plutôt subjective, et l'expérience montre que sa définition n'est pas exactement la même d'un astronome à l'autre. La base extragalactique LEDA a adopté comme standard le système du RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991) et converti à ce système les types morphologiques extraits d'autres catalogues. Nous utiliserons de préférence, chaque fois que cela sera possible, les valeurs de  $T$  fournies par le RC3. On notera cependant qu'un poids statistique ou un écart type peut être calculé pour chaque code  $T$  et pour chaque référence; on peut ainsi en calculer une moyenne pondérée  $t$ , affectée d'une incertitude  $\delta_t$ , à partir de l'ensemble des données disponibles sur un objet. La figure 2.6 fournit un histogramme des types  $T$  que nous avons adoptés pour cette étude. La Table 2.1 donne la correspondance entre le code  $T$  du RC3 et la séquence de Hubble Sa–Sdm.

## 2.4 Complétude de l'échantillon

### 2.4.1 Méthode

La complétude de l'échantillon KLUN a été étudiée par Paturel et al. (1994) à partir de la distribution des diamètres apparents  $D_{25}$  en suivant la méthode ci-dessous.

Pour une fonction de distribution  $\Phi(D)$  des diamètres linéaires, équivalente à une fonction de luminosité, pour une limite  $D_{lim}$  donnée en diamètre apparent, et pour une distribution homogène et isotrope des galaxies dans l'univers ( $h(\mu) = e^{3\alpha\mu}$ , voir Ch. VII), le nombre de galaxies ayant un diamètre linéaire compris entre  $D$  et  $D + \delta D$  s'écrit:

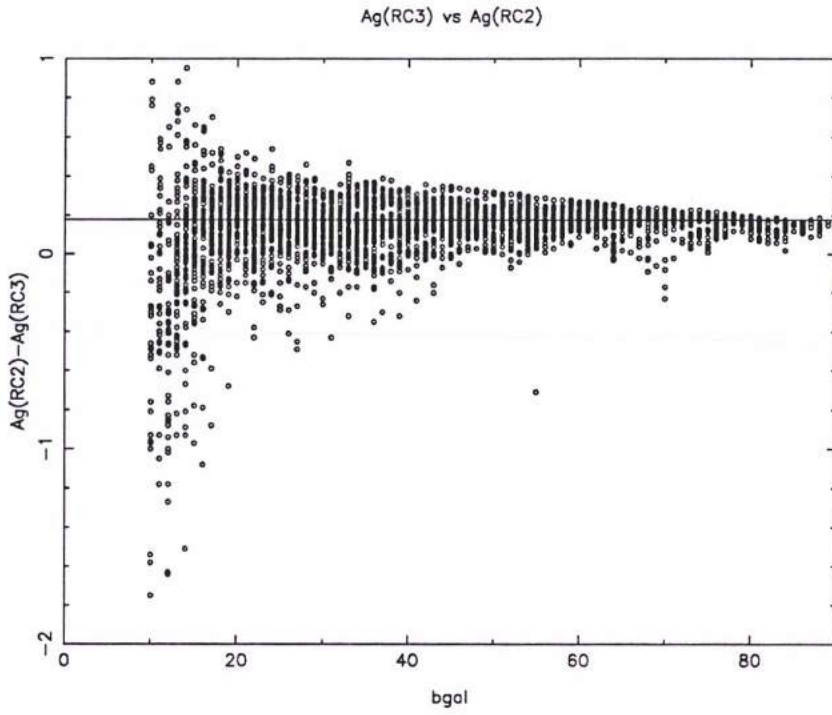


Figure 2.4: Comparaison des corrections d'extinction Galactique données par les deux systèmes du RC2 et de Burstein-Heiles en fonction de la latitude Galactique

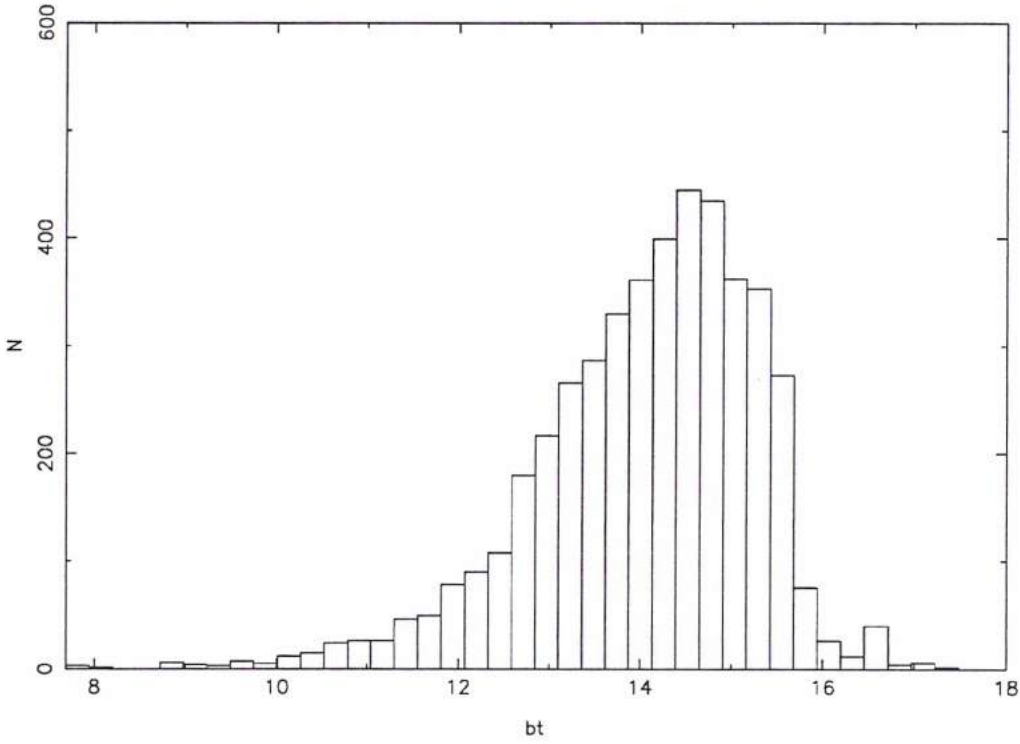


Figure 2.5: Histogramme des magnitudes apparentes  $B_t$

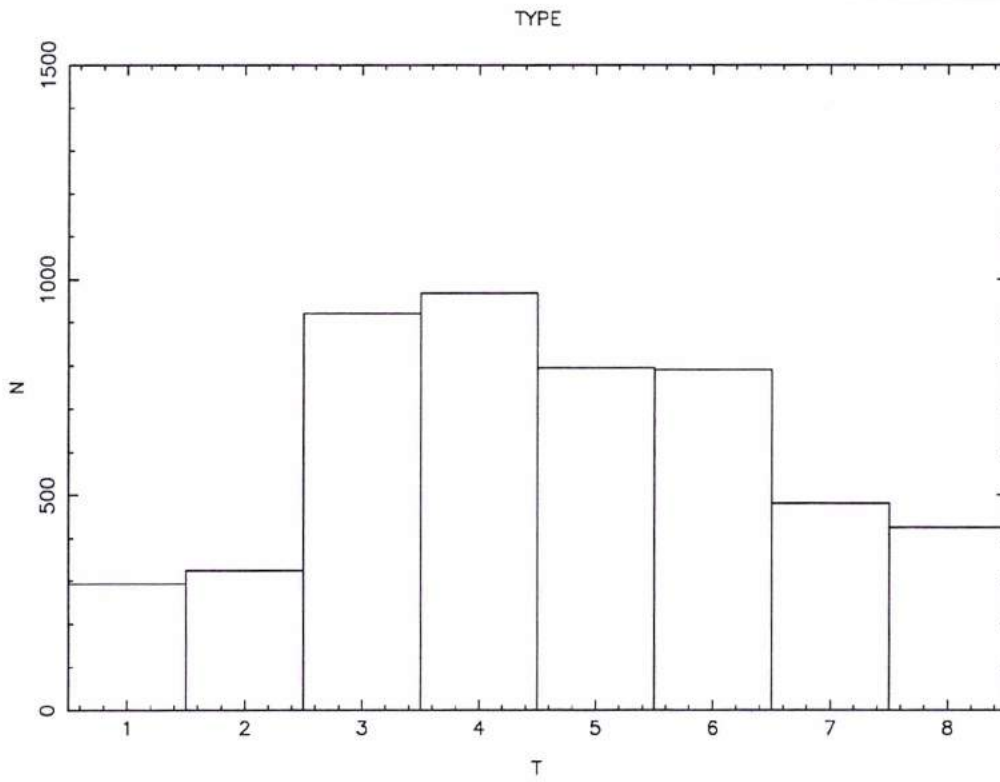


Figure 2.6: Histogramme des Types morphologiques

$$N(D, D + \delta D)dD = \frac{4\pi}{3C^3}\phi(D)D^3D_{lim}^{-3}dD$$

où  $C$  est une constante.

Le nombre total de galaxies de diamètre apparent  $D_{25}$  supérieur à  $D_{lim}$  s'écrit:

$$N_T = \int_0^{+\infty} N(D, D + \delta D)dD = KD_{lim}^{-3}$$

ou encore

$$\log N_T = -3\log D_{lim} + \log K$$

où

$$K = \frac{4\pi}{3C^3} \int_0^{+\infty} \phi(D)D^3dD$$

est une constante.

On suppose ici que l'univers est transparent, mais  $D_{lim}$  dépend en fait des effets d'extinction et d'opacité.

Pour un univers homogène de dimension 3, la distribution des  $\log N_T$  en fonction de  $D_{lim}$  doit suivre une droite de pente -3, si l'échantillon limité à  $D_{lim}$  est bien complet strictement. Toute incomplétude, même partielle, se révèle par une pente observée plus faible que celle prédite. On a le même résultat si l'échantillon n'est pas homogène mais est dominé par exemple par une structure aplatie. Si l'univers est fractal, de dimension inférieure à 3, comme le suggèrent certaines études récentes (voir par exemple Pietronero et al. 1997), la pente est aussi plus faible.

G. Paturel et al. (1994) ont obtenu une pente globale de valeur -2.0 jusqu'à  $D_{lim}=1.6'$  pour l'ensemble de l'échantillon, et ont montré que celle-ci devenait égale à -2.8, donc proche de la pente prédite, si on excluait les données du Superamas Local dont la structure est plutôt aplatie. L'échantillon peut donc raisonnablement être considéré complet jusqu'à  $D_{lim}=1.6'$ .

### 2.4.2 Quelques éléments d'une controverse

Un certain nombre d'études récentes, et souvent très controversées, ont mis en doute le caractère homogène de la distribution spatiale des galaxies, arguant du fait qu'aucun catalogue existant n'atteint l'échelle de l'homogénéité requise par le principe cosmologique. Ces études (Pietronero et al. 1997, Sylos-Labini et al. 1996, Di Nella et al. 1996) concluent à une structure fractale de l'univers, avec une dimension proche de  $D = 2$ . De telles conclusions peuvent paraître erronées, tant la fractalité implique un certain nombre de propriétés bien particulière de l'espace, qui ne sont pas observées. Elles impliquent en particulier une densité nulle à l'infini. L'homogénéité du fond diffus cosmologique en est par exemple une négation évidente. Plutôt que de parler d'univers fractal, on préfère généralement incriminer la complétude des catalogues utilisés.

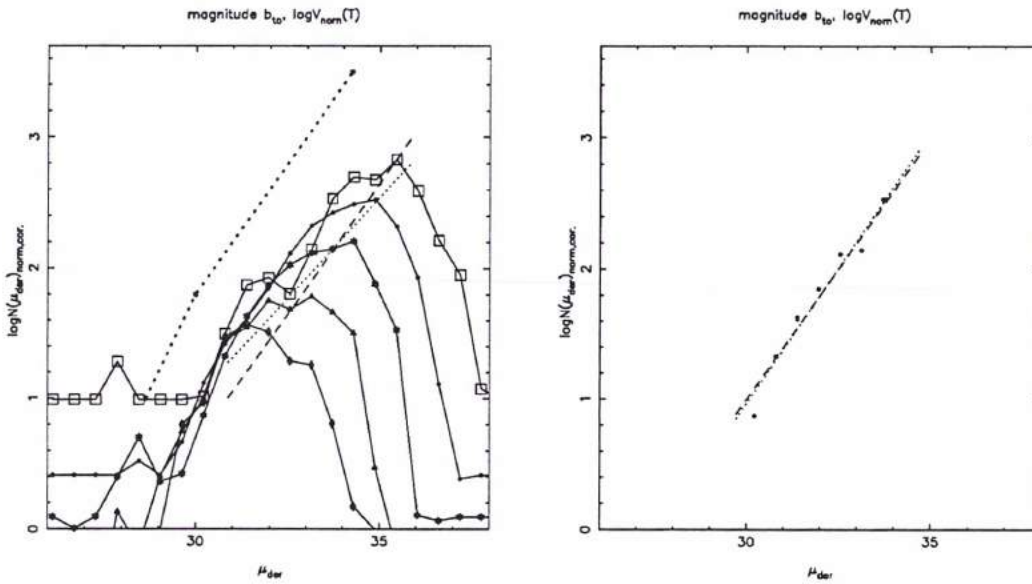


Figure 2.7: Effet d'incomplétude ou distribution fractale?

Le panneau de gauche représente les courbes de complétudes graduées en module de distance TF pour différentes valeurs du paramètre  $\log V_m$ . Les droites en pointillés représentent la pente attendue (0.6) pour une distribution homogène et la pente  $\simeq 0.4$  observée en réalité. Le panneau de droite représente les points du domaine complet uniquement. Pour plus de détails, on se reportera à Teerikorpi et al. (1997)

Il y a cependant quelques faits troublants qui peuvent difficilement s'interpréter en terme d'incomplétude. Teerikorpi et al. (1997) ont montré, sur la base de la distribution spatiale des galaxies spirales de l'échantillon KLUN jusqu'à 200 Mpc (i.e. bien au-delà du Superamas Local), qu'on ne pouvait arriver à la pente "-3" supportant l'homogénéité, qu'en supposant une incomplétude différentielle, fonction du paramètre intrinsèque  $p = \log V_m$  incompatible avec le bon sens. On aurait en effet un écart de 2.5 mag entre les limites de complétude correspondant aux plus grandes valeurs de  $p$  et celles correspondant à ses plus petites valeurs (voir Fig. 2.7).

Quoiqu'il en soit, à l'échelle de 200 Mpc, l'univers nous apparaît encore fortement hétérogène, constitué d'amas, de murs, de filaments et de vides, et on peut espérer que les nouvelles générations de sondages plus profonds trancheront cette question en permettant d'atteindre enfin l'échelle de l'uniformité.

### 2.4.3 La magnitude limite d'un échantillon sélectionné en diamètre

Lorsque l'on utilise un autre paramètre apparent que celui qui a servi à sélectionner l'échantillon, on doit prendre garde à certaines conséquences. On risque en particulier d'introduire des effets pernicioeux dans le traitement du biais de Malmquist (effet de Gould, 1993). Pour un échantillon sélectionné en diamètre, le biais de Malmquist de type I dont souffre la relation Tully-Fisher (TF) en magnitude ne s'exprime alors plus en fonction de la dispersion TF ( $\Delta\mu = -1.382\sigma^2$ ), mais en fonction de la covariance  $cov(\varepsilon_M, \varepsilon_D)$  des résidus des deux relations en diamètre et en magnitude. Pour éviter ce problème, on a intérêt à étudier de manière indépendante la complétude en magnitude.

Une étude similaire à celle de la section 2.3.1. donne pour l'échantillon KLUN une limite de complétude égale à 13.25 mag (en bande *B*). C'est donc à cette limite qu'il faut couper l'échantillon pour en extraire le sous-échantillon complet en magnitude requis par la méthode des distances normalisées (Ch. 6).

Cependant, la prise en compte du type morphologique ou de la brillance superficielle moyenne des galaxies dans l'utilisation de la relation TF, peut permettre, en estimant pour chaque type ou chaque brillance une limite de complétude  $m_{lim}(T)$  ou  $m_{lim}(\Sigma)$ , d'étoffer l'échantillon d'entrée de la méthode des distances normalisées. En effet, l'échantillon ayant été sélectionné en diamètre, et les magnitudes étant corrélées avec la taille du bulbe pour un diamètre intrinsèque  $D$  fixé du disque, la magnitude limite va bien être différente d'un type à l'autre ou d'un domaine de brillance à l'autre. Pour une limite de complétude en diamètre apparent  $D_{lim}$  on obtient d'après la loi exponentielle (voir Ch. 8) les expressions suivantes:

$$m_{lim}(T) = -2.5 \log \left[ \frac{2\pi\sigma_0}{1 - K(T)} \left( \frac{D_{25,lim}^0}{6.4} \right)^2 \right] + M_\odot - 5(*)$$

et

$$m_{lim}(\Sigma) = -2.5 \log \left[ \frac{9\pi}{10^{10.58}} \left( D_{25,lim}^0 \right)^2 \Sigma \right] (**)$$

où  $K(T)$  est le rapport des luminosités du bulbe et du disque pour le type  $T$  (voir Simien et de Vaucouleurs 1986 et partie 2),  $\sigma_0 = 10^{-0.4\mu_0 + 10.58}$  est la brillance superficielle centrale d'un pur disque galactique ( $\mu_0 = 21.5 \pm 0.5$  mag arcsec $^{-2}$  (d'après Bosma et Freeman (1993) et le Chapitre 8),  $\Sigma$  est calculée à partir de la magnitude apparente corrigée et du diamètre apparent corrigé tel que:

$$\Sigma = 10^{-0.4[B_i + 5(\log D_{25} + \log 6) + 2.5 \log \frac{\pi}{4}] + 10.58}$$

$\Sigma$  est exprimée en  $L_\odot$  pc $^{-2}$  ( $D_{25}$  est en 0.1 minutes d'arc).

On s'attend donc à ce que  $m_{lim}$  augmente avec le type morphologique ou diminue avec la brillance superficielle moyenne, la valeur de 13.25 citée plus haut correspondant à la plus petite limite tel que l'échantillon soit effectivement complet pour tous

les types ou toutes les brillances à la fois. On voit qu'en tenant compte des variations de  $m_{lim}$  suivant les équations présentées ci-dessus on peut incorporer plus de données dans l'échantillon restreint (i.e. complet en magnitude). Il est à noter toutefois qu'un terme supplémentaire doit être inclus dans la définition de la distance normalisée pour prendre en compte ces variations (voir Partie 2). En fixant  $\log D_{lim}=1.2$  et  $\mu_0=21.5$ , on obtient un décalage totale de 0.6 mag du type 1 au type 8. Ce résultat est cohérent avec les estimations empiriques de  $m_{lim}$  pour chaque type faites au moyens de diagrammes  $\log D_{25} - B_t$  (Fig. 2.8), mais il apparaît clairement que les valeurs prédites ne peuvent être utilisées, mais peuvent juste refléter une tendance (voir Fig. 2.9). Le modèle est en fait très sensible à d'infimes variations des valeurs de ses paramètres, et spécialement la valeur utilisée pour  $\mu_0$ . Si  $\mu_0$  est connue pour être relativement stable sur l'ensemble de la séquence Hubble, on sait aussi par exemple que les galaxies de type Sdm (T=8), qui apparaissent sur la figure 2.9 en dehors d'une tendance générale, ont une très faible brillance superficielle par rapport aux autres types. Nous supposons donc que les valeurs observées de  $m_{lim}$  sont le reflet de réelles variations intrinsèques de la brillance centrale, et nous les préférons aux valeurs prédites par le modèle.

Dans le cas de la sélection en brillance, la formule citée plus haut nous fournit la forme générale de la coupure en magnitude apparente dans le plan  $B_t$  vs.  $\Sigma$ . Il nous reste donc à fixer son point-zéro de manière empirique: on estime les limites de complétude  $m_{lim}(\Sigma_i)$  pour une suite d'intervalles de brillance superficielle moyenne, en mesurant la position de la coupure dans des diagrammes  $\log D_{25}$  vs.  $B_t$  (Fig. 2.10) comme nous l'avons fait dans le cas de  $m_{lim}(T)$ . La figure 2.11 représente l'ensemble de l'échantillon dans un diagramme  $B_t$  vs.  $\Sigma$  où l'on a placé les points  $m_{lim}(\Sigma_i)$  (carrés noirs), et ajusté la fonction  $m_{lim}(\Sigma)$ . On remarquera que les  $m_{lim}(\Sigma_i)$  reproduisent de manière satisfaisante la forme de la fonction et permettent d'en fixer un point zéro fiable. Il suffit alors d'appliquer cette fonction de sélection à l'échantillon pour obtenir un sous-ensemble strictement complet en magnitude pour chaque valeur de la brillance superficielle.



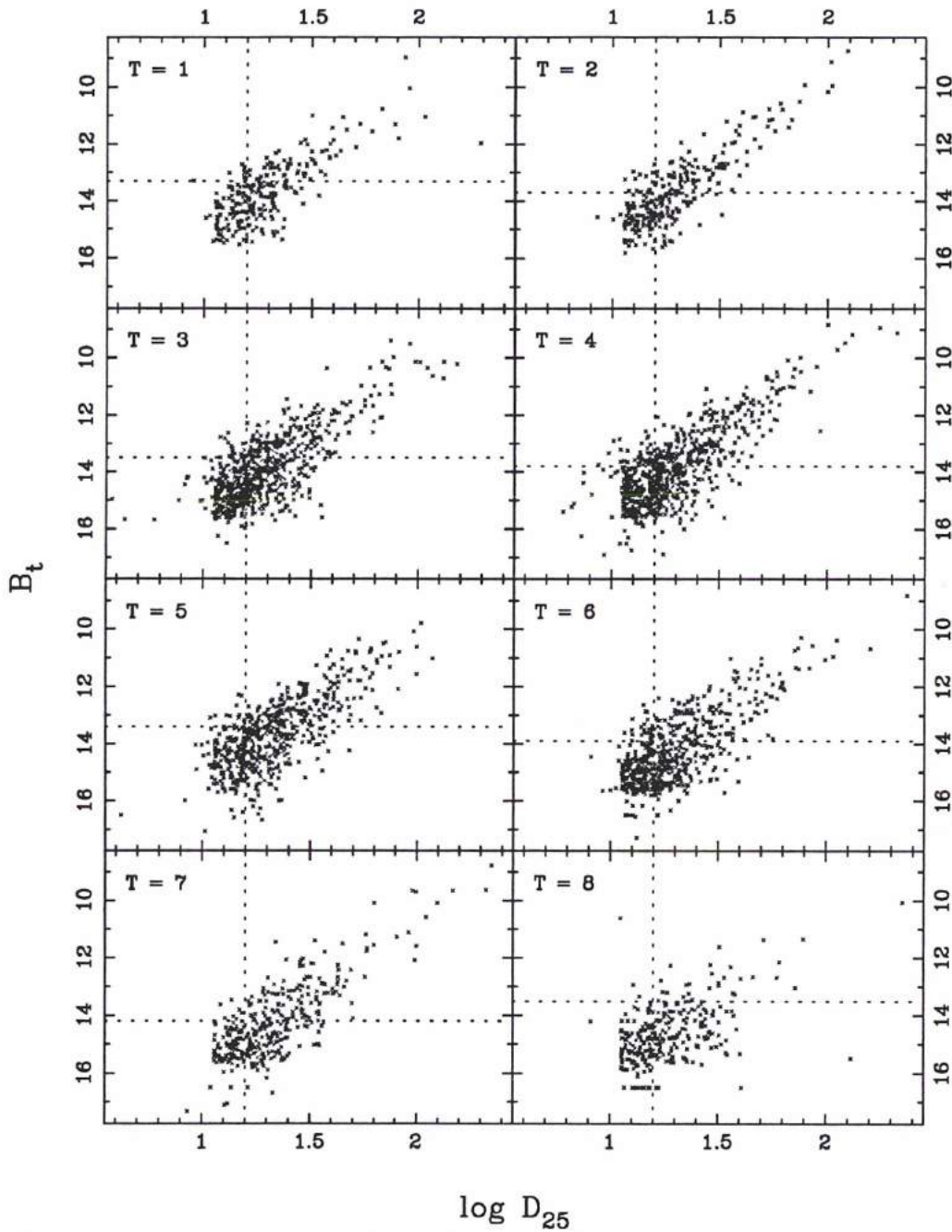


Figure 2.8: diagrammes  $\log D_{25} - B_t$  pour différents types morphologiques. Ces diagrammes permettent d'estimer la limite de complétude (magnitudes) en fonction du type. Les valeurs suivantes ont été adoptées:  $m_{\text{lim}}(1) = 13.3$ ,  $m_{\text{lim}}(2) = 13.7$ ,  $m_{\text{lim}}(3) = 13.5$ ,  $m_{\text{lim}}(4) = 13.8$ ,  $m_{\text{lim}}(5) = 13.4$ ,  $m_{\text{lim}}(6) = 13.9$ ,  $m_{\text{lim}}(7) = 14.2$ ,  $m_{\text{lim}}(8) = 13.5$ . Les lignes en pointillés représentent respectivement les limite de complétude en diamètre et en magnitude ( $\log D_{25,\text{lim}} = 1.2$ ).

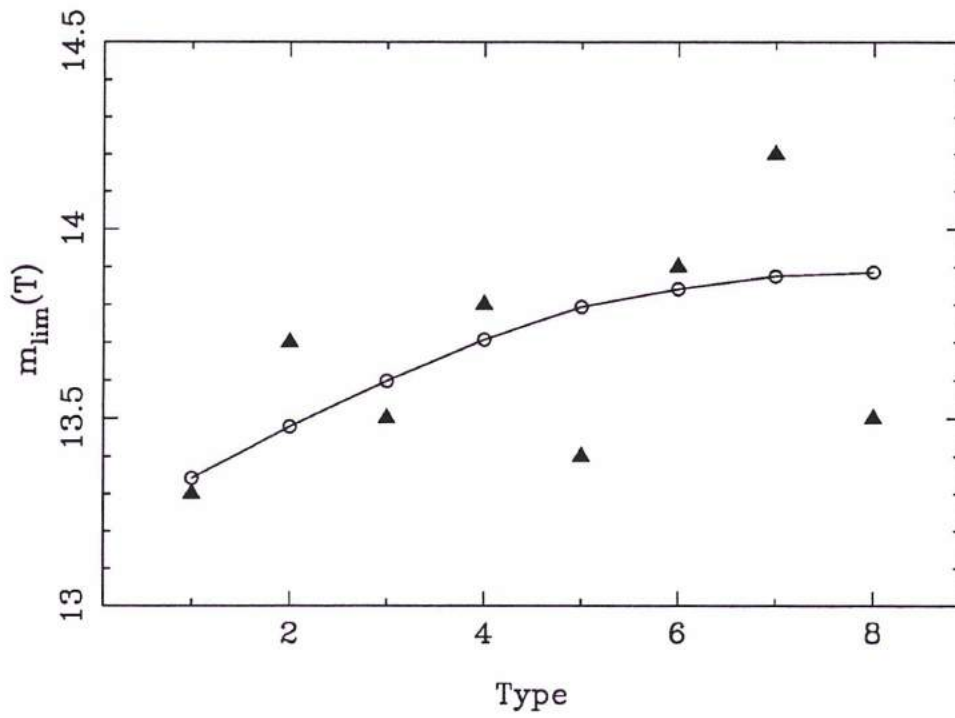


Figure 2.9: Les magnitudes limites observées déduites de la figure précédente (triangles) et les valeurs correspondant à l'équation (\*) (cercles).

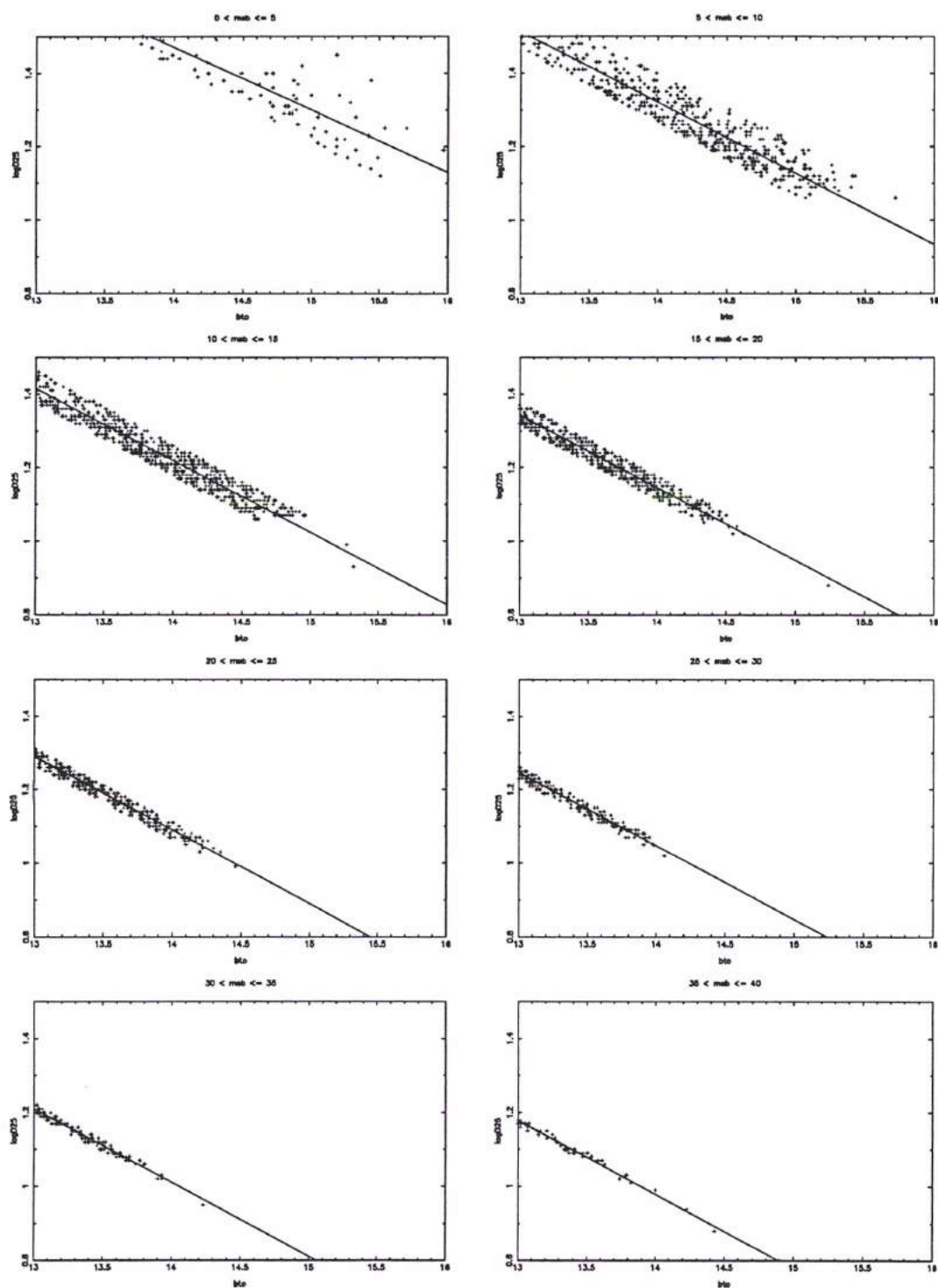


Figure 2.10: Relation entre diamètres apparents et brillances de surface moyenne

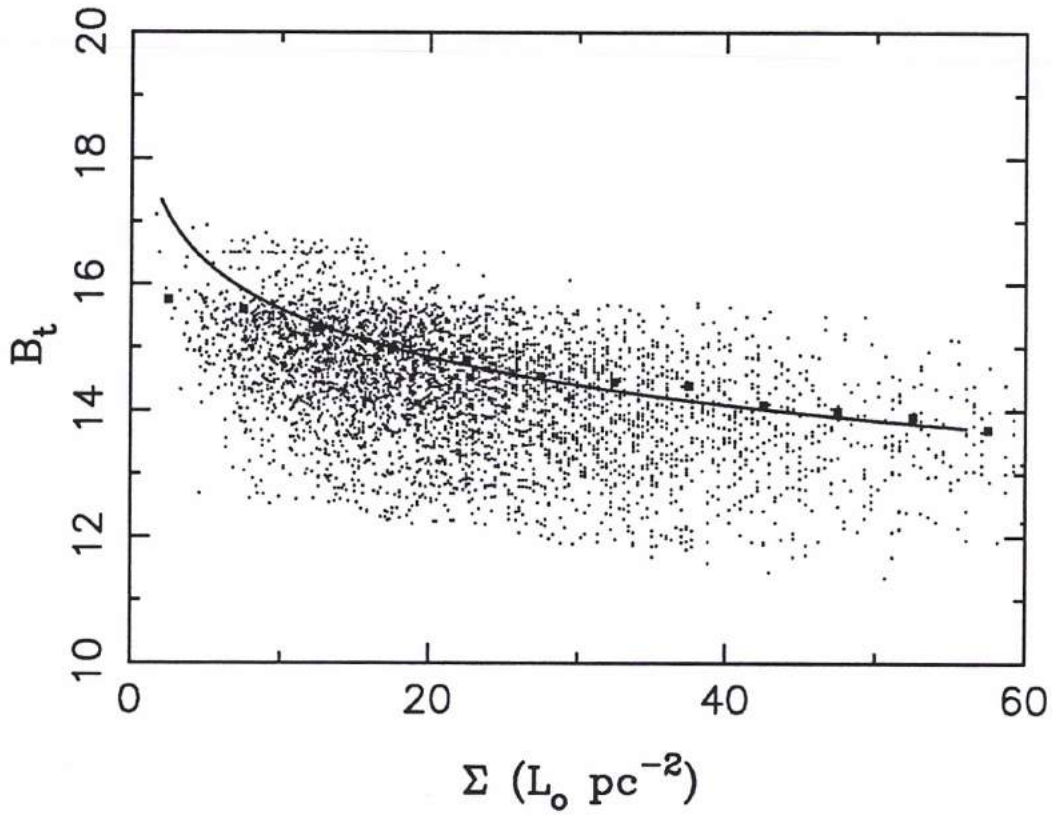


Figure 2.11: Relation entre magnitudes apparentes et brillances de surface moyennes. La courbe représente la coupure théorique, les carrés noirs représentent les points évalués par domaine de brillance

# Chapitre 3

## Paramètres HI

Une partie des données HI en raie 21-cm provient de la base extragalactique LEDA, l'autre partie est issue de nos propres observations au radiotelescope de Nançay. L'ensemble des corrections appliquées pour produire des paramètres HI homogénéisés à partir des différentes sources sont déduites des méthodes employées pour la compilation LEDA. Nous allons dans ce chapitre présenter de façon générale l'ensemble des paramètres, largeurs de raie,  $\log V_m$ , flux HI, magnitude 21-cm, et vitesses radiales ainsi que les résultats issus de notre propre programme d'observation pour un échantillon de 2700 galaxies spirales. Nous insisterons en particulier sur l'évaluation des erreurs de mesure et sur le taux de détection à Nançay en fonction de différents paramètres, et discuterons ces résultats en terme de fonction de sélection.

### 3.1 Largeur de raie 21-cm et $\log V_m$

Toutes les largeurs HI sont ramenées à un système commun, soit les largeurs de raie à 20% et 50% du maximum d'intensité du signal détecté. Elles sont corrigées des effets de résolution spectrale, et testées pour leur homogénéité, référence par référence.

Les spectres dont le rapport signal sur bruit ( $S/N$ ) était inférieur à 3, et les galaxies dont un proche compagnon pouvait induire une confusion HI ont été exclues de notre échantillon.

Les largeurs brutes radio ( $W_{radio} = c\Delta\nu/\nu_e$ ) sont d'abord ramenées dans le système optique ( $W_{optique} = c\Delta\lambda/\lambda_e$ ), soit:

$$W_{optique} \simeq W_{radio}(1+z)^2$$

où  $z = V_{optique}/c \simeq V_{radio}/c$  est le décalage spectral.

Les largeurs de raie standard  $W(l, r = 0)$  aux niveaux  $l = 20\%$  et  $l = 50\%$  sont calculées à partir des largeurs à un niveau  $l'$  quelconque suivant Bottinelli et al. (1990):

$$W(l, r = 0) = W(l', r) + (al' + b)r + c(l - l')$$

où  $W(l', r)$  représente la mesure brute au niveau  $l'$ , faite avec une résolution en vitesse (i.e. une résolution spectrale) de  $r$  km s<sup>-1</sup>. Les coefficients  $a$ ,  $b$ , et  $c$  sont égaux respectivement à 0.014, -0.83, et -0.56.

Les largeurs homogénéisées  $W_{50}$  et  $W_{20}$  sont ensuite corrigées de la dispersion des vitesses internes selon Fouqué et al. (1990), soit :

$$W_l^c = W_l + w_{l,i}^2(1 - 2e^{W_l^2/w_{r,i}^2}) - 2W_l w_{l,i}(1 - e^{W_l^2/w_{r,i}^2})$$

où  $w_{l,i} = 2\sigma_z k(l)$ , en supposant une distribution isotrope des mouvements non-circulaires  $\sigma_z = 12$  km s<sup>-1</sup>, et une distribution gaussienne des vitesses. On utilise pour  $k(l)$  les valeurs  $k(20)=1.96$  et  $k(50)=1.13$ .

Les largeurs  $W_{50}^c$  et  $W_{20}^c$  corrigées sont finalement utilisées pour calculer le logarithme de la vitesse de rotation:

$$\log V_m = \frac{(2\log W_{20}^c + \log W_{50}^c)}{3} - \log(2 \sin i)$$

où l'on considère que  $W_{20}$  est moins sensible à la définition du maximum d'intensité que  $W_{50}$ , et correspond généralement à une plus large fraction du disque galactique.

L'inclinaison  $i$  est calculée selon la formule classique:

$$\sin^2(i) = \frac{1 - 10^{2\log R_{25}}}{1 - 10^{2\log r_0}}$$

où  $R_{25}$  est le rapport d'axes et  $\log r_0 = 0.43 + 0.053T$  pour les types 1 à 7 (Sa à Sd) et  $\log r_0 = 0.38$  pour le type 8 (Sdm).

L'incertitude sur  $\log V_m$  a été calculée selon Bottinelli et al. (1983), soit:

$$\sigma_{\log V_m} = \sqrt{0.2 \frac{\sigma_W^2}{W^2} + \frac{\sigma_{\log R_{25}}^2}{(10^{2\log R_{25}} - 1)}}$$

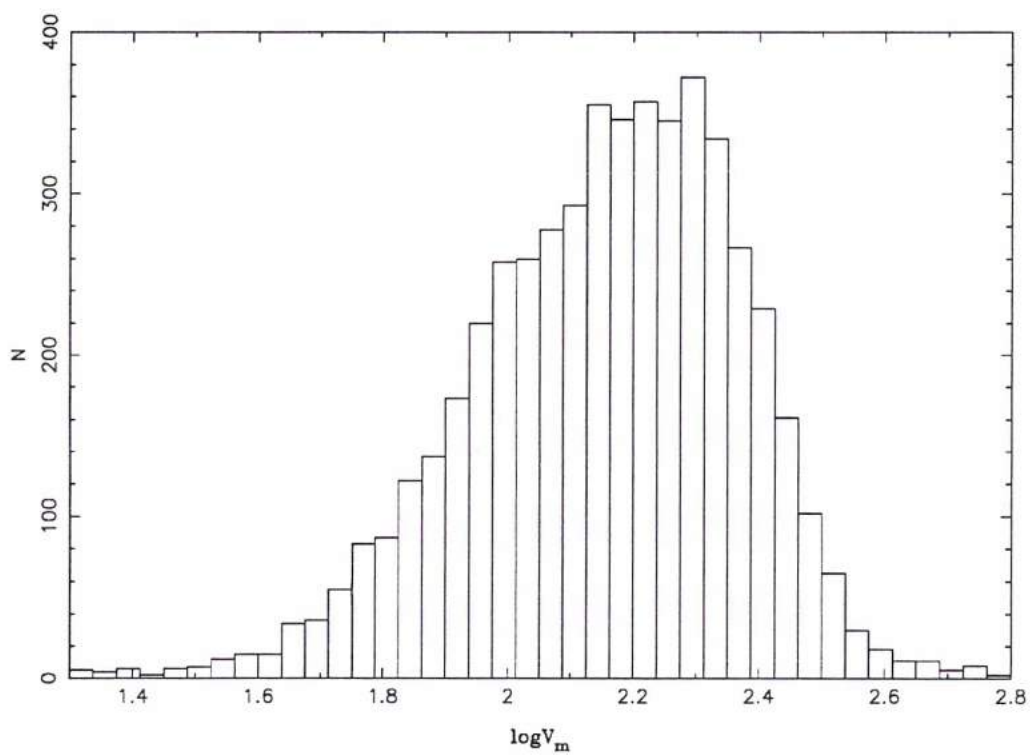
où  $W = (2W_{20} + W_{50})/3$  et  $\sigma_W$  correspond à la somme quadratique des erreurs sur  $W_{20}$  et  $W_{50}$ . Ces erreurs sont égales respectivement à  $3\sigma_V$  et  $2\sigma_V$ , où  $\sigma_V$  est l'erreur sur la vitesse  $V_{20}$  (voir section suivante).

Les figures 3.1 et 3.2 représentent respectivement la distribution des  $\log V_m$  et des  $\sigma_{\log V_m}$  pour l'échantillon KLUN. La plupart des erreurs sont inférieures à 0.01.

## 3.2 Flux HI et magnitudes 21-cm

Le flux HI est généralement exprimé en Jy km s<sup>-1</sup>; il est corrigé de l'effet de lobe selon la formule (Bottinelli et al. 1990)  $F_c = RF_{HI}$  telle que:

$$R = \sqrt{\left[1 + \left(\frac{p_* D_{25}}{\alpha}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{p_* d_{25}}{\alpha}\right)^2\right]}$$

Figure 3.1: Histogramme des  $\log V_m$

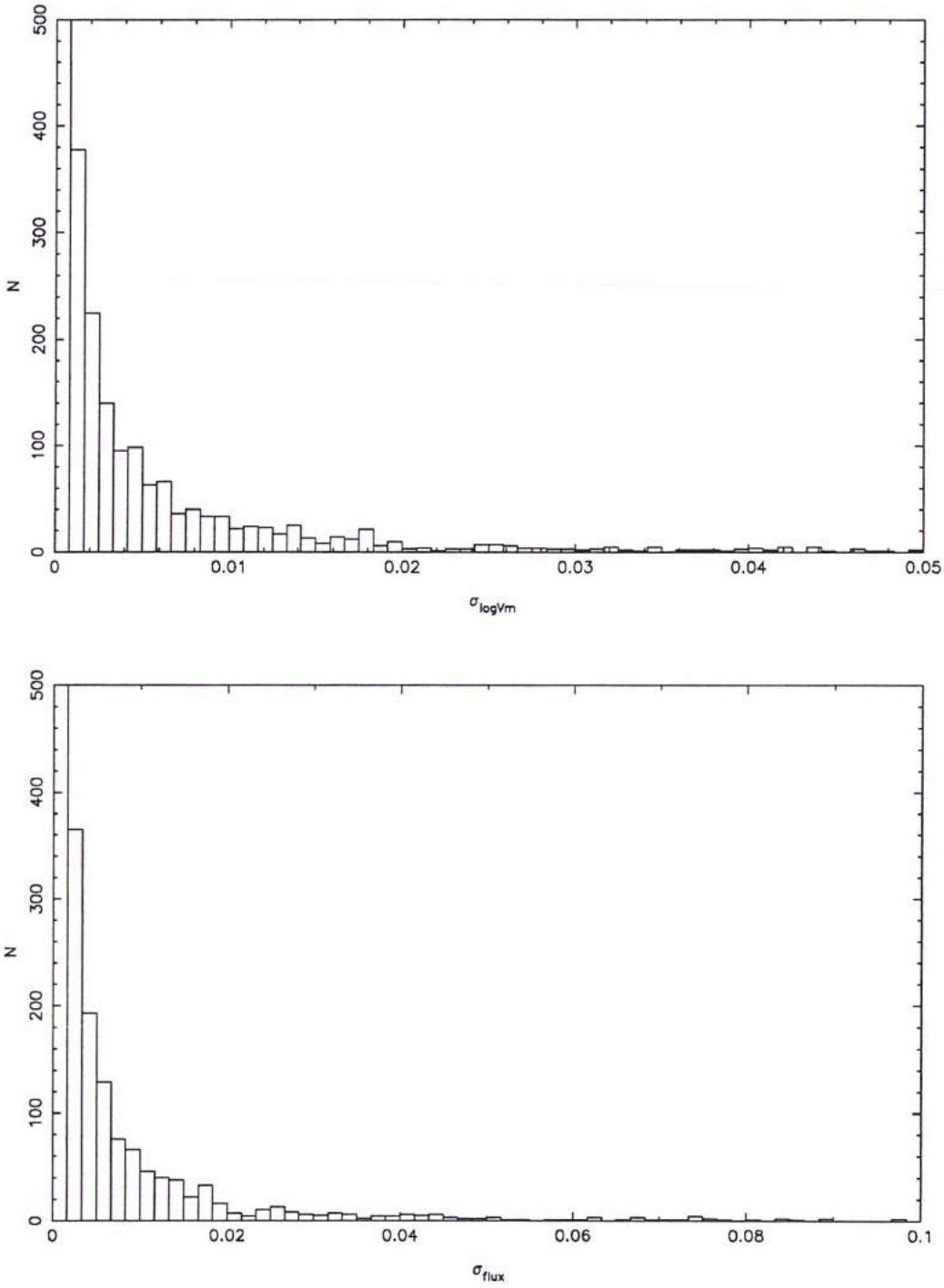


Figure 3.2: histogramme des erreurs en  $\log V_m$  et en flux HI ( $\text{Jy km s}^{-1}$ ) d'après le programme EDS (voir Sect. 3.4.)



où  $D_{25}$  et  $d_{25}$  sont le grand et le petit axe respectivement,  $p_* \simeq 0.85$  et  $\alpha$  est la largeur du lobe à mi-puissance.

Pour le radiotélescope de Nançay, dont le lobe d'antenne n'est pas circulaire ( $\geq 22' \times 4'$ ), cette correction dépend de l'angle de position  $\beta$  de la galaxie. La correction adoptée s'écrit:

$$R = \sqrt{1 + \frac{D_{25}^2 \sin^2 \beta + d_{25}^2 \cos^2 \beta}{22}}$$

L'erreur sur le flux est calculée à partir du bruit  $\sigma_{ext}$ ,  $(W_{20} + W_{50})/2$ , du rapport signal sur bruit  $S/N$ , et de la résolution spectrale  $r$  tel que:

$$\sigma_F = \frac{5F_{HI}^{0.5} r^{0.5} \sigma_{ext}^{0.5}}{\left(\frac{S}{N}\right)^{0.5}}$$

Elle dépend aussi du télescope lui-même et du suivi de sa calibration (voir Sect. 3.4).

La magnitude 21-cm  $m_{21}$  est calculée à partir du flux corrigé de la façon suivante:

$$m_{21} = -2.5 \log F_c + 17.40$$

pour un flux HI exprimé en  $\text{Jy km s}^{-1}$ , ou bien

$$m_{21} = -2.5 \log F_c + 16.60$$

pour un flux HI exprimé en  $10^{-22} \text{ W m}^{-2}$ .

Elle est corrigée de l'effet d'auto-absorption selon Heidmann et al. (1972), de sorte que:

$$m_{21}^c = m_{21} - 2.5 \log \frac{k_*/\cos(i)}{1 - e^{k_*/\cos(i)}}$$

où  $k_* = 0.031$ . Pour un inclinaison supérieure à  $89^\circ$ , cette correction est limité à  $-0.82 \text{ mag}$ .

La distribution des  $m_{21}$  pour notre échantillon est représentée sur la figure 3.3. L'échantillon apparaît complet jusqu'à  $m_{21} = 15.3 \text{ mag}$ .

Il est intéressant d'étudier le contenu HI en fonction du type morphologique. La quantité  $m_{21} - B_t$  nous renseigne sur la masse relative d'hydrogène neutre par rapport à la quantité de matière lumineuse, la quantité  $5 \log d_{cin} + 25 - m_{21}$  nous renseigne sur la valeur absolue de cette masse de gaz (la distance cinématique  $d_{cin}$  est définie au chapitre suivant). Les figures 3.4 et 3.5 représentent les variations de ces deux quantités en fonction du type morphologique. Leur corrélation avec le type est on ne peut plus claire... Cet aspect est notamment très important lorsqu'on s'intéresse à la dépendance de la relation Tully-Fisher vis à vis du type (voir chapitres 8 et 10).

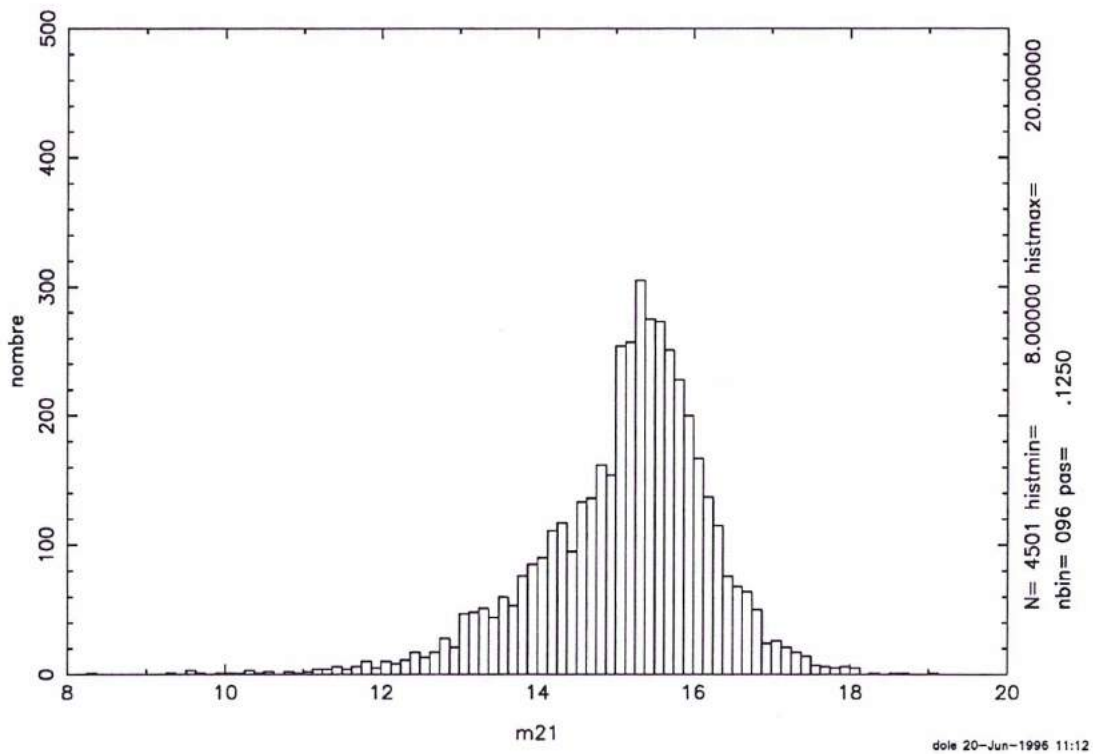


Figure 3.3: Histogramme de la distribution en  $m_{21}$  de l'échantillon KLUN.

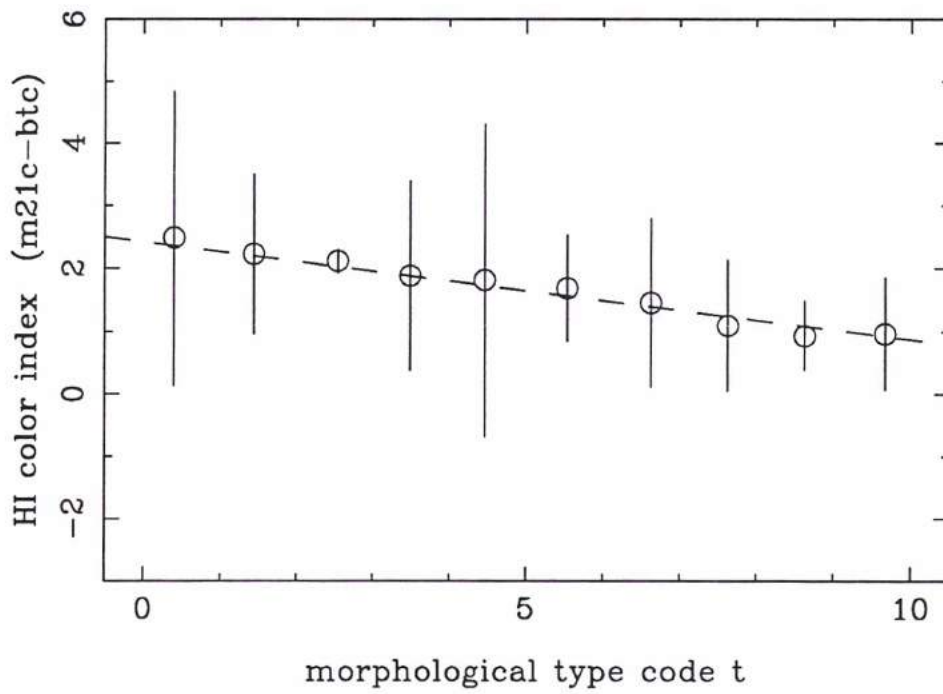


Figure 3.4: Indice de couleur HI en fonction du type morphologique

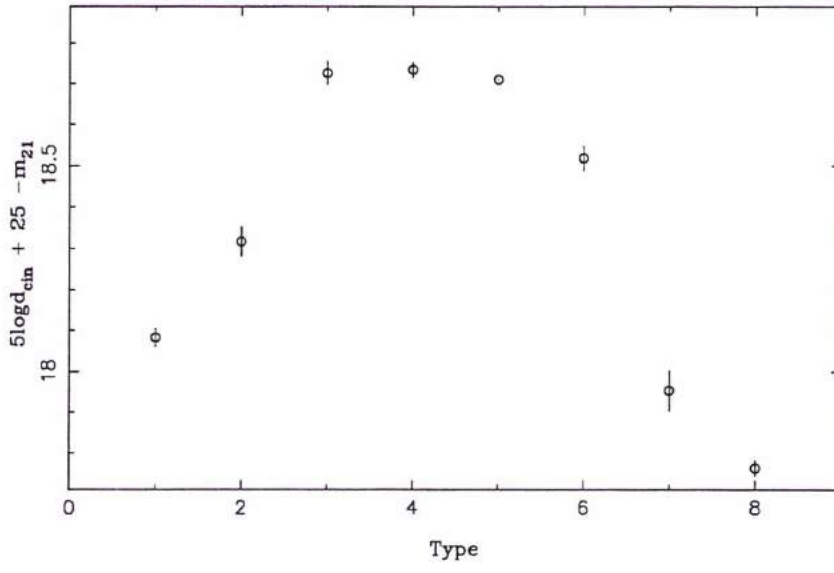


Figure 3.5: Un indicateur de la masse de gaz HI en fonction du type morphologique

### 3.3 Vitesse radiale 21-cm

On utilise généralement pour  $V_{radio}$ , la valeur donnée par le centre de la raie au niveau 20%. Rappelons que la vitesse radio mesurée est telle que:

$$V_{optique} = \frac{V_{radio}}{1 + V_{radio}/c}$$

Si on connaît suffisamment d'information sur le profil HI, i.e. sa résolution  $r$ , sa forme ou sa pente  $\Delta W$ , son rapport signal sur bruit  $S/N$ , on peut estimer l'erreur sur cette vitesse comme suit:

$$\sigma_V = \frac{4(r\Delta W)^2}{S/N}$$

Si ces informations ne sont pas présentes, on connaît en général au moins la résolution spectrale. On peut alors évaluer l'erreur sur la vitesse de façon empirique (Bottinelli et al. 1990):

$$\sigma_V = 0.15r + 7.4$$

## 3.4 Le programme EDS

### 3.4.1 Présentation

Le programme EDS porte sur un ensemble de 2700 galaxies spirales, qui ont été observées au radiotélescope de Nançay entre 1988 et 1996. Le but de ce programme d'observation était de compléter les données HI présentes dans la littérature (collectées dans LEDA) pour disposer d'un échantillon Tully-Fisher complet jusqu'à un diamètre apparent de 1.6 minutes d'arc. Les galaxies sélectionnées ont toutes un diamètre apparent supérieur à une minute d'arc. En tout, nous avons obtenu les profils 21-cm de 2112 objets, dont pour 540 d'entre eux, une mesure nouvelle de vitesse radiale effectuée en "sondage-aveugle", i.e. en recherche de vitesse.

Rappelons que le radiotélescope de Nançay est un instrument méridien composé d'un miroir plan mobile autour d'un axe Est-Ouest de  $40 \times 200 \text{ m}^2$  et d'un miroir sphérique fixe de  $35 \times 300 \text{ m}^2$ . Cet instrument constitue une antenne unique équivalente à une antenne parabolique de 94 m de diamètre. La largeur du lobe d'antenne à mi-puissance est de 3.6 minutes d'arc Est-Ouest sur 22 minutes d'arc Nord-Sud à  $\delta=0$ . La température d'antenne minimale à  $\delta=15^\circ$  est d'environ 37 K pour les deux polarisations horizontale et verticale. Le gain de l'antenne a été calibré en accord avec Fouqué et al. (1990), les flux HI étant ensuite réévalués au moyen d'un ensemble de 9 calibrateurs régulièrement observés depuis 1988 (voir plus loin). Le spectromètre est composé de 4 batteries indépendantes et d'un autocorrélateur de 1024 canaux, pour une bande passante de largeur 6.4 MHz. L'espace entre deux

canaux correspond à  $2.6 \text{ km s}^{-1}$  à  $21 \text{ cm}$  pour une observation en  $2 \times 512$  canaux (polarisations horizontale + verticale). Après un lissage de type "boxcar", la résolution finale est typiquement de  $10 \text{ km s}^{-1}$ . En recherche de vitesse, l'autocorrélateur est divisé en quatre batteries de 256 canaux permettant la couverture d'un intervalle de  $4800 \text{ km s}^{-1}$  en vitesse radiale (généralement de  $400$  à  $5200 \text{ km s}^{-1}$ , ou de  $5200$  à  $10000 \text{ km s}^{-1}$ ). Chaque observation (typiquement une heure environ) consiste en une série de cycles "on-off" de quatre minutes où l'instrument est pointé d'abord sur la source, puis sur un champ de comparaison.

Nous avons utilisé le logiciel de réduction SIR (Système Interactif de Réduction) élaboré par D. Aubry. La chaîne de réduction est constituée des étapes suivantes:

- la sélection des bons cycles d'observations
- la suppression de parasites éventuels
- le redressement de la ligne de base du spectre au moyen d'un polynôme de degré 1 à 6 (généralement 3)
- l'application d'une fonction de lissage
- l'extraction des paramètres (largeur et vitesse à 20% et 50%, maximum d'intensité, bruit à l'extérieur de la raie, aire de la raie)

Le maximum d'intensité est déterminé à l'oeil et correspond à la valeur moyenne des maxima (les deux cornes du profil, pour un spectre classique), en prenant en compte le bruit moyen évalué dans la ligne de base. Les largeurs correspondent aux distances séparant les deux points extrêmes du profil au niveau choisi.

### 3.4.2 Bilan sommaire

L'erreur moyenne sur les vitesses radiales  $V_{20}$  est d'environ  $8 \text{ km s}^{-1}$  et en règle générale, elle ne dépasse pas  $20 \text{ km s}^{-1}$

94% de nos spectres HI ont été obtenues avec un rapport signal sur bruit  $S/N$  supérieur à 3; 62% avec un rapport signal sur bruit supérieur à 5. La figure 3.6 représente les largeurs de raie observées en fonction de  $S/N$ , la figure 3.7 les représente en fonction du bruit  $\sigma_{ext}$  mesuré à l'extérieur de la raie.

L'erreur sur les  $\log V_m$  est dans la plupart des cas inférieure à 0.01, et les flux HI peuvent, en terme d'erreur externe, être considérés corrects à 15% près au niveau  $2\sigma$ .

Une partie des profils HI ont été reconnus comme souffrant de confusion ( $\simeq 80$  spectres), une ou plusieurs galaxies étant présentes dans le lobe et perturbant la détection de l'objet visé. On trouvera les commentaires particuliers sur ces spectres dans Theureau et al. (1997d) en annexe.

Les flux HI ont été ré-étalonnés en utilisant un ensemble de 9 calibrateurs dont les flux HI ont été mesurés avec précision par Fouqué (1982), et qui ont été depuis

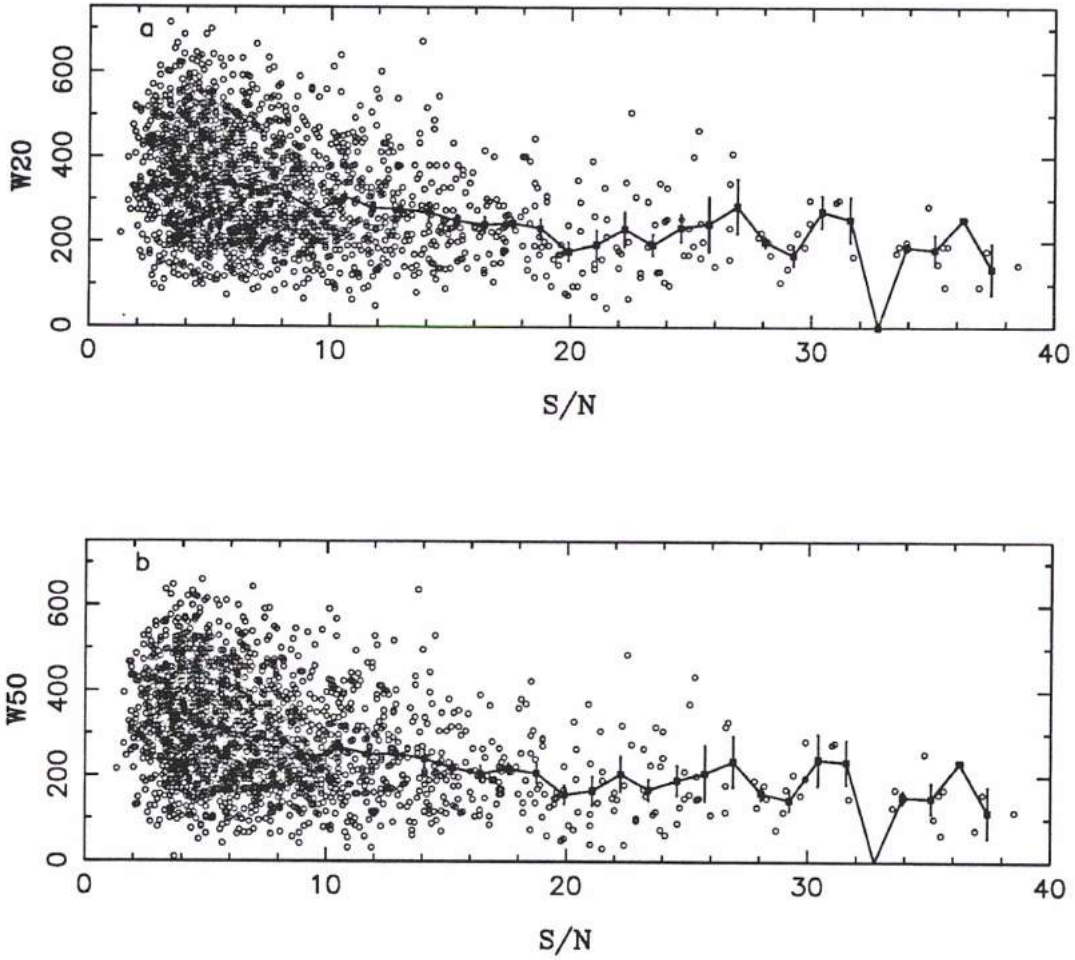


Figure 3.6: Largeur de raie observée: a.  $W_{20}$  et b.  $W_{50}$ , en fonction du rapport signal sur bruit  $S/N$

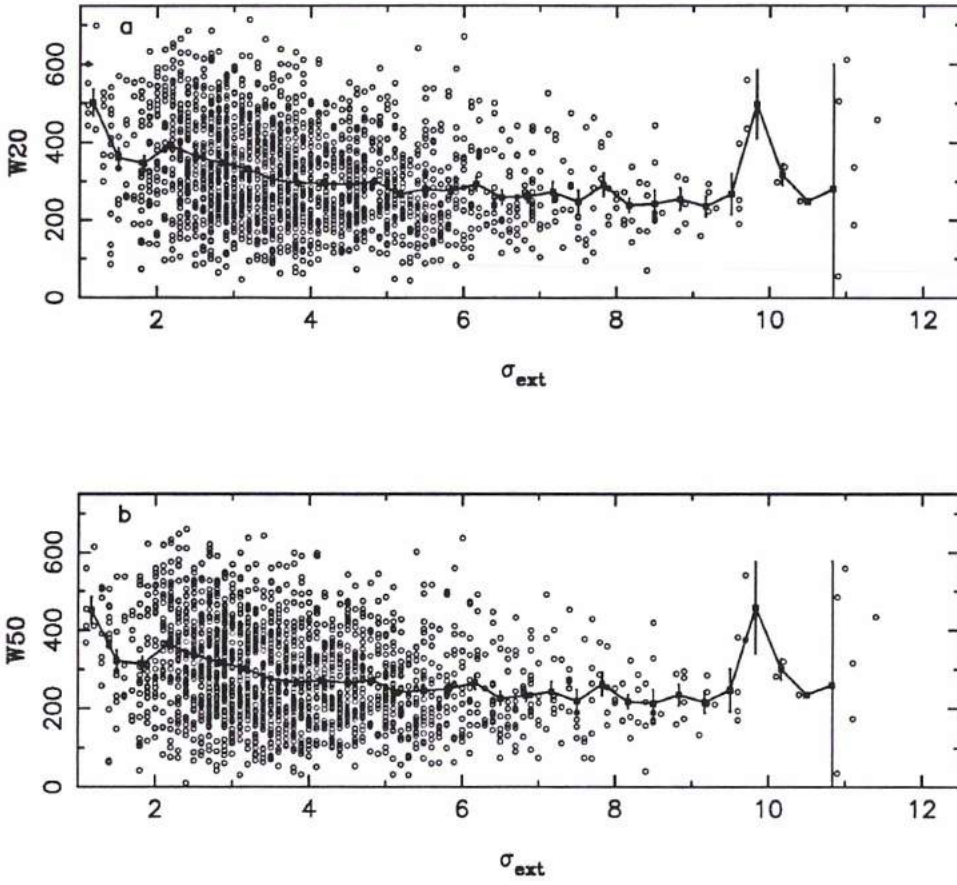


Figure 3.7: Largeur de raie observée: a.  $W_{20}$  et b.  $W_{50}$ , en fonction du bruit  $\sigma_{ext}$  à l'extérieur de la raie



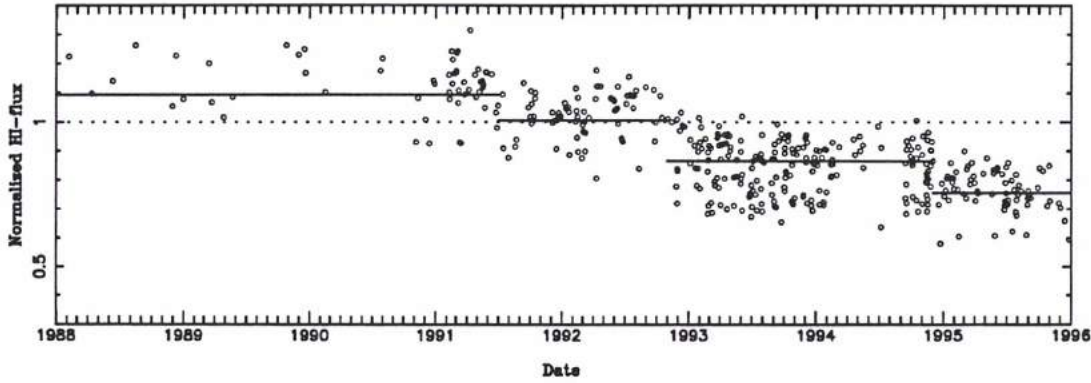


Figure 3.8: Evolution du flux mesuré des galaxies étalons sur l'ensemble de la période d'observation

Nom	R.A. (1950)	DEC.	$T$	$F_{HI}$ Jy.km.s <sup>-1</sup>
NGC 1058	02 40 23	+37 07 48	5	44.88
NGC 1518	04 04 38	-21 18 44	8	50.66
NGC 1637	04 38 57	-02 57 11	5	38.43
NGC 2344	07 08 46	+47 15 02	5	16.68
NGC 5477	14 03 48	+54 42 02	9	21.27
NGC 6384	17 29 59	+07 05 43	4	49.00
NGC 6814	19 39 55	-10 26 37	4	21.03
NGC 7292	22 26 06	+30 02 09	10	16.63
IC 2233	08 10 28	+45 53 43	7	43.85

Table 3.1: Galaxies étalons

régulièrement observés (en moyenne chacun une fois par mois) sur toute la période d'observation du programme EDS. Cela nous a permis de suivre avec précision le comportement dans le temps de la chaîne de réception et d'estimer pour chaque galaxie de l'échantillon une mesure optimale de son flux HI. Nous avons pu établir quatre périodes de stabilité du gain, séparées par des marches ponctuelles. Ces sauts ont pu être reconnus comme correspondant à un changement de diode ou de câble le long de la chaîne d'acquisition. La Table 3.1 donne la liste de ces calibrateurs avec leur flux  $F_0$  mesuré en polarisation horizontale. La figure 3.8 représente l'évolution du rapport du flux mesuré  $F_{HI}$  sur  $F_0$  avec le temps pour l'ensemble de ces galaxies étalons.

### 3.4.3 Taux de détection

L'usage de la relation Tully-Fisher inverse ( $p = \log V_m = a'(-M) + b'$ ), ou de la relation Tully-Fisher en magnitude 21-cm (Ch. 9), requiert sinon la complétude de l'échantillon vis à vis des paramètres HI, du moins la bonne connaissance des effets

de sélection sur le paramètre  $p = \log V_m$  et la magnitude  $m_{21}$ . Une étude approfondie du taux de détection HI est donc indispensable. La grande taille de notre échantillon d'observations nous a permis d'étudier ce taux de détection en fonction de divers paramètres.

Du point de vue de ce taux de détection, il est évidemment important de traiter séparément les observations pour lesquelles la vitesse radiale (généralement optique) est déjà connue et celles qui ont nécessité en phase préliminaire une recherche de vitesse en HI. 1821 des galaxies de notre échantillon possédaient ainsi une vitesse radiale déjà publiée, et 1572 d'entre elles ont été observées avec succès au radiotélescope de Nançay. Cette proportion correspond à un taux général de détection de 86.3% (en fait presque 90% si les profils souffrant de confusion à cause de la présence d'un proche compagnon (et donc exclus) sont pris en compte). De manière équivalente, dans le cas des observations en recherche de vitesse qui concernaient 890 objets, nous avons obtenu 540 nouvelles vitesses radiales et profils de raie 21-cm, soit un taux général de détection de 61%.

Il est cependant important de faire une étude plus détaillée: on pourrait suspecter par exemple que les galaxies très inclinées, qui ont en général un profil HI large pour un faible rapport signal sur bruit, soient plus difficilement détectables que les spirales vues de face. Plus un profil est large, plus il est en effet sensible aux perturbations de la ligne de base du spectre. On peut aussi s'attendre à ce que les galaxies spirales de type précoce qui contiennent moins d'hydrogène neutre que les spirales de type tardif, soient aussi observées moins facilement. Finalement, pour les galaxies dont on connaît indépendamment la vitesse radiale, il est intéressant d'étudier le taux de détection en fonction du décalage spectral. Les figures 3.9a (resp. 3.10a), 3.9b (resp. 3.10b), et 3.9c représentent ce taux de détection (ligne brisée) en fonction de l'inclinaison, du type morphologique et de la vitesse radiale respectivement pour les deux sous-échantillons de galaxies, de vitesses connues et de vitesses inconnues. L'histogramme qui apparaît dans le bas de chaque diagramme représente le rapport du nombre d'objets sur la taille totale de chaque échantillon. Pour ce rapport  $n/n_{tot}$ , l'échelle affichée des figures 3.9a, 3.9c, et 3.10a, doit être divisée par 10. On ne remarque aucun comportement particulier de ce taux avec l'inclinaison, ce qui semble indiquer qu'il n'y aurait aucun effet fonction de la largeur de raie; il y a par contre comme on s'y attendait un accroissement sensible du taux de détection lorsque l'on parcourt la séquence des types des spirales Sa aux spirales Sdm ( $\simeq 15\%$ , un résultat qui est clair sur la figure 3.9b); on n'observe aucun effet significatif avec l'accroissement de la distance (tout au plus 5% de différence entre  $V=0$  et  $V=6000$  km s<sup>-1</sup>). Ces résultats sont prometteurs pour l'usage de la relation TF, puisqu'ils ne laissent entrevoir aucun effet de sélection particulier: malgré les 10% de galaxies non détectées en HI, on n'attend aucune coupure systématique dépendante de la distance dans la fonction de distribution des  $\log V_m$ . Il faut toutefois rester attentif au fait que d'expérience, il est plus difficile de détecter une raie très étroite, ou une raie très large, qu'un profil moyen (à cause des fluctuations de la ligne de base). Une perte, même faible, au niveau des queues de distribution ( $W \leq 100$  km s<sup>-1</sup> ou

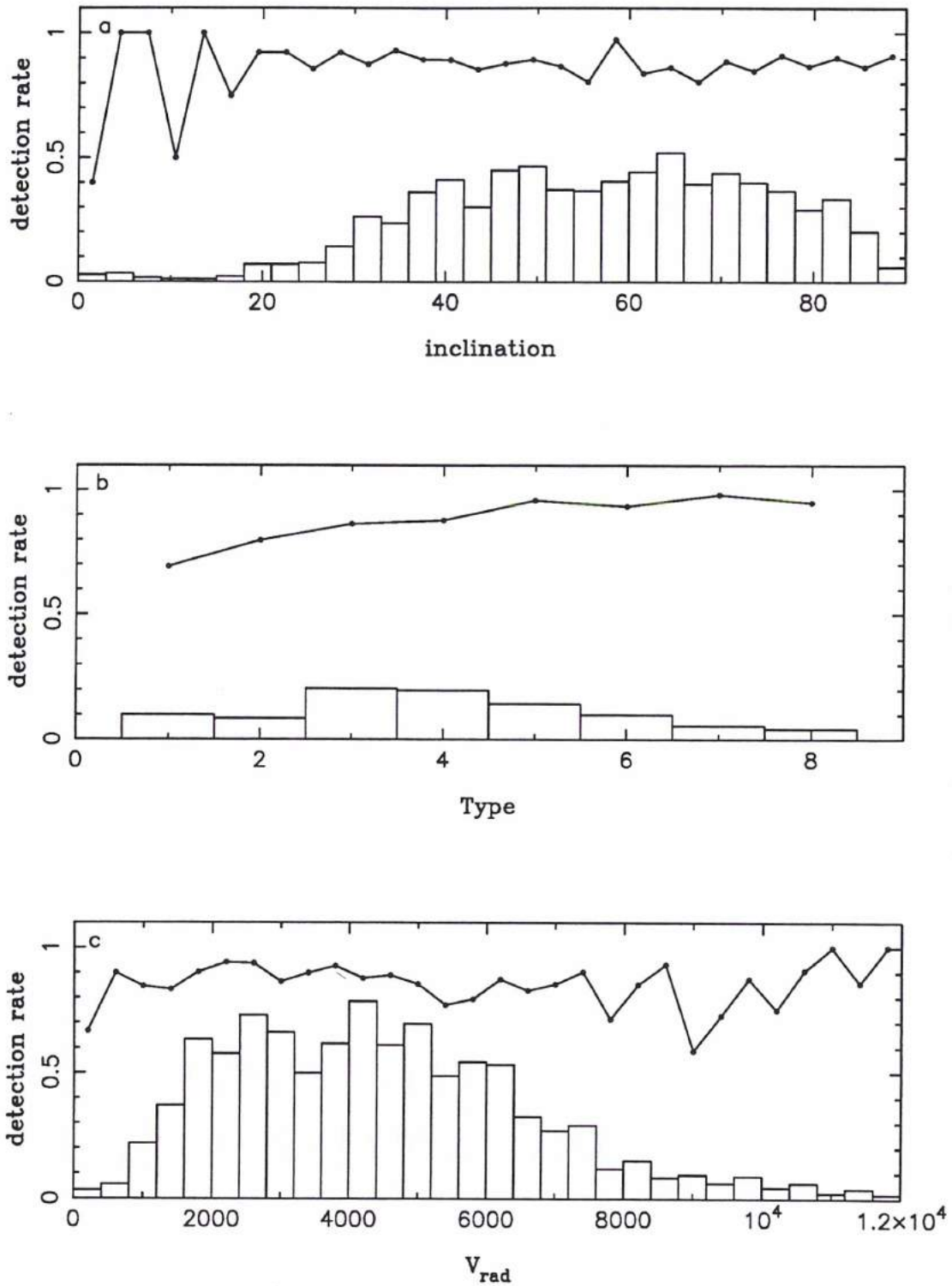


Figure 3.9: Taux de détection pour les galaxies de vitesse radiale connue: a. en fonction de l'inclinaison, b. en fonction du type morphologique, c. en fonction de la vitesse radiale

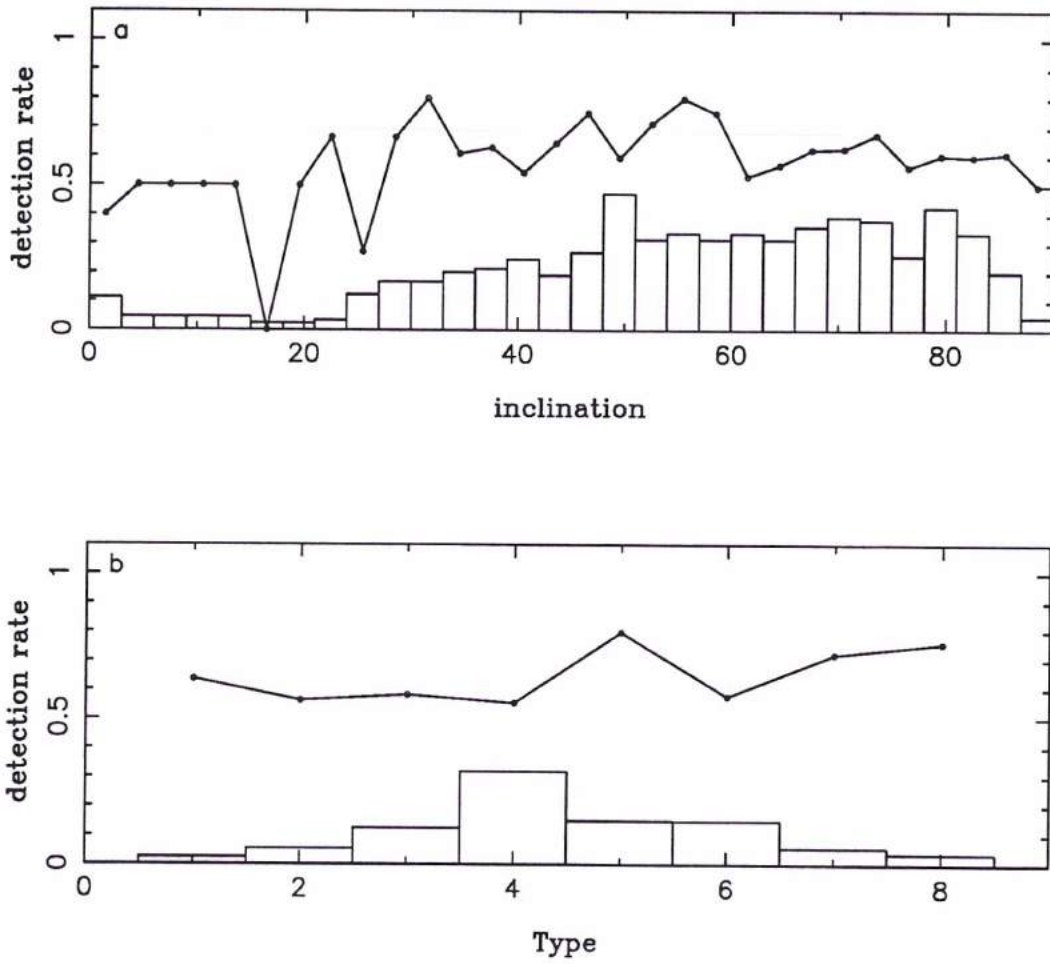


Figure 3.10: Taux de détection pour les galaxies de vitesse radiale inconnue (recherche de vitesse en HI): a. en fonction de l'inclinaison, b. en fonction du type morphologique,

$W \geq 500 \text{ km s}^{-1}$ ) peut décaler sensiblement la moyenne observée par rapport à la médiane. Nous y reviendrons à propos de l'évaluation de la constante de Hubble par la relation Tully-Fisher inverse (Ch. 11). Il est aussi essentiel de traiter les types morphologiques séparément lorsque l'on fait appel à la relation inverse ou à la relation en magnitude 21-cm. Pour cette dernière, ces résultats nous laissent présager un effet de type important sur le point zéro de la régression.

#### **APPENDICE: liste des programmes d'observations HI**

##### **Au Radiotélescope de Nançay**

1992-1996: Suivi du flux HI de 10 galaxies de calibration pour le Radiotélescope de Nançay

06/94 - 05/95: Etude des structures à grande échelle dans la zone d'absence, 700 galaxies spirales

12/88 - 11/96: Echelle des distances extragalactiques (EDS), 2700 galaxies spirales

12/94 - 11/95: Galaxies IRAS cachées par la Voie Lactée, 68 galaxies spirales

12/94 - 11/95: Etude du mouvement de chute depuis l'arrière du Grand Attracteur, 324 galaxies spirales

12/95 - 05/96: Observation HI de 104 nouvelles galaxies dans la zone d'absence, jusqu'à des vitesses radiales de 7000 km/s

12/94 - 11/96: A uniform all sky survey of IRAS galaxies, 392 spiral galaxies

12/96 - 05/97: Tests pour un suivi HI des nouvelles galaxies spirales DENIS, 32 galaxies

05/97 - 11/97: Suivi HI des galaxies spirales DENIS, 104 galaxies

05/97 - 11/97: Observations HI de pseudo-sosies de M31 et M81, 294 galaxies

##### **Au Radiotélescope de Parkes**

16/08/94 - 20/08/94: Kinematics of the local universe, 52 galaxies

28/08/95 - 07/09/95: K' Tully-Fisher survey, 150 galaxies

01/05/96 - 05/05/96: K' Tully-Fisher survey, 60 galaxies



# Chapitre 4

## Vitesses radiales et distance cinématique

### 4.1 Les vitesses radiales

Les vitesses radiales héliocentriques sont obtenues à partir des mesures optiques et des mesures radios publiées dans la littérature et collectées dans LEDA. A l'origine, la compilation des données optiques a été faite pour la préparation du catalogue du RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991). Les vitesses sont corrigées des effets systématiques grâce aux intercomparaisons entre les différentes références. Un poids statistique ainsi qu'une incertitude  $\sigma_{V_{op}}$  sont alors associés à chaque référence. Une petite partie de ces vitesses optiques a été obtenue par notre groupe aux télescopes de l'ESO et de l'OHP ( $\simeq 600$  spectres) comme phase préparatoire au programme radio EDS effectué à l'observatoire de Nançay.

Les vitesses radios proviennent essentiellement de mesures en raie 21-cm, auxquelles s'ajoutent quelques mesures de la raie OH à 18-cm. L'accord entre les différentes sources étant en général excellent, les vitesses radios ne nécessitent pas de correction systématique. L'erreur moyenne  $\sigma_{V_{ra}}$  est donnée en fonction de la résolution spectrale selon la formule présentée au chapitre précédent.

La vitesse héliocentrique d'une galaxie est calculée comme la moyenne pondérée des vitesses optiques et des vitesses radios, les poids respectifs correspondant à l'inverse du carré de  $\sigma_{V_{op}}$  et  $\sigma_{V_{ra}}$ . Le poids final nous donne l'incertitude effective sur la vitesse radiale de la galaxie. Lorsque la différence entre les deux vitesses est supérieure à  $500 \text{ km s}^{-1}$ , on adopte la vitesse ayant le plus grand poids; il s'agit très généralement de la vitesse radio dont la mesure est bien souvent la plus précise.

Les vitesses héliocentriques sont ensuite corrigées du mouvement du Soleil par rapport au LSR ( $20 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b)=(57^\circ, 23^\circ)$ , selon Kerr & Lynden-Bell, 1986), du mouvement du LSR par rapport au centre galactique ( $222 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b)=(91^\circ, 0^\circ)$ , selon Fich, Blitz, & Stark, 1989), et du mouvement de notre galaxie par rapport au centroïde des vitesses du Groupe Local, soit un mouvement du Soleil par rapport au Groupe Local de  $308 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b)=(105^\circ, -7^\circ)$  (Yahil, Tammann, & Sandage,

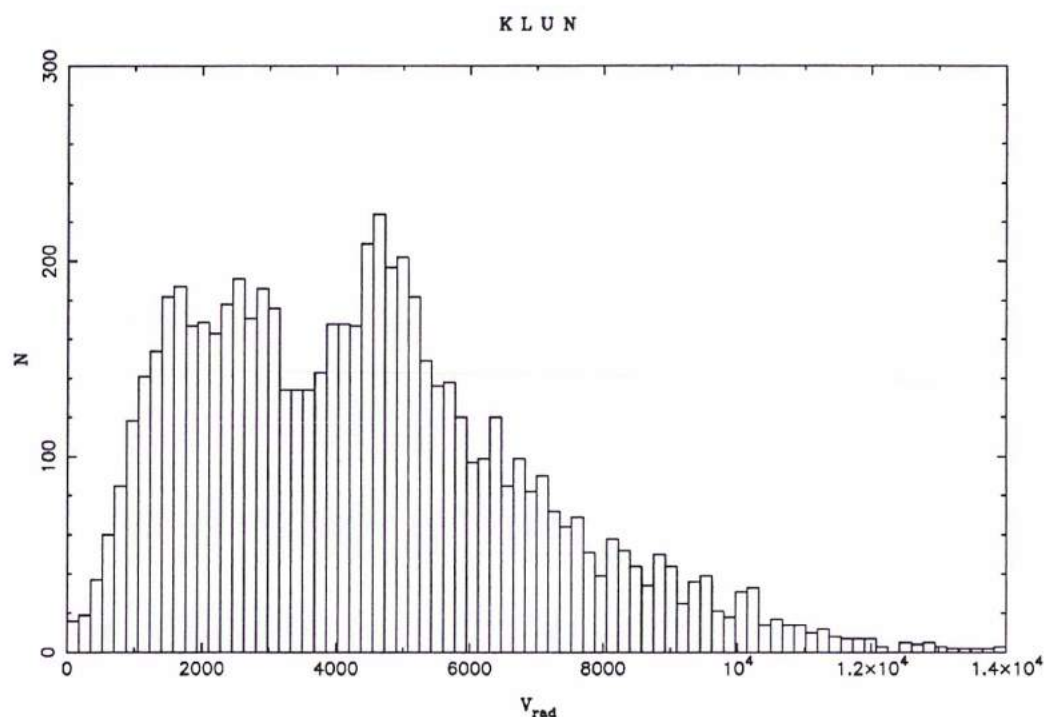


Figure 4.1: Histogramme des vitesses radiales pour l'échantillon KLUN

1977). Pour l'étude des vitesses particulières (troisième partie) il sera important d'exprimer la vitesse radiale dans le référentiel du CMB en s'appuyant sur la nouvelle détermination de COBE (Bennett et al. 1996), soit une vitesse du Groupe Local de  $622 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b) = (277^\circ, 30^\circ)$ . La distribution de l'échantillon KLUN en vitesse radiale est présentée sur la figure 4.1.

## 4.2 L'échelle de distance cinématique

Pour construire, puis étudier la relation Tully-Fisher, il est nécessaire de se donner une échelle de distance de référence. Ainsi, nous utiliserons tout au long de cette thèse une échelle de distance dite "cinématique", construite à partir des vitesses radiales observées et d'un modèle linéaire de chute en direction du centre de l'amas de la Vierge (de coordonnées Galactiques  $l=284^\circ$  et  $b=74^\circ$ ). Nous nous appuyons ici sur les travaux de Peebles (1976) qui a montré que si les mouvements sont induits par des forces de gravitation, et si la distribution de densité de matière est à symétrie sphérique et varie en  $r^{-2}$  autour du centre de l'amas (ce qui constitue d'après Yahil et al (1980), une hypothèse acceptable pour l'amas Virgo), alors le champ de vitesse de chute  $V(r)$  est proportionnel à l'inverse de la distance à Virgo. Notons que ce modèle peut aujourd'hui paraître démodé en regard de modèles plus récents prenant en compte les différents regroupements que l'on a mis en évidence à l'intérieur de



l'amas (voir Sect. 1.2.3.). Ces modèles rendent indéniablement mieux compte de la distribution de la matière dans l'amas de la Vierge, mais ils sont aussi plus complexes. Toutefois, pour l'usage que l'on veut en faire ici, le modèle linéaire de Peebles reste en première approximation tout à fait acceptable; et ceci d'autant plus que les objets trop proches du centre de Virgo sont naturellement exclus de l'échantillon (voir plus loin).

La distance cinématique relative  $d_{cin}$  d'une galaxie est donnée en unités de distance de Virgo (nous appellerons  $d_{vir}$  la distance qui sépare Virgo du Groupe Local) et peut être déduite des paramètres suivants: la distance angulaire  $\theta$  entre la galaxie visée et le centre de Virgo, la vitesse radiale observée  $V_0$  de la galaxie ramenée au barycentre du Groupe Local, la moyenne des vitesses radiales observées dans l'amas Virgo  $(V_0)_{vir}$  par rapport au Groupe Local, et enfin la vitesse  $v_0$  de chute du Groupe Local dans la direction de Virgo. La vitesse radiale  $V_c$  corrigée du mouvement de chute s'écrit donc:

$$V_c = H_0 d = V_{vir} \frac{d}{d_{vir}} = [(V_0)_{vir} + v_0] d_{cin}$$

où  $V_{vir} = (V_0)_{vir} + v_0$   
ou bien

$$V_c = V_0 + v_0 \frac{1 + d_{cin} \cos \theta - 2 \cos^2 \theta}{1 - 2 d_{cin} \cos \theta + d_{cin}^2} d_{cin}$$

la distance relative  $d_{cin} = \frac{d}{d_{vir}}$  est alors solution de l'équation:

$$d_{cin}^3 + \alpha d_{cin}^2 + \beta d_{cin} + \gamma = 0 (*)$$

avec

$$\alpha = - \frac{2 \cos \theta (V_0)_{vir} + v_0 \cos \theta + V_0}{(V_0)_{vir} + v_0}$$

$$\beta = \frac{2 \cos^2 \theta v_0 + 2 \cos \theta V_0 + (V_0)_{vir}}{(V_0)_{vir} + v_0}$$

$$\gamma = - \frac{V_0}{(V_0)_{vir} + v_0}$$

La vitesse cosmologique de Virgo ( $V_{vir}$ ), mesurée dans le référentiel de Mach défini par un ensemble d'amas lointains, a été estimée à  $1179 \pm 17 \text{ km s}^{-1}$  par Sandage et Tammann (1990); la vitesse moyenne observée de l'amas de La Vierge est de l'ordre de  $980 \text{ km s}^{-1}$  (Mould et al, 1980); nous supposons donc  $v_0$  de l'ordre de 150 à 200  $\text{km s}^{-1}$ . Nous exposerons dans la troisième partie de cette thèse une

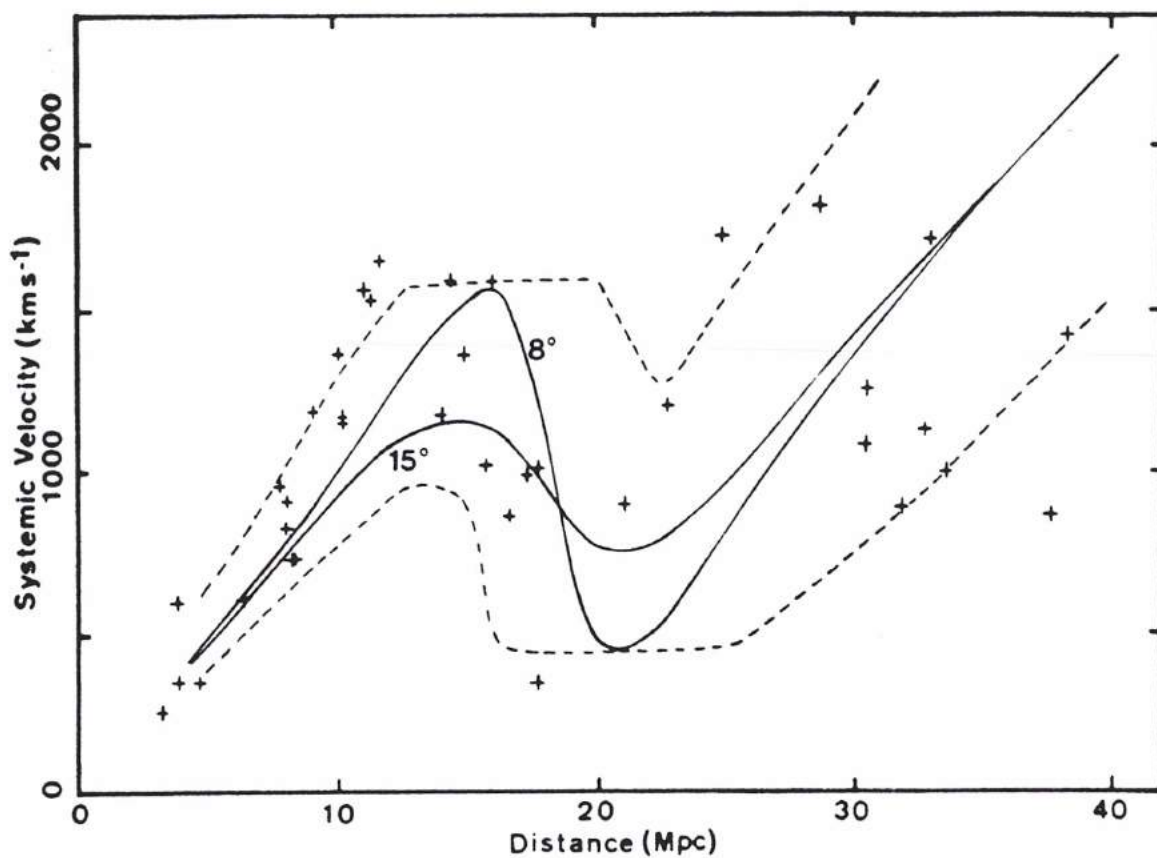


Figure 4.2: Courbes de chute au voisinage du centre de Virgo dans un diagramme vitesse-distance (Teerikorpi et al. 1992). Les deux courbes en plein correspondent aux solutions de Tolman-Bondi pour des distances angulaires de  $8^\circ$  et  $15^\circ$  respectivement par rapport au centre de l'amas.

méthode qui permet de confirmer cette valeur; nous y discuterons aussi de l'influence des paramètres du modèle sur nos résultats.

Par ailleurs, lorsque  $\theta$  est trop petit, l'équation (\*) donne plusieurs solutions possibles pour  $d_{cin}$  ("triple value region", voir Tonry et Davis, 1981, et Aaronson et al. 1982). Il est évident que pour éviter des erreurs dues à un choix arbitraire, ou au modèle lui-même, qui on l'a vu perd en fiabilité à l'approche des régions centrales de Virgo, les objets situés à proximité du centre de l'amas ont été exclus de l'échantillon. La figure 4.2 empruntée à Teerikorpi et al. (1992), illustre ce mouvement de chute pour différents angles solides autour de la direction de Virgo.

On notera aussi que l'on ne considère ici qu'un modèle simple à unique attracteur. Cependant, même si les résultats se sont accumulés ces dix dernières années au sujet de vastes mouvements d'ensemble à grande échelle en direction du complexe Hydra-

Centaurus, de l'amas de la Poupe ou de l'amas A3627, ou encore vers le supposé Grand Attracteur, l'amas de La Vierge reste la structure prééminente du superamas local, et garde une influence dominante à cette échelle. La prise en compte de cette composante de chute permet de réduire la dispersion autour de la valeur moyenne estimée de la constante de Hubble, les vitesses radiales corrigées étant mieux assimilables à des vitesses cosmologiques que les vitesses observées, notamment à petite distance où les mouvements particuliers deviennent comparables à la vitesse d'expansion.



# Chapitre 5

## L'avenir de KLUN

L'avenir de l'échantillon KLUN, et plus généralement de tout échantillon Tully-Fisher, passe par deux considérations essentielles qui sont d'une part la réduction de la dispersion de la relation par la prise en compte de nouveaux paramètres, et d'autre part, le déplacement des limites de complétude par l'acquisition de nombreuses données nouvelles. Ce sont en effet cette dispersion et cette limite de complétude qui régissent l'influence du biais de Malmquist sur l'échelle des distances et la reconstruction du champ des vitesses particulières. Plus la dispersion est faible, plus le biais évolue lentement avec la distance, et plus l'échantillon est profond en magnitude ou en diamètre apparent, et plus la limite de l'échantillon non-biaisé est repoussée à de plus grandes distances (voir Ch. 6).

L'échantillon KLUN, avec ses 6600 galaxies spirales, a aujourd'hui atteint son objectif, puisqu'il permet d'estimer la constante de Hubble dans le champ au moyen du plus gros échantillon non-biaisé jamais encore utilisé (plus de 600 objets, par comparaison aux 40 galaxies non-biaisées de Bottinelli et al. 1986). Il a en outre permis par sa grande taille de mettre en évidence la dépendance du point zéro de la relation Tully-Fisher vis-à-vis du type morphologique ou de la brillance superficielle moyenne. Même en en tenant compte, l'incertitude sur les distances reste importante, de l'ordre de 20-25 %. De telles barres d'erreur imposent des limites à la possible reconstruction du champ des vitesses particulières et à son interprétation en terme de champ de gravitation ou de champ de densité. Avec une telle dispersion, il devient impossible au-delà d'une distance de 200 Mpc ( $H_0 \simeq 50$ ) de mettre en évidence des vitesses particulières d'amplitude inférieure à 500 km s<sup>-1</sup>. Outre les problèmes introduits par la non-uniformité de la distribution de la matière dans l'espace à cette échelle, l'étude du champ des vitesses nécessite alors au préalable un travail de lissage de l'échantillon sur des fenêtres de taille supérieure à celle imposée par les résidus de la relation Tully-Fisher. Si on veut sonder l'univers plus profondément, il nous faudra dans le même mouvement travailler sur le critère de distance lui-même.

Les projets comme DENIS (DEep Near Infrared Survey), le 2-MASS (2 Micron All Sky Survey), ou les catalogues qui se basent sur le Digitelized Sky Survey (plaques

scannées du Palomar) comme le projet CRONA (Caltech-Rome-Naples) ou le projet "LEDA" d'extraction de galaxies en bande  $B$ , nous fourniront de gigantesques ensembles de données homogènes avec pour chaque objet les paramètres astrophysiques principaux en plusieurs bandes de fréquence, et surtout des images digitalisées dont on pourra extraire les profils photométriques dans chaque bande. L'arrivée des grands sondages spectroscopiques comme le projet SDSS (Sloan Digital Sky Survey) ou 2dF (2 dimensions FLAIR) permettront de plus à terme de disposer des vitesses radiales de plus de 400000 galaxies. L'amélioration des techniques en matière de radioastronomie, avec les sensibilités des nouveaux récepteurs, l'élargissement des bandes de fréquence, et les nouvelles générations d'autocorrélateurs, nous donneront dans le même temps la possibilité d'une moisson phénoménale d'observations en raie 21-cm, et donc de compléter en radio les données acquises dans les domaines IR ou optiques. Le télescope de Nançay rénové, avec la réalisation du projet FORT (Foyer Optimisé du RadioTélescope) à la fin 1998, sera par exemple à même de fournir environ 10000 spectres HI par an.

## 5.1 Les galaxies DENIS/LEDA

Rappelons tout d'abord que DENIS est le premier sondage effectué en photométrie CCD directe, et qu'il nous fournit un catalogue dans trois bandes de fréquences  $I$  ( $0.8 \mu\text{m}$ ),  $J$  ( $1.25 \mu\text{m}$ ) et  $K$  ( $2.5 \mu\text{m}$ ) homogène sur la totalité du ciel Austral ( $\delta \leq 2^\circ$ ). Sa résolution angulaire est d'une seconde d'arc par pixel et nous permet une description morphologique des objets ainsi que l'extraction de profils de brillance. La complétude en bande  $I$  atteint 14.5 mag (voir figure 5.1), soit en bande  $B$  l'équivalent d'une magnitude 16, la profondeur de l'échantillon pouvant atteindre  $z=0.06$ . Après à peine un an et demi de fonctionnement, DENIS nous a déjà révélé plus de 40000 galaxies nouvelles. Au terme du projet, l'hémisphère Sud contiendra au minimum 200000 galaxies. Ce sont le projet Américain 2-MASS, et en attendant, l'exploitation du DSS, qui nous permettront de contre-balancer cette anisotropie observationnelle.

### 5.1.1 Extraction des sources, paramètres astrophysiques

Depuis Février 1996 toutes les images  $I$  ( $0.8 \mu\text{m}$ ) de DENIS traitées à l'Institut d'Astrophysique de Paris (IAP), sont récupérées chaque nuit à l'Observatoire de Lyon et analysées le lendemain, permettant un suivi complet en 24 heures. Les images en bande  $J$  ( $1.25 \mu\text{m}$ ) et  $K$  ( $2.15 \mu\text{m}$ ) sont analysées de la même façon depuis le début de cette année 1997.

Les images DENIS consistent en une série de bandes de  $30^\circ \times 12'$ , divisés en champs de  $12' \times 12'$  dans lesquels étoiles et galaxies doivent être reconnues et séparées correctement (Fig. 5.2)

Les objets sont d'abord sélectionnés comme un ensemble de pixels connexes au dessus du fond de ciel. Pour des raisons de compression de fichiers et d'efficacité des critères de sélection, la résolution des images rapatriées par LEDA est modifiée (1

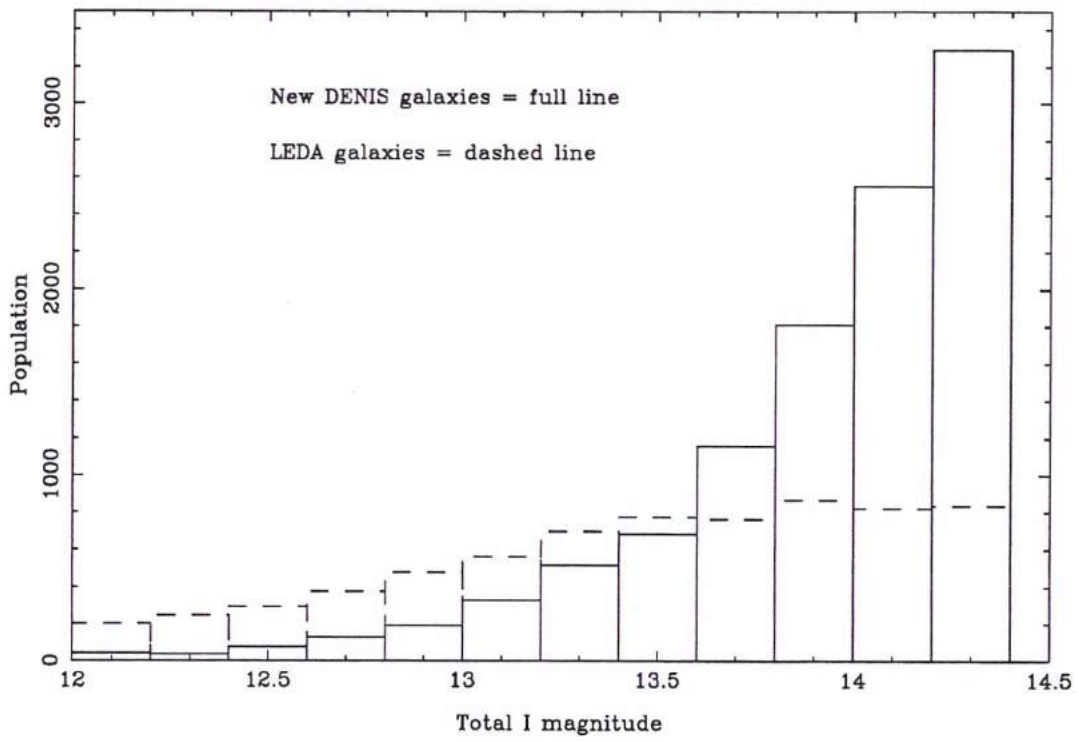


Figure 5.1: Distribution des magnitudes  $I$  extraites par LEDA

point correspond à la moyenne sur 4 pixels (2x2), soit une résolution de 2" /point) et les images sont seuillées à  $2\sigma$  au dessus de la limite de détection.

Pour optimiser l'astrométrie et repositionner l'image sur le ciel, chaque champ est identifié et recalé à partir des étoiles du Guide Star Catalogue.

Un programme de reconnaissance de forme semi-automatique permet d'extraire les galaxies du champ. Les critères de sélection sont les suivants:

- détection de la croix de diffraction pour les objets stellaires
- détection des objets allongés (rapport d'axe petit) qui sont en général des galaxies
- détection des objets multiples (2 maxima non connexes)
- reconnaissance des objets coupés en bord de champ
- rapport de l'intensité maximale avec la surface de l'image (il y a typiquement un rapport 1000 entre étoiles et galaxies)
- gradient de brillance des bords au centre

La matrice image de chaque galaxie reconnue est vérifiée à l'oeil. Ces objets sont ensuite soumis à une identification croisée avec la base extragalactique LEDA, ce qui permet de mettre en valeur les objets nouveaux.

Sur la figure 5.3 on reconnaît 4 galaxies, dont une jamais encore cataloguée qui sera nommée ici "leda0".

Sur la base de chaque matrice-image, on extrait les paramètres astrophysiques suivants: coordonnées du centre, du barycentre, le grand axe et le petit axe, l'angle de position, et la magnitude. Ces données sont mesurées pour 3 niveaux d'intensité différents sur la plaque CCD, correspondant à 3 isophotes différentes.

La première isophote correspond à la frontière de l'objet sur le ciel, soit une brillance superficielle de  $23.2 \text{ mag } (")^{-2}$ ; le seuil de détection à  $1\sigma$  correspond à  $23.58 \text{ mag } (")^{-2}$ . Les deux autres isophotes permettent de caractériser la forme du profil de brillance (Fig. 5.4).

La magnitude à l'intérieur de chaque isophote ( $i=1, 2, 4$ ) est définie comme suit:

$$I(i) = -2.5 \log \sum_{\text{pixel}} (\text{intensité}) + 24 + C_S + C_{(atm)}$$

où  $C_S$  permet par exemple de se ramener à l'échelle de magnitude de Mathewson ( $C_{S,Mathewson}=0.32$ ) et  $C_{(atm)}$  représente la correction atmosphérique ( $C=0.045/\cos z$ ).

La magnitude totale extrapolée et intégrée sur l'ensemble du profil de brillance s'écrit:  $I_t = 2.I(1) - I(2)$

On calcule aussi un paramètre "morphologique"  $atype = I(4) - I(1)$



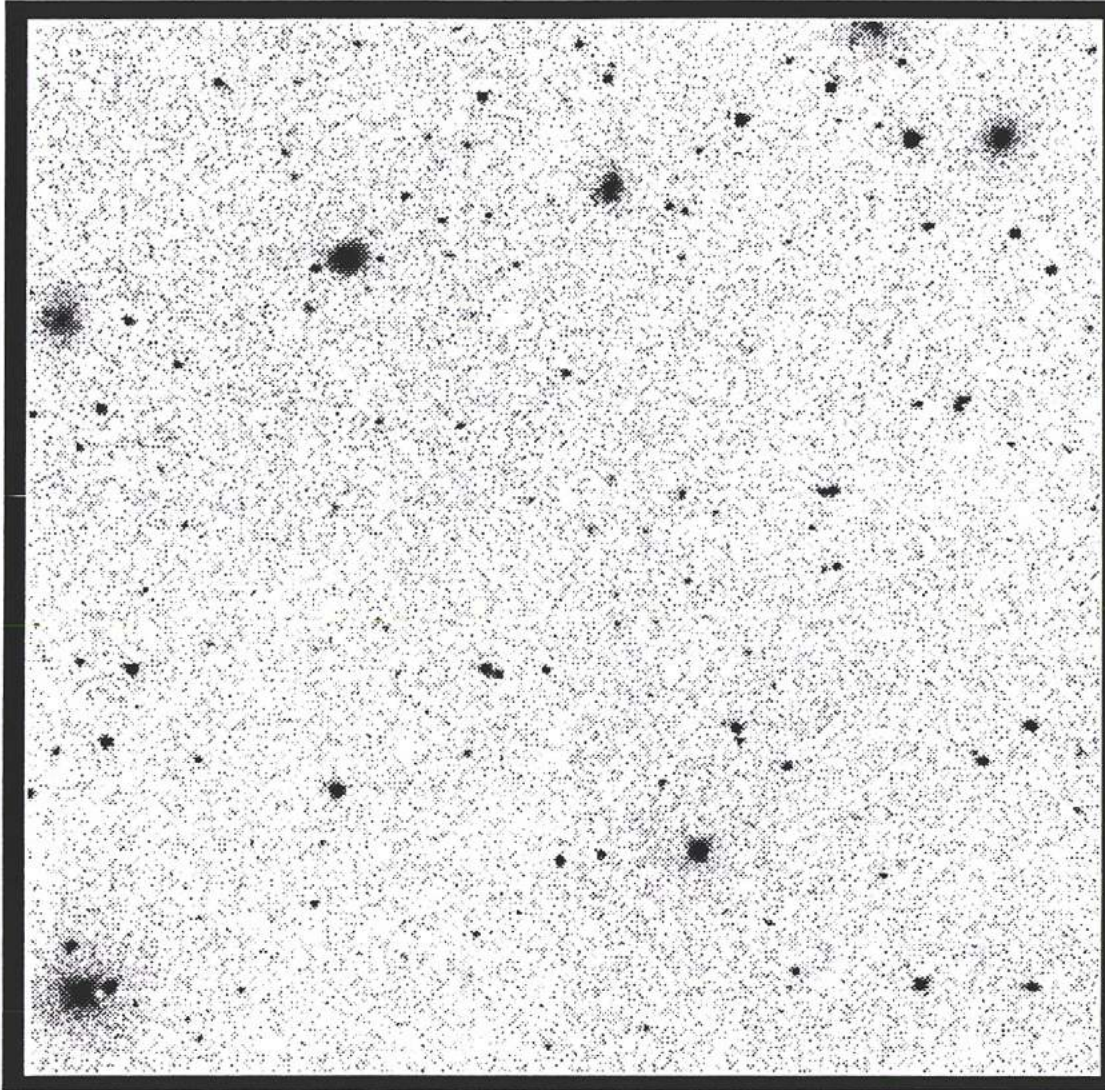


Figure 5.2: Exemple d'un champ "DENIS" de 12'×12'

LEDA 15754

LEDA 15777

LEDA 15786

LEDA 0

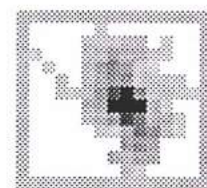
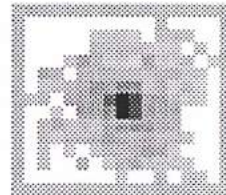
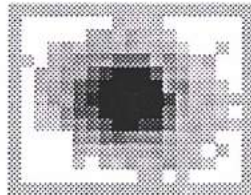
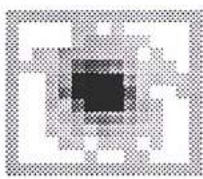


Figure 5.3: Matrices images des quatre galaxies présentes dans le champ (Fig. 5.2). LEDA0 est un objet non encore répertorié

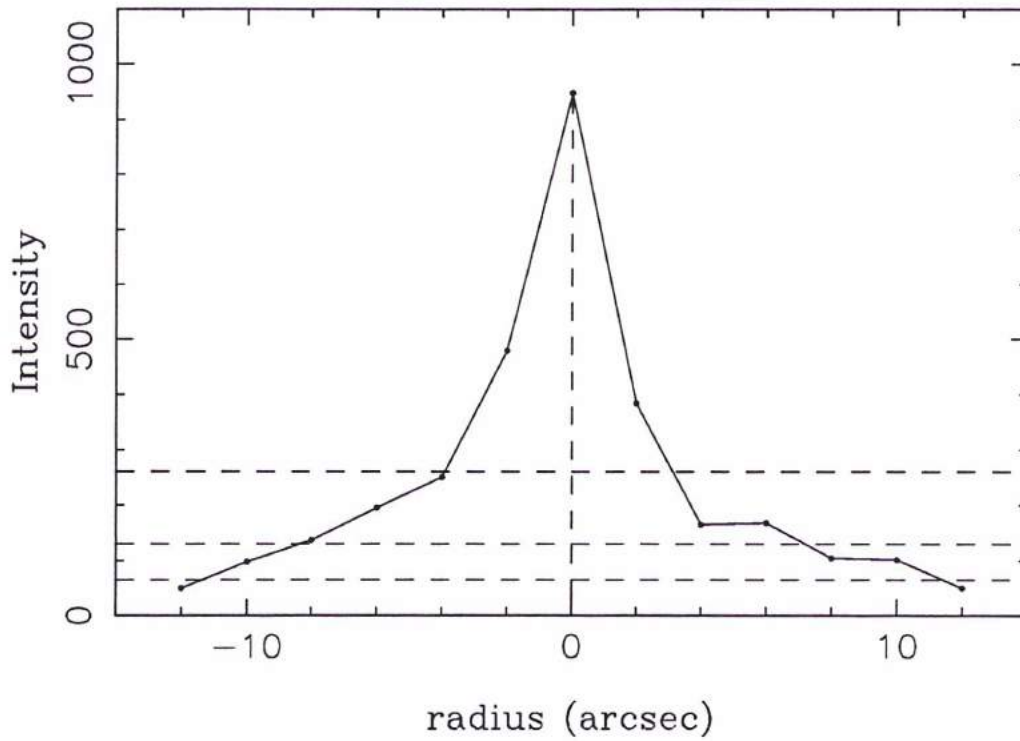


Figure 5.4: Profil de brillance de LEDA0, les trois niveaux de brillance utilisés sont représentés par des droites en pointillés

### 5.1.2 Projet de suivi HI

DENIS représente une base de données extraordinaire pour construire un vaste échantillon Tully-Fisher et étudier la distribution de la matière jusqu'à  $z=0.06$ . Les images en bandes  $J$  et  $K$  permettront en outre de sonder plus profondément dans la zone d'obscurcissement galactique et d'y compléter notre couverture actuelle du ciel extragalactique.

Nous avons proposé un programme préliminaire au radiotélescope de Nançay, limité à quelques heures d'observation, pour tester les informations sur le type morphologique ou la distance que l'on peut tirer directement des images en bande  $I$ . Le programme de suivi proprement dit a débuté au deuxième semestre 1997, avec un premier échantillon de 104 galaxies spirales de vitesses radiales connues.

Pour une observation HI, on a en effet besoin de connaître avec une incertitude raisonnable la vitesse radiale des objets (pour viser la bonne bande de fréquence) ainsi que le type morphologique, pour ne sélectionner que les galaxies spirales (qui sont riches en hydrogène et utilisables avec la relation TF).

Sans connaissance a priori du décalage spectral ou du type, on peut cependant optimiser la recherche de vitesse en HI:

- 1) On estime le domaine de vitesse radiale où se trouve la galaxie à partir de la magnitude totale et du paramètre  $atype$  (voir Fig. 5.5):

$$\log V_{est} = f(I_t, atype) = a \times I_t + b \times atype + c$$

Avec une incertitude de 30% sur la vitesse (à  $2\sigma$ ), la largeur de bande actuelle de Nançay permet de couvrir cet intervalle jusqu'à des vitesses radiales de 6-7000 km s<sup>-1</sup>.

- 2) La figure 5.6 représente la corrélation entre le type morphologique et le paramètre  $atype$  pour les galaxies cross-identifiées avec LEDA. On voit que pour  $\log(atype) \geq 0.2$ , on est sûr de ne sélectionner aucune galaxie elliptique; on a par contre une probabilité non négligeable d'observer des naines. En coupant à  $\log(atype)=0.$ , on a certes des chances de sélectionner quelques lenticulaires, mais la majorité des objets sont des spirales classiques.

En pausant seulement 3-4 heures par objet, nous avons obtenu  $\simeq 25\%$  de détection avec la sélection la plus stricte, et un bien meilleur rendement (pratiquement 100%) dans le domaine  $0 \leq \log(atype) \leq 0.2$ .

Le radiotélescope de Nançay rénové (projet F.O.R.T.), qui sera disponible fin 1998, est l'instrument idéal pour un suivi HI de DENIS entre  $\delta=3^\circ$  et  $\delta=-38^\circ$ . En attendant, pour optimiser le rendement, il est important d'observer d'abord les objets déjà dans LEDA et possédant une mesure du décalage spectral. Un programme spectroscopique optique complémentaire (le projet 6-df dirigé par G.Mamon) pourra être d'une grande utilité. Le programme de recherche de vitesse HI sera concentré

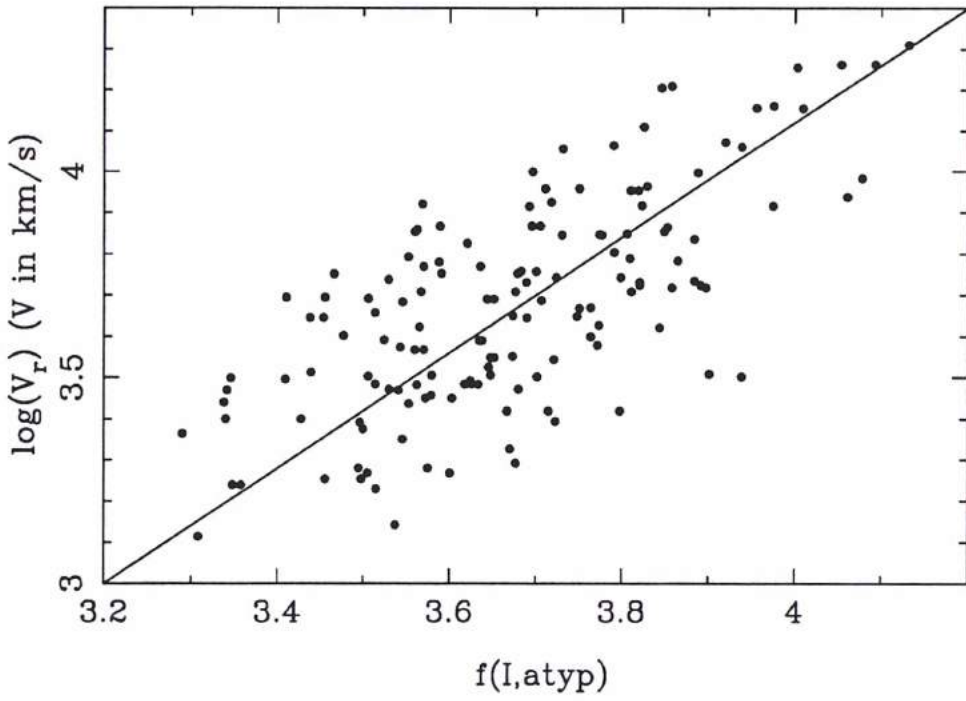


Figure 5.5: Estimation de la vitesse radiale d'une galaxie à partir du paramètre *atype* et de sa magnitude *I*

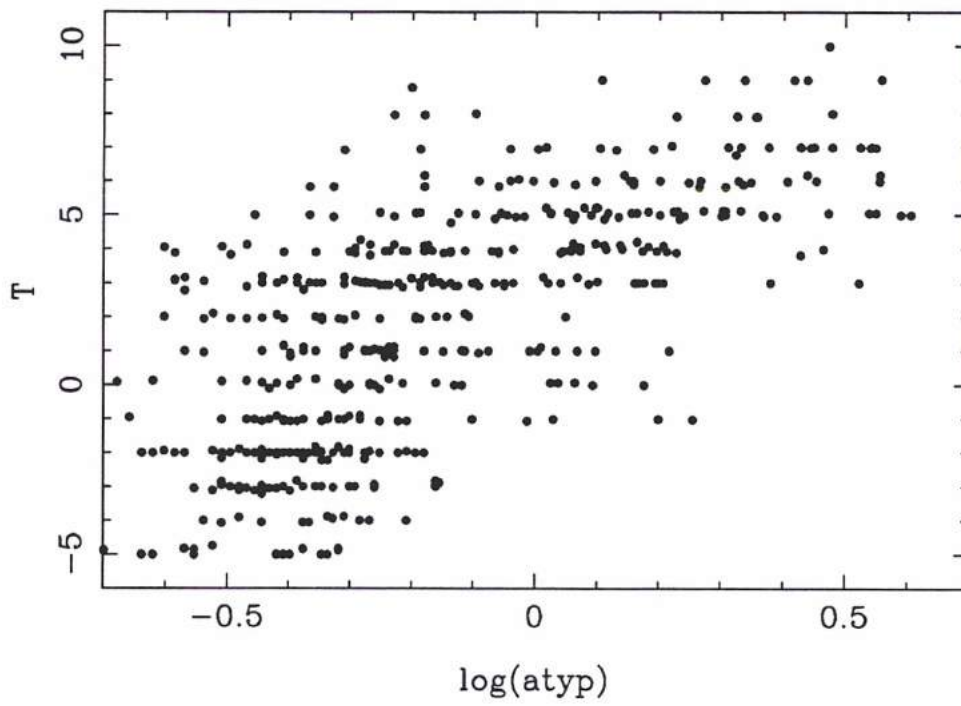


Figure 5.6: Estimation du type morphologique d'une galaxie à partir du paramètre  $\text{atype}$

dans la zone d'absence, où il est le plus utile. Avec F.O.R.T., le rendement sera équivalent en mode normal et en mode recherche de vitesse; les éléments principaux de cette rénovation sont présentés dans la section suivante.

## 5.2 Le Projet F.O.R.T.

Le radiotélescope de Nançay a été construit au début des années soixantes; c'est un instrument méridien d'une surface de  $6912 \text{ m}^2$  dont le miroir primaire est sphérique. Il permet d'observer jusqu'à une déclinaison  $\delta = -39^\circ$  et peut fonctionner actuellement jusqu'à 4 GHz. Son système focal bas lui confère une immunité naturelle aux parasites de la terre, et la qualité du site est excellente grâce à la forêt solognote qui le protège des interférences.

Le rendement actuel du radiotélescope est de 50% en polarisation horizontale et de 40% en polarisation verticale. Sa température de système est de 45 K à  $\lambda = 21 \text{ cm}$ . L'autocorrélateur est constitué de 1024 canaux; il est découpable en 2 ou 4 batteries d'une largeur de 6.4 MHz, soit une résolution en vitesse radiale de 2.6 à  $5.2 \text{ km s}^{-1}$ .

Le projet FORT (Foyer Optimisé du RadioTélescope) prévoit d'atteindre une température de système de 23 K, d'améliorer le rendement en polarisation verticale pour qu'il soit équivalent au rendement en polarisation horizontale, de réduire la susceptibilité des antennes aux interférences extérieures et internes. Le nouveau système focal est construit par le CSIRO; il est constitué d'un système Grégorien illuminé par des cornets corrigés coniques. Le procédé a déjà été testé pour l'Australia Telescope. Les miroirs secondaires et tertiaires mesurent respectivement 5 mètres de diamètre et  $2.6 \text{ m} \times 2.1 \text{ m}$  (elliptique). Le rendement devrait atteindre 64% à 21 cm pour les deux polarisations. Le gain en sensibilité sera de 2.4 à 21 cm, soit un facteur 5.8 en temps d'intégration. Le chariot porteur, construit par le GIAT, pèse trente tonnes et tient dans un cube de 10 m de côté. Il sera mobile sur une voie (3 rails) de 90 mètres de long. Le récepteur devrait permettre la mesure des quatre paramètres de Stokes pour une bande passante de 400 MHz.

Le nouvel autocorrélateur aura 8192 canaux digitalisés à 9 niveaux (3 bits) avec une bande d'analyse de 50 MHz. Il pourra être scindé en 8 batteries. Sa résolution s'échelonnera de 500 kHz à 50 Hz. Son prototype a été fabriqué par le département ARPEGES (RIR) à l'observatoire de Meudon; il fonctionne à la fréquence d'horloge de 100 MHz.

Pour la recherche de vitesse, cela veut dire en pratique que l'on couvrira en une fois un intervalle de  $32\,000 \text{ km s}^{-1}$  au lieu de seulement  $4800 \text{ km s}^{-1}$ , avec la même résolution spectrale. De plus, avec l'utilisation simultanée des deux polarisations sur une très large bande de fréquence, le gain en temps d'intégration sera d'un facteur 12: ce qui était détecté en 4 heures le sera en seulement 20 minutes !

[P8]



# Extragalactic database

## VII. Reduction of astrophysical parameters

G. Paturel<sup>1</sup>, H. Andernach<sup>1</sup>, L. Bottinelli<sup>2,3</sup>, H. Di Nella<sup>1</sup>, N. Durand<sup>2</sup>, R. Garnier<sup>1</sup>, L. Gouguenheim<sup>2,3</sup>, P. Lanoix<sup>1</sup>, M.C. Marthinet<sup>1</sup>, C. Petit<sup>1</sup>, J. Rousseau<sup>1</sup>, G. Theureau<sup>2</sup>, and I. Vauglin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CRAL-Observatoire de Lyon, UMR 5574, F-69230 Saint-Genis Laval, France

<sup>2</sup> Observatoire de Paris-Meudon, URA 1757, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>3</sup> Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

Received September 10; accepted November 5, 1996

**Abstract.** The Lyon-Meudon Extragalactic database (LEDA) gives a free access to the main astrophysical parameters for more than 100 000 galaxies. The most common names are compiled allowing users to recover quickly any galaxy. All these measured astrophysical parameters are first reduced to a common system according to well defined reduction formulae leading to mean homogenized parameters. Further, these parameters are also transformed into corrected parameters from widely accepted models. For instance, raw 21-cm line widths are transformed into mean standard widths after correction for instrumental effect and then into maximum velocity rotation properly corrected for inclination and non-circular velocity. This paper presents the reduction formulae for each parameter: coordinates, morphological type and luminosity class, diameter and axis ratio, apparent magnitude ( $U^*BV^*$ , IR, HI) and colors, maximum velocity rotation and central velocity dispersion, radial velocity, mean surface brightness, distance modulus and absolute magnitude, and group membership. For each of these parameters intermediate quantities are given: galactic extinction, inclination, K-correction etc..

All these parameters are available from direct connexion to LEDA and distributed on a standard CD-ROM (PGC-ROM 1996) by the Observatoire de Lyon via the CNRS.

**Key words:** galaxies: fundamental parameters — astronomical data bases: miscellaneous — catalogs

### 1. Introduction

This paper gives a detailed description of the reduction of astrophysical parameters available through LEDA

*Send offprint requests to:* G. Paturel

database for more than 100 000 galaxies. It is often required by users of LEDA who need a reference where the description of parameters reduction is given. Most of these reduction procedures were described in previous studies:

- Central velocity dispersion (Davoust et al. 1985)
- Kinematical distance modulus (Bottinelli et al. 1986)
- HI data (HI velocity, flux and 21-cm line width) (Bottinelli et al. 1990)
- Diameters (Paturel et al. 1991)
- Names of galaxies (Paturel et al. 1991a)
- Group membership (Garcia 1993)
- Apparent magnitudes (Paturel et al. 1994)
- Correction for inclination effect (Bottinelli et al. 1995).

Here, we will summarize these reduction and give reductions for some additional parameters: morphological types and mean effective surface brightness.

Each forthcoming section will be devoted to a given class of parameter.

### 2. General features

In the following sections, each parameter will be designated in a unique way by the word used in the LEDA query language. The correspondence between this designation and the meaning is given in Appendix B together with the variable name used in programs and the format (FORTRAN convention). Such a designation aims at avoiding subscript or exponent characters which can not be used in simple text printing or keyboard entering.

The error on each parameter is now calculated using a method which gives better description of the actual accuracy of the measurement. In previous catalogs the standard error on an average parameter was simply calculated from the sum of weights of each individual parameter (the weight being the inverse square of individual standard error). Now, the standard error is augmented quadratically,



by the external standard deviation between each parameter. This estimate will be designated as the *actual uncertainty*. The precise expression is explained in Appendix A. The main advantage of this new definition is that a parameter with low actual uncertainty cannot result from discrepant individual measurements. So, this definition allows the user to select undoubtedly good data.

All parameters are available through LEDA<sup>1</sup> or from a CD-ROM distributed by the Observatoire de Lyon via the CNRS.

### 3. Name of galaxies

We collected the most common names among 40. The different acronyms used are listed in Table 1 with their abbreviation and the number of occurrences. Some names designate several objects (e.g. UGC1 designates two galaxies, PGC 00177 and PGC 00178). In such cases the name is given to both objects between parentheses.

Since our first catalog of Principal Galaxies (PGC Paturel et al. 1989, 1989a) we have added many new galaxies in LEDA database. Each galaxy created in LEDA database receives a permanent LEDA number. (with the acronym LEDA). Note that LEDA number is identical to PGC number for running number less than 73198. PGC numbers are sorted according to right ascension and declination for epoch 2000.

Many galaxies are known by their lexical name. These names are useful for some nearby large galaxies (Dwingeloo 1 and 2; Maffei 1 and 2 etc...). The equivalence of these names is given in Table 2.

### 4. Coordinates

Equatorial coordinates (Right ascension and Declination) are given for two equinoxes 1950 (Besselian coordinates *a*/1950, *de*/1950) and 2000 (Julian coordinates *a*/2000, *de*/2000). Most of published coordinates are B1950 coordinates. Conversion to J2000 has been made according to the "Merits Standards" published in the U.S. Naval Observatory Circular (1983). For computer use, coordinates are expressed as decimal values (hours to 0.00001 and degrees to 0.0001 for Right Ascension and Declination, respectively). The standard deviation of coordinates is generally not known. Thus we are using a flag *ipad* to tell if the standard deviation is smaller than 10 arcsec or not. We collected systematically accurate coordinates in literature (see Paturel et al. 1989). Recently, we added accurate coordinates directly obtained from images stored in LEDA (Paturel et al. 1996) and from COSMOS database (Rousseau et al. 1996). Among the 100872 galaxies 69165 have accurate coordinates (69 percent).

Table 1. List of acronyms

Acronym	N	Reference
PGC	101258	Paturel et al. 1989
MCG	30662	Vorontsov-Velyaminov et al. 1962-1974,
CGCG	29825	Zwicky et al. 1961-1968
ESO	17277	Lauberts 1982
UGC	13084	Nilson 1973
IRAS	11565	IRAS, Point Source Catalogue, 1988
KUG	7942	Takase & Miyauchi-Isobe 1984-1993
SAIT	7044	Saito et al. 1990
NGC	6517	Dreyer 1888
DRCG	5725	Dressler 1980
IC	3509	Dreyer 1895, 1910
FGC	2573	Karachentsev et al. 1993
VCC	2097	Binggeli et al. 1985
FGCE	1881	Karachentsev et al. 1993
MARK	1514	Markaryan et al. 1967-1981
KCPG	1206	Karachentsev 1987
ANON	1179	de Vaucouleurs et al. 1976
FAIR	1185	Fairall 1977-1988
VV	1164	Vorontsov-Velyaminov 1977
nZW	2714	Zwicky 1971
KARA	1051	Karachentseva 1973
UM	652	Kojoian et al. 1982
VIIIIZW	645	Zwicky et al. 1975
ARAK	595	Kojoian et al. 1981
KAZA	581	Kazarian 1979-1983
DCL	570	Dickens et al. 1986
ARP	561	Arp 1966
HICK	464	Hickson 1993
UGCA	441	Nilson 1974
FCC	340	Ferguson & Sandage 1990
FGCA	291	Karachentsev et al. 1993
SBS	284	Markarian 1983-1984
DDO	242	Fisher & Tully 1975
WEIN	207	Weinberger 1980
TOLO	111	Smith et al. 1976
RB	57	Rood & Baum 1967
nSZW	58	Rodgers et al. 1978
MESS	40	Messier 1781
POX	24	Kunth et al. 1981

Galactic coordinates *l*2, *b*2 are calculated (in degrees to 0.01 deg) from *a*/1950 and *de*/1950 using the coordinates of the galactic pole *a*/1950(pole) = 12.81667 *de*/1950(pole) = 27.4000 and the coordinates of the origin *a*/1950(origin) = 17.70667 *de*/1950 (origin) = -28.9167 according to Blaauw et al. (1960). These galactic coordinates are used to estimate the galactic extinction *ag* converted to Burstein-Heiles system (Burstein & Heiles 1984) from the relationship given in the Second Reference Catalog (de Vaucouleurs et al. 1976; p32, rel. 22; hereafter RC2). In fact, for galactic latitude *b*2 ≥ 20 deg the difference between both systems is negligibly small (except for the zero point difference of 0.20 mag due to the fact that

<sup>1</sup> telnet lmc.univ-lyon1.fr - login: leda  
or: [http://www-obs.univ-lyon1.fr/base/home\\_base.fr.html](http://www-obs.univ-lyon1.fr/base/home_base.fr.html)

Table 2. Galaxies known by their lexical name

Lexical name	Usual name	PGC number
LMC	ESO 56-115	PGC 0017223
SMC	NGC 292	PGC 0003085
Maffei1	UGCA 34	PGC 0009892
Maffei2	UGCA 39	PGC 0010217
Circinus	ESO 97- 13	PGC 0050779
SextansA	MCG -1-26- 30	PGC 0029653
SextansB	UGC 5373	PGC 0028913
Carina	ESO 206- 20A	PGC 0019441
Draco	UGC 10822	PGC 0060095
Fornax	ESO 356- 4	PGC 0010093
Sculptor	ESO 351- 30	PGC 0003589
UrsaMinor	UGC 9749	PGC 0054074
Phoenix	ESO 245- 7	PGC 0006830
LeoA	UGC 5364	PGC 0028868
Pegasus	UGC 12613	PGC 0071538
WLM	MCG -3- 1- 15	PGC 0000143
Malin1		PGC 0042102
HydraA	MCG -2-24- 7	PGC 0026269
CygnusA	MCG 7-41- 3	PGC 0063932
HerculesA	MCG 1-43- 6	PGC 0059117
Dwingeloo1		LEDA0100170
Dwingeloo2		LEDA0101304

Burstein-Heiles give no absorption at the galactic pole). In Fig. 1 the difference between  $ag$  from RC2 and from Burstein-Heiles is plotted vs. the galactic latitude.

The conversion from RC2- to BH-system is the following: if  $|b2| < 20$  deg:

$$ag(BH) = ag(RC2) + 0.70 - 0.045 |b2| \quad (1)$$

and if  $|b2| \geq 20$  deg:

$$ag(BH) = ag(RC2) + 0.001 |b2| - 0.22. \quad (2)$$

The galactic extinction is higher than the one predicted by RC2 formula for low galactic latitude ( $b2 < 20$  deg). The adopted galactic extinction is  $ag = ag(BH) + 0.20$ , where  $ag(BH)$  is calculated from Rel. 1 and Rel. 2.

Supergalactic coordinates  $sgl$ ,  $sgb$  are calculated (in degrees to 0.01 deg) from  $l2$ ,  $b2$  using the coordinates of the supergalactic pole  $l2(\text{pole}) = 47.37$  deg  $b2(\text{pole}) = 6.32$  deg and the coordinates of the origin  $l2(\text{origin}) = 137.37$  deg;  $b2(\text{origin}) = 0$  deg according to de Vaucouleurs et al. (1976).

## 5. Morphological type, luminosity class, and luminosity index

Morphological types (E, SO, Sa ... Sm, Irr) have been entered in LEDA as an internal numerical code. This code will be treated as a continuous quantity.

Obviously, the definition of what is a given morphological type is not the same for each astronomer. We thus

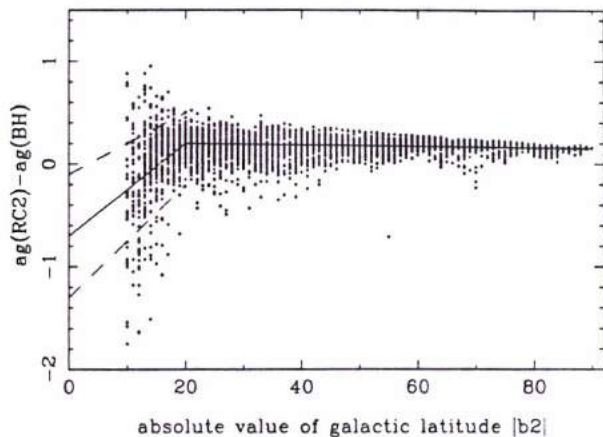


Fig. 1. Difference of galactic extinction from RC2 and Burstein-Heiles vs. the absolute value of the galactic latitude

adopted the RC3 type code system as a reference one and converted to it all type codes of others catalogs. A rms dispersion can be attached to each type code for each reference allowing us to calculate a weighted mean morphological type code  $t$  and its actual uncertainty  $st$ . In addition, some features have been coded in LEDA: ring, bar, interaction (or multiplicity), and compactness. These features are simply given as a flag R, B, M for the first three parameters and C or D for the last one (C for compact and D for diffuse). Further, the numerical code  $t$  and the features above are used to produce a literal Hubble type  $typ$  (e.g. SBa). The ranges of definition are in Table 4.

Table 3. Output morphological type codes

range of $t$	$typ$	range of $typ$	type
$-5 \leq t < -3.5$	E	$3.5 \leq t < 4.5$	Sbc
$-3.5 \leq t < -2.5$	E-SO	$4.5 \leq t < 6.5$	Sc
$-2.5 \leq t < -1.5$	SO	$6.5 \leq t < 7.5$	Scd
$-1.5 \leq t < 0.5$	SOa	$7.5 \leq t < 8.5$	Sd
$0.5 \leq t < 1.5$	Sa	$8.5 \leq t < 9.5$	Sm
$1.5 \leq t < 2.5$	Sab	$9.5 \leq t < 10$	Irr
$2.5 \leq t < 3.5$	Sb		

When the morphological type is uncertain ( $st \geq 4$ ) a rough type is used with a question mark (e.g. E? or S?).

The histogram of mean morphological type codes is given in Fig. 2. These type codes are available for 60130 galaxies.

The luminosity class introduced by Van den Bergh (1960) has been numerically coded between 1 and 9 with

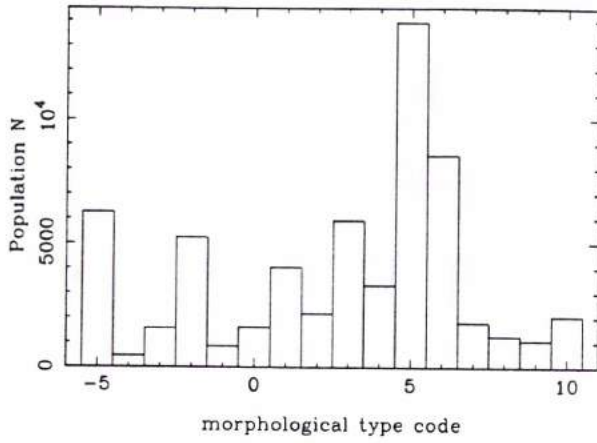


Fig. 2. Histogram for morphological type codes

the extension introduced by H.G. Corwin (SGC, 1985) between 9 and 11. The codes are given in Table 5.

Table 4. Luminosity class codes

code	original class	code	original class
1	I	7	IV
2	I-II	8	IV-V
3	II	9	V
4	II-III	10	V-VI
5	III	11	VI
6	III-IV		

This code is treated as a continuous parameter. We calculated the mean luminosity class  $lc$  and the actual uncertainty  $slc$  by giving the same weight to each reference.

Luminosity class codes and morphological type codes are used to calculate the luminosity index  $\lambda$  according to de Vaucouleurs et al. (1979).

$$\lambda = (lcc + t)/10 \quad (3)$$

where  $lcc$  is the luminosity class corrected for inclination according to the relation:

$$lcc = cl - c \cdot \log r_{25} \quad (4)$$

where  $\log r_{25}$  is the axis ratio defined in Sect. 6 and  $c$  is a parameter depending on the morphological type code  $t$  ( $c = 2.0$  for  $t \leq 5$  and  $c = 2.0 - 0.9(t - 5)$ , otherwise).

## 6. Diameter and axis ratio

Many papers were devoted to the study of diameters and specially to the reduction to the standard system defined

by the isophote at the brightness of  $25B$ -mag arcsec $^{-2}$ . The conclusion of these studies was published by Paturel et al. (1991).

The diameters are expressed to  $0.01'$  in log of  $0.1'$  according to the convention of Second Reference Catalog (de Vaucouleurs et al. 1976). They are designated as  $\log d_{25}$ . For instance a diameter of  $10'$  will be given as  $\log d_{25} = 2.00$ . Axis ratios are expressed in log of the ratio of the major axis to the minor axis. They are designated as  $\log r_{25}$ .

The main catalogs are reduced to the  $D_{25}$ -standard system using a relationship

$$\log d_{25} = a \cdot \log D + b \quad (5)$$

$$\log r_{25} = a' \cdot \log R \quad (6)$$

where  $D$  is the diameter and  $R$  is the ratio of the major axis to the minor axis in a given catalog. The constants  $a$ ,  $b$  and  $a'$  are given in Paturel et al. (1991, Tables 1a and 1b) for the most common catalogs. Diameters and axis ratios extracted from LEDA images or from COSMOS database were converted into the standard system using the same relationships but with different coefficients (Paturel et al. 1996; Garnier et al. 1996; Rousseau et al. 1996).

The completeness curve  $\log N$  vs. the limiting  $\log d_{25}$  is shown in Fig. 3. The completeness is satisfied down to the limit  $\log d_l = 0.9$  (i.e.  $0.8'$  in diameter). Diameters  $\log d_{25}$  are available for 82033 galaxies. The histogram of actual uncertainty  $s \log d_{25}$  on apparent diameter  $\log d_{25}$  is given in Fig. 4. More than 13 000 galaxies have a diameter with an actual uncertainty smaller than 0.05 (in  $\log d_{25}$ ). The distribution of logarithms of axis ratios is shown in Fig. 5. This distribution is close to the one expected if the orientation of galaxies is randomly distributed.

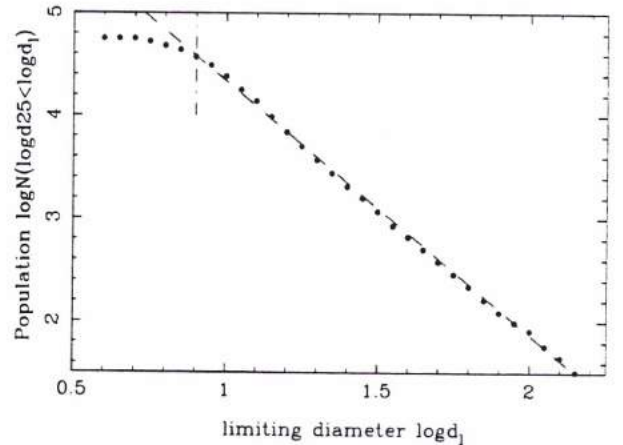


Fig. 3. Completeness curve for  $\log d_{25}$ . The completeness is satisfied down to the limit  $\log d_l = 0.9$  (i.e.  $0.8'$  in diameter)

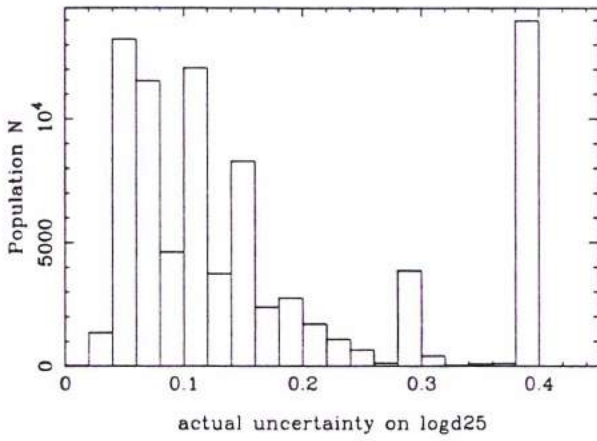


Fig. 4. Histogram of actual uncertainty  $\log d_{25}$  on apparent diameter  $\log d_{25}$

The position angle of the major axis is noted PA. It is counted from North towards East, between 0 deg and 180 deg and is almost randomly distributed (Fig. 6). A small excess of galaxies appears at PA = 90 deg and PA = 180 deg which seems to be an artifact.

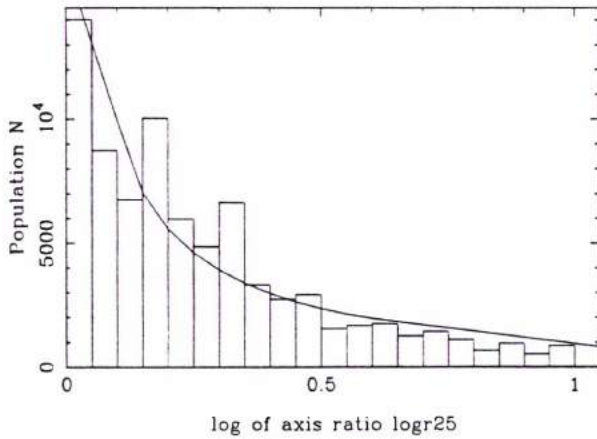


Fig. 5. Histogram of log of axis ratio  $\log r_{25}$ . The solid curve shows the distribution of  $\log r_{25}$  for random orientation

In RC2 apparent diameters were corrected for galactic extinction and inclination effect according to Heidmann & de Vaucouleurs (1972a,b,c). Recently, this question was revisited after the result by Valentijn (1990, 1994) that galaxy disks are opaque. Our conclusion (Bottinelli et al. 1995) leads to the following correction:

$$\log dc = \log d_{25} - C \cdot \log r_{25} + ag \cdot K_D \quad (7)$$

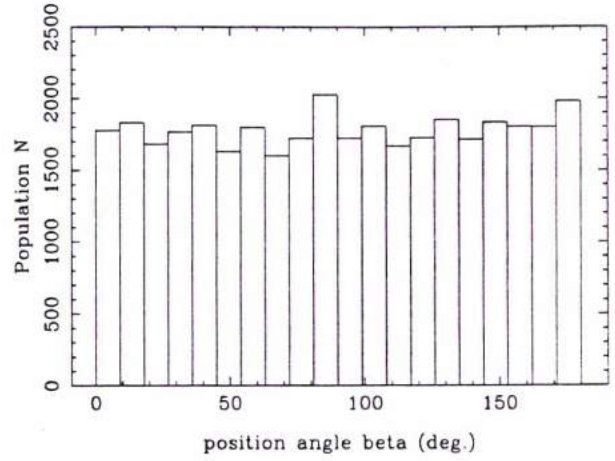


Fig. 6. Distribution of major axis position angles

where  $C = 0.04$ ,  $ag$  is the galactic extinction (see section about coordinates) and  $K_D$  is given by Fouqué & Paturel (1985) as 0.094 for spiral galaxies and  $0.081 - 0.016 \cdot t$  for early type galaxies with morphological type code  $t < 0$ .

## 7. Apparent magnitude and colors

The reduction of apparent  $B$ -magnitude to the RC3-system of magnitudes  $B_T$  with photoelectric zero-point has been studied recently (Paturol et al. 1994). Apparent  $B$ -magnitudes reduced to the RC3-system will be designated as  $bt$ . Several effects were taken into account. The reduction of a given magnitude  $m$  to  $bt$  is given by:

$$bt = a \cdot m + b + c \cdot (\log r_{25} - \langle \log r_{25} \rangle) + d \cdot (t - \langle t \rangle) + e \cdot (\log d_{25} - \langle \log d_{25} \rangle) + f \cdot (de_{1950} - \langle de_{1950} \rangle) \quad (8)$$

where  $a, b, c, d, e, f, \langle \log r_{25} \rangle, \langle t \rangle, \langle \log d_{25} \rangle, \langle de_{1950} \rangle$  are constant values given in Paturol et al. (1994, Table 6). The mean  $bt$  magnitude is calculated as a weighted mean where the weight is derived for each source of magnitude as the inverse square of the mean standard deviation. The final actual uncertainty  $sbt$  is derived from the total weight.

The cumulative completeness curve  $\log N$  vs.  $bt$  is shown in Fig. 7. The completeness in apparent magnitude is satisfied up to  $bt = 15.5$ . Apparent total magnitude  $bt$  is available for 76760 galaxies. The histogram of actual uncertainties  $sbt$  on  $bt$  is given in Fig. 8. More than 7 000 galaxies have an actual uncertainty on  $bt$  smaller than 0.02 mag.

Note that apparent diameter can be roughly converted into a magnitude  $m$  assuming that the mean surface

brightness is constant for all galaxies. The conversion can be made using the relationship (Di Nella & Paturel 1994):

$$m = 20.0 - 5 \cdot \log d_{25}. \quad (9)$$

The standard deviation on  $m$  is about 0.5 mag. Using this relation, it is possible to obtain an estimate of the apparent magnitude for 93062 galaxies, 76760 magnitudes of which come from  $bt$  and 16302 from  $\log d_{25}$ . This magnitude  $m$  will be used for drawing a more general completeness curve (Fig. 11).

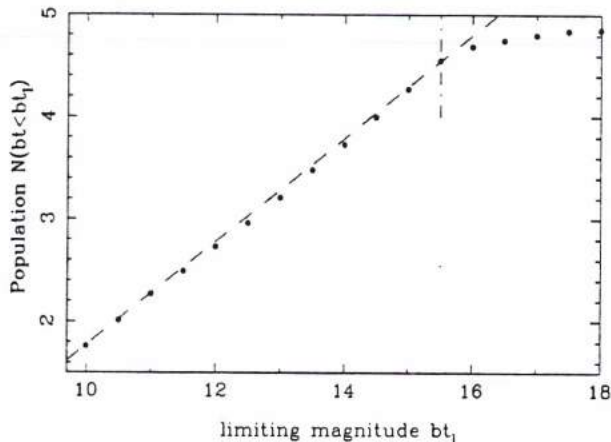


Fig. 7. Completeness curve for apparent magnitude  $bt$ . The completeness is satisfied up to the limit  $bt = 15.5$

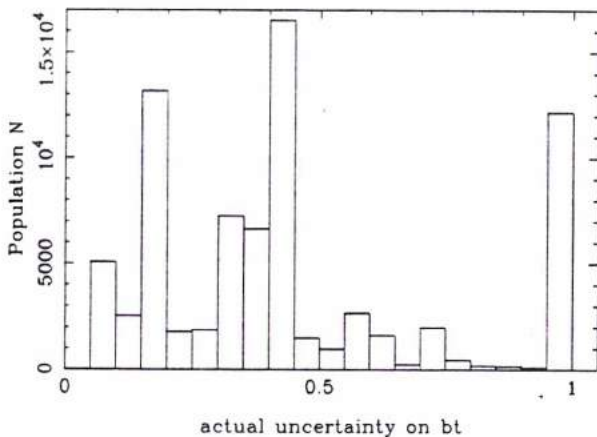


Fig. 8. Histogram of actual uncertainty on apparent magnitudes  $bt$

Apparent  $bt$  magnitudes are corrected for galactic extinction, inclination and redshift effects according to the relation:

$$b_{tc} = bt - ag - ai - ak \cdot v / 10000 \quad (10)$$

where  $ag$  is the galactic extinction in  $B$  (see Sect. 4), expressed in magnitude,  $ak$  is taken from de Vaucouleurs et al. (1976, RC2 p33, rel.25),  $v$  is the heliocentric velocity in  $\text{km s}^{-1}$  (Sect. 9) and  $ai$  is given by Bottinelli et al. (1995) as:

$$ai = 2.5 \log(k + (1 - k) \cdot R^{2C(1+0.2/K_D)-1}) \quad (11)$$

where,  $k = l_{\text{Bulge}}/l_{\text{Total}}$  is taken from Simien & de Vaucouleurs (1986), as a function of the morphological type code.  $K_D$  is taken from Fouqué & Paturel (1985) as seen before (Sect. 6),  $C = 0.04$  (Bottinelli et al. 1995) and  $R = 10^{alr_{25}}$ . Note that this relation has been demonstrated for spiral galaxies only. For early type galaxies ( $t < 0$ ) we assume  $ai = 0$ , in agreement with de Vaucouleurs et al. (1991).

Colors are given in the  $UBV$  system<sup>2</sup>. They are: total asymptotic colors  $ubt$  for  $(U - B)_T$ ;  $bvt$  for  $(B - V)_T$  and effective colors (i.e. colors within the effective aperture in which half the total  $B$ -flux is emitted)  $ube$  for  $(U - B)_e$ ;  $bve$  for  $(B - V)_e$ . Total asymptotic colors are corrected for galactic extinction, inclination and redshift effects according to RC3. The corrected colors are  $b_{tc}$  and  $u_{tc}$  for  $(B - V)_T$  and  $(U - B)_T$  respectively.

## 8. Maximum velocity rotation and central velocity dispersion

We published compilations of HI-data in 1982 and 1990 (Bottinelli et al. 1982; Bottinelli et al. 1990) but the data are regularly updated from literature. The reduction of raw measurements is the same. The 21-cm line widths are reduced to two standard levels (20% and 50% of the peak) and to zero-velocity resolution using the following formula:

$$ws(l; r = 0) = w(l', r) + (a \cdot l' + b)r + c(l - l') \quad (12)$$

where  $ws(l, r = 0)$  is the standard 21-cm line width at level  $l = 20$  or  $l = 50$ , while  $w(l', r)$  is a raw measurement at a level  $l'$  made with a velocity resolution of  $r \text{ km s}^{-1}$ . The constants  $a$ ,  $b$  and  $c$  are (Bottinelli et al. 1990):  $a = 0.014$ ,  $b = -0.83$ ,  $c = -0.56$ .

The resulting standard 21-cm line widths  $ws(l = 20, r = 0)$  and  $ws(l = 50, r = 0)$  are corrected for systematic errors by intercomparison reference by reference (program INTERCOMP, Bottinelli et al. 1982) leading to standard widths  $w_{20}$  and  $w_{50}$  and their actual uncertainties  $sw_{20}$  and  $sw_{50}$  respectively.

<sup>2</sup> some additional colors  $V - R$ ,  $R - I$  are listed in LEDA but they do not represent a significant enough sample to be included in the present version of the mean parameters.

$w20$  and  $w50$  are used to calculate the log of the maximum velocity rotation following the expression.

$$\log vm = \langle \log(wc) \rangle - \log(2\sin(\text{incl})) \quad (13)$$

where  $\text{incl}$  is the inclination (in degrees) between the polar axis and the line of sight calculated from the classical formula (Hubble 1926):

$$\sin^2(\text{incl}) = \frac{1 - 10^{-2 \log r25}}{1 - 10^{-2 \log r0}} \quad (14)$$

where  $\log r0 = 0.43 + 0.053.t$ , if  $-5 \leq t \leq 7$  (or  $\log r0 = 0.38$  if  $t > 7$ ), has been obtained from the most flattened galaxies.

$\langle \log(wc) \rangle$  is the weighted mean of the logarithm of the line widths  $w20$  and  $w50$  corrected for internal velocity dispersion. The adopted weight of level 20% is twice the weight of level 50% because it is less sensitive to the definition of the maximum and also because it corresponds to larger fraction of the disk. The correction for internal velocity dispersion is taken according to Tully & Fouqué (1985).

$$wc^2 = w^2 + wt^2(1 - 2e^{-w^2/wr^2}) - 2w.wt(1 - e^{-w^2/wr^2}) \quad (15)$$

where  $w$  is either  $w20$  or  $w50$  and  $wt = 2\sigma_z.k(l)$ , assuming an isotropic distribution of the non-circular motions  $\sigma_z = 12 \text{ km s}^{-1}$  and a nearly Gaussian velocity distribution (i.e.  $k(20) = 1.96$  and  $k(50) = 1.13$ ).

Mean maximum velocity rotation  $\log vm$  is available for 6415 galaxies, from 34 436 individual measurements  $w20$  or  $w50$ .

The actual uncertainty on  $\log vm$  can be approximated by (For the detailed calculation see Bottinelli et al. 1983):

$$\text{slog} vm = 0.2 \frac{sw^2}{w^2} + \frac{\text{slog} r25^2}{(10^{2 \log r25} - 1)^2} \quad (16)$$

where  $sw$  and  $w$  are used for ( $sw20$  or  $sw50$ ) and ( $w20$  or  $w50$ ), respectively. The histogram of  $\text{slog} vm$  is presented in Fig. 9.

A preliminary compilation of central velocity dispersions  $\log s$  was published in 1985 (Davoust et al. 1985) and included in our database. This compilation has been regularly updated from literature (including compilations made by Whitmore et al. 1985; McElroy 1995; Prugniel & Simien 1995). Measurements from various references have been homogenized using the INTERCOMP program (Bottinelli et al. 1982). The mean central velocity dispersion  $\log s$  is available for 1816 galaxies resulting from 3402 individual measurements. The actual uncertainty  $\text{slog} s$  in log scale is shown in Fig. 10.

In Fig. 11 we present the completeness of kinematical parameters  $\log vm$  or  $\log s$  in comparison with the total completeness curve. The completeness is fulfilled up to about  $m = 12.0$  mag.

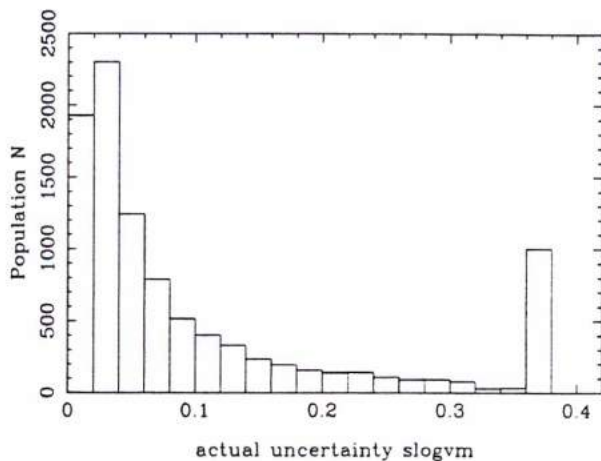


Fig. 9. Histogram of the actual uncertainty on maximum velocity rotation  $\log vm$

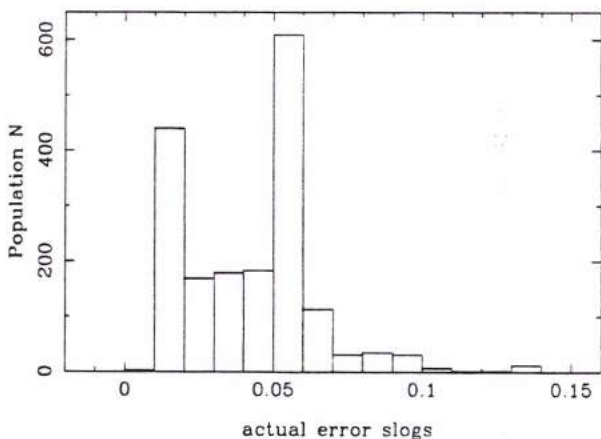
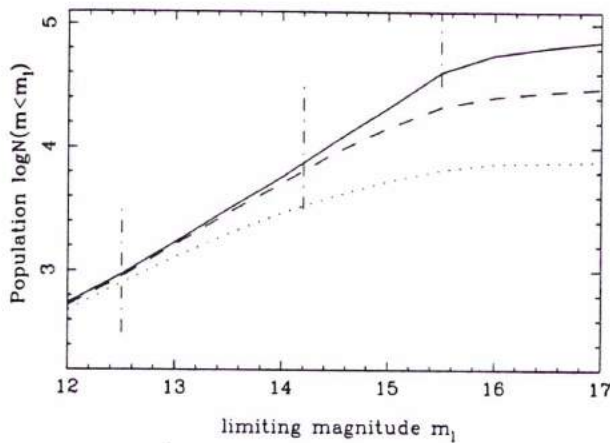


Fig. 10. Histogram of the actual uncertainty on central velocity dispersion  $\log s$

## 9. Radial velocities

Heliocentric radial velocities are obtained from optical or radio measurements  $v_{opt}$  or  $v_{rad}$ , respectively. The original optical compilation was made for the preparation of the RC3 catalog (Fouqué et al. 1992). Velocities are corrected for systematic errors from the intercomparison reference by reference. The weight is deduced for each reference from this comparison. This allows the calculation of the actual uncertainty  $sv_{opt}$ . Radio velocities come essentially from 21-cm line measurements (plus some additional CO measurements). The agreement between different authors is generally excellent and there is no need of systematic correction. Mean error  $sv_{rad}$  is given as a function of the velocity resolution (Bottinelli et al. 1990).



**Fig. 11.** Completeness curve for  $m$ . The completeness is satisfied up to the limit  $m_1 = 15.5$  (solid line). This limit drop to  $m \approx 14.2$  if we impose that the radial velocity is known (dashed line), and to  $m = 12.0$  if we impose that either the maximum velocity rotation or the central velocity dispersion is known (dotted line)

From both  $v_{opt}$  and  $v_{rad}$  we calculate a weighted mean heliocentric velocity  $v$ , the weights being the inverse squares of  $sv_{opt}$  and  $sv_{rad}$  respectively. The final weight leads to the actual uncertainty  $sv$ . When the discrepancy between  $v_{opt}$  and  $v_{rad}$  is larger than  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , we do not calculate the mean heliocentric velocity  $v$  but adopt instead the velocity having higher weight. Radial velocity  $v$  is available for 39667 galaxies.

From this mean heliocentric velocity  $v$  we obtain four velocities defined with different reference frames. The velocity corrected to the galactic center  $vg_{sr}$  is obtained by a correction of the motion of the Sun with respect to the local standard of rest (LSR) and a correction of the LSR motion with respect to the galactic center. The resulting correction is:

$$vg_{sr} = v + 232.\sin(al2)\cos(ab2) + 9.\cos(al2)\cos(ab2) + 7.\sin(ab2). \quad (17)$$

The velocity corrected to the centroid of the Local Group  $vl_g$  has been adopted following Yahil et al. (1977):

$$vl_g = v + 295.4\sin(al2)\cos(ab2) - 79.1\cos(al2)\cos(ab2) - 37.6\sin(ab2). \quad (18)$$

This correction replaces the classical IAU correction  $300\sin(al2)\cos(al2)$ .

The velocity corrected for infall of the Local Group towards Virgo is noted  $vvir$ . It is calculated as:

$$vvir = vl_g + 170.\cos(\theta) \quad (19)$$

where  $170 \text{ km s}^{-1}$  is the infall velocity of the Local Group according to Sandage & Tammann (1990) and where  $\theta$  is the angular distance between the observed direction  $sgl$ ,  $sgb$  in supergalactic coordinates and the direction of the center of the Virgo cluster ( $sglo = 104 \text{ deg}$ ,  $sgbo = -2 \text{ deg}$ ).

$$\cos(\theta) = \sin(sgbo)\sin(sgb) + \cos(sgbo)\cos(sgb)\cos(sglo - sgl). \quad (20)$$

Finally, the radial velocity is also expressed in the reference frame of the Cosmic Background Radiation. This velocity is noted  $v_{3k}$ . It is calculated from the heliocentric velocity  $v$  using the total solar motion of  $360 \text{ km s}^{-1}$  towards the direction defined by the 1950- equatorial coordinates  $al3k = 11.25h$ ,  $de3k = -5.6 \text{ deg}$  (Lubin & Villeda 1986). In 1997 this calculation should be replaced by the new determination from COBE (Bennett et al. 1996). However, according to the rule defined at the end of the present paper (see the section "acknowledgements"), the old definition will be used until the end of 1996:

$$v_{3k} = v + 360.\cos(\theta_{3k}) \quad (21)$$

with  $\theta_{3k}$  given by:

$$\cos(\theta_{3k}) = \sin(de3k)\sin(de1950) + \cos(de3k)\cos(de1950)\cos(al3k - al1950). \quad (22)$$

## 10. HI-line and IR fluxes

HI line flux (flux corresponding to the area under the 21-cm line profile) and IRAS fluxes are treated separately from the classical magnitudes ( $UBV'$ ) because they are obtained and corrected in a completely different way.

The HI line flux is generally expressed in  $\text{Jy km s}^{-1}$  converted in magnitude  $m_{21}$  according to the formula adopted in RC3:

$$m_{21} = -2.5\log(f) + 17.40 \quad (23)$$

where  $f$  is the area of the 21-cm line profile expressed in  $\text{Jansky km s}^{-1}$ . This formula is equivalent to the one used in RC3:  $m_{21} = -2.5\log(fum) + 16.6$ , where  $fum$  is the flux in  $10^{-22} \text{ W m}^{-2}$ . The standard error  $sm_{21}$  on  $m_{21}$  is given as a function of the radiotelescope according to Bottinelli et al. (1990).

The HI line magnitude  $m_{21}$  has been corrected for self-absorption effect following Heidmann et al. (1972):

$$m_{21c} = m_{21} - 2.5\log\left(\frac{\kappa/\cos(incl)}{1 - \exp(\kappa/\cos(incl))}\right). \quad (24)$$

The adopted free parameter is  $\kappa = 0.031$ . If inclination is higher than  $89 \text{ deg}$  the maximum correction is limited to  $-0.82 \text{ mag}$ .

Both magnitudes  $m_{21c}$  and  $b_{tc}$  are used to calculate a HI color index  $hi$  initially defined by de Vaucouleurs et al. (1976):

$$hi = m_{21c} - b_{tc}. \quad (25)$$

This parameter is interesting as it is directly connected to the hydrogen contents per unit of  $B$ -flux (see RC3, p51 Rel. 78). The relation between  $hi$  and morphological type code  $t$  is presented in Fig. 12. It shows a clear correlation which validates the use of morphological type code as an observable parameter.

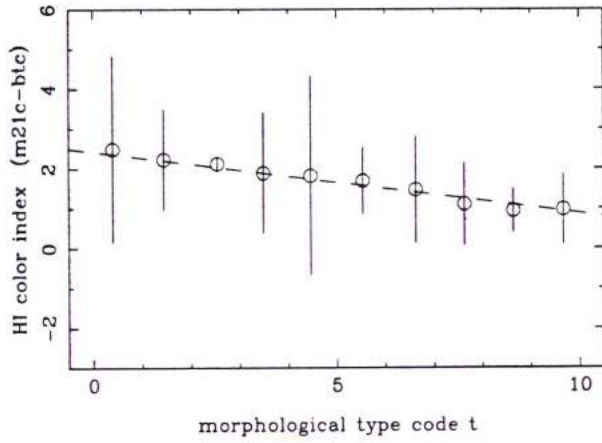


Fig. 12. Mean HI color index  $hi$  vs. morphological type code  $t$

IRAS fluxes at  $60 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$  are converted in the so-called far-infrared flux according to the relation:

$$mfir = -2.5 \log(2.58 \cdot f_{60} + f_{100}) + 14.75 \quad (26)$$

where  $f_{60}$  and  $f_{100}$  are IRAS fluxes at  $60 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$  expressed in Jansky. This relation is equivalent to the relation given in RC3. The term 14.75 comes from the arbitrary zero-point of 20 in RC3 (p.43, Rel. 49). The factor 2.58 comes from IRAS *Point Source Catalog* (1988).

## 11. Mean surface brightness

The parameter *brief* (with its actual uncertainty *sbrief*) is the mean effective surface brightness, i.e. the mean surface brightness inside the effective aperture (the circular aperture enclosing one-half the total flux). This mean surface brightness is expressed in  $B$ -mag arcsec.<sup>-2</sup>.

Two equivalent measurements of *brief* were derived: i) from the apparent diameter  $D_n$  enclosing a mean surface brightness of  $20.75 B$ -mag arcsec.<sup>-2</sup> (Dressler et al.

1987), ii) from the mean surface brightness inside the effective isophote (elliptical isophote enclosing one-half the total flux) measured by Lauberts & Valentijn (1989; LV).

$$\text{brief} = -(1.87 \pm 0.07)m'(D_n) + (60.13 \pm 1.36)$$

$$\sigma = 0.49$$

$$\rho = 0.74 \pm 0.02$$

$$n = 392$$

(27)

where  $m'(D_n) = bt + 5 \log(D_n) + 4.38$ ,  $\sigma$  is the standard deviation,  $\rho$  is the correlation coefficient and  $n$  the number of galaxies used for the comparison.

Similarly we have:

$$\text{brief} = (1.14 \pm 0.02)m'(LV) + (3.05 \pm 0.46) + (1.2 \pm 0.1) \log r_{25}^2$$

$$\sigma = 0.49$$

$$\rho = 0.84 \pm 0.01$$

$$n = 847$$

(28)

where  $m'(LV)$  is the average blue central surface brightness within half total  $B$ light (noted  $\mu_{e(LV)}$  in LV), from Lauberts & Valentijn (1989). The correction for inclination is in good agreement with the predicted one  $1.35 \sim 1.26$  (see RC3 p50, Rel.71). The final value *brief* is calculated as the weighted mean of each determination.

Another estimate of the mean surface brightness is *bri25*, the mean surface brightness inside the isophote  $25 B$ -mag arcsec.<sup>-2</sup>.

This brightness must be corrected for inclination effect (Bottinelli et al. 1995). We then obtain the corrected mean brightness *bri25*:

$$bri25 = m'_{25} + 2.5 \log(k \cdot R^{-2C} + (1-k)R^{(0.4C/K_D)-1}) \quad (29)$$

where

$$m'_{25} = bt + 5 \log d_{25} + 3.63. \quad (30)$$

Notations are those used for the calculation of *ai* (Sect. 7).

## 12. Distance modulus and absolute magnitude

The kinematical distance modulus *mucin* can be derived from the heliocentric velocity properly corrected for the Local Group infall onto the Virgo cluster *vvir* assuming a given Hubble constant  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . It must be noted that this distance does not include a correction for the infall of individual galaxies onto Virgo. Such a distance could have been calculated for instance using the model by Peebles (1976) as described in Bottinelli et al.



(1986). However, this model does not allow the calculation in the direction of the Virgo center because of the third degree equation (Eq. (2) in Bottinelli et al. 1986). Further, this model requires the choice of a Virgo distance, of a Virgo mean radial velocity and of a velocity infall for the Local Group, while the calculation of *mucin* requires only the choice of the velocity infall for the Local Group (we adopted  $V_{\text{infall}} = 170 \text{ km s}^{-1}$ ; see Sect. 9). In the direction of Virgo cluster center *mucin* can be overestimated or underestimated depending on the background or foreground position of the considered galaxy with respect to Virgo center.

$$mucin = 5.\log(vvir/75) + 25 \quad (31)$$

*mucin* is calculated only where  $vvir > 500 \text{ km s}^{-1}$ , *mucin* is available for 39243 galaxies. It is used to derive an estimate of the absolute magnitude *amabs* in Blue band:

$$mabs = btc - mucin. \quad (32)$$

### 13. Group membership

The extragalactic database was used by Garcia (Garcia et al. 1993; Garcia 1993) for a general study of group membership of all galaxies with a radial velocity less or equal to  $5500 \text{ km s}^{-1}$  and an apparent magnitude brighter than  $bt = 14$ . Two automatic algorithms were used simultaneously (percolation and hierarchy clustering methods) for producing very robust groups. From the whole sample 485 groups were build. They are identified by the acronym LGG (for Lyons Galaxy Group). For a galaxy, the LGG number *lgg* gives the group to which the galaxy belongs. The *lgg* number is available for 2702 galaxies.

*Acknowledgements.* We are grateful to those who contributed to LEDA extragalactic database: Becker M., Bravo H., Buta R.J., Corwin H.G., Davoust E., de Vaucouleurs A., de Vaucouleurs G., Fouqué P., Garcia A.M., Kogoshvili N., Hallet N., Mamon G., Miyauchi-Isobe N., Odewahn S., Prugniel Ph., Simien F., Takase B., Turatto M. and many other people who send some useful comments.

We want also to express our gratitude to some Institutions for their financial support: The "Ministère de l'Enseignement

Supérieur et de la Recherche", The "Conseil Régional Rhone-Alpes" and the "Centre National de la Recherche Scientifique".

We would like to emphasize an important decision for the future: we will maintain the same reduction procedures for a full year (unless errors are found) in such a way users can clearly reference the data, for instance as LEDA1996. Any changes will be announced in the LEDA news. The data of previous years will be accessible on request.

### Appendix A: Calculation of the actual uncertainty

Let us assume that for a given galaxy we have  $n$  measurements  $x_i$  ( $i = 1, n$ ) of a given parameter obtained from different references, each reference having a weight  $w_i = 1/\sigma_i^2$ , where  $\sigma_i$  is the standard error of the  $i$ -th individual measurement. The actual uncertainty is calculated as:

$$\sigma_{\text{a.u.}}^2 = \sigma_w^2 + \sigma_n^2. \quad (1)$$

The first term  $\sigma_w^2$  denotes the inverse of the total weight. The total weight,  $S_w$ , is simply the sum of individual weights. (i.e.  $S_w = 1/\sigma_w^2 = \sum 1/\sigma_i^2$ ). This first term accounts for the accuracy of the reference of each individual measurement because the standard error of a given measurement is assigned globally from e.g., the reference or the resolution etc... It is obvious that some individual measurements coming from a good reference can be affected by a local problem (e.g., multiplicity of the galaxy, star superimposed on the galaxy, bad seeing, misidentification etc...). This fact will be taken into account by the second term.

The second term in the definition of the actual error is a measure of the consistency of the different measurements building the mean measurement. It is calculated as the weighted standard deviation:

$$\sigma_n^2 = S_2/S_w - (S_1/S_w)^2 \quad (2)$$

where:  $S_2 = \sum_i w_i x_i^2$ ,  $S_1 = \sum_i w_i x_i$ ,  $S_w = \sum_i w_i$ .

The main advantage of the actual error is that it clearly shows any internal uncertainty and any external discrepancy.

## Appendix B: LEDA's Astrophysical parameters

Parameter name	FORTTRAN name	FORTTRAN format	columns	definition
pgc	pgcleda	a11	1- 11	PGC or LEDA name (PGC = LEDA)
ident	ident	a16	12- 27	1st name (NGC,IC,UGC,ESO...)
ipad	ipadc	a1	28- 28	'*' for coordinates better than 10"
al1950	al1950	f10.5	29- 38	R.A. (B1950) (decimal hours)
de1950	de1950	f10.5	39- 48	DEC. (B1950) (decimal degrees)
al2000	al2000	f10.5	49- 58	R.A. (J2000) (decimal hours)
de2000	de2000	f10.5	59- 68	DEC. (J2000) (decimal degrees)
l2	al2	f10.3	69- 78	galactic longitude (degrees)
b2	ab2	f10.3	79- 88	galactic latitude (degrees)
sgl	sgl	f10.3	89- 98	supergalactic longitude (degrees)
sgb	sgb	f10.3	99-108	supergalactic latitude (degrees)
typ	typc	a5,1x	109-114	morph. type (e.g. 'E', 'Sab', 'SBa', 'SO')
morph	morphc	a4	115-118	'B' for Barred gal. (see note below) 'R' for Ring gal. 'M' for multiple gal. 'C' for compact, 'D' for diffuse
t	t	f10.3	119-128	morph. type code (\$-\$5 to 10)
st	st	f10.3	129-138	actual uncertainty on t
lc	alc	f10.3	139-148	luminosity class (1 to 11)
slc	slc	f10.3	149-158	actual uncertainty on lc
log\$d25\$	alog\$d25\$	f10.3	159-168	log10 of isophotal diameter (\$d\$25 in 0.1\$'\$)
slog\$d25\$	slog\$d25\$	f10.3	169-178	actual uncertainty on log\$d25\$
log\$r25\$	alog\$r25\$	f10.3	179-188	log10 of the axis ratio (major/minor axis)
slog\$r25\$	slog\$r25\$	f10.3	189-198	actual uncertainty on log\$r25\$
pa	pa	f10.3	199-208	position angle (N->E) in degrees
brief	brief	f10.3	209-218	effective surface brightness (mag arcsec <sup>-2</sup> )
sbrief	sbrief	f10.3	219-228	actual uncertainty on brief
bt	bt	f10.3	229-238	total \$B\$-magnitude
sbt	sbt	f10.3	239-248	actual uncertainty on bt
ubt	ubt	f10.3	249-258	(\$U-B)_{\rm T}\$
bvt	bvt	f10.3	259-268	(\$B-V)_{\rm T}\$
ube	ube	f10.3	269-278	(\$U-B)_{\rm e}\$
bve	bve	f10.3	279-288	(\$B-V)_{\rm e}\$
w20	w20	f10.3	289-298	21-cm line width at 20% of peak (in km/s)
sw20	sw20	f10.3	299-308	actual uncertainty on w20
w50	w50	f10.3	309-318	21-cm line width at 50% of peak (in km/s)
sw50	sw50	f10.3	319-328	actual uncertainty on w50
logs	alog\$\$	f10.3	329-338	log of the central velocity disp.(s in km/s)
slogs	slog\$\$	f10.3	339-348	actual uncertainty on logs
m21	am21	f10.3	349-358	HI-magnitude
sm21	sm21	f10.3	359-368	actual uncertainty on \$m_{21}\$
mfir	amfir	f10.3	369-378	far-infrared magnitude
vrad	vrad	f10.3	379-388	radio heliocentric radial velocity in km/s
svrad	svrad	f10.3	389-398	actual uncertainty on \$v\$rad
vopt	vopt	f10.3	399-408	optical heliocentric radial velocity in km/s
svopt	svopt	f10.3	409-418	actual uncertainty on \$v\$opt
v	v	f10.3	419-428	actual heliocentric radial velocity in km/s
sv	sv	f10.3	429-438	actual uncertainty on \$v\$

Parameter name	FORTRAN name	FORTRAN columns format	definition
lgg	algg	f10.3 439-448	Lyon's galaxy group number
ag	ag	f10.3 449-458	galactic extinction in \$\$-mag
ai	ai	f10.3 459-468	internal absorption (in \$\$-mag)
incl	aincl	f10.3 469-478	inclination
a21	a21	f10.3 479-488	HI self-absorption
lambda	alambda	f10.3 489-498	luminosity-index
logdc	alogdc	f10.3 499-508	log of the corrected diameter (\$dc\$ in 0.1\$'\$)
btc	btc	f10.3 509-518	corrected \$\$-magnitude
ubtc	ubtc	f10.3 519-528	(\$U-B)_0\$
bvtc	bvtc	f10.3 529-538	(\$B-V)_0\$
bri25	bri25	f10.3 539-548	mean surf. brightness within 25 m/''
logvm	alogvm	f10.3 549-558	log of max.circ. rot. vel.
slogvm	slogvm	f10.3 559-568	actual uncertainty on logvm
m21c	am21c	f10.3 569-578	corrected HI-magnitude
hic	hic	f10.3 579-588	HI color index
vlg	vlg	f10.3 589-598	radial vel. relative to the LG
vgsr	vgsr	f10.3 599-608	radial vel. relative to the GSR
vvir	vvir	f10.3 609-618	radial vel. corrected for Virgo infall
v3k	v3k	f10.3 619-628	radial vel. relative to the CBR
mucin	amucin	f10.3 629-638	kinematical distance modulus (\$H\$ = 75 km/s/Mpc)
mabs	amabs	f10.3 639-648	absolute \$\$ magnitude from mucin and mupar
identi	identi	20a16 649-968	alternate names

note: The parameter "morph" can be read as 4 parameters (4a1 format)  
for Bar, Ring, Multiple and Compactness, respectively.

## References

- Arp H., Atlas of Peculiar Galaxies, 1966, California Institute of Technology
- Bennett C.L., Banday A.J., Górski K.M., et al., 1996, ApJ 464, L1
- Binggeli B., Sandage A., Tammann G.A., 1985, AJ 90, 1681
- Blaauw A., Gum C.S., Pawsey J.L., Westerhout G., 1960, MNRAS 121, 123
- Bottinelli L., Gougouenheim L., Paturel G., 1983, A&A 118, 4
- Bottinelli L., Gougouenheim L., Paturel G., 1982, A&AS 47, 171
- Bottinelli L., Gougouenheim L., Paturel G., Teerikorpi P., 1986, A&A 156, 157
- Bottinelli L., Gougouenheim L., Fouqué P., Paturel G., 1990, A&AS 82, 391
- Bottinelli L., Gougouenheim L., Paturel G., Teerikorpi P., 1995, A&A 296, 64
- Burstein D., Heiles C., 1984, ApJS 54, 33
- Corwin H.G., de Vaucouleurs A., de Vaucouleurs G., 1985, Southern Galaxy Catalogue, Univ. of Texas Astronomy Monographs No. 4, Astron. Dept., Austin
- Davoust E., Paturel G., Vauglin, 1985, A&A 61, 273
- Di Nella H., Paturel G., 1994, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 319, Sér. II, 57
- Dickens R.J., Currie M.J., Lucey J.R., 1986, MNRAS 220, 679
- Dressler A., 1980, ApJS 42, 565
- Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., et al., 1987, AJ 313, 42
- Dreyer J.L.E., 1888, Mem. Roy. Astr. Soc. 49, 1
- Dreyer J.L.E., 1885, Mem. Roy. Astr. Soc. 51, 185, 1910, 59, 105
- Fairall A.P., 1977, MNRAS 180, 391, 1979, 188, 349, 1980, 192, 389, 1981, 196, 417, 1983, 203, 47, 1984, 210, 69, 1988, 233, 691
- Ferguson H.C., Sandage A.R., 1990, AJ 100, 1
- Fisher J.R., Tully R.B., 1975, A&A 44, 151
- Fouqué P., Paturel G., 1985, A&A 150, 192
- Fouqué P., Durand N., Bottinelli L., Gougouenheim L., Paturel G., 1992, Monographies de la base de données extragalactiques, No. 3, Lyon (ISBN 2.908288.05.2)
- Garcia A.M., 1993, A&AS 100, 47
- Garcia A.M., Paturel G., Bottinelli L., Gougouenheim L., 1993, A&AS 98, 7
- Garnier R., Paturel G., Petit C., Marthinet M.C., Rousseau J., 1996, A&AS 117, 467
- Heidmann J., Heidmann N., Vaucouleurs G. de, 1972, Mem. Roy. Astr. Soc. 75, 85
- Hickson P., 1993, Astro. Lett. Comm. 29, 1-207
- Holmberg E., 1958, Medd. Lunds Obs. II, 136
- Hubble E., 1926, ApJ 64, 321
- IRAS, Science Working Group, 1988, IRAS Point Source Catalogue, Version 2 (Washington: US Govt. Printing Office)(PSC)
- Karachentseva V.E., 1973, The Catalogue of isolated galaxies
- Karachentsev I.D., 1987, Catalogue of pair of galaxies
- Karachentsev I.D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L., 1993, Astron. Nachr. 314, 97
- Kazarian M.A., 1979, Astrofiz. 15, 5, 1979, 15, 1980, 16, 17, 1982, 18, 515, 1983, 19, 213
- Kojoian G., Elliot R., Bica M.D., Arakelian M.A., 1981, AJ 86, 820
- Kojoian G., Elliot R., Bica M.D., 1982, ApJS 50, 161
- Kunth D., Sargent W.L.W., Kowal C., 1981, A&AS 44, 229
- Lauberts A., 1982, The ESO/Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas, European Southern Observatory
- Lauberts A., Valentijn E.A., 1989, The Surface Photometry Catalogue of the ESO-Uppsala Galaxies, ESO, Munich (LV)
- Lubin P., Vilella T., 1986, in Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion, Madore B.F. and Tully R.B. (eds.). Dordrecht: Reidel, p. 16
- Madore B.F., Freedman W.L., 1991, Pub. ASP 103, 933
- Markaryan B.E., et al., 1967-1981, 1967, Astrofiz. 3, 55, 1969, 5, 443, 1969, 5, 581, 1971, 7, 511, 1972, 8, 155, 1973, 9, 487, 1974, 10, 307, 1976, 12, 389, 1976, 12, 657, 1977, 13, 225, 1977, 13, 397
- Markarian B.E., Stepanian D.A. (Second Byurakan Spectral Survey) 1983, Astrofiz. 19, 639, 1984, 20, 21, 1984, 20, 513
- McElroy D.B., 1995, ApJS 100, 105
- Merits Standards, 1983, Circ. U.S. Naval Observatory
- Messier C., 1781, Catalogue des Nébuleuses et des Amas d'Etoiles, in Connaissance des Temps pour l'Année bissextile 1784, Imprimerie Royale, Paris, p. 227
- Nilson P., 1973, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Acta Univ. Uppsala, Ser. V, Vol. 1
- Nilson P., 1974, Uppsala Astron. Obs. Report 5
- Paturel G., 1989, A&AS 80, 299
- Paturel G., Fouqué P., Bottinelli L., Gougouenheim L., 1989a, Monographies de la base de données extragalactiques No. 1 (Vols. I, II and III)(ISBN 2.908288.00.1)
- Paturel G., Fouqué P., Buta R.J., Garcia A.M., 1991, A&A 243, 319
- Paturel G., Petit C., Kogoshvili N., Dubois P., Bottinelli L., Fouqué P., Garnier R., Gougouenheim L., 1991a, A&AS 91, 371 (Paper IV)
- Paturel G., Bottinelli L., Gougouenheim L., 1994, A&A 286, 76
- Paturel G., Garnier R., Petit C., Marthinet M.C., 1996, A&A 311, 12
- Peebles P.J., 1976, ApJ 205, 318
- Prugniel P., Simien F., 1995 (private communication)
- Rodgers A.W., Peterson B.A., Harding P., 1978, ApJ 225, 768
- Rood H.J., Baum W.A., 1967, AJ 72, 398
- Rousseau J., Di Nella H., Paturel G., Petit C., 1996, MNRAS 282, 144
- Sandage A., Tammann G., 1990, ApJ 365, 1
- Saito M., et al., 1990, PASJ 42, 603
- Simien F., de Vaucouleurs G., 1986, ApJ 302, 564
- Smith M.G., Aguirre C., Zemelman M., 1976, ApJS 32, 217
- Takase B., Miyauchi-Isobe N., in Kiso Survey for Ultraviolet-excess Galaxies, 1984, Ann. Tokyo Astron. Obs. 19, 595, 1985, 20, 237, 1985, 20, 335, 1986, 21, 127, 1986, 21, 181, 1987, 21, 251, 1987, 21, 363, 1988, 22, 41, 1989, 1, 11, 1989, 1, 97, 1990, 1, 181, 1991, 2, 7, 1991, 2, 37, 1991, 2, 229, 1992, 2, 399, 1992, 2, 573, 1993, 3, 21, 1993, 3, 169
- Tully R.B., Fisher J.R., 1977, A&A 54, 661
- Tully R., Fouqué P., 1985, ApJS 58, 67
- Valentijn E.A., 1990, Nat 346, 153
- Valentijn E.A., 1994, MNRAS 266, 614
- Van den Bergh S., 1960, ApJ 131, 215
- Vaucouleurs G.de, Vaucouleurs G.de, 1964, Bright Galaxy Catalogue. University of Texas Press, Austin (RC1=BGC)

- Vaucouleurs G.de, Vaucouleurs A.de, Corwin H.G., 1976, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies. University of Texas Press, Austin (RC2)
- Vaucouleurs G.de, 1979, ApJ 227, 380
- Vaucouleurs G.de, Vaucouleurs A.de, Corwin H.G., Buta R.J., Paturel G., Fouqué P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Springer-Verlag (RC3)
- Vorontsov-Velyaminov B.A., Arkipova V.P., Kranogorskaja A.A., 1963-1974, Morphological Catalogue of Galaxies, Trudy Sternberg Stat. Astr. Inst. 32, Vol. I, 1962, 33, Vol. III, 1963, 34, Vol. II, 1964, 38, Vol. IV, 1968, 46, Vol. V, 1974
- Vorontsov-Velyaminov B.A., 1977, (interacting galaxies), A&AS 28, 1
- Weinberger R., 1980, A&AS 40, 123
- Whitmore B.C., Mc Elroy D.B., Tonry J., 1985, ApJS 59, 1
- Yahil A, Tammann G.A., Sandage A., 1977, ApJ 217, 903
- Zwicky F., et al., 1961-1968, Catalogue of galaxies and clusters of galaxies, California Institute of Technology, Vol. 1, 1961, Vol. 2, 1963, Vol. 3, 1966, Vol. 4, 1968, Vol. 5, 1965, Vol. 6, 1968
- Zwicky F., 1971, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of post-eruptive galaxies
- Zwicky F., Sargent W.L.W., Kowal C., 1975, AJ 80, 545

[C3]

## An HI Search for IRAS Galaxies in the Galactic Plane

L. Bottinelli, L. Gouguenheim, M. Loulergue, J.M. Martin, G. Theureau  
*Observatoire de Paris, section de Meudon F-92195 Meudon Cedex*

G. Patrel  
*Observatoire de Lyon, F-69230 Saint Genis Laval*

**Abstract.** 74 new galaxies were discovered in the Zone of Avoidance, from their 21-cm line emission, starting from FIR flux densities and colours criteria. They are on the mean distant and very luminous in the FIR.

They are used, together with new 21-cm line velocity measurements, to study various concentrations of galaxies in the Zone of Avoidance.

### 1. Selection of the candidates

A list of 669 candidates was selected from the IRAS point source catalogue (PSC, 1988), using flux densities and FIR colours criteria. The area covered is bounded by  $|b| < 20^\circ$  and  $\delta \geq -39^\circ$ , and is outside the Arecibo declination range. It results the following longitude coverage:

$$0 \leq l \leq 30^\circ ; 350^\circ \leq l \leq 360^\circ ; 85^\circ \leq l \leq 180^\circ ; 210^\circ \leq l \leq 255^\circ$$

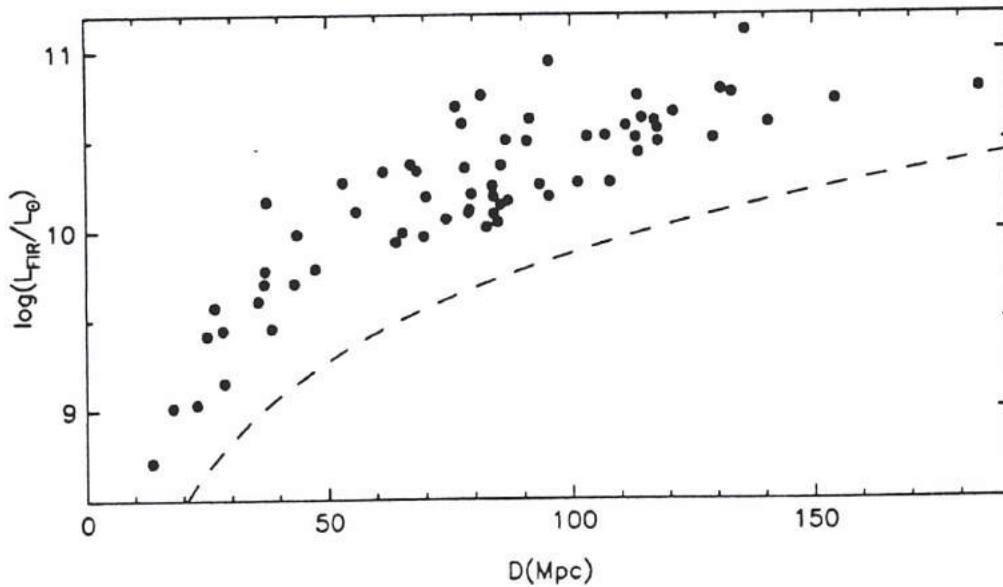


Figure 1. Logarithm of the FIR luminosity  $L_{\text{FIR}}$  vs. the distance ( $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ) for our newly identified IRAS galaxies. The dashed curve corresponds to our flux densities limits

## 2. HI Observations

We used the Nançay radio telescope in velocity search mode in the velocity range 400 - 10 000 km s<sup>-1</sup> (Martin et al., 1990).

Up to now 300 sources were observed in the 21-cm line; 74 were detected, 7 of them being without any optical counterpart. The unpublished radial velocities are given in Table 1.

Fig. 1 shows the FIR luminosity, derived according to Lonsdale et al. (1985), vs. distance and the FIR luminosity bias resulting from our selection. It is quite striking that most of these new galaxies are rather distant high FIR luminosity galaxies, instead of nearby ones, with moderate FIR luminosities.

Table 1. Parameters of the newly discovered IRAS galaxies.

IRAS name	l	b	V	$\sigma$	IRAS name	l	b	V	$\sigma$
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
00059+5514	116.8	-6.9	5154	5	05393+5359	158.1	12.5	8124	9
01213+5555	127.5	-6.4	5408	7	05475+4837	163.5	11.0	5913	9
01583+6807	129.4	6.4	3578	7	05480+4316	168.2	8.4	13240	7
02297+6351	133.8	3.4	4202	10	05523-1330	218.9	-18.6	6728	7
02471+5430	139.7	-4.2	4534	11	06036-0032	208.2	-10.3	2048	11
03076+6712	135.9	8.1	3153	14	06102+4823	165.5	14.2	9341	
03108+6441	137.4	6.1	2391	6	06234-1654	225.4	-13.2	6214	6
03189+5828	141.6	1.4	2320	2	06274-2829	236.8	-17.0	7110	15
03231+3721	154.0	-15.8	5546	9	06324-3135	240.2	-17.2	6984	9
03277+6755	137.1	9.8	1333	3	06370+3623	178.8	13.6	7644	12
03354+6633	138.5	9.1	1496	1	06555-0516	218.4	-1.0	2723	2
03409+4534	151.7	-7.2	8104	20	07155-2215	235.7	-4.6	2816	7
03495+3957	156.6	-10.6	5600	15	07170-0058	217.1	5.8	9949	9
03527+5051	150.0	-1.9	4675	10	07510-2209	239.7	2.7	7072	12
03571+6022	144.3	5.8	7851	11	08175-1433	236.6	12.0	6015	20
04043+4541	154.8	-4.5	4470	6	08254-3512	254.7	1.8	2033	9
04116+5506	149.3	3.2	4849	9	08567-1811	245.2	17.6	2082	6
04162+6557	142.1	11.3	8270	25	16400-2034	358.6	16.4	1206	10
04167+4118	159.5	-6.2	6061	7	16434-1447	4.0	19.3	8218	12
04175+4035	160.1	-6.6	6057	5	16585-1129	9.0	18.1	7302	5
04235+5638	149.4	5.4	4744	4	16591-1654	4.5	15.0	8529	26
04287+4239	160.1	-3.6	9255	9	17134-1539	7.5	12.8	8530	11
04312+4008	162.3	-5.0	6141	12	19348-0619	32.6	-13.1	3074	16
04322+4736	156.9	0.2	6469	7	19387+0145	40.4	-10.2	5897	7
04379+3843	164.2	-5.0	8099	16	21292+4801	92.2	-2.3	3789	4
04436+4849	157.3	2.4	2913	4	21441+4454	92.0	-6.3	7597	12
05000+5109	157.1	5.9	9500	5	21524+4130	91.0	-9.9	5497	13
05134+5811	152.5	11.6	5320	10	22114+5015	99.0	-4.9	8555	27
05206+4217	166.4	3.6	11098	13	22282+7506	114.2	15.0	2445	7
05251+5544	155.5	11.6	7291	13	22284+3825	95.0	-16.4	693	1
05287+4228	167.1	4.9	6161	5	22325+6810	110.8	8.9	4355	6
05326+5016	160.8	9.7	5906	10	22493+4944	104.0	-8.4	9996	16
05327+0251	201.4	-15.5	5819	8	22547+5336	106.4	-5.3	4844	6
05376+5057	160.6	10.7	5970	12					

Explanation of columns: (1) IRAS name; (2) Galactic longitude, in degrees; (3) Galactic latitude, in degrees; (4) Systemic radial velocity ( $c\Delta\lambda/\lambda_0$ , in km s<sup>-1</sup>) from 21-cm line; (5) Mean error on velocity.



### 3. Discussion

We give here preliminary results on the distribution of the galaxies in the (l,b) plane, adding the velocity data available either in LEDA (Durand et al., this workshop) or from our (ESO + Nançay) key-programmes (Paturel et al., 1990).

#### 3.1. Region $80^\circ \leq l \leq 180^\circ$

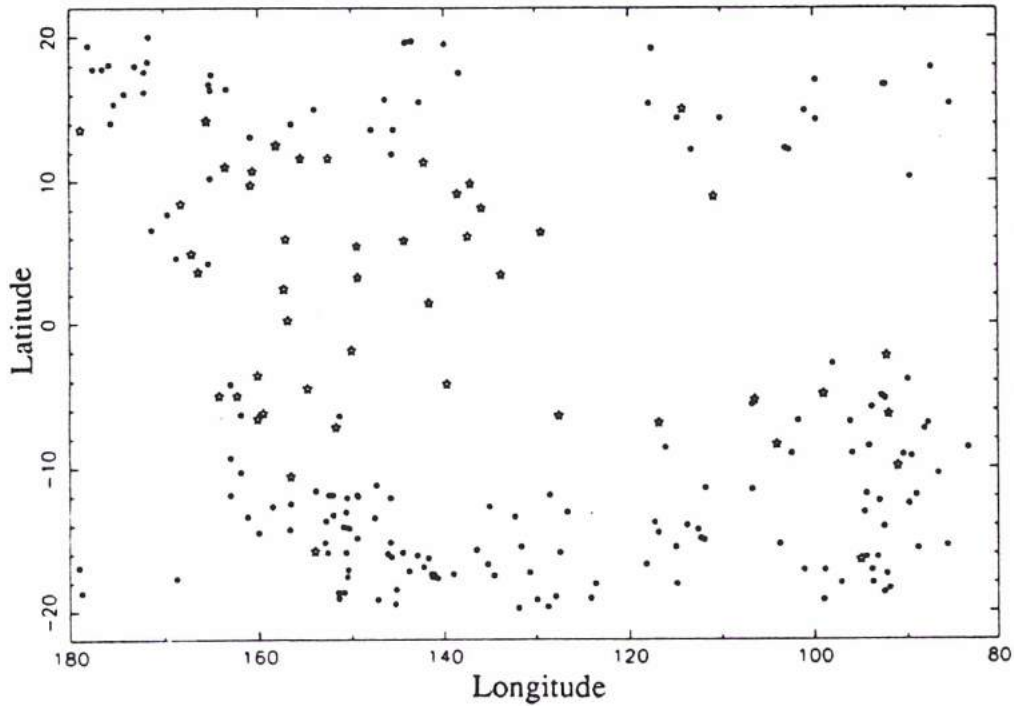


Figure 2 : Galactic distribution of the galaxies in the longitude range  $80^\circ \leq l \leq 180^\circ$ . The stars stand for the newly discovered IRAS galaxies

We find new members of the Perseus-Pisces filament (Burns and Owen, 1979, Focardy et al., 1984, Hauschildt, 1987, Balkowski et al., 1988, Chamaroux et al., 1990, Maurogordato et al., 1991); we confirm the concentration of galaxies in the velocity range  $4\,000 - 5\,000 \text{ km s}^{-1}$ , suggested by Huchra et al. (1977) and by Weinberger (1980); we find new low velocity ( $2\,400; 2\,800; 3\,300 \text{ km s}^{-1}$ ) galaxy groups near ( $l=100^\circ, b=+15^\circ$ ).

#### 3.2. Region $180^\circ \leq l \leq 280^\circ$

Our data confirm the existence of several groups of galaxies in the Puppis ( $l \approx 240^\circ$ ) concentration of galaxies (Kraan-Korteweg & Huchtmeier, 1992; Yamada et al., 1993), whose some properties are listed in Table 2.

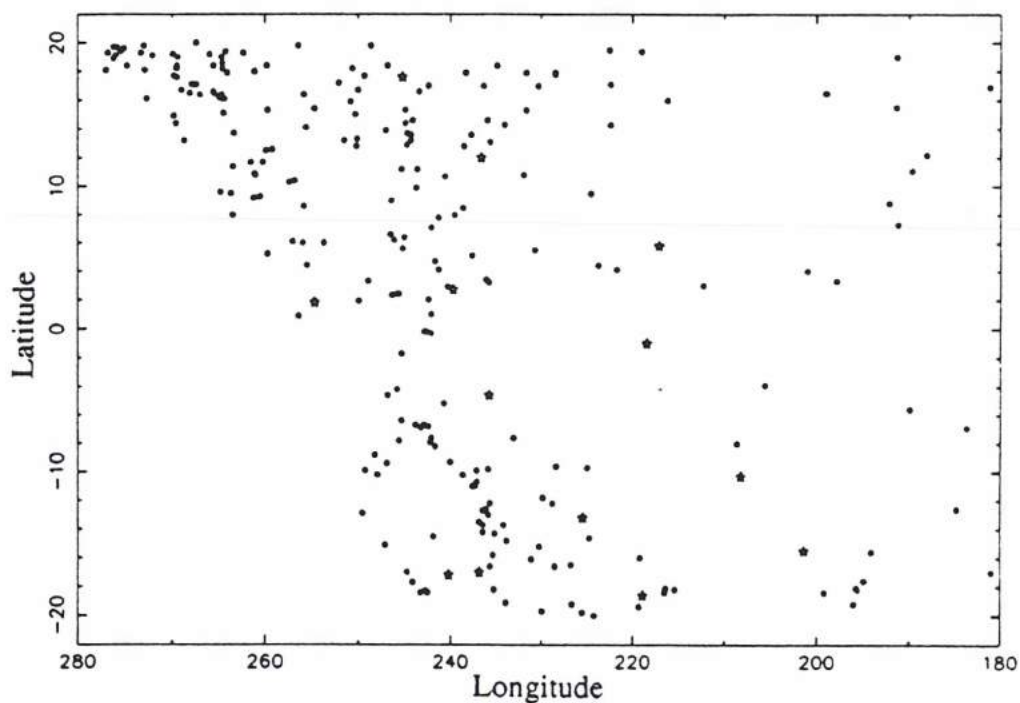


Figure 3. Galactic distribution of the galaxies in the longitude range  $180^\circ \leq l \leq 280^\circ$ . The stars stand for the newly discovered IRAS galaxies

Table 2. Groups of galaxies in the Puppis region.

Group	l	b	n	$\langle V \rangle$	$\sigma$
1	2	3	4	5	6
1	245	-10	14	2053	159
2	250	-9	11	2823	126
3	245	+3	11	1611	89
4	235	+11	10	4603	225
5	240	+12	7	5750	143
6	250	+13	15	1883	184
7	255	+16	23	2481	125

Explanation of columns: (1) Group number; (2) and (3) Galactic longitude and latitude in degrees; (4) Number of group members; (5) and (6) Mean radial velocity and dispersion in  $\text{km s}^{-1}$ .

### 3.3. Sagittarius-Ophiuchus concentration

We find also new members in this concentration of galaxies in the region ( $l = 359^\circ$ ;  $b = 8^\circ$ ) (Wakamatsu & Malkan, 1981; Johnston et al., 1981; Djorgovski et al., 1990), clustered around two different mean velocities: 8 600 and 11 400  $\text{km s}^{-1}$ .

### References

- Balkowski, C., Cayatte, V., Chamaraux, P., Fontanelli, P. 1988, *The World of Galaxies*, p. 420, H.G. Corwin and L. Bottinelli ed., Springer-Verlag
- Burns, J.O., Owens, F.N. 1979, *AJ* 84, 1478
- Chamaraux, P., Cayatte, V., Balkowski, C., Fontanelli, P. 1990, *A&A* 229, 340
- Djorgovski, S., Thompson, D.J., de Carvalho, R.R., Mould, J.R. 1990, *AJ* 100, 599
- Focardi, P., Marano, B., Vettolani, G. 1984, *A&A* 136, 178
- Hauschildt, M. 1987, *A&A* 184, 43
- Huchra, J., Hoessel, J., Elias, J. 1977, *AJ* 82, 674
- IRAS Point Source Catalogue 1988, Joint IRAS Science Working Group (Washington, DC : US GPO) (PSC)
- Johnston, M.D., Bradt, H.V., Doxsey, R.E., Margon, B., Marshall, F.E., Schwartz, D.A. 1981, *ApJ* 245, 799
- Kraan-Korteweg, R., Huchtmeier, W.K. 1992, *A&A* 266, 150
- Lonsdale, C.J., Helou, G., Good, J.C., Rice, W. 1985, *Catalogued Galaxies and Quasars observed in the IRAS survey*, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena
- Maurogordato S., Proust, D., Balkowski, C. 1991, *A&A* 246, 39
- Martin, J.M., Bottinelli, L., Dennefeld, M., Fouqué, P., Gouguenheim, L., Paturel, G. 1990, *A&A* 235, 41
- Paturel, G., Bottinelli, L., Fouqué, G., Garnier, R., Gouguenheim, L., Teerikorpi, P. 1990, *The Messenger*, n°62, 8
- Wakamatsu, K., Malkan, M. 1981, *PASJ* 33, 57
- Weinberger, R. 1980, *A&AS* 40, 123
- Yamada, T., Yakata, T., Djamaluddin, T., Tomita, A., Aoki, K., Takeda A., Saito, M. 1993, *MNRAS* 262, 79

[P1]

## Kinematics of the local universe.

### III. Neutral hydrogen observations of southern galaxies

H. Di Nella<sup>1,2</sup>, G. Paturel<sup>1</sup>, A.J. Walsh<sup>2</sup>, L. Bottinelli<sup>3,4</sup>, L. Gouguenheim<sup>3,4</sup> and G. Theureau<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CRAL-Observatoire de Lyon, F-69561 Saint-Genis Laval Cedex, France

<sup>2</sup> Depart. astrophysics, Uni. New South Wales, 2052 Sydney, NSW, Australia

<sup>3</sup> Observatoire de Paris-Meudon, ARPEGES, URA CNRS 1757, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>4</sup> Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

Received January 11; accepted January 15, 1996

**Abstract.** — This paper is the third one in a series dedicated to the study of the kinematics of the local universe. It gives 52 new 21-cm neutral hydrogen measurements, made with the 64-m Parkes radio telescope. These new measurements are used to build a complete sample of 5,219 galaxies with 21-cm line widths, radial velocity and apparent diameter. This sample is complete down to a diameter limit of 1.6 arcmin.

**Key words:** galaxies: redshifts; ISM — radio lines: galaxies — catalogue

#### 1. Introduction

The main purpose of this series of papers is the study of the velocity field from unbiased distances for a galaxy sample complete down to a given apparent diameter limit of 1.6 arcmin (i.e.  $\log D_{25} = 1.20$ , where  $D_{25}$  is the apparent diameter at the brightness level of 25 Bmag.arcsec<sup>-2</sup>). This diameter is expressed in 0.1' following the convention adopted by de Vaucouleurs et al. 1976). This program has been presented previously (Paturel et al. 1990). First, it requires radial velocity measurements and then, 21-cm line width measurements, the later ones being used for distance determination through the Tully-Fisher relation (Tully & Fisher 1977). Radial velocity measurements were thus undertaken at ESO, OHP and Nançay and 21-cm line width measurements at Nançay. Because of the pointing limitation of the Nançay radio telescope<sup>1</sup>, all galaxies in the extreme south (i.e. below -38 deg) have to be observed at Parkes. In two previous papers (Bottinelli et al. 1992; Bottinelli et al. 1993), 664 radial velocity measurements were published. In the present paper 52 new HI measurements obtained with the Parkes radio-telescope are given.

#### 2. Observations

The observations were conducted in 1994, from August 16 to 20 with the Parkes 64-m radio telescope at Parkes Ob-

servatory, ATNF. The sensitivity is 0.63 KJy<sup>-1</sup> and the receiver system temperature is 50 K. The HPBW of the telescope is 15'. The 1024-channel autocorrelation spectrometer (Ables et al. 1975) was normally used in the 2-channel mode, with each receiver sampled in 512 delay channels. Galaxies were observed with 32 MHz bandwidth, which gives an effective velocity resolution of 7 km/s. Integrations of 5 minutes were made on source, followed by similar reference observation made with a declination offset of +0.5 deg. Flux scales for the HI spectra were determined in each polarization channel from observations of the continuum-radio source Hydra A (Davies et al. 1989). The flux density and spectral index ( $S_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ ) of this source were taken to be  $S_\nu=43.5$  Jy and  $\alpha=0.90$  at 1410 MHz. The linear polarization of Hydra A is negligibly small (< 0.3 per cent).

#### 3. Results

Spectra were processed with the *Spectral Line Analysis Package* (SLAP) given by Staveley-Smith (1985). Some individual bad scans were rejected after examination by eye. Then, the remaining scans were added while spectra of both polarizations are averaged. A baseline is fitted with a polynomial for reconstructing the corrected 21-cm line profile. The adopted order is decided interactively but it is generally about 3. The 21-cm line profiles are given in the last pages. Each frame is identified with the PGC name according to Table 1.

Send offprint requests to: H. Di Nella

<sup>1</sup>The transit meridian Nançay radiotelescope can observe for declinations in the range  $\approx 90$  deg to -38 deg.

The width is measured at two levels, 50% and 20% of the peak, leading to uncorrected values  $W_{50}$  and  $W_{20}$ . The systemic velocity is measured as the middle of the 20% level. It is expressed with the optical convention  $c \cdot \Delta\lambda/\lambda$ . The integral flux of the calibrated profile gives the observed HI flux,  $F_{\text{HI}}$ . The signal-to-noise ratio ( $S/N$ ) is defined as:  $F_{\text{HI}}/(W_{20}\sigma_f)$  (Roth et al. 1994), where  $\sigma_f$  is the rms noise in Jy.

We calculated the actual internal errors on the measured heliocentric velocity ( $V$ ), width at 20% ( $W_{20}$ ) and at 50% ( $W_{50}$ ), according to Fouqué et al. (1990):

$$\sigma(V) = 3.3 \times 1.11 R^{0.5} P^{0.5} S^{-1}$$

$$\sigma(W_{50}) = 2\sigma(V)$$

$$\sigma(W_{20}) = 3\sigma(V)$$

Where  $S$  is the signal to noise ratio,  $R$  the spectral resolution and  $P = (W_{20} - W_{50})/2$ .

From the equation:

$$\sigma^2 = \sigma(V_{\text{literature}})^2 + \sigma(V_{\text{radio}})^2$$

A comparison between literature and radio velocities shows that the slope doesn't differ significantly from one and the zero point doesn't differ significantly from zero. We obtain :

$$\sigma^2 = 87 \text{ km s}^{-1}$$

and:

$$\sigma(V_{\text{radio}}) = 7 \text{ km s}^{-1}$$

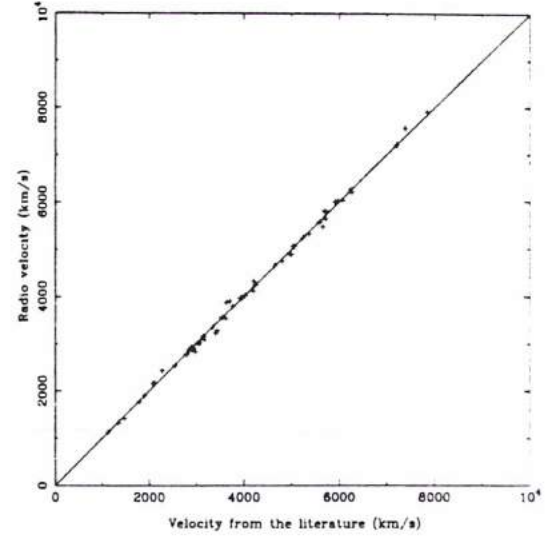
thus:

$$\sigma(V_{\text{literature}}) = 87 \text{ km s}^{-1}$$

This shows that all the error in the comparison comes from the measurements of the literature. This is coherent with the fact that measurements from the literature are essentially optical measurements. This error is also in agreement with the mean error ( $90 \text{ km s}^{-1}$ ) on optical velocity measurements conducted for the present study (Bottinelli et al. 1992).

The detailed list of observed objects is given in Table 1. The columns are arranged as follows:

- *Column 1*: PGC Number according to Paturel et al. (1989)
- *Column 2*: Name according to a hierarchy (NGC, IC, ESO...)
- *Column 3*: 1950-RA and DEC. in hr, mn, s and deg.,''
- *Column 4*: Heliocentric radial velocity (in km/s) from the literature
- *Column 5*: Heliocentric velocity with its error (optical convention in km/s)
- *Column 6*: Width at 20% of the peak with its error (optical convention in km/s)
- *Column 7*: Width at 50% of the peak with its error (optical convention in km/s)
- *Column 8*: HI flux integral (in Jy  $\text{km s}^{-1}$ )
- *Column 9*:  $S/N$  ratio  $F_{\text{HI}}/(W_{20}\sigma_f)$



**Fig. 1.** Comparison between optical and radio velocities. The continuous line is the first bisect. The mean dispersion is  $87 \text{ km s}^{-1}$

- Column 10. Note

#### 4. Completeness in different regions

The global completeness of the total sample of 5.219 galaxies was studied in a previous paper (Paturel et al. 1994) but we have not yet tested the completeness in different regions of the sky.

A study is conducted in the hypergalactic plane coordinates<sup>2</sup>  $hgl$ ,  $hgb$  as defined by Di Nella & Paturel (1994). This plane contains superclusters of Perseus-Pisces, Pavo-Indus, Centaurus, Coma (and a part of the Great-Wall) and the Local Super Cluster. Two regions are studied (Fig. 2):

- On the side of Centaurus (Great Attractor, see Burstein et al. 1987), i.e.  $0 \leq hgl < 180$  deg. The corresponding completeness curve is drawn with a dashed line.
- On the opposite side, i.e.  $180 \leq hgl < 360$  deg. The corresponding completeness curve is drawn with a dotted line.

The completeness is well fulfilled up to the limit  $\log D_{25} = 1.2$ . This shows that the small deficiency in the total sample, towards the Northern and Southern poles, should not affect a study of the kinematics in the so-called hypergalactic plane. However, more HI observations are still needed in the southern hemisphere.

*Acknowledgements.* We acknowledge L. Staveley-Smith for his support and the staff members at Parkes observatory. We received financial support for this project from the INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) under the

<sup>2</sup>hypergalactic plane according to Paturel et al. (1988).

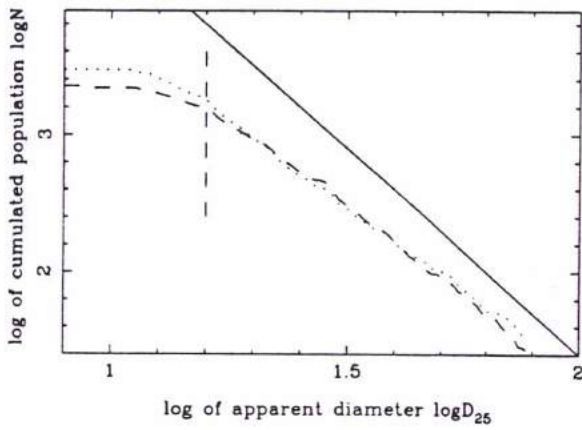


Fig. 2. Completeness curve on the side of the presumed Great-Attractor (dashed line) and on the opposite side (dotted line)

French-Australian Cooperation Scheme and from the 'Conseil Régional Rhone-Alpes' under the program: 'EURODOC'.

#### References

- Ables J.G., Brooks J.W., Cooper B.F.C., et al., 1975, *Rev. Sc. Instr.* 46, 284
- Bottinelli L., Durand N., Fouqué P., et al., 1992, *A&AS* 93, 173
- Bottinelli L., Durand N., Fouqué P., et al., 1993, *A&AS* 102, 57
- Burstein D., Davies R., Dressler A., et al., 1987 in *Galaxy Distances and Deviation from the Universal Expansion*. In: Madore and Tully (Reidel), p. 123
- Davies R.D., Staveley-Smith L., Murray J.D., 1989, *MNRAS* 236, 171
- Di Nella H., Paturel G., 1994, *C.R.Acad.Sc. Paris*, t.319, p. 57
- Fouqué P., Bottinelli L., Durand N., Gouguenheim L., Paturel G., 1990, *A&AS* 86, 473
- Paturel G., Bottinelli L., Gouguenheim L., Fouqué P., 1988, *A&A* 189, 1
- Paturel G., Bottinelli L., Fouqué P., et al., 1990, *The Messenger* 62, 8
- Paturel G., Bottinelli L., Di Nella H., et al., 1994, *A&A* 289, 711
- Paturel G., Fouqué P., Bottinelli L., Gouguenheim L., 1989, *A&AS* 80, 299 and *Extragalactic Database Monographs* 1, Vols. 1-3
- Roth J., Mould J., Staveley-Smith L., 1994, *AJ* 108, 851
- Staveley-Smith L., 1985, PhD thesis, University of Manchester
- Tully B., Fisher R., 1977, *A&A* 54, 661
- Vaucouleurs G. de, Vaucouleurs A. de, Corwin H.G. Jr., 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*. University of Texas Press, Austin (RC2)

TABLE 1. The Table of 52 observed galaxies

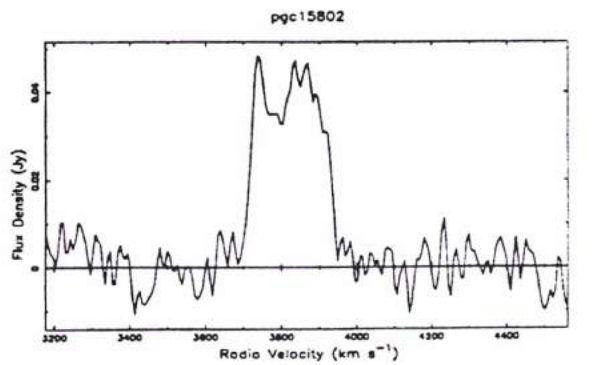
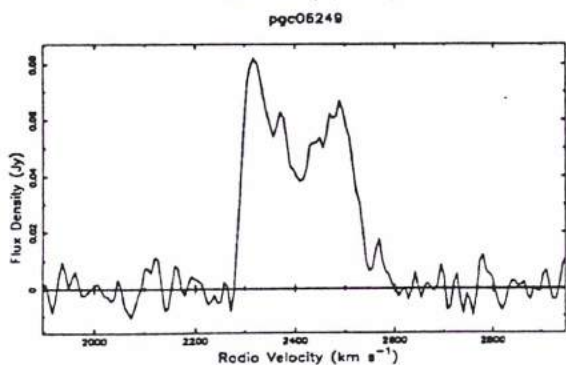
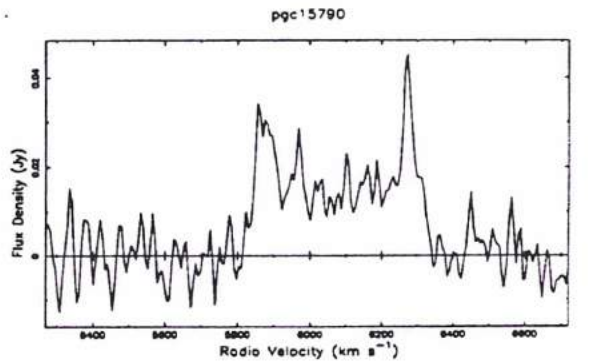
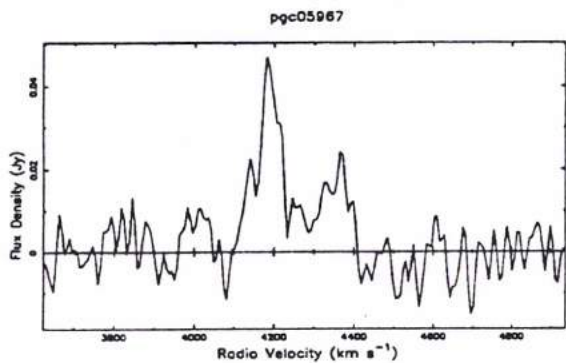
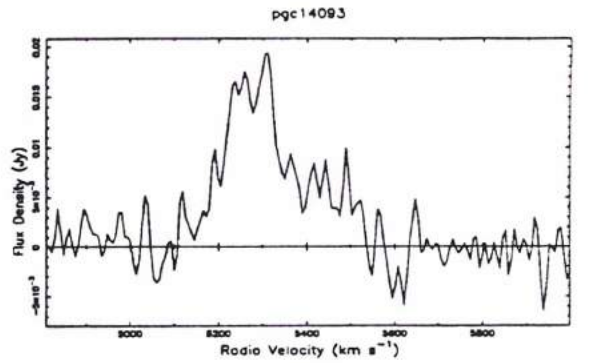
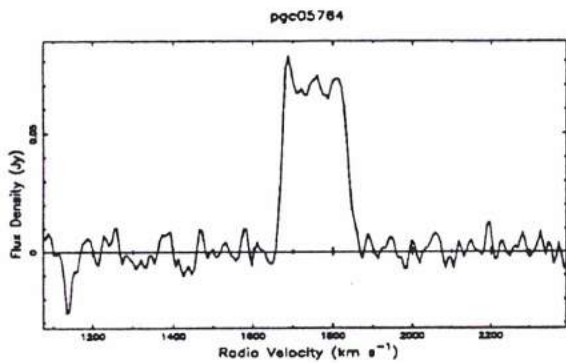
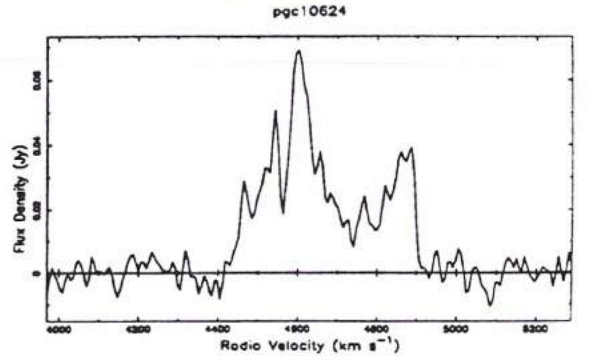
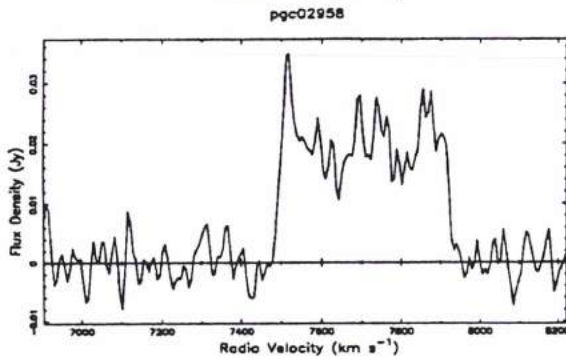
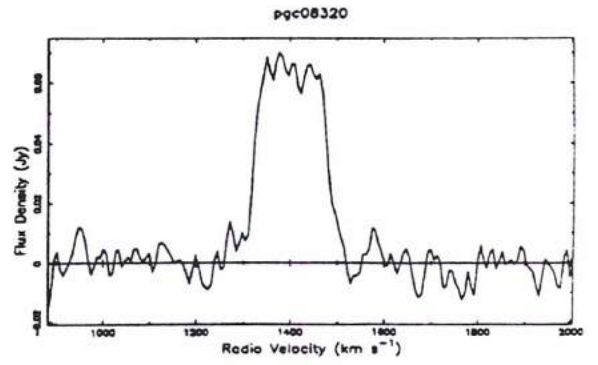
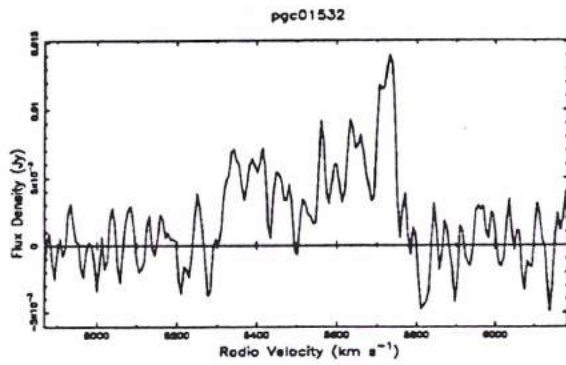
PGC/LEDA	Name	R.A. 1950 DEC.	Vlit.	V20	W20	W50	F(HI)	S/N	Note
(1)	(2)	h m s d ' "	km/s	km/s	km/s	km/s	Jy.km/s	(8) (9)	(10)
(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)		
PGC 01532	ESO 242- 7	002155.0-454706	5720	5635	6 441	18 431	12 2.3	3.6	
PGC 02958	ESO 150- 24	004834.9-555248	7850	7911	8 431	24 415	16 5.8	3.5	
PGC 05764	ESO 13- 16	013238.0-794348	1795	1767	3 186	9 166	6 11.8	10.0	
PGC 05967	ESO 13- 18	013643.0-803606	4208	4322	9 291	25 260	17 6.0	4.5	
PGC 06249	NGC 2573	024256.1-893412	2278	2429	5 250	16 220	11 9.2	6.9	
PGC 08320	ESO 298- 15	020836.0-410912	1469	1415	5 181	14 157	10 10.0	7.1	
PGC 10624	ESO 299- 18	024632.0-404542	4801	4752	16 453	48 367	32 14.3	4.0	
PGC 14093	ESO 83- 12	035431.0-660518	5660	5474	30 540	89 404	59 6.6	2.7	
PGC 15790	ESO 84- 34	043956.9-631206	6275	6199	16 502	49 444	33 8.3	3.2	
PGC 15802	ESO 157- 50	043933.0-525106	3636	3871	8 225	25 204	17 7.2	3.8	
PGC 18355	NGC 2187A	060405.9-693524	3930	3964	14 464	43 417	29 3.9	3.3	
PGC 18407	ESO 307- 17	060448.9-395124	4990	4902	3 418	10 366	7 12.9	14.6	
PGC 20094	ESO 309- 17	070229.0-414818	5235	5240	8 469	24 437	16 8.4	4.9	
PGC 20865	ESO 123- 9	072215.0-615548	3406	3216	3 292	8 277	5 15.8	10.4	
PGC 21429	ESO 208- 31	073622.0-521124	3179	3068	7 370	22 351	15 7.1	4.1	
PGC 21472	ESO 59- 12	073834.0-683918	1345	1323	11 196	33 177	22 2.3	2.7	
PGC 21815	ESO 311- 12	074553.0-411936	1128	1131	12 239	36 215	24 2.7	2.8	(2)
PGC 26003	ESO 91- 3	091228.0-632512	1904	1906	3 344	9 330	6 14.1	9.1	
PGC 26532	ESO 126- 10	092108.0-605006	2074	2152	5 380	16 346	11 7.9	7.5	
PGC 28025	ESO 61- 15	094519.0-684100	4984	4885	4 379	12 356	8 25.5	8.1	
PGC 29450	ESO 316- 29	100540.0-410518	5701	5803	4 420	13 387	9 5.8	9.0	
PGC 29723	ESO 263- 16	101028.9-445924	4195	4116	1 211	3 191	2 16.9	28.0	
PGC 32660	ESO 264- 48	105034.0-452442	2847	2874	4 304	11 277	7 15.0	10.0	
PGC 35140	ESO 216- 8	112323.0-475200	5588	5570	6 453	18 436	12 11.6	4.6	
PGC 37334	ESO 320- 31	115134.0-393506	2947	2889	7 359	20 344	13 8.8	4.0	
PGC 38841	ESO 321- 10	120906.0-381612	3150	3147	7 359	21 326	14 4.5	5.6	
PGC 47003	ESO 220- 8	132304.9-475830	2977	2821	19 736	56 678	37 10.0	2.8	(3)
PGC 49586	NGC 5365A	135335.0-434548	2795	2760	8 426	24 406	16 4.6	3.8	
PGC 49655	ESO 174- 3	135419.0-523142	4027	4023	7 250	21 210	14 26.7	6.3	
PGC 50330	ESO 175- 1	140316.9-550712	3766	3792	9 622	27 581	18 9.7	4.9	
PGC 50798	ESO 271- 22	141018.9-451048	3080	3017	3 371	10 352	7 15.8	8.8	
PGC 53377	ESO 327- 32	145241.9-390006	7389	7564	1 83	4 63	3 13.2	22.3	
PGC 53527	NGC 5786	145540.9-414848	3034	2998	5 442	15 330	10 50.3	14.0	
PGC 53535	ESO 327- 39	145545.0-422254	2903	2917	2 388	7 366	5 42.7	13.8	
PGC 55256	ESO 329- 7	152651.9-382842	4645	4654	4 490	11 467	7 10.4	9.0	
PGC 58999	ESO 137- 42	164317.0-600336	3443	3265	4 271	11 251	7 17.7	8.3	
PGC 59880	ESO 138- 17	170916.0-590254	3624	3521	2 164	6 143	4 19.4	15.7	
PGC 61532	ESO 71- 4	180632.0-673854	3350	3343	4 264	11 245	8 11.2	8.0	
PGC 61712	ESO 182- 10	181421.9-544248	3548	3549	1 207	3 189	2 29.5	30.0	
PGC 61814	ESO 280- 13	181941.9-431012	6076	6027	4 569	11 513	7 27.5	14.0	
PGC 61850	ESO 335- 11	182136.0-385030	3710	3901	5 246	14 209	9 7.4	9.2	
PGC 61948	ESO 281- 1	182610.0-424718	6233	6262	9 540	28 481	19 10.7	5.7	(1)
PGC 62361	ESO 336- 13	184202.0-391400	4968	4902	3 384	10 370	7 15.4	7.5	
PGC 62411	ESO 336- 16	184350.9-414624	5910	5998	4 429	13 404	9 9.4	7.9	
PGC 62614	ESO 231- 11	185355.0-473700	5025	5057	4 378	11 357	8 5.2	8.3	
PGC 62908	ESO 282- 21	190908.0-460542	5367	5320	7 382	22 349	15 6.8	5.3	(1)

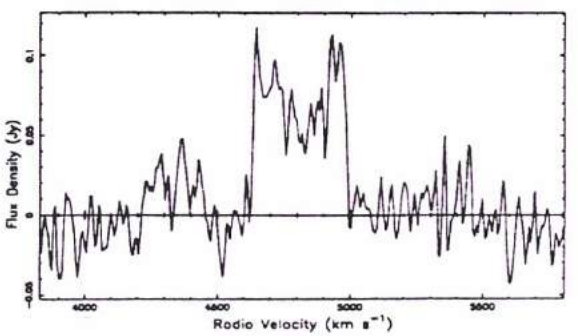
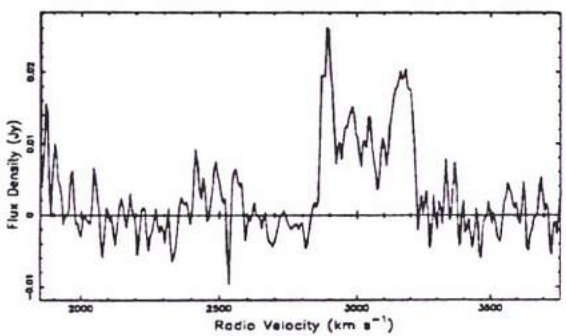
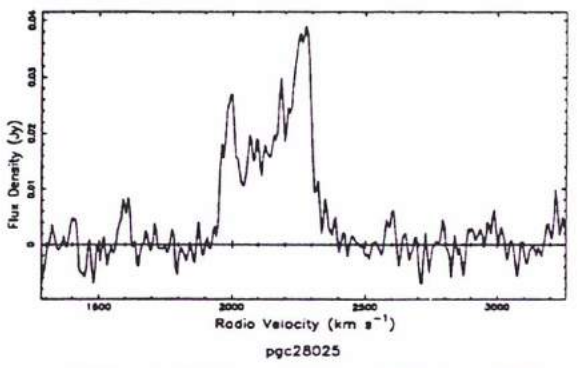
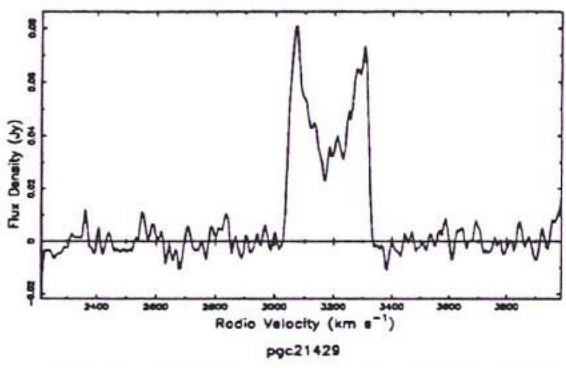
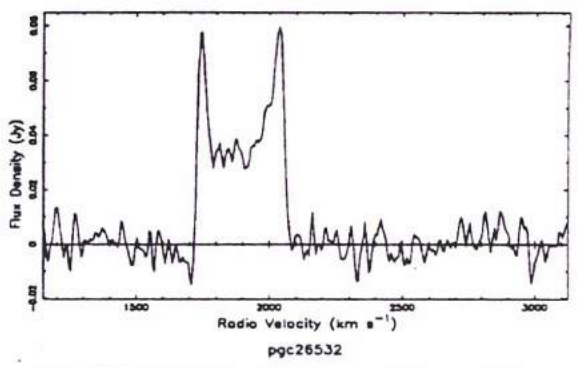
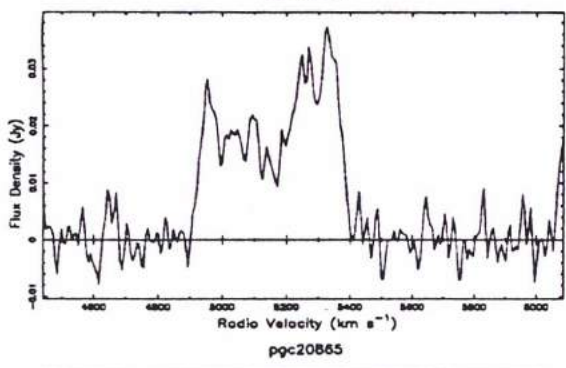
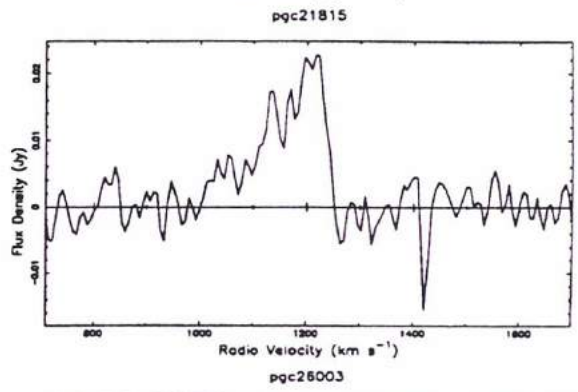
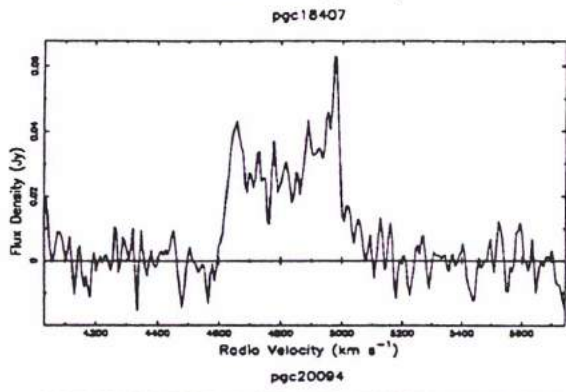
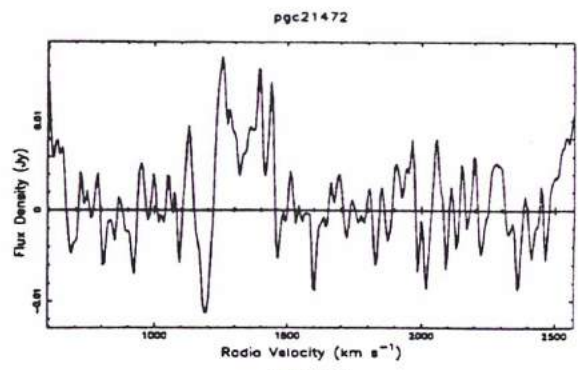
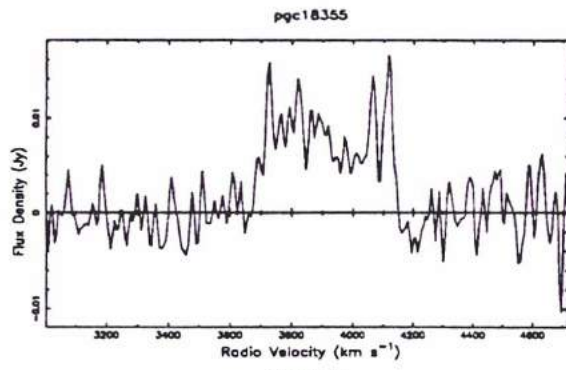


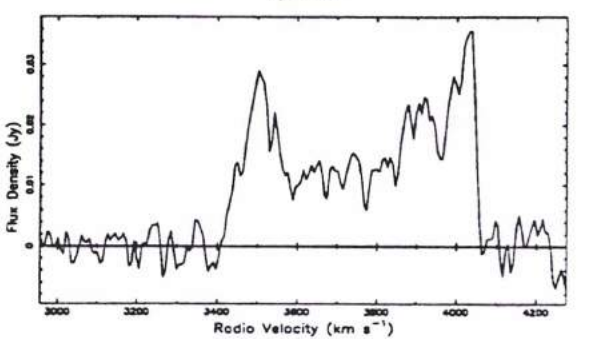
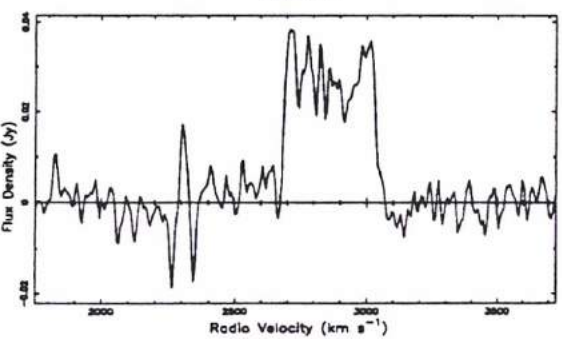
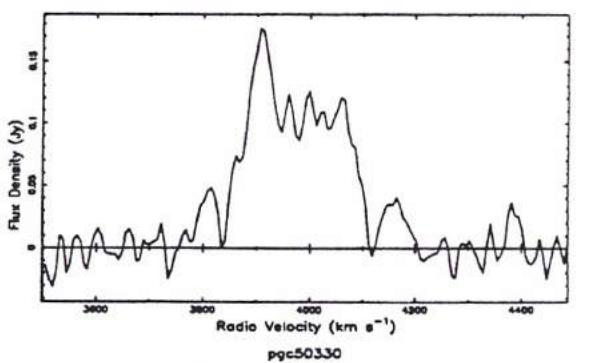
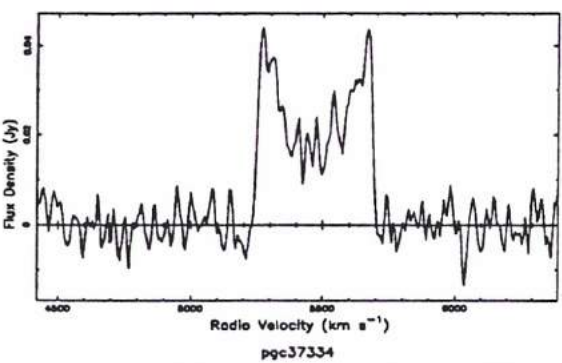
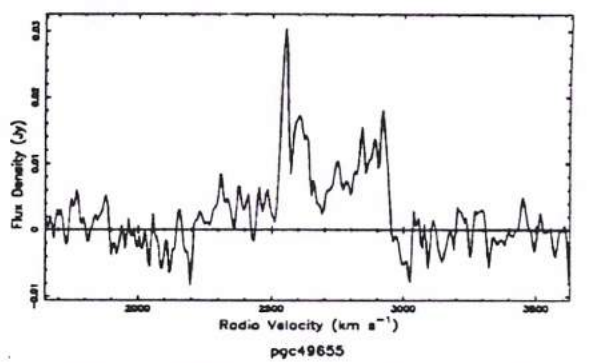
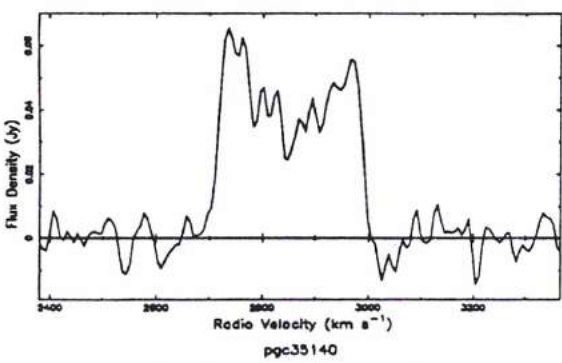
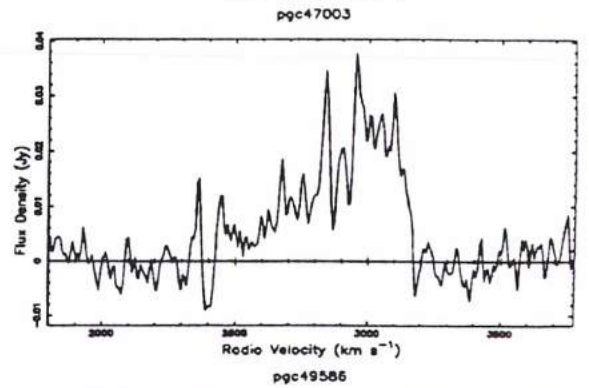
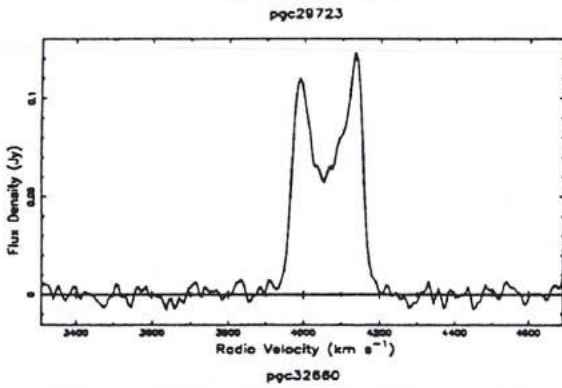
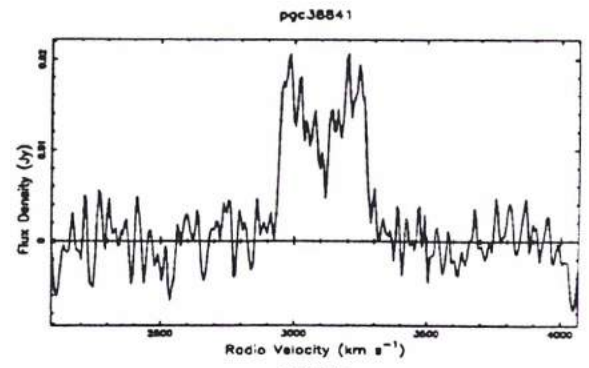
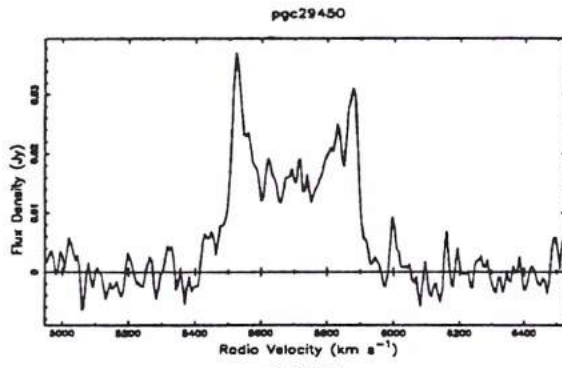
TABLE 1. continued

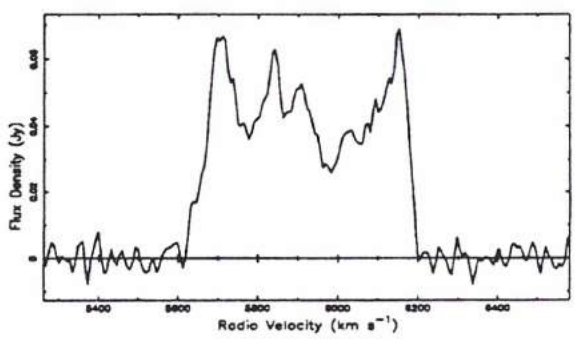
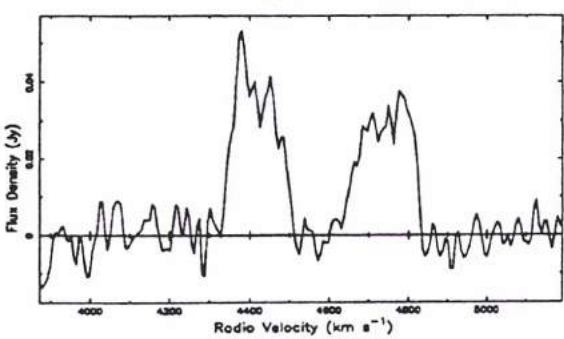
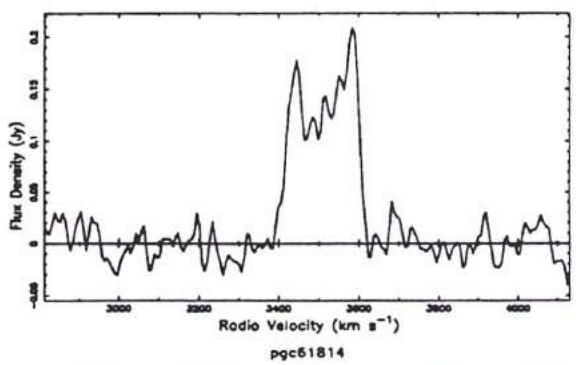
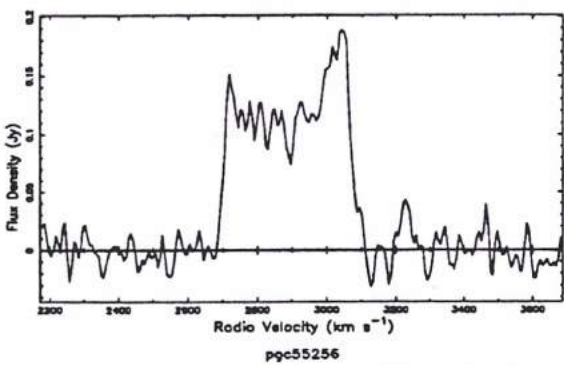
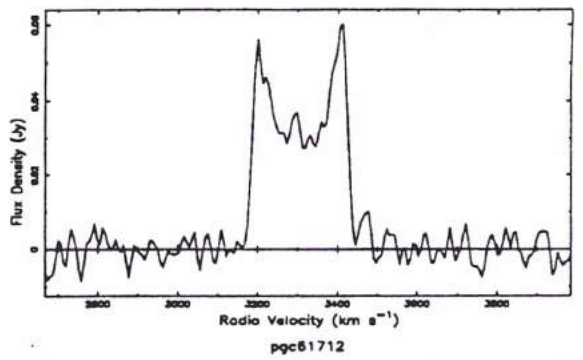
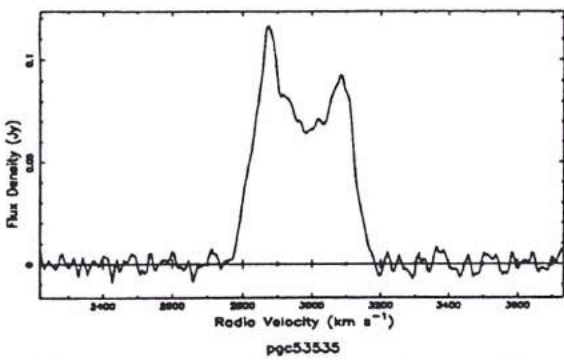
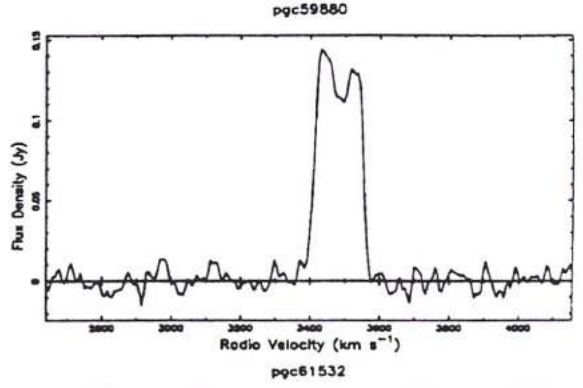
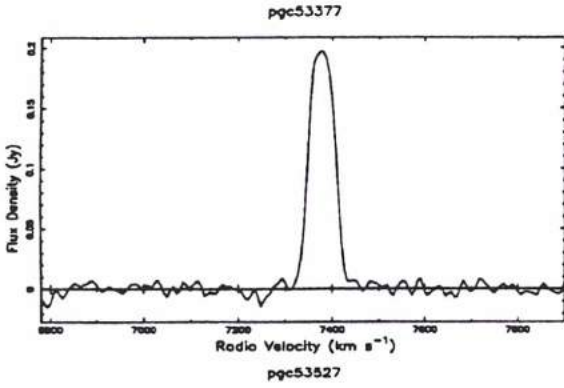
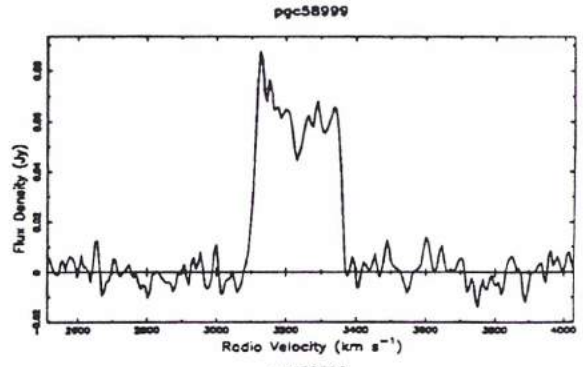
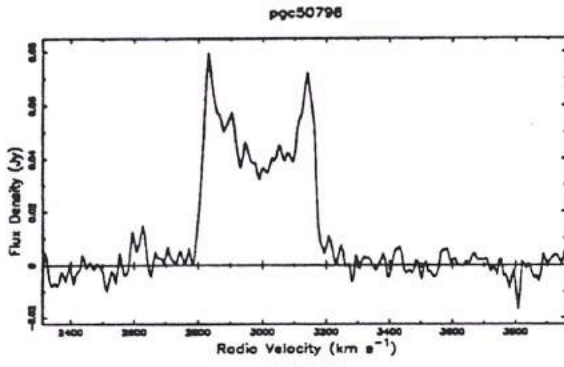
PGC/LEDA	Name	R.A. 1950 DEC.	Vlit.	V20	W20	W50	F(HI)	S/N	Note
(1)	(2)	h m s d ' "	km/s	km/s	km/s	km/s	Jy.km/s	(8) (9)	(10)
PGC 63007	ESO 184- 51	191256.0-534724	7211	7205	8 542 22	475 15	16.3	7.5	
PGC 63064	IC 4843	191501.0-592406	3972	3975	11 170 33	145 22	2.3	3.1	
PGC 63241	NGC 6794	192439.0-390118	5980	6019	9 409 26	365 18	8.1	5.2	
PGC 63297	ESO 184- 74	192619.9-572312	5059	5059	12 487 36	413 24	31.9	4.9	
PGC 63509	ESO 142- 30	193619.0-600948	4246	4242	16 476 49	399 33	11.8	3.7	
PGC 64422	ESO 340- 8	201349.0-410442	2852	2837	3 258 8	248 5	8.2	8.3	
PGC 64423	IC 4986	201318.0-551124	2119	2168	3 196 8	174 5	11.3	11.9	
PGC 64464	NGC 6889	201503.0-540648	2554	2535	3 188 9	178 6	6.6	7.4	
PGC 10329	NGC 1073	024105.0+010955	1209	1208	92	75	72.0	71.0	(4)
PGC 40761	IC 3356	122421.6+115018	1101	1103	95	74	24.0	44.0	(4)

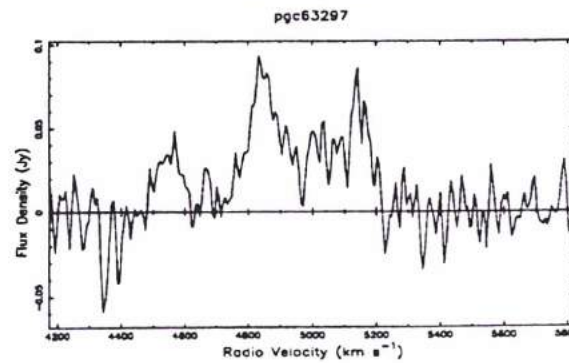
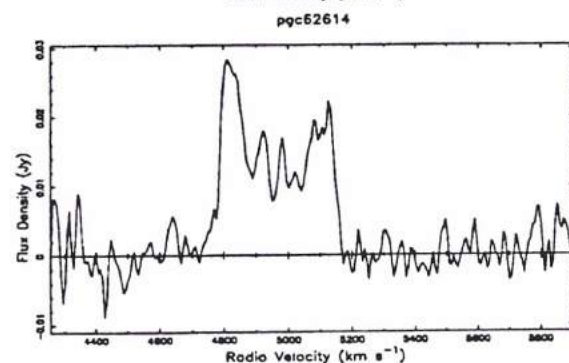
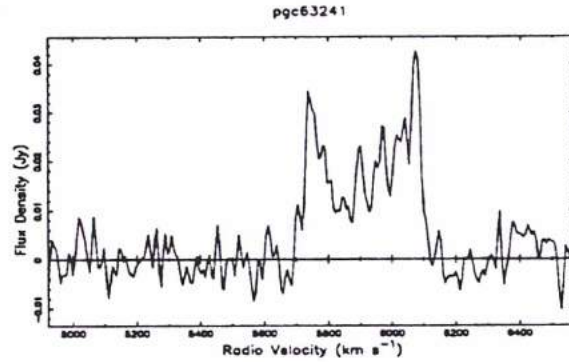
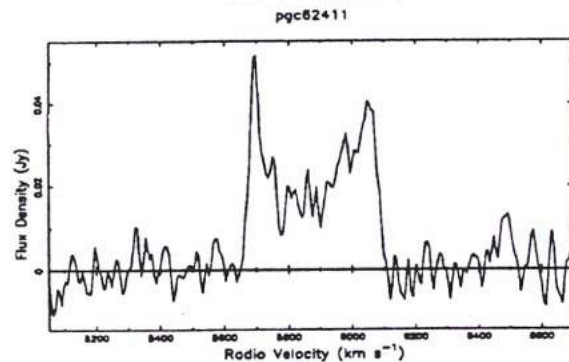
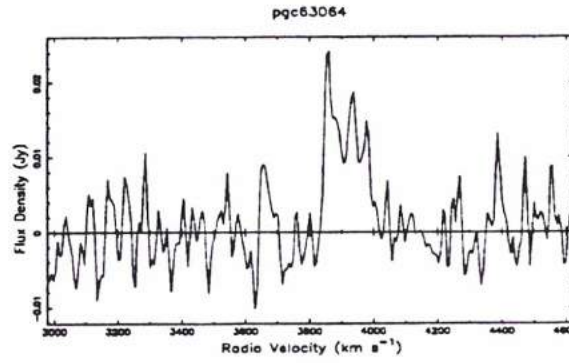
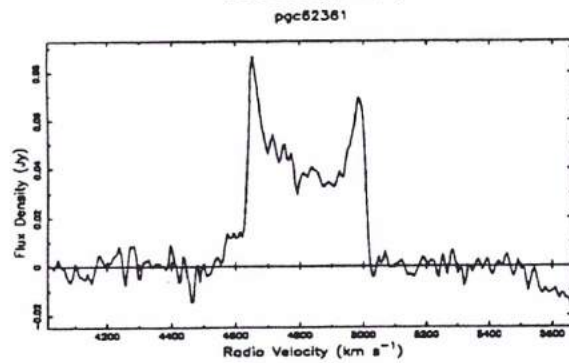
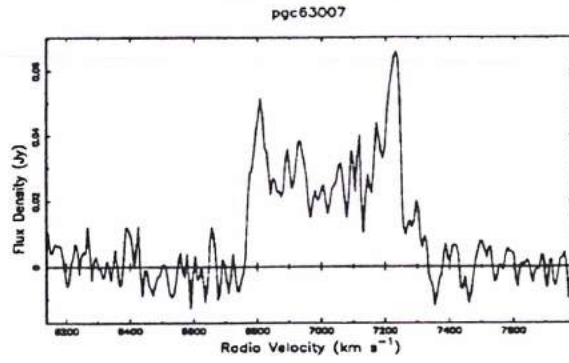
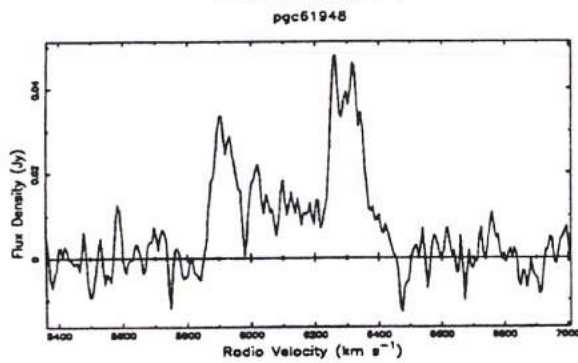
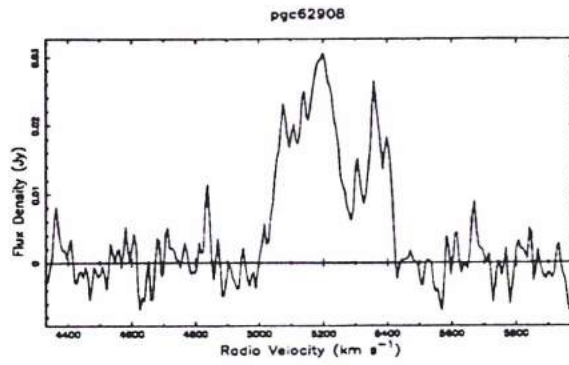
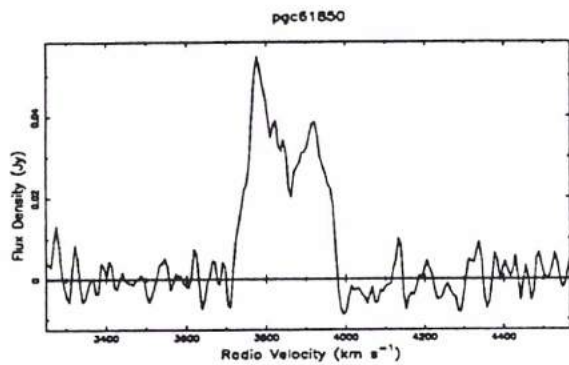
Note: 1) Bizarre spectrum  
 2) W50 uncertain  
 3) Uncertain  
 4) Calibrating galaxy

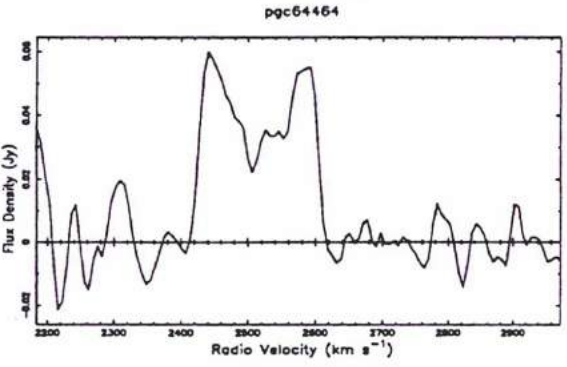
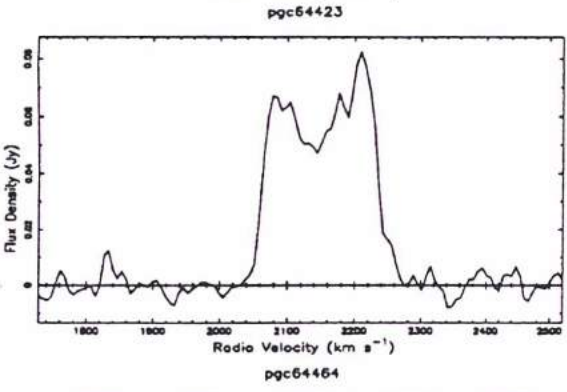
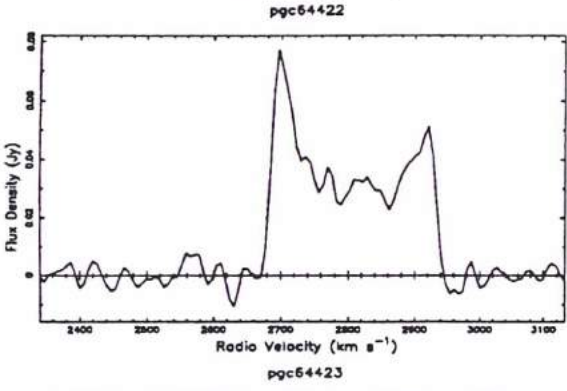
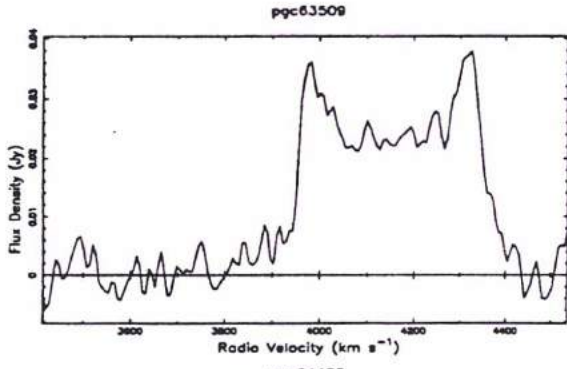












[P6]





## 21-cm Line Observations of Galaxies from Kazarian's lists

V.S.Tamazian<sup>1</sup>, G. Theureau<sup>2</sup>, N. Coudreau-Durand<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Astronomical Observatory "Ramon Maria Aller", University of Santiago de Compostela, P.O.Box 197, 15706 Santiago de Compostela, Spain

<sup>2</sup> Observatoire de Paris-Meudon, ARPEGES/CNRS URA1757, F92195 Meudon Principal Cedex, France

Received : accepted 03-97

**Abstract.** — The 21-cm neutral hydrogen line has been measured for the first time in 39 non-Seyfert type galaxies from Kazarian list, with the Nançay radiotelescope. The line profiles, widths at 20% and 50% of the peak intensity, radial velocities as well as total fluxes are presented. The values of radial velocity are in fairly good agreement with those obtained from optical spectra. The width values at 20% of the peak vary in wide range from 113 km s<sup>-1</sup> (KAZ 579) to 608 km s<sup>-1</sup> for KAZ 566. Nine of our objects remained undetected, whether their HI-flux was too faint, the integration time too short, or the frequency sighted wrong. However, for part of them, there were positive hint of detection. Comments on individual objects are given.

**Key words:** UV-excess galaxies: Kazarian list – 21cm line observations – 21cm linewidths and fluxes

### 1. Introduction

The list of new galaxies with UV-excess published by Kazarian (1979a) and Kazarian and Kazarian (1982) contains 580 objects exhibiting large variety of morphological (Kazarian et al. 1981; Egiazarian, 1983; Tamazian, 1987) and spectral (Kazarian, 1979a,b; Kazarian et al. 1981; Kazarian, 1987; Kazarian and Kazarian, 1987; Kazarian and Tamazian, 1993) properties.

More than 80% of galaxies show strong emission lines of Balmer series and well known forbidden lines of [OII], [OIII], [NII], [SII] etc. This is usually observed in Markarian galaxies (Weedman and Khachikian, 1969; Arakelian et al. 1972) as well as in other galaxies showing unusual excess of UV radiation - blue Haro galaxies (du Puy, 1970), ultraviolet-excess galaxies from Kiso survey (Takase and Miyauchi-Isobe, 1984). This implies significant gas amounts excited by unusually high relative number of hot O, B stars in vast majority of objects included in above mentioned lists.

UBV-photometric study of some galaxies from Kazarian list (Tamazian, 1983; Tamazian, 1984; Kazarian and Tamazian, 1984) shows from their colors distribution that they are similar to non-Seyfert Markarian galaxies (Huchra, 1977) and tend to be bluer when approaching their central parts. Some galaxies from Kazarian lists have been observed occasionally in different radio wavelengths with different instruments but no systematic study of these galaxies has been done before.

Only very few number of galaxies has been observed at 21-cm: for example, KAZ 546 (Paturel, unpublished), neutral hydrogen study of Haro galaxies (Bottinelli et al. 1973a), Markarian (Bottinelli et al. 1973b, 1975) and Kiso UV-excess galaxies (Maehara et al. 1988), also using the Nançay radiotelescope. These studies allow to obtain valuable information on astrophysical parameters of these galaxies: systemic radial velocity, amplitude of internal rotation, HI gas content.

There are various families of galaxies among Kazarian lists (elliptical and lenticular galaxies with emission lines and strong UV-excess; blue dwarfs, possibly metal deficient; giant starburst galaxies with high infrared luminosity) which can be selected as best candidates to have measurable HI flux. Thus, HI observations of these galaxies is interesting both to determine important astrophysical parameters and to compare their properties with those of galaxies from other lists.

For technical reasons we selected among Kazarian's lists those galaxies having radial velocities smaller than 12000 km s<sup>-1</sup> (known from different sources listed in Table 1).

### 2. Observations

The observations have been performed with the transit-meridian Nançay (France) radiotelescope, which has a collecting area of 6912 m<sup>2</sup> (200x34.56).

The half-power beam width at 21-cm is 3.6 arcmin (EW) × 22 arcmin (NS) (at zero declination). The min-

imal system temperature at  $\delta = 15^\circ$  is about 37 K in both horizontal and vertical polarizations. The gain of the antenna has been calibrated according to Fouqué et al. (1990).

The spectrometer is a 1024-channels autocorrelator of 6.4 MHz total bandwidth. The spacing of the channels corresponds to  $2.6 \text{ km s}^{-1}$  at 21 cm with a bank of 512 channels in each polarization (horizontal and vertical). After boxcar smoothing the final resolution is typically  $12 \text{ km s}^{-1}$ . Each final spectrum corresponds to the integration on  $n$  cycles of 4 minutes each (on/off beam switch mode, the size of the beam, and the position of the comparison field varying with declination). After rejection of disturbed cycles (interferences, noisy baseline), the spectrum is straightened by fitting a polynomial function to the external parts of the line (1st to 6th degree), and the maximum intensity of the line is estimated.

Observed radial velocities correspond to the median point of the 21-cm line profile measured at 20% level of maximum intensity. The internal mean error  $\sigma(V_{20})$  on  $V_{20}$  is calculated according to Fouqué et al. (1990) from the actual spectral resolution  $r$ , the slope  $a = (W_{20} + W_{50})/2$  of the line profile, and the signal to noise ratio  $S/N$ :

$$\sigma(V_{20}) = \frac{4 \cdot r^{\frac{1}{2}} \cdot a^{\frac{1}{2}}}{S/N}$$

Line widths are measured on the observed profile at two standard levels corresponding to 20% and 50% of the maximum intensity of the line. These widths  $W_{20}$  and  $W_{50}$  are first corrected for spectral resolution effect in agreement with Bottinelli et al. (1990), and further corrected for internal velocity dispersion assuming an isotropic distribution of the non-circular motions and a nearly gaussian velocity distribution (Fouqué et al. 1990):

$$W_c = W^2 + wt^2(1 - 2e^{-W^2/w^2}) - 2W \cdot wt(1 - e^{-W^2/w^2})$$

where  $wt = 2\sigma_z \cdot k(l)$  ( $\sigma_z = 12 \text{ km s}^{-1}$ ,  $k(20)=1.96$  and  $k(50)=1.13$ ), and  $w$  is equal to 120 and 100  $\text{km s}^{-1}$  for the levels 20% and 50% respectively.

The mean errors are respectively  $3\sigma(V_{20})$  and  $2\sigma(V_{20})$  for the 20% and 50% widths, according to Fouqué et al. (1990).

Integrated HI fluxes are expressed in  $\text{Jy km s}^{-1}$  and corrected for beam-filling, when both photometric diameter and axis ratios were known, using the formula given by Bottinelli et al. (1990):

$$F_{HI} = R \cdot F$$

where

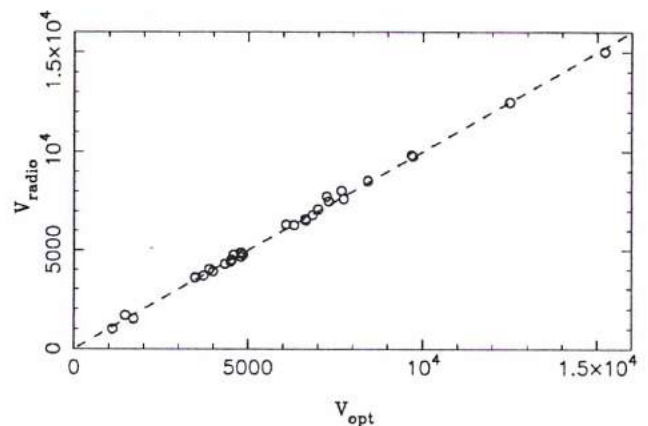
$$R = \left[ 1 + \frac{D_{25}^2 \sin^2 \beta + d_{25}^2 \cos^2 \beta}{22} \right]^{\frac{1}{2}}$$

and  $\beta$  is the position angle of the galaxy defined north-eastwards,  $D_{25}$  and  $d_{25}$  are the photometric major and minor axis respectively.

These fluxes have been calibrated by using a set of 6 close calibrator galaxies, whose HI-fluxes were accurately measured by Fouqué (1982) and which have been regularly observed during all the period covered by our survey (june 96 - November 96). This calibration is done by monitoring the performance of the Nançay system with time, in both horizontal and vertical polarization separately, in order to get for each observation the better HI flux measurement (see Theureau et al. 1997 for more details).

Main optical parameters of observed galaxies are given in Table 1. When more than one measurement of optical radial velocity is available from literature we list its value extracted from the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA, Paturel et al. 1997) whereas in last column all references on radial velocity measurements for each galaxy are given.

Note that all astrophysical data extracted from LEDA are reduced to a common system according to well defined reduction formulae leading to mean homogenized parameters. Apparent diameters are reduced to the standard system of the isophote at the brightness of 25  $B$ -mag  $\text{arcsec}^{-2}$ . Apparent  $B$ -magnitudes are reduced to the RC3 system. Both are corrected for extinction, inclination (i.e. opacity), and redshift effect. For extinction correction on  $B$ -magnitude, or  $\log D_{25}$  diameters, the RC2 system has been used. Opacity corrections in  $B$ -band are calculated according to Bottinelli et al. (1995).



**Fig. 1.** Comparison of optical heliocentric radial velocities (values from LEDA, see Table 1) with our HI velocity measurements with the Nançay radiotelescope (in  $\text{km s}^{-1}$ ): the dashed line corresponds to  $V_{21} = V_{opt}$

The observed 21-cm line profiles are given in Fig. 2. All derived HI parameters, corrected to the optical velocity scale, are listed in Table 2. Our 21-cm radial velocities appear in very good agreement with optical ones as shown in Fig. 1, where the line corresponding to  $V_{21} = V_{opt}$  is drawn. The values of the rms noise, averaged outside the line profile indicate a mean rms noise of about 2 mJy at

resolution  $12 \text{ km s}^{-1}$ . Discussions of parameters and their detailed comparison with those from other similar lists of galaxies will be presented in a forthcoming paper.

### 3. Individual comments on galaxies

**KAZ 001** : Emission lines of [SII], [OIII],[OII],  $H_\alpha$  and  $H_\beta$ . The Balmer lines from  $H_\gamma$  to  $H_{15}$  as well as Ca II  $\lambda$  3934 in absorption. More details on optical spectra are given by Kazarian and Khachikian (1974), and Kazarian et al. (1982). It should be noted that the values of the maximum rotational velocity (interpreted as the mass within a certain radius) estimated from both optical and radio measurements can not be compared because they do not refer to the same scale within the disc (only the central parts, within 2 kpc, contribute to the optical measurement, as the globality of the HI disc enters the HI profile width). The 21-cm line profile is very well defined.

**KAZ 003** : Starburst galaxy with spectrum very similar to that of KAZ 1 (Kazarian and Khachikian, 1974). More details in Kazarian et al. (1982). The 21-cm line profile is very well defined with a double-peaked shape typical of spirals.

**KAZ 004** : Starburst galaxy with emission lines of [SII]  $\lambda\lambda$  6731/17 and [NII]  $\lambda\lambda$  6584/48,  $H_\alpha$ , [OIII]  $\lambda\lambda$  5007/4959,  $H_\beta$  and  $H_\gamma$  observed in the spectra. The lines of Balmer series from  $H_\delta$  to  $H_{15}$  are observed in absorption. This galaxy has been observed 121 cycles but only 73 of them resulted usable due to many interferences quite usual in this low frequency range. Too noisy spectrum.

**KAZ 006** : Emission lines [SII]  $\lambda\lambda$  6731/17, [NII]  $\lambda\lambda$  6584/48 and  $H_\alpha$  are observed in the spectrum. The redshift given by Kazarian (1979a) is  $z=0.0267$  ( $V(\text{opt})=8010 \text{ km/s}$ ) and differs from that presented in Table 1. Only 15 cycles were available, there is a hint of HI detection near  $V=6000 \text{ km/s}$  but the signal is too faint compared with the noise.

**KAZ 016** : On the plates taken in prime focus of 2.6m telescope of Byurakan Observatory (scale  $21''/\text{mm}$ ) two circular condensations separated by  $8''$  are seen. Morphological type given in LEDA is Sc, but it is classified as irregular by Kazarian (1979a). Pair galaxy: HI confusion with companion UGC 41, which is a Sc galaxy with same magnitude, same inclination, and approximately same velocity ( $V(\text{opt})=6597 \text{ km/s}$ , [18]). Steep-sided HI profile typical of a spiral galaxy, but the two profiles are most probably superimposed (this could explain the peculiar shape of the high velocity peak).

**KAZ 018** : According to Kazarian this is an irregular galaxy with bright central region measuring  $3'' \times 4''$  which could be taken for a bar (morphological type in LEDA is SBbc). UBv-photometry carried out by Tamazian (1983) shows that the nucleus is rather blue ( $U-B=-0.11$ ,  $B-V=+0.43$ ). Integral color  $U-B=0.23$ ,  $B-V=+0.69$ . Asymmetrical HI profile.

**KAZ 019** : Spiral with bright nucleus of about  $4''$ . Ac-

cording to Tamazian (1983), the nucleus is very blue ( $U-B=-0.31$ ,  $B-V=+0.36$ ), integral color of galaxy  $U-B=-0.02$ ,  $B-V=+0.49$ . Well defined double-peaked profile.

**KAZ 023** : The morphological type given in original list is elliptical whereas in LEDA it is described as Sc. Integral color  $U-B=+0.25$ ,  $B-V=+0.68$  but the nucleus is much bluer -  $U-B=-0.14$ ,  $B-V=+0.48$  (Tamazian, 1983). Well defined double-peaked HI profile.

**KAZ 024** : Described in original list as elliptical with compact nucleus. As in case of KAZ 23 we adopted a Sc morphological type according to LEDA. HI measured radial velocity confirms the value obtained by Focardi et al. (1982) -  $6321 \text{ km/s}$  and differs from that obtained by Huchra et al. (1983) given in Table 1.

**KAZ 026** : Very strong but narrow emission lines in spectra, which are investigated in details by Shuder and Osterbrock (1981) and Kazarian and Tamazian (1982a). This object is very interesting and well investigated (see references in Table 1). Strong IRAS source (IRAS 07204+3332), FIR magnitude is 11.2 (IRAS Point Source Catalogue, 1988). Extremely blue with integral  $U-B=-0.86$ ,  $B-V=+0.60$ , but certainly is not Seyfert type galaxy. HI profile is asymmetrical, due to an interference appearing only on part of the cycles (peak at  $V=4100 \text{ km/s}$ ). However, the edges of the profile are not disturbed and the HI flux is only weakly affected.

**KAZ 039** : Lenticular, with bright nucleus. Our derived radial velocity is  $350 \text{ km/s}$  larger than the optical one obtained by Kazarian (1987). There are four galaxies lying within the Nançay beam: IC 1146 or MCG 12-15-19 (no known velocity, lenticular according to MCG) which might be the weak signal at  $V=7150 \text{ km/s}$ : UGC 10053 and MCG 12-15-21 with known (optical) radial velocities  $11200 \text{ km/s}$  and  $10103 \text{ km/s}$  respectively (LEDA) which cannot affect the detected signal: and MCG 12-15-18 which is elliptical ( $T=-5$ ) with unknown velocity but probably with a very poor HI content.

**KAZ 047** : Compact dwarf galaxy surrounded by an heterogeneous extended halo. Very faint HI signal around the optical velocity  $V=4640 \text{ km/s}$ .

**KAZ 052** : Early spiral with bright nucleus. HI confusion due to NGC 6068 (Sbc galaxy, according to de Vaucouleurs et al. 1991), which was already measured at 21-cm with  $V=3975 \text{ km/s}$  (Davis and Seaquist, 1983; see also [2][40][26] for optical measurements). Poor S/N ratio and very uncertain edges of the line profile.

**KAZ 060** : Early spiral, 21-cm integration time of 80 cycles, but below detection level ( $S/N=1.5$ , for  $\sigma \simeq 2.7 \text{ mJy}$ ). However, a hint of detection appears between  $V=8400$  and  $9100 \text{ km/s}$  around the optical radial velocity listed in Table 1.

**KAZ 063** : Irregular, bright starlike condensation observed on the southern edge. Pair with UGC 10324 (type Sd) with  $V(\text{opt.})=7016 \text{ km/s}$  ([43]) also detected within the beam as a separate signal. The HI profile of KAZ 063

is well distinguishable at lower velocities around  $V=6500$  km/s.

**KAZ 065** : Spiral with bright nucleus ( $4''$ ). One of the arms ends to south with starlike condensations. Triangular HI profile. IC 1216 (no known velocity, Sc galaxy according to de Vaucouleurs et al. 1991) is also within the Nançay beam but no distortion is observed. Our HI velocity confirms the value  $7736$  km/s obtained by Strauss and Huchra (1988), but differs from  $V=7255$  km/s given by Kazarian (1987).

**KAZ 069** : Lenticular; a dark lane of width  $1''$  passing through the bright central part perpendicular to the lens. Wide HI line detected with  $S/N=3$ . Very close object with a small HI content.

**KAZ 098** : Elliptical with extension attached to the south-west edge, classified as a very peculiar object in UGC. HI signal well detected.

**KAZ 120** : Spiral galaxy with starlike condensation on the edge of the northern arm. Very poor HI detection ( $S/N=1.7$ , for  $\sigma \simeq 7.4$  mJy), however, the shape of the HI line is identified: a hint of signal between  $4600$  and  $5100$  km/s around the optical radial velocity ( $4800$  km/s) listed in Table 1.

**KAZ 198** : Described as irregular, consisting of separate regions based on direct images taken on  $2.6$ m telescope of Byurakan observatory, whereas in LEDA appears as Sc. Emission lines of [SII], [OIII],  $H_\alpha$  and  $H_\beta$  are present in the spectra. Total gas mass is about  $6.4 \cdot 10^9$  solar mass estimated by Kazarian (1984). Unusual HI profile with several separate peaks. HI confusion with the face-on Sa galaxy MCG 11-22-47 known to have  $V(\text{opt.})=4108 \pm 100$  km/s ([23][25][26][48]), then, a corresponding narrow HI linewidth with a relatively high S/N ratio is expected. It could be the intermediate peak (near  $V=4300$  km/s) seen in the global observed wide profile. If, according to LEDA, KAZ 198 is an edge-on spiral, it is expected to have a wide HI profile, and a rather important HI flux: it probably contributes to the observed total width.

**KAZ 201** : One of the most faintest galaxies ( $B_t=18.0$ ). Lenticular. KAZ 202 ( $B_t=17.0$ ) in the off-field of comparison, but does not seem to disturb the signal. However, the HI profile is noisy, the low velocity edge is badly defined.

**KAZ 211** : Lenticular galaxy. Clear HI detection with an ill-defined edge at high velocity.

**KAZ 216** : Irregular, has six starlike knots.

**KAZ 228** : According to original list, it is a spiral galaxy with a bright circular nucleus ( $2.6$ m telescope), but in LEDA it appears as elliptical. Faint HI signal ( $\approx 2$  mJy) detected at  $2.9 \sigma$  thanks to very long integration time (212 cycles). Although NGC 7323 is within the beam, no HI confusion is possible because of very different radial velocity  $V=5600$  km/s ([10][17][19][20][26]).

**KAZ 236** : Emission lines [NII]  $\lambda\lambda$  6584/48,  $H_\alpha$ , [OIII]  $\lambda\lambda$  5007/4959 and  $H_\beta$  are observed. Detailed spectral study (Kazarian and Tamazian, 1982b) showed the lack of

dust in this galaxy. We observed it in HI at  $V=8080$  km/s as listed in Palumbo et al. (1983) (see Table 1). In fact, there is a single determination of its radial velocity which is  $V=6060$  km/s ( $z=0.020$ ), as given by Kazarian (1979) or Kazarian and Tamazian (1982b). The 21-cm spectrum shown in Fig. 2 is consequently not centered on the right velocity.

**KAZ 248** : Faint HI signal, suspected between  $8900$  and  $9600$  km/s around the optical radial velocity, but below detection level ( $2\sigma \simeq 5.2$  mJy)

**KAZ 282** : Faint but well determined HI signal.

**KAZ 291** : Elliptical. No significant HI signal detected above  $2\sigma \simeq 2.8$  mJy. KAZ 292 at the edge of the Nançay beam.

**KAZ 305** : Compact galaxy surrounded by faint halo. No HI signal detected above the level  $2\sigma \simeq 3.6$  mJy.

**KAZ 347** : According to Humason et al.(1956) NGC 7770 has a strong ultraviolet continuum of early type, broad and weak absorption lines of the Balmer series as well as weak emission at  $\lambda$  3727A [O II] which is possibly inclined. In pair with NGC 7771 located at  $1.1$  arcmin and disturbed; member of NGC 7769 group. Investigated photometrically by Tamazian (1984). Integral colors  $U-B=+0.13$ ,  $B-V=+0.49$ , but the bright nucleus is bluer with  $U-B=-0.27$ ,  $B-V=+0.34$ . According to Humason et al. (1956) the radial velocity is  $V=4338$  km/s, but more precise measurements indicate smaller radial velocity  $V=4077$  km/s (see Table 1). Our HI line appears disturbed. NGC 7771 ( $V(\text{opt.})=4311$  km/s, [7] [10] [17] [19] [22] [26] [29] [30] [37] [38] [42] [45]) is located within the Nançay beam and there is HI confusion: what is expected is a narrow emission from the face-on galaxy KAZ 347 = NGC 7770 (around  $V \simeq 4300$  km/s) superimposed on a relatively wide HI emission, centered at a nearby velocity, from the large inclined EW spiral NGC 7771. Note that Schneider et al. (1986) have observed the system NGC 7769/7770/7771 at Arecibo (HPSW=3.6 arcmin) and state that NGC 7770 "has a broad peculiar wing on the high-velocity side of its HI profile". This feature is also present here and is typical of interacting galaxies.

**KAZ 368** : Lenticular, with bright central region. No significant HI signal at the level  $2\sigma \simeq 3.4$  mJy. Some hint of detection between  $6000$  and  $6500$  km/s around the optical radial velocity.

**KAZ 445** : Lenticular, probably with starlike nucleus. Well defined double-peaked HI profile, already published by Bottinelli et al. (1993).

**KAZ 512** : Starlike with very strong UV excess. Bright FIR source of magnitude 12. Despite very far distance, hint of HI detection around  $15000$  km/s near the optical radial velocity with  $S/N=2.3$ .

**KAZ 520** : Described as elliptical galaxy in original list, but Sc from LEDA. No significant HI signal at the level  $2\sigma \simeq 2.8$  mJy.

**KAZ 524** : Spiral; another fainter elliptic galaxy at  $50''$

to the south. HI signal confused with that from KCPG 557A ( $V=8407$  km/s, Tift, 1982). The two HI profiles are superimposed: probably interacting galaxies.

**KAZ 544** : HI signal is very well detected. Although ESO 533-48 ( $V=5600$  km/s, [8][35][49]) was at the edge of the Nançay beam, no HI confusion.

**KAZ 546** : Previously observed at 21-cm with  $W(20)=283$  km/s and  $W(50)=271$  km/s at  $V=7314$  km/s (G.Paturel, unpublished). Our result is significantly different for the radial velocity ( $\Delta V=180$  km/s).

**KAZ 566** : Well defined HI profile for such a far object.

**KAZ 579** : Elliptical galaxy confused with MCG 0-1-14 (very compact galaxy, classified as elliptical by LEDA) at  $V(\text{opt.})=7028$  km/s ([2][24]). Our derived velocity  $V=7099$  km/s confirms the optical radial velocity  $V=7103$  km/s given in Arakelian et al. (1975).

*Acknowledgements.* We thank Dr. L. Gouguenheim, and Dr. L. Bottinelli for helpful comments. We have made use of data from Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA) compiled by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France).

## References

- Arakelian M.A., Dibays E.A., Esipov V.F., 1972, *Astrofizika* 8, 334
- Arakelian M.A., Dibai E.A., Esipov V.F., 1975a, *Astrophysics* 11, 254
- Arakelian M.A., Dibai E.A., Esipov V.F., 1975b, *Astrophysics* 11, 8
- Beers T.C., Forman W., Huchra J.P., Jones C., Gebhardt K., 1991, *AJ* 102, 1581
- Bottinelli L., Chamaroux P., Gouguenheim L., Heidmann J., 1973a, *A&A* 29, 217
- Bottinelli L., Gouguenheim L., Heidmann J., 1973b, *A&A* 22, 281
- Bottinelli L., Duflo R., Gouguenheim L., Heidmann J., 1975, *A&A* 41, 61
- Bottinelli L., Gouguenheim L., Fouqué P., Paturel G., 1990, *A&AS* 82, 391
- Bottinelli L. et al. 1993, *A&AS* 102, 57
- Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G., Teerikorpi P., 1995, *A&A* 296, 64
- Chengalur J.N., Salpeter E.E., Terzian Y., 1993, *ApJ* 419, 30
- Da Costa L.N., Pellegrini P.S., Davis M., Meiksin A., Sargent W.L.W., Tonry J.L., 1991, *ApJS* 75, 935
- Dahari O., 1985, *ApJS* 57, 643
- Dahari O., 1986, erratum in *ApJS* 60, 601
- Davis L.E., Seaquist E.R., 1983, *ApJS* 53, 269
- Denisyuk E.K., Dostal V.A., 1976, *Astronomiceskij Cirkuljar* 931, 7
- Dennefeld M., Sèvre F., 1984, *A&AS* 57, 253
- Doroshenko V.T., Terebizh V.Yu., 1975, *Astrophysics* 11, 422
- Egiazarian A., 1983, *Astrofizika* 19, 631
- Fairall A., Jones A., 1991, *Southern Redshifts Catalogue, Publications of the Department of Astronomy, University of Cape Town, No 11 (Optical)*
- Focardi P., Marano B., Vettolani G., 1982, *A&A* 113, 15
- Fouqué P., 1982, PhD thesis, Paris Observatory.
- Fouqué P., Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G., 1990, *ApJ* 349, 1
- Giovanardi C., Salpeter E.E., 1985, *ApJS* 58, 623
- Giovanelli R., Haynes M.P., Myers S.T., Roth J., 1986, *AJ* 92, 250
- Giovanelli R., Haynes M.P., 1993, *AJ* 105, 1271
- Huchra J.P., 1977, *ApJS* 35, 171
- Huchra J., Davis M., Latham D., Tonry J., 1983, *ApJS* 52, 89
- Huchra J.P., Latham D., Da Costa L.N., Pellegrini P.S., Willmer C., 1993, *AJ* 105, 1637
- Humason M.L., Mayall N.U., Sandage A., 1956, *AJ* 61, 97
- IRAS Point Source Catalogue, 1988, Version 2, US Gov. Printing Office, Washington
- Karachentsev I.D., Pronik V.I., Chuvaev K.K., 1975, *A&A* 41, 375
- Karachentsev I.D., Sargent W.L.W., Zimmermann B., 1979, *Astrophysics* 15, 19
- Karachentsev I.D., 1980, *ApJS* 44, 137
- Karachentsev I.D., 1987, *Catalogue of pairs of galaxies*
- Kazarian M.A., 1979a, *Astrofizika* 15, 5
- Kazarian M.A., 1979b, *Astrofizika* 15, 117
- Kazarian M.A., 1984, *Astrofizika* 20, 24
- Kazarian M.A., 1987a, *Astrofizika* 27, 399
- Kazarian M.A., 1987b, *Astrofizika* 27, 569
- Kazarian M.A., Khachikian E.Ye., 1974, *Astrofizika* 10, 299
- Kazarian M.A., Petrosian A.R., Tamazian V.S., 1981, *Sov.Astron.Lett.* 7, 648
- Kazarian M.A., Kazarian E.S., 1982, *Astrofizika* 18, 512
- Kazarian M.A., Khachikian E.Ye., Yegiazarian A.A., 1982, *Ap. and Space Sci.* 82, 105
- Kazarian M.A., Kazarian E.S., 1987, *Astrofizika* 26, 5
- Kazarian M.A., Tamazian V.S., 1982a, *Astrofizika* 18, 192
- Kazarian M.A., Tamazian V.S., 1982b, *Sov.Astron. Lett.* 8, 454
- Kazarian M.A., Tamazian V.S., 1984, *Sov.Astron. Lett.* 7, 815
- Kazarian M.A., Tamazian V.S., 1993, *Astrofizika* 36, 363
- Kim D.W., Sanders D.B., Veilleux S., Mazzarella J.M., Soifer B.T., 1995, *ApJS* 98, 129
- Kirshner R.P., Oemler A., Schechter P.L., 1978, *AJ* 83, 1549
- Maehara H., Noguchi T., Takase B., Handa T., 1987, *PASJ* 39
- Maehara H., Hamabe M., Bottinelli L., Gouguenheim L., Heidmann J., Takase B., 1988, *PASJ* 40, 47

- Marano B., Vettolani G., 1982, A&AS 48, 453
- Markarian B.E., Lipovetskii V.A., Stepanian J.A., 1980, Astrophysics 16, 353
- Mathewson D.S., Ford V.L., Buchhorn M., 1992, ApJS 81, 413
- Maurogordato S., Proust D., Balkowski C., 1991, A&A 246, 39
- Mayall N.U., Vaucouleurs A. de, 1962, AJ 67, 363
- Mirabel I.F., Sanders D.B., 1988, ApJ 335, 104
- Page T., 1961, Proc Fourth Berkeley Symp on Mathematical Statistics and Probability, University of California Press 3, 277
- Page T.L., 1970, ApJ 159, 791
- Palumbo G.G.C., Tanzella-Nitti G., Vettolani G., 1983, Catalogue of Radial Velocities of Galaxies, Ed. Gordon and Breach.
- Paturel G. et al. 1997, (A&AS in press)
- Puy D.L. du, 1970, AJ 75, 1143
- Schneider S.E., Helou G., Salpeter E.E., Terzian Y., 1986, AJ 86, 742
- Schneider S.E., Thuan T.X., Mangum J.G., Miller J., 1992, ApJS 81, 5
- Shuder J.M., Osterbrock D.E., 1981, ApJ 250, 55
- Strauss M.A., Huchra J.P., 1988, AJ 95, 1602
- Strauss M.A., Huchra J.P., Davis M., Yahil A., Fisher K.B., Tonry J.L., 1992, ApJS 83, 29
- Tift W.G., 1982, ApJS 50, 319
- Takase, B., Miyauchi-Isobe N., 1984, Ann.Tokyo Astron. Obs. 2nd Ser. 19, 595
- Tamazian V.S., 1983, Soobshch. Byurakan Obs. 56, 80
- Tamazian V.S., 1984, Astrofizika 20, 43
- Tamazian V.S., 1987, Astrofizika 26, 411
- Theureau G., Bottinelli L., Coudreau N. et al. 1997 (A&AS in preparation)
- Vaucouleurs G. de et al. 1991, Third Reference Catalogue, Springer-Verlag
- Vaucouleurs G. de, Vaucouleurs A. de, Nieto J.-L., 1979, AJ 84, 1811
- Weedman D.W., Khachikian E.Y., 1969, Astrofizika 5, 113
- Wegner G., Haynes M.P., Giovanelli R., 1993, AJ 105, 1251

**Fig. 2.** HI spectra for 39 Kazarian galaxies: HI flux density in mJy is plotted against radial velocity in  $\text{km s}^{-1}$  expressed in terms of optical redshift  $\frac{c\Delta\lambda}{\lambda_0}$

Kaz.No	Other names	R.A. (1950)	DEC. (1950)	Type	$B_T0$	$\log D_0$	$V_{opt}$	Refs.
K 001	M-2-2-38	00 28 42	-10 45 00	Sb	13.14	1.15	3480	14, 21, 27
K 003	IC 56	00 48 60	-13 07 00*	Sc	14.51	0.93	6090	14, 27
K 004	IC 56A	00 49 21	-13 02 21*	Sm	16.17*	0.61	12570	14, 27
K 006	PGC 61389	18 05 24	65 54 00		17.00*	0.61*	6220	27
K 016	MCG 4-1-20	00 03 18	22 15 30*	Sc	14.96	0.86	6644	15
K 018	NGC 21	00 08 05	32 42 18*	SBbc	13.26	1.08	4859	16
K 019	NGC 29	00 08 11	33 04 24*	SBb	12.83	1.19	4589	15, 16
K 023	UGC 238	00 22 26	31 04 04*	Sc	13.41	1.29	6848	20
K 024	NGC 112	00 24 10	31 25 35*	Sc	13.76	1.04	6321	16, 20
K 026	UGC 3829	07 20 30	33 32 50*	Sab	12.92	1.04	3894	3, 9, 11, 12, 32, 33, 34, 45
K 039	MCG 12-15-20	15 48 36	69 35 33*		15.74*	0.82*	7675	29
K 047	PGC 56331	15 54 06	69 09 00		17.20*	0.31*	4797	29
K 052	NGC 6068A	15 57 10	79 07 42*	S0	15.00*	0.98	3996	29, 39, 40
K 060	ZW 320-9	16 10 24	67 58 00	S0	15.37*	0.69	8935	48
K 063	PGC 57605	16 14 42	66 55 00		16.20	0.79*	6655	29
K 065	IC 1215	16 15 33	68 31 18*	SBc	13.63	1.05	7255	29, 48
K 069	IC 1218	16 16 48	68 20 00	Sc	14.56	1.00	1109	29, 48
K 098	NGC 6247	16 47 50	63 03 45*		13.91*	0.99*	4524	47
K 120	NGC 6324	17 07 01	75 28 19*	Sc	13.22	1.02	4800	13, 47
K 198	NGC 6636	18 22 06	66 35 42*	Sc	12.90	1.24	4500	23, 25, 26, 28, 32, 49
K 201	PGC 61798	18 23 18	70 12 00		18.00*	0.61*	1709	29
K 211	ZW 340 -51	18 36 06	74 00 00		15.64*	0.91*	1469	29
K 216	ZW 323 -5	18 53 40	68 24 32		15.73*	0.93*	7735	29
K 228	NGC 7324	22 34 35	18 53 11*	E	14.63*	1.04	9720	26
K 236	PGC 00049	23 58 00	22 30 00*		15.49*	0.64*	8080	41
K 248	NGC 4954	13 00 55	75 40 21*	S0	14.60*	0.95	9249	20, 21
K 282	NGC 6750	18 59 50	59 05 40*	Sc	13.40	1.04	3721	15
K 291	ZW 514 -36	22 26 18	33 44 34*	E	15.04*	0.90	6092	52
K 305	MCG 5-53-17	22 47 12	32 06 11*	S0	15.53*	0.79	6193	52
K 347	NGC 7770	23 48 49	19 49 13*	S0-a	14.41*	0.94	4338	22, 29
K 368	MCG -2 -3 -4	00 41 42	-12 51 57*	S0	16.30*	1.06	6493	36, 53
K 445	IC 1241	17 01 06	63 45 40*	Sc	13.94	1.21	4785	5, 6
K 512	PGC 65843	20 56 42	-11 09 00		16.00*	0.21*	15221	47
K 520	NGC 7068	21 24 07	11 58 03	Sc	13.74	0.89	5183	15
K 524	UGC 11751	21 26 36	11 10 00	SBbc	14.02	0.95	8426	16, 20, 49
K 544	NGC 7310	22 31 53	-22 44 36*	SBbc	14.07	0.99	9686	14, 31
K 546	NGC 7348	22 38 07	11 38 41*	SBcd	13.98	1.07	7311	42, 51
K 566	UGC 12596	23 23 31	12 55 28*	Sc	14.47	1.07	12492	4, 50
K 579	MCG 0-1-15	23 57 34	-00 19 08*	E	15.49*	0.74	7006	1, 28

**Table 1.** column 1: Number of galaxy from Kazarian lists (Kazarian, 1979; Kazarian and Kazarian, 1982)

column 2: Other names are given in following order of preference: NGC, IC, MCG, Zw, UGC, and PGC

columns 3 and 4: Right ascension and declination respectively, given for epoch 1950.0 Coordinates, are taken from LEDA: position known with an accuracy better than 10 arcsec are marked with a star

column 5: The morphological types are given from original lists of Kazarian when they were estimated on direct images taken in prime focus of 2.6m telescope of Byurakan astrophysical Observatory. Otherwise morphological types extracted from LEDA are presented

column 6: Corrected blue  $B_T0$  magnitudes extracted from LEDA, except those marked with a star which come from Kazarian's lists

column 7: Corrected photometric diameter ( $\log D_0$ ) extracted from LEDA, except those marked with a star which come from Kazarian's lists

column 8: Heliocentric optical radial velocity values taken from LEDA

column 9: References to all measurements of radial velocities



Kaz.name	$V_{20}$ km s <sup>-1</sup>	rms	$W_{20}$ km s <sup>-1</sup>	rms	$W_{50}$ km s <sup>-1</sup>	rms	$\log V_m$	rms	$F(HI)$ Jy km s <sup>-1</sup>	$F(HI)_c$ Jy km s <sup>-1</sup>	rms	$S/N$	$\sigma$ mJy	Not
KAZ001	3589	7	313	20	254	13	2.242	.003	11.7	11.9	1.2	12.1	4.6	
KAZ003	6308	5	147	16	137	11	2.207	.117	2.9	2.9	.5	7.4	2.0	
KAZ016	6603	8	262	25	246	16	2.049	.002	3.1	3.2	.6	5.6	2.3	c
KAZ018	4777	16	372	47	313	31	2.242	.004	4.0	4.1	.7	5.1	2.2	
KAZ019	4770	4	394	13	377	8	2.287	.000	9.5	9.9	.8	11.2	2.1	
KAZ023	6796	13	469	39	392	26	2.307	.002	6.2	6.6	1.1	6.9	4.3	
KAZ024	6286	10	405	30	388	20	2.300	.001	4.2	4.3	.7	4.8	2.0	
KAZ026	4031	14	282	43	170	29	2.166	.012	3.1	3.1	.6	7.5	2.6	
KAZ039	8025	15	224	44	209	29			1.4		.6	3.1	2.3	
KAZ047	4640	16	578	48	573	32			1.2		.6	2.0	1.8	
KAZ052	3910	14	170	41	166	27			1.5	1.5	.9	2.2	3.7	
KAZ063	6519	23	472	70	443	47			3.7		1.4	2.5	4.1	
KAZ065	7745	10	218	30	185	20	2.020	.006	6.2	6.3	1.2	6.2	4.3	
KAZ069	1000	23	469	69	427	46			3.4	3.5	.9	3.0	2.4	
KAZ098	4503	16	377	47	353	31			3.9		1.1	3.4	3.2	
KAZ120	4866	38	528	115	491	77	2.454	.010	5.8	5.9	2.8	1.7	7.5	
KAZ198	4393	25	560	76	448	50	2.380	.004	3.5	3.7	1.0	4.3	3.6	c
KAZ201	1505	8	318	25	314	17			3.1		1.0	3.6	3.7	
KAZ211	1680	37	566	112	394	74			6.5		1.6	3.6	4.4	
KAZ216	7620	27	284	80	191	53			2.2		.7	3.7	2.6	
KAZ228	9777	20	541	59	513	39			1.3	1.3	.4	2.9	.9	
KAZ282	3685	18	330	53	281	35	2.231	.007	2.8	2.8	.8	4.2	2.7	
KAZ347	4286	21	536	62	282	41			6.9	7.0	.7	7.8	2.0	c
KAZ445	4870	25	335	75	235	50	2.257	.018	4.1	4.3	1.5	4.1	6.7	
KAZ512	15021	10	540	29	540	20			1.2		.4	2.3	1.1	
KAZ524	8529	18	294	54	242	36	2.242	.010	1.5	1.5	.4	4.2	1.2	c
KAZ544	9832	14	307	41	243	27	2.274	.006	2.6	2.6	.4	6.1	1.2	
KAZ546	7495	5	296	15	281	10	2.174	.001	5.3	5.4	.6	9.3	1.8	
KAZ566	12479	7	608	21	609	14	2.483	.000	4.4	4.5	1.0	3.2	2.2	
KAZ579	7099	8	113	23	73	16			2.2	2.3	.4	8.6	2.1	

Table 2. column 1: Number from Kazarian lists

column 2: Heliocentric systemic radial velocity measured at the mid-point of the 20% level of peak intensity and its mean error

column 3: Line width measured at 20% of the maximum intensity (corrected for resolution and internal motions) with its corresponding mean error

column 4: Line width measured at 50% of the maximum intensity (corrected for resolution and internal motions) with its corresponding mean error

column 5: Estimated maximum of rotational velocity calculated according to Paturel et al. (1997) for spiral galaxies with known inclination angle and corresponding mean error

column 6: Measured HI flux (in Jy km/s), calibrated according to our set of calibrators (see text)

column 7: Corrected HI flux (in Jy km/s)

column 8: Mean error of HI flux

column 9: Signal-to-Noise ratio

column 10: rms noise outside the line profile (in mJy)

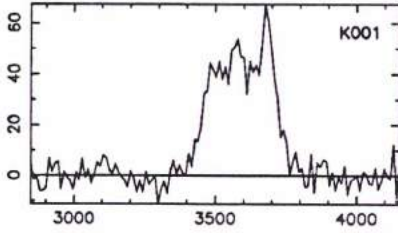
column 11: HI-confused galaxies are marked with a c

velocity references	
[1] Arakelyan et al. 1975	[27] Kazarian et al. 1974
[2] Arakelyan et al. 1975	[28] Kazarian, 1979
[3] Baan et al. 1992	[29] Kazarian, 1987
[4] Beers et al. 1991	[30] Kim et al. 1995
[5] Bottinelli et al. 1993	[31] Kirshner et al. 1978
[6] Bottinelli et al. 1993	[32] Maehara et al. 1987
[7] Chengalur et al. 1993	[33] Marano et al. 1982
[8] Da Costa et al. 1991	[34] Markarian et al. 1980
[9] Dahari et al. 1985	[35] Mathewson et al. 1992
[10] Davis et al. 1983	[36] Maurogordato et al. 1991
[11] Denisyuk et al. 1976	[37] Mayall et al. 1962
[12] Dennefeld et al. 1984	[38] Mirabel et al. 1988
[13] Doroshenko et al. 1975	[39] Page, 1961
[14] Fairall et al. 1991	[40] Page, 1970
[15] Fisher et al. 1995	[41] Palumbo et al. 1983
[16] Focardi et al. 1982	[42] Paturel (unpublished)
[17] Giovanardi et al. 1985	[43] Schneider et al. 1986
[18] Giovanelli et al. 1986	[44] Schneider et al. 1992
[19] Giovanelli et al. 1993	[45] Shuder et al. 1981
[20] Huchra et al. 1983	[46] Stoke et al. 1978
[21] Huchra et al. 1993	[47] Strauss et al. 1992
[22] Humason et al. 1956	[48] Strauss et al. 1988
[23] Karachentsev et al. 1975	[49] Tift, 1982
[24] Karachentsev et al. 1979	[50] Vaucouleurs et al. 1991
[25] Karachentsev, 1980	[51] Vaucouleurs et al. 1979
[26] Karachentsev, 1987	[52] Wegner et al. 1993
	[53] RC3 Catalogue

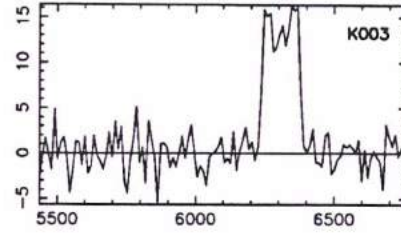
**Table 3.** Velocity references extracted from LEDA as listed in last column of table 1 and Sect. 3

# Fig. 2

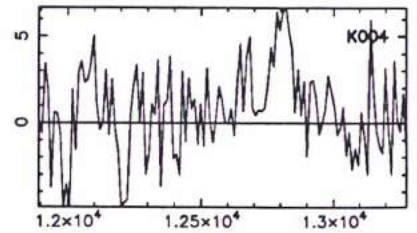
M-2-2-38



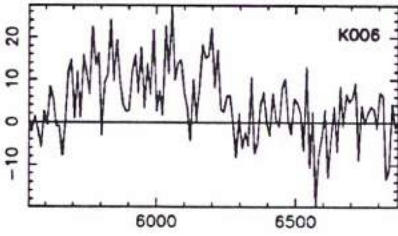
I 56



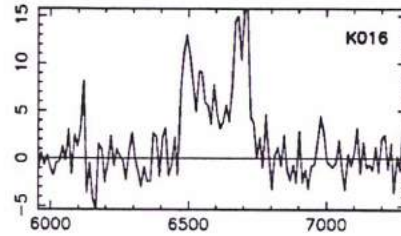
I 56A



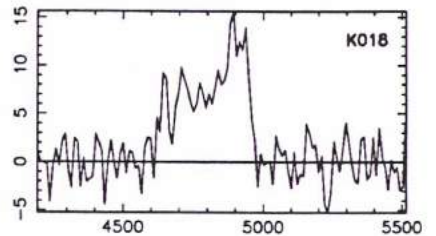
KAZ 6



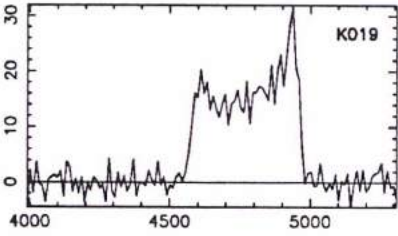
M 4-1-20



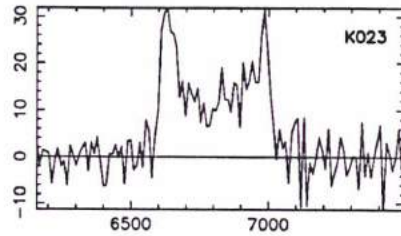
N 21



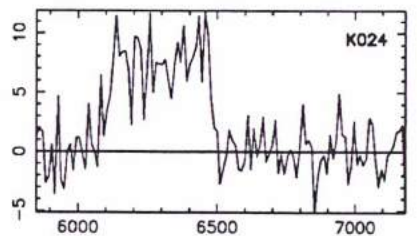
N 29



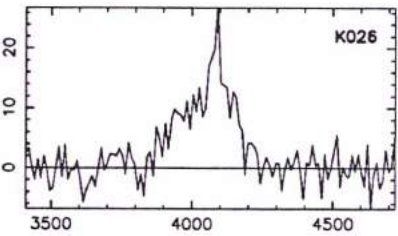
U 238



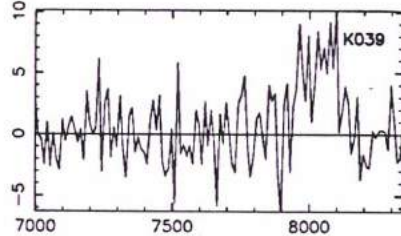
N 112



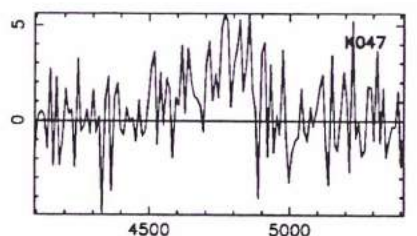
U 3829



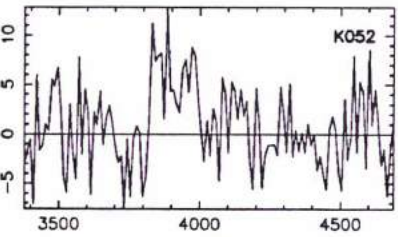
M12-15-20



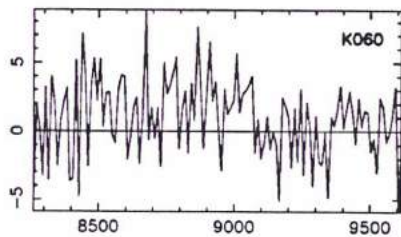
KAZ 47



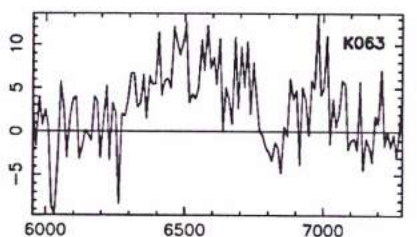
N 6068A



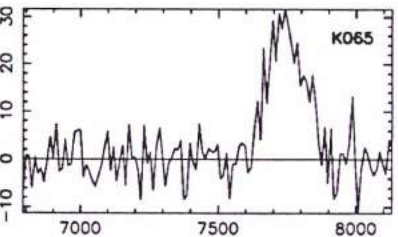
ZW 320-9



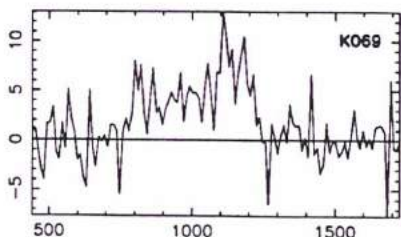
KAZ 63



I1215



I1218



N 6247

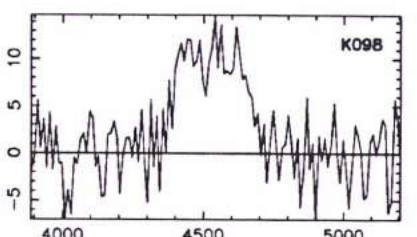


Fig. 2. continued

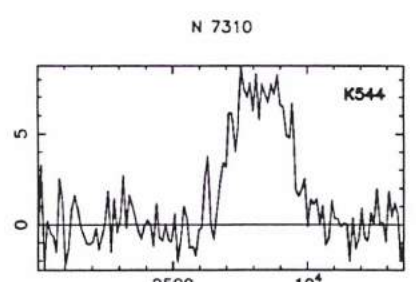
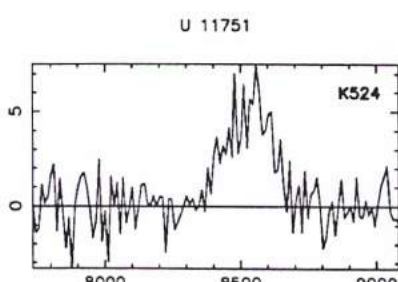
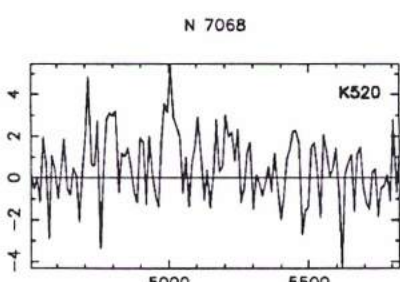
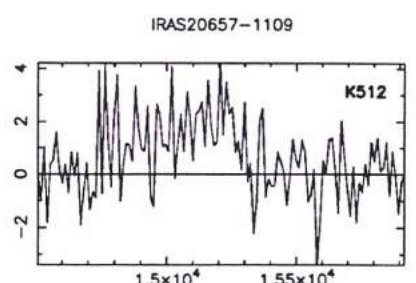
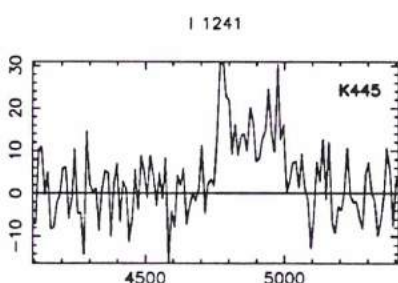
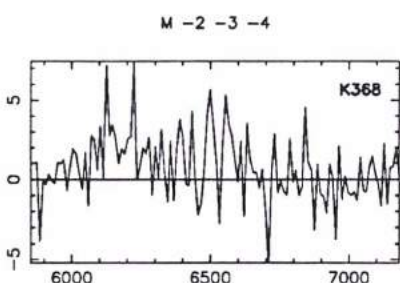
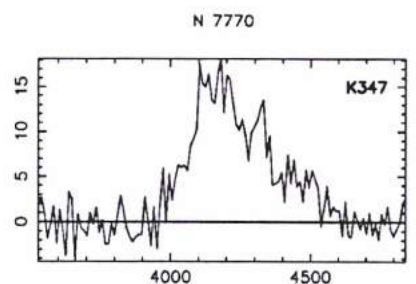
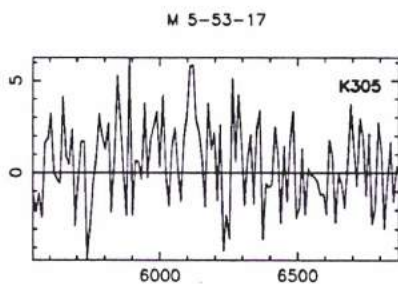
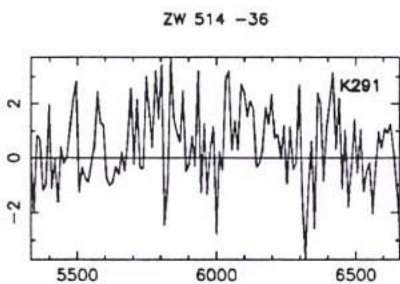
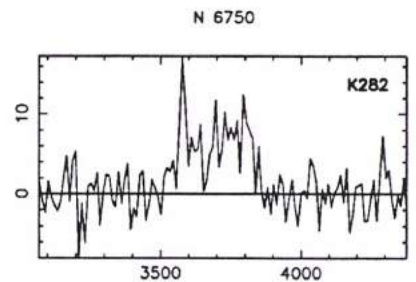
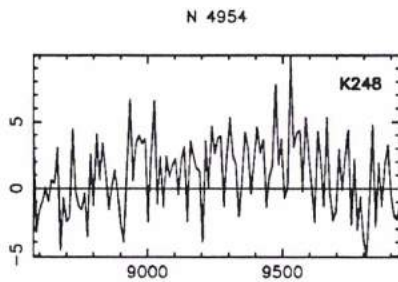
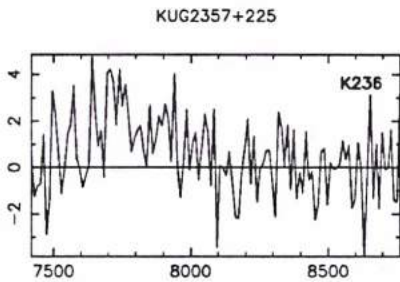
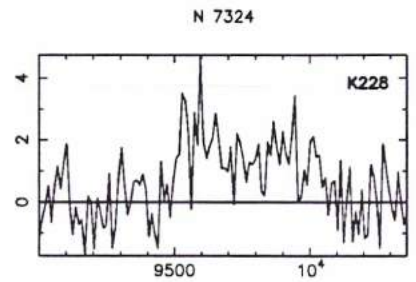
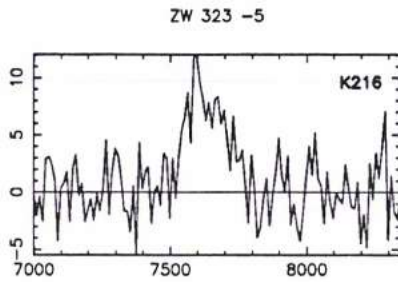
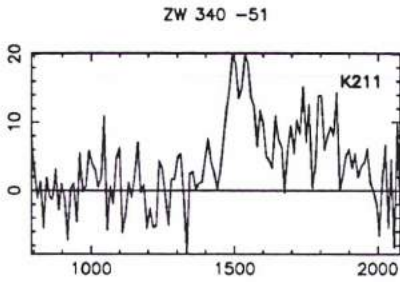
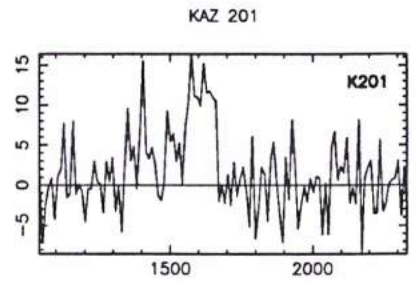
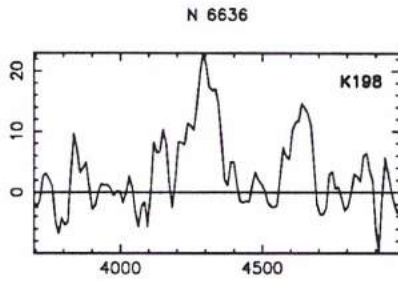
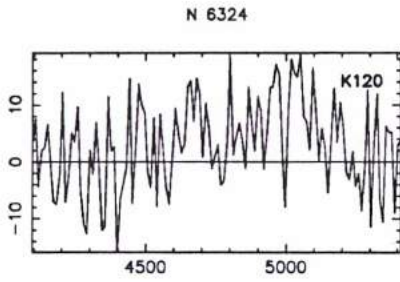
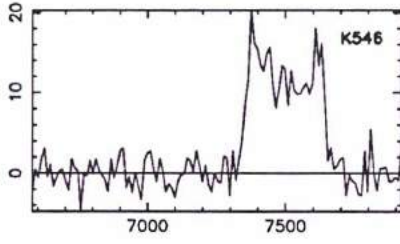
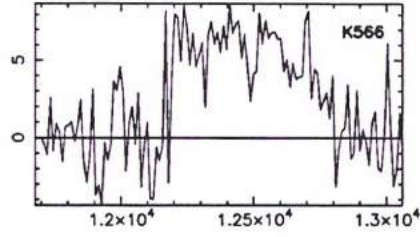


Fig. 2. continued

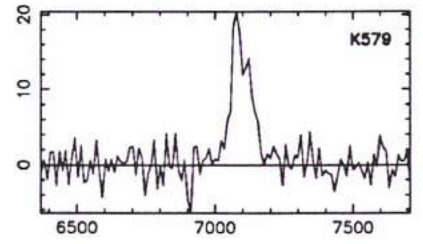
N 7348



U 12596



M 0-1-15



[P9]



# Kinematics of the local universe VII.

## 2112 new HI-measurements

G. Theureau<sup>1</sup>, L. Bottinelli<sup>1,3</sup>, N. Coudreau-Durand<sup>1</sup>, L. Gouguenheim<sup>1,3</sup>, N. Hallet<sup>1</sup>, M. Loulergue<sup>1</sup>, G. Paturel<sup>4</sup>, P. Teerikorpi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Paris-Meudon, CNRS URA1757, F92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>2</sup> Tuorla Observatory, 21500 Piikkiö, Finland

<sup>3</sup> Université Paris-Sud, F91405 Orsay, France

<sup>4</sup> Observatoire de Lyon, F69230 Saint-Genis Laval, France

Received ; accepted

**Abstract.** — This paper presents 2111 new 21-cm neutral hydrogen measurements made with the meridian transit Nançay radiotelescope. Among these data we give also 213 new radial velocities which complement those listed in three previous papers of this serie. These new measurements, together with the HI data collected in LEDA, put to 6,700 the number of galaxies with 21-cm line width, radial velocity, and apparent diameter in the so-called KLUN sample.

**Key words:** Catalogs – Galaxies: distances and redshifts – Radio lines: galaxies

### 1. Introduction

The present paper is the fourth in a series which intends to complement optical catalogues with new radial velocity, 21-cm line width, and HI-flux measurements. Our aim is to build a large sample of spiral galaxies with available unbiased Tully-Fisher distances and complete down to a photometric diameter of 1.6 arcmin. First applications of this KLUN programme, dedicated to the study of the kinematics of the local universe, started in 1990 (Paturel et al. 1990) and comprise several kinds of discussions on:

- \* the completeness of the sample (Paturel et al. 1994)
- \* the homogenization of optical and radio data in connexion with the Lyon-Meudon Extragalactic database LEDA (Bottinelli et al. 1990)
- \* the effect of disc opaqueness on observed optical B-band parameters (Bottinelli et al. 1995)
- \* the dependence of the TF relation on morphological type and mean surface brightness and the improvement of this distance indicator (Theureau et al. 1997a, Theureau, 1997)
- \* the determination of the Hubble constant  $H_0$  from TF B-band and  $\log D_{25}$  relations (Theureau et al. 1997b)

We present here the result of our Nançay HI-survey, in the period between 1988 and 1996, for a catalogue of 2711 spiral galaxies (from Sa to Sdm). In addition to the

*Send offprint requests to:*

664 previously published (paper 1 and 2) radial velocities, we give 213 new velocity measurements, and 21-cm line widths and HI fluxes for 2112 objects of the observed sample, together with their line profile, signal to noise ratio  $S$ , and noise  $\sigma_{ext}$ . These new observations put to 6700 the number of spiral galaxies contained in our KLUN sample.

The actual detection rate will be discussed in Sect. 2, and the data reduction in sections 3,4, and 5. Finally, Sect. 6 will present our conclusions on observational errors and completeness of the HI-sample.

The totality of these observations has been made with the meridian-transit Nançay radiotelescope (France). This instrument is a single dish antenna with a collecting area of 6912 m<sup>2</sup> (200 × 34.56) equivalent to that of a 94 m-diameter parabolic dish. The half-power beam width at 21-cm is 3.6 arcmin (EW) × 22 arcmin (NS) (at zero declination). The minimal system temperature at  $\delta = 15^\circ$  is about 37 K in both horizontal and vertical polarizations. The gain of the antenna has been calibrated according to Fouqué et al. 1990; the final HI-fluxes (Table 2) are re-evaluated using as reference a set of 9 calibrator galaxies regularly observed since 1988 (see Sect. 5). The spectrometer is a 1024-channel autocorrelator of 6.4 MHz bandwidth. The spacing of the channels corresponds to 2.6 km s<sup>-1</sup> at 21 cm with a bank of 512 channels in each polarization. After boxcar smoothing the final resolution is typically 10 km s<sup>-1</sup>. In the velocity-search mode the 1024 channels are split in four banks of 256 channels leading to

a range of  $4800 \text{ km s}^{-1}$  (generally from 400 to  $5200 \text{ km s}^{-1}$  or from  $5200$  to  $10000 \text{ km s}^{-1}$ ).

We have made use of SIR (Interactive System of Reduction) Nançay reduction package. The reduction chain consist of a selection of good observation cycles (one "observation" is a series of on/off observational sequences), the straightening of the base-line by a polynomial fit, and the application of a boxcar smoothing. The maximum of the line is determined by eye as the mean value of the maxima of each profile's horn after taking into account the medium noise (evaluated in the base-line). The widths, measured at the standard levels 20% and 50% of that maximum, correspond to the "distance" separating the two external points of the profile at these intensity levels.

## 2. HI detection rate

The study of the detection rate of HI line is of great interest with regards to the HI-completeness of Tully-Fisher catalogues. In particular, it is necessary for an unbiased use of the inverse relation ( $\log V_m = aM + b$ ; see Ekholm and Teerikorpi, 1997), or for the TF-21 relation ( $M_{HI} = a \log V_m + b$ ), the latter using exclusively (except for the inclination of the objects) parameters derived from the HI profile of a galaxy (Dole and Theureau, 1997).

From the point of view of the detection rate, it is good to treat separately the observations for which the radial velocity (generally optical) is known from the literature, and those which first require a radio velocity search. 1821 galaxies of our observation programme (hereafter Sample I) had already a published radial velocity, and 1572 of these have been successfully observed at Nançay. This proportion corresponds to a general detection rate of 86.3% (In fact, almost 90% if confused profile due to close companions are taken into account). In the same way, for the velocity search mode which concerned 890 objects (hereafter Sample II), we got 540 new velocities and HI profiles, corresponding to a general detection rate of 61%.

However, it is important to make a more detailed study: we could suspect, for example, that very inclined objects (edge-on spirals), which have generally a rather large profile for a low signal to noise ratio, are less easily detectable than face-on objects. Early type spirals, which contain less neutral hydrogen gas than late type spirals, are also expected to be less observable. Finally, for galaxies for which we already know the radial velocity, it is interesting to study the detection rate with increasing redshift. Figs. 1a (resp. 2a), 1b (resp. 2b), and 1c show the detection rate (broken line) respectively as the function of inclination, morphological type, and radial velocity for Sample I (resp. Sample II). The histogram on the bottom of each panel represents the ratio of the number of objects relative to the total sample size (samples I or II). For this ratio  $n/n_{tot}$ , in Figs 1a, 1c, and 2a, the scale of the actual vertical axis must be divided by 10.

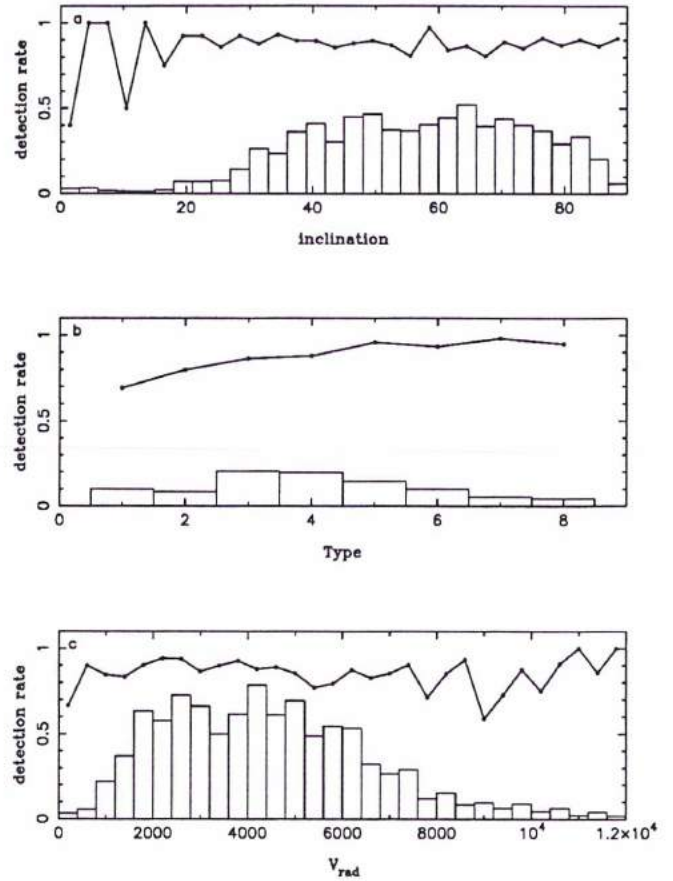


Fig. 1. detection rate as a function of: a. inclination, b. Type, c. radial velocity, for galaxies of known velocity

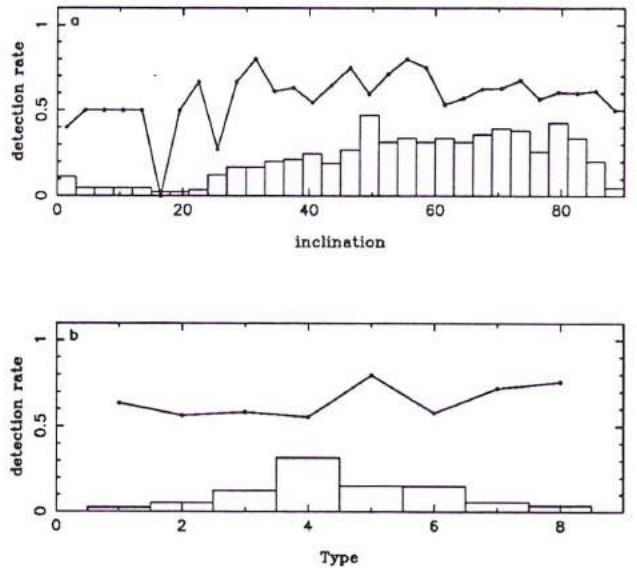


Fig. 2. detection rate as a function of: a. inclination, b. Type, for galaxies in velocity search mode



Note that there is no special behaviour with the inclination, there is as expected a significant increase of the detection rate from early to late types ( $\simeq 15\%$ , well seen in Fig. 1b), and no clear decrease can be observed with the distance (at most 5% between  $v = 0$  and  $v = 6000$  km s $^{-1}$ ). These results are promising for Tully-Fisher applications.

### 3. radial velocities

Our observed radial velocities are listed in Table 1 (column 5) and correspond to the median point of the 21-cm line profile measured at 20% level of maximum intensity. 540 of these measurements have been made in velocity search mode (see Fouqué et al. 1990); part of them has been already published in two previous papers (Bottinelli et al. 1992, 1993). For the other 1572 velocities, we have used the existing published data to "sight" directly the good frequency band.

The internal mean error on  $V_{20}$  is calculated according to Fouqué et al. 1990 as follows:

$$\sigma(V_{20}) = \frac{4 \cdot (R \cdot \alpha)^{1/2}}{S/N}$$

where  $R$  is the actual spectral resolution,  $\alpha = (W_{20} + W_{50})/2$  is the slope of the line profile, and  $S/N$  is the signal to noise ratio. Its average is about 8 km s $^{-1}$ .

### 4. Line widths and $\log V_m$

Line widths are measured on the observed profile at two standard levels corresponding to 20% and 50% of the maximum intensity of the line. The results listed in Table 1 (columns 6 and 7) have been corrected to the optical velocity scale. In agreement with Fouqué et al. (1990), the mean measurement error is equal to  $3 \cdot \sigma(V_{20})$  and  $2 \cdot \sigma(V_{20})$  for the 20% and 50% widths, respectively. We give in column 8 the derived value of the logarithm of the maximum of circular velocity  $\log V_m$ . It has been calculated as follows. Widths  $W_{20}$  and  $W_{50}$  are first corrected for resolution error:

$$W_{l,R=0} = W_{l,R} + (0.014 \cdot l - 0.83)$$

for  $l=20$  and  $l=50$  (Bottinelli et al. 1990), and further corrected for internal velocity dispersion:

$$W_c = W^2 + w_t^2(1 - 2e^{-W^2/w_t^2}) - 2W \cdot w_t(1 - e^{-W^2/w_t^2})$$

where  $w_t = 2\sigma_z \cdot k(l)$ , assuming an isotropic distribution of the non-circular motions  $\sigma_z = 12$  km s $^{-1}$  and a nearly gaussian velocity distribution ( $k(20)=1.96$  and  $k(50)=1.13$ ; Fouqué et al. 1990).

Corrected  $W_{20}$  and  $W_{50}$  are finally used to calculate  $\log V_m$ :

$$\log V_m = (2 \log W_{20} + \log W_{50})/3 - \log(2 \sin incl)$$

Where the inclination is derived from:

$$\sin^2(incl) = \frac{1 - 10^{2 \log R_{25}}}{1 - 10^{2 \log r_0}}$$

$R_{25}$  is the axis ratio and  $\log r_0 = 0.43 + 0.053T$  for type  $T=1$  to 7 and  $\log r_0 = 0.38$  for  $T=8$ . The actual uncertainty on  $\log V_m$  has been calculated according to Bottinelli et al. 1983. 94% of our observations have a signal to noise ratio  $S/N$  greater than 3; 62% have a signal to noise ratio greater than 5. Fig. 3 shows the observed line widths as a function of  $S/N$ .

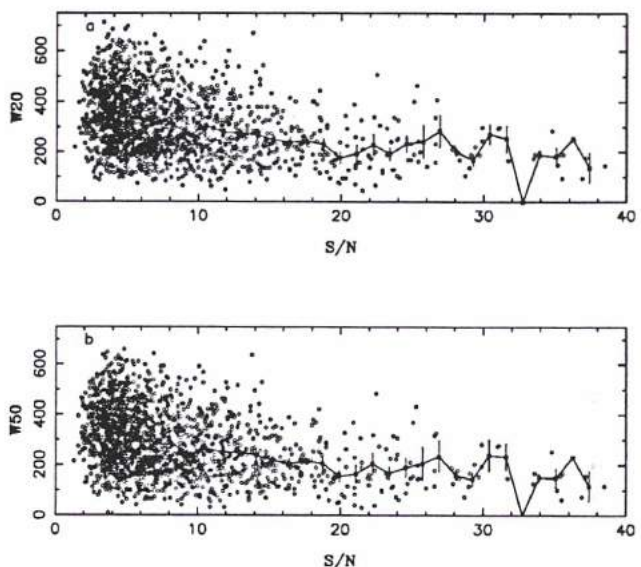


Fig. 3. observed line width, a.  $W_{20}$  and b.  $W_{50}$ , as a function of signal to noise ratio  $S/N$

### 5. HI-fluxes

HI-fluxes (Table 1, column 9) are expressed in Jy km s $^{-1}$  and corrected for beam-filling according to Bottinelli et al. (1990):

$$F_{HI} = R \cdot F$$

where

$$R = \left[ 1 + \frac{D_{25}^2 \sin^2 \beta + d_{25}^2 \cos^2 \beta}{22} \right]^{1/2}$$

and  $\beta$  is the position angle of the galaxy defined north-eastwards,  $D_{25}$  and  $d_{25}$  are the photometric major and minor axis respectively.

These fluxes have been first calibrated according to a set of close calibrator galaxies, whose HI-fluxes were accurately measured by Fouqué (1982) and which have been regularly observed (once a month each on average) during all the period covered by our EDS programme. This permits us to follow the behaviour of the Nançay reception with time and to get for each observation the optimal flux

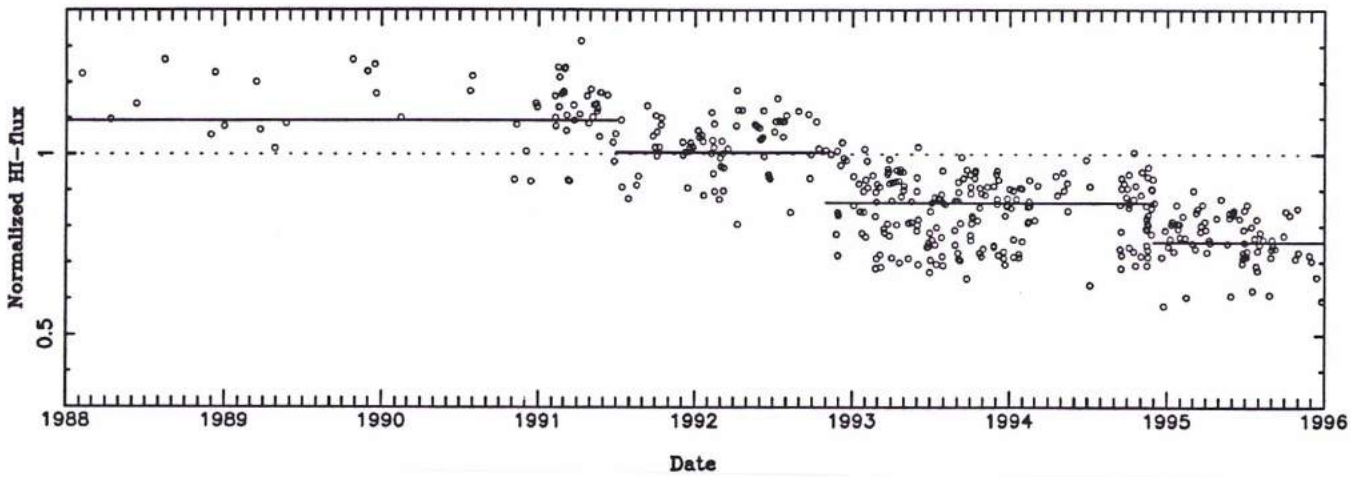


Fig. 4. Evolution of the HI-flux ( $F_{HI}/F_0$ ) of our 9 calibrator galaxies along the period of observation

Name	R.A. (1950)	DEC.	$T$	$F_{HI}$ Jy.km.s $^{-1}$
NGC 1058	02 40 23	+37 07 48	5	44.88
NGC 1518	04 04 38	-21 18 44	8	50.66
NGC 1637	04 38 57	-02 57 11	5	38.43
NGC 2344	07 08 46	+47 15 02	5	16.68
NGC 5477	14 03 48	+54 42 02	9	21.27
NGC 6384	17 29 59	+07 05 43	4	49.00
NGC 6814	19 39 55	-10 26 37	4	21.03
NGC 7292	22 26 06	+30 02 09	10	16.63
IC 2233	08 10 28	+45 53 43	7	43.85

Table 1. Calibrator galaxies

measurement. We have distinguished four main periods of gain stability separated by punctual steps which can be related to a change of either a diode or a cable along the acquisition chain (Fig. 4).

## 6. Conclusions: observational errors and selection effects

The  $\log V_m$  determinations are in most of the cases better than 0.01, and the HI-fluxes, in terms of external errors, can be considered correct within  $\simeq 15\%$  of uncertainty at the  $2\text{-}\sigma$  level. Errors on radial velocities are generally smaller than  $20 \text{ km s}^{-1}$ , the mean error over the whole sample being close to  $\simeq 8 \text{ km s}^{-1}$ .

Part of the observed HI-profiles presented in Fig. 5 were recognized as confused, one or several other galaxies appearing in the beam. These objects are marked with an 'a' or a 'c' in the last column of Table 2, and individual comments, mainly about possible companions or data quality, are presented at the end of that paper.

Considering possible selection effects, no dependence of the detection rate on inclination, line width, or dis-

tance, were observed in this redshift range ( $V \leq 10,000 \text{ km s}^{-1}$ ). This means that, despite the 10% of missing (i.e. unsuccessfully observed) galaxies, no systematic or distance dependent cut-off is expected in the  $\log V_m$  distribution. This conclusion gives us arguments in favor of the use of the inverse Tully-Fisher relation for determining the Hubble constant  $H_0$ . However, for this kind of study, we recall that in addition to problems due to slope determination and magnitude accuracy, the true  $\log V_m$  distribution has to be symmetric. And this is not necessary the case. This debate is presented in details in Ekholm and Teerikorpi (1997).

It has been shown also that the HI detection rate is slightly correlated with morphological type. This (expected) result make it necessary to treat types separately when using either the inverse TF relation, or the TF-21 relation (relation between the 21-cm magnitude and  $\log V_m$ ).

*Acknowledgements.* We have made use of data from the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA) compiled by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France).

## References

- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Vaucouleurs, G. de, 1983, A&A 118, 4
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Fouqué, P., Paturel, G., 1990, A&AS 82, 391
- Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué, P. et al., 1992, A&ASS 93,173
- Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué, P. et al., 1993, A&ASS 102,57
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1995, A&A 296, 64
- Dole, H., Theureau, G., 1997, Rev. de l'Acc. des Sciences de Paris, in press

- Ekholm, T., Teerikorpi, P., 1997, A&A in press
- Fouqué, P., 1982, PhD Thesis, University of Paris
- Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G.,  
1990, ApJ 349,1
- Paturel, G., Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L.,  
1989, A&AS 80, 299
- Paturel, G., Bottinelli, L., Fouqué, P., Gouguenheim, L.,  
Teerikorpi, P., 1990, The Messenger 62, 8
- Paturel, G., Bottinelli, L., Di Nella, H. et al., 1994b, A&A  
289, 711
- Theureau, G., Hanski, M., Teerikorpi, P. et al., 1997a,  
A&A 319, 435
- Theureau, G., Hanski, Ekholm, T. et al., 1997b, A&A in  
press
- Theureau, G., 1997c, A&A in preparation

## A. Comments

We present here individual comments and notes for a set of disrupted HI spectra which were recognized as possibly confused. For the objects marked with an "a" in table 2, it was possible to measure both the line width and the systemic velocity. The objects marked with a "c" have been definitely classified as HI-confused galaxies, either their HI profile is distorted by the HI emission of a close companion, or it is atypical, due to some internal features or tidal effects. However, we give in Table 2 the velocity corresponding to the center of the signal detected.

Some of the results presented in Table 2 refer to HI observations that were done almost 10 years ago; for those galaxies, it was not possible to read the original files containing the spectra, they are thus not present in Fig. 5. These 62 objects are marked with a star in Table 2.

**P0366, UGC36:** Already measured at 21-cm ( $V=6291\text{km/s}$ ) by Lu et al. (1993). Given as pair in Nilson catalogue with UGC34, also in the beam at  $V=6134\text{ km/s}$ . HI confusion.

**P1746, UGC282:** Pair with UGC283, both galaxies are in the center of the beam. Previously measured in HI at  $V=4032\text{ km/s}$  and  $V=3854\text{ km/s}$  respectively (LEDA). The emission of UGC283 is seen on the left edge of the main profile.

**P2352, NGC192:** 3 galaxies in the beam: NGC192, NGC196 and NGC197, known to have respectively  $V=4210\text{ km/s}$ ,  $V=4238\text{ km/s}$ , and  $V=4176\text{ km/s}$ , according to Hickson et al. (1993). NGC196 ( $T=-2$ ) and NGC197 ( $T=-1$ ) are lenticular and consequently rather hydrogen poor. However, considering the atypical shape of the HI profile, NGC196 and NGC197 should contribute to the emission line.

**P2357, NGC196:** HI confusion, see P2352.

**P3442, NGC317A:** 3 objects in the beam: NGC317 (lenticular,  $V=5305\text{ km/s}$  –Karachentsev et al. 1979–,  $V=5283\text{ km/s}$  –Tift et al. 1982), NGC317B (Sb,  $V=5326\text{ km/s}$  –LEDA, HI measurement–), and MCG 7-3-11 (Scd,  $V=5422\text{ km/s}$  –Rubin et al. 1976, HI measurement–). Most probable HI confusion.

**P6966:** 2 companions according to Vorontsov-Velyaminov at  $2'4$  and  $3'0$  ( $B=15\text{ mag}$ ). Strange double shape HI profile, certainly HI confusion.

**P8173, NGC825:** Also IC208 (Sbc, face-on galaxy) in the beam. NGC825 (Sa, edge-on) is expected at  $V=3398\text{ km/s}$  according to Chengalur et al. (1993, HI measurement). The narrow HI profile expected for IC208 is clearly seen at  $V\approx 3520\text{ km/s}$  and confirms previous optical measurements at  $V=3449\text{ km/s}$  (White et al. 1983) and  $V=3504\text{ km/s}$  (Karachentsev, 1987). However, NGC825's emission probably contributes to the total width of the observed HI profile centered at  $V\approx 3400\text{ km/s}$ .

**P8225, NGC835:** Paired galaxies probably in interaction (NGC835 and NGC833, ARP318, HICK 16A and 16B). Both are in the beam at  $V=3853\text{ km/s}$  (Martin et al. 1991, HI measurement for NGC835) and  $V=3899\text{ km/s}$  (LEDA, for NGC833). Probably HI confusion.

**P8228, NGC833:** See P8225.

**P9849, UGC2028:** 4 galaxies in the beam: UGC2028 (Sdm), MCG 7-6-40 (Sa), and the pair galaxy UGC2063 (lenticular,  $V=5757\text{ km/s}$ , from Magri 1994, HI measurement) and UGC2066 (Sa,  $V=5873\text{ km/s}$ , from Haynes et al. 1988, HI measurement). the two former are satellites of the pair, the rotation of UGC2028 is distorted by his companions. Most probably HI confusion.

**P13283:** Already measured in HI by Fouqué et al. (1990) at  $V=1803\text{ km/s}$  (confirmed). P13275 (Sc) is at the edge of the beam with  $V=1510\text{ km/s}$  (Da Costa, 1991), It is probably the faint signal detected on the left of the emission due to P13283.

**P16863, HICK33C:** Distorted HI profile, confusion suspected. 4 objects in the beam: HICK 33A, 33B, 33C, and 33D, with  $V=7570\text{ km/s}$ ,  $V=8006\text{ km/s}$ ,  $V=7818\text{ km/s}$ , and  $V=7767\text{ km/s}$  respectively. All are ellipticals except

HICK33C which is an Scd spiral.

**P19861 and P19862:** Galaxies aligned along the same meridian and separated by 9 arcmin in declination. They are both in the Nançay beam. However, it is the same profile which is detected when one or the other is in the center of the beam, though with a fainter signal when P19862 is sighted (see figure). It is consequently the emission of P19861 which is detected in both spectra, P19862 emission being too faint to disturb it. Already observed at 21-cm by Fouqué et al. (1990).

**P20363:** Observed at  $V=2604$  km/s (LEDA). P20367 also in the beam, but no known velocity. However, the asymmetrical shape of the HI profile may be the sign of an HI confusion.

**P21044, KCPG136A:** Pair with P21045 (KCPG136B). KCPG136A is an Sc galaxy expected at  $V=9753$  km/s, and KCPG136B is a Sb galaxy expected at  $V=9914$  km/s (Tift, 1982). Most probable HI confusion, the 2 profiles are superimposed.

**P21380, UGC3922:** Already measured in HI at  $V=8785$  km/s by Giovanelli et al. (1982). Distorted galaxy (warp), no close companion known. Atypical HI profile.

**P21886, ESO 493-18:** Already measured in HI at  $V=2658$  km/s by Kraan-Korteweg&Huchtmeier (1992). Profile disturbed, could be due to P21878 (Sb galaxy) which is at the edge of the beam.

**P23537, NGC2585:** Sb galaxy, measured in OH at  $V=7193$  km/s (Baan et al. 1992). A signal is detected at  $V\simeq 6870$  km/s, but nothing is seen at the above expected velocity. The emission of NGC2584 (Sbc, at the edge of the beam) could contribute to the low velocity peak at  $V\simeq 6800$  km/s, or perhaps to the total profile (optical velocity from Mathewson et al. 1992).

**P23558, ESO 495-12:** SAIT3407-2 and SAIT3412-2 (Sc galaxies) also in the beam, but probably far beyond P23558. No confusion expected.

**P23697:** IRAS galaxy with  $V=8984$  km/s from Strauss et al. (1992). P23696 close to the center of the beam, but no known velocity. The noisy shape of the HI profile could be the sign of an HI confusion.

**P24889, UGC4638:** It is a disrupted spiral with a chaotic outer disc. In pair with MCG 0-23-6 (Irr galaxy); double system (ARP257): galaxies joint by a segment of thin arc. Radial velocities are respectively  $V=3340$  km/s (Tift, 1982) and  $V=3318$  km/s (Karachentsev, 1980). HI confusion expected.

**P27468:** Expected at  $V=2400$  km/s from Pietro et al. (1986), but nothing is detected at this velocity. The signal present in the spectrum is the contribution of ESO 373-12, which is at the edge of the beam (measured at  $V=2640$  km/s by Fouqué et al. 1990; HI measurement).

**P27991, NGC2993:** Pair with NGC2992 (ARP 245), galaxies in interaction, expected respectively at  $V=2420$  km/s (HI measurement, Richter&Huchtmeier, 1987) and  $V=2314$  km/s (LEDA, HI measurements). The two corresponding emissions are well seen in the spectrum, but are not separable (see Richter&Huchtmeier, 1987).

**P28290, IC2513:** IC2513 and IC2514 described as a single object in LEDA. However, the HI profile seems to indicate the presence of two different galaxies: one with a narrow profile at  $V\simeq 3000$  km/s, the other one around  $V\simeq 2800-2900$  km/s. (this point is also questioned in ESO catalogue).

**P28388, M-1-25-50:** Expected at  $V=6348$  km/s (LEDA). Strange profile, the right hand peak could be the object sighted. Possible HI-confusion with M-1-25-51 which is also in the beam (unknown velocity).

**P29578:** this object was probably sighted at a wrong velocity. The low velocity peak is certainly the emission from N3143 which is expected at  $V=3536$  km/s (Schweizer, 1987). The second fainter peak is probably the contribution of N3145 which is a large Sbc galaxy located at the edge of the beam ( $V=3696$  km/s, according to LEDA).

**P29813, UGC5514, KCPG227A:** Pair with KCPG227B. Distorted HI profile: warp due to interactions or HI-contribution of the companion?  $V(227A) \simeq 3635\text{-}3666$  km/s (Karachentsev, 1980; Scodegio&Gavazzi, 1993); and  $V(227B) \simeq 3486\text{-}3709$  km/s (Karachentsev, 1980; Tift, 1982).

**P30211:** 4 objects in the beam: P30211 ( $V=3427$  km/s, Fairall, 1992), P30209 ( $V=3533$  km/s, Fairall, 1992), P30208, and P30204 ( $V=3697$  km/s, Davies et al. 1987). The left signal could be due to P30208 emission; The signal at  $\simeq 3500$  km/s is the superimposition of P30211 and P30209 contributions.

**P31885:** Face-on galaxy. Also HI contribution due to P31875. However, its signal is most certainly the narrow peak at  $V \simeq 2950$  km/s. The emission line of P31875 has been successfully measured without confusion (see spectrum and Table) at  $V=3180$  km/s.

**P32059, UGC5837:** Expected at  $V=1689$  km/s (Chincarini&Rood, 1972) or  $V=1918$  km/s (Sandage, 1978). HI confusion due to P32081 (UGC5841) with  $V=1883$  km/s (Haynes&Giovanelli, 1991, HI-measurement).

**P32495, NGC3394:** Measured in HI at  $V=3390$  km/s by Magri (1994). N3392 is also in the beam at  $V \simeq 3275$  km/s (average, LEDA). Possible HI-confusion.

**P32531:** Expected at  $V=5253$  km/s (Fairall, 1992). Disturbed HI-profile, probably due to contribution of P32573 at the edge of the beam ( $V=5476$  km/s, HI-measurement from Bottinelli et al. 1993: the faint peak at  $V \simeq 5750$  km/s could be its high velocity peak).

**P33862, UGC6207:** Close paired galaxies (ARP301), in interaction with U6204. Confused HI- profile.

**P34864:** Triple system (Vorontsov-Velyaminov) with companions at 1.5' and 1.9'. Possible III confusion.

**P34874:** Expected at  $V=2950$  km/s (LEDA). P34856 is in the beam at  $V=2737$  km/s (III- measurement, Gallagher et al. 1995). III confusion.

**P35321, UGC6472:** 4 objects in the beam (ARP299, VV218): P35372, P35325, P35321 ( $V=3024$  km/s, LEDA), P35326 ( $V=3090$  km/s, LEDA). HI confusion.

**P36889, NGC3894:** See P36907.

**P36907, NGC3895:** P36889 (NGC3894) appears in absorption in the center of N3895's emission line. This absorption line was directly measured by Gorkom et al. (1989) and Dickey (1986) at  $V=3230$  km/s and  $V=3256$  km/s respectively. The width of NGC3895's emission line was correctly measured.

**P37616, NGC3994:** 3 objects (ARP 313): NGC3994 (Sc galaxy expected at  $V=3133$  km/s, LEDA), NGC3991 (Irr galaxy expected at  $V=3192$  km/s, LEDA), and NGC3995 (Sm galaxy expected at  $V=3250$  km/s, LEDA). HI confusion.

**P37969, NGC4039:** Paired galaxies (ARP 244) in interaction. Companion NGC4038. HI confusion.

**P38454:** Pair with P38455 ( $B_t=15.7$  mag) according to NGC, also in the beam. The sighted galaxy P38454 is a Sb, face-on, with  $B_t=14.7$  mag, and should show a rather narrow HI line. UGC7104 (Sb,  $B_t=15.1$  mag) is also in the beam. Probably III confusion, given the shape of the signal detected.

**P44959, HICK 63D:** HICK 63A, 63B, and 63C are all in the beam at  $V=5238$  km/s, 9346 km/s, and 9460 km/s respectively (Hickson, 1993). HICK 63D is expected at  $V=9141$  km/s. The HI contributions of B and C components disturb strongly the measured profile.

**P45000, UGC8164:** Sbc galaxy. UGC8183 (Sb) in the off-beam of comparison: no velocity known, but approximately same magnitude as UGC8164. It probably causes the negative signal which appears in the middle of UGC8164's III

profile.

**P46479, IC879:** Expected at  $V=1979$  km/s (LEDA). In fact, we measured mainly the emission of NGC5078 which is close to the beam, has a large apparent diameter ( $\simeq 5$  arcmin), and is expected at  $V=2168$  km/s according to Richter&Huchtmeier (1987). NGC5078 has a wide double-horn HI profile ( $W_{20}=612$  km/s), the 2 peaks being respectively at  $V=1950$  km/s and  $V=2450$  km/s. The contribution of IC879 could be the intermediate peak centered on  $V=2070$  km/s.

**P47161:** P47140 also in the beam at about the same velocity. However, this is a SO galaxy whose poor HI content probably does not contribute to the detected signal of the much brighter, Sbc galaxy, P47161.

**P48862, UGC8713, VV317:** Pair with UGC8715 (face-on, Sd). Both signals identified in the HI spectrum and well separated. The profile of UGC8715 appears asymmetrical because not in the center of the beam. No confusion.

**P49489, NGC5376:** NGC5379 (SO,  $V=1756$  km/s, LEDA) and UGC8859 (Irr,  $V=1610$  km/s, LEDA) both at the edge of the beam. The contribution of UGC8859 is seen at  $V=1600$  km/s (low velocity peak), and the emission of NGC5376 is found as expected at  $V\simeq 2050$  km/s (see Table). No HI confusion: the contribution of NGC5379 is probably negligible.

**P49598, NGC5378:** NGC5380 at the edge of the beam, probably contributes a little at the high velocity edge of the profile detected (cf velocities listed in LEDA). Probably HI confusion.

**P50183, UGCA 382:** Scd galaxy. Profile certainly disturbed by close face-on companion UGCA 383 (Scd) also in the beam.

**P52839, NGC5757:** Profile strongly disturbed by P52846 (1.9' W, 3.2' N). Its HI signal should be the narrow low velocity peak centered on  $V=2550$  km/s. See below comments on P52846.

**P52846:** Edge-on Sc galaxy. HI profile could be disturbed a little by P52839 emission, which is much fainter. Its 2 peaks at  $V=2650$  km/s and  $2800$  km/s (32 and 21 mJy respectively) are found fainter when the observation is centered on the companion P52839 (see above).

**P53995, NGC5857:** Pair with NGC5859 also in the beam. Both have similar type, magnitude and velocity. The HI profile is consequently confused.

**P55070:** HI confusion possible with P55082: probably in pair (interaction?) at approximately the same velocity; both have been observed separately, the two corresponding beams appearing well separated on the sky. However, each galaxy could contribute partly to the profile of its counterpart.

**P55082:** The low velocity peak could reflect a contribution from P55070.

**P55080:** Close pair in interaction (ARP90, VV823). The emission of the companion P55076 is superimposed.

**P55410:** Sa galaxy. Atypical profile with two peaks clearly separated. Confusion suspected, but not confirmed (see comments on P55426).

**P55426:** Face-on galaxy, type unknown, velocity unknown. Should have a narrow profile as expected from its inclination: what we detected is certainly the emission of P55410 which is a edge-on Sa galaxy (cf comment above and spectra).

**P57125, UGC10197:** Paired galaxies (VV327). Companion is the Sd galaxy P57124 (U10198). Both are in the center of the beam. P57125 expected around  $V=4600$  km/s (optical measurements: Chincarini&Martins, 1975; Tarengi et al. 1979). The central peak could be the superimposition of the two profiles, one being slightly shifted with respect to the other one.

**P57173:** Atypical profile for a single object. Also VV624: "3 members or an ellipse or a ring edge-on?". Nilson catalogue: "very large nucleous bulge with a faint halo similar to M104?"

**P57312, ESO 451-11:** 3 Sc galaxies in the beam (ESO 451-G11 group): ESO 451-11, ESO 451-12, ESO 451-14. The second with  $V=4298$  km/s (LEDA, optical measurements) contributes to the observed profile and is probably responsible for the main (high velocity) peak. See also comments on P57331.

**P57331, ESO 451-14:** In group ESO 451-G11 (see comment on P57312). What is measured is certainly the contribution of ESO 451-12, which is also in the beam.

**P57984, NGC6142:** Sc galaxy, expected at  $V=10151$  km/s (LEDA, optical measurements) with a wide profile (edge-on), which should correspond to the total observed width. P57979 also in the beam (face-on, Sc) at  $V=10046$  km/s (Huchra et al. 1995) and certainly contributes to the HI profile. Given as pair in NGC.

**P59077, NGC6246:** Sc galaxy with companion at 2.6' (late SB galaxy). P59090 (NGC6246A) at 9.8' also at the edge of the beam: Sc galaxy, face-on, that probably also contributes to the observed signal (one of the peaks). From Oosterloo (1993),  $V(P59077)=5334$  km/s and  $V(P59090)=5260$  km/s; then P59077 should correspond to the total width, and P59090 to the signal defined by the two low velocity peaks at  $V=5115$  and  $5405$  km/s.

**P59251, VV289:** Sa galaxy, edge-on. Pair with UGC10610. Two objects expected respectively at  $V=9900$  km/s and  $V=9780$  km/s respectively (Bushouse, 1986). Wide HI profile expected for P59251, but not detected...

**P61161, UGC11055:** Sb galaxy expected at  $V\approx 2950$  km/s (LEDA). Given as pair in UGC with Scd galaxy P61165 (UGC11057) also in the beam at  $V\approx 2860$  km/s (LEDA). HI confusion expected.

**P61558, UGC11152:** Sdm, pair with P61568 (Zwicky catalogue). P61558 expected at  $V\approx 2730$  km/s (LEDA, HI-measurement). Atypical profile which could reflect a contribution of the companion.

**P64939, NGC6926, VV 621:** Sbc, pair with NGC6929 (SO) which could disturb the signal. However, the atypical shape of the profile could rather be due to intrinsic pattern: "very bright patchy arc tends to disrupt the spiral pattern" (from UGC).

**P65625, HICK 88B:** Tripple system HICK 88A (Sb), HICK 88B (Sa), and HICK 88C (Sbc). All are in the beam at respectively  $V=6033, 6010, 6083$  km/s (Hickson, 1993). The 3 HI contributions are superimposed.

**P68292, IC5174:** Sb galaxy. Two other galaxies in the beam: IC5175 (Sab) and Leda122359 at  $V=10724$  km/s (LEDA) and  $V=11029$  km/s (Schectman, 1996). IC 5174 expected at  $V=11125$  km/s (LEDA). Probably HI confusion.

**P68880:** P68981 is in the off-beam of comparison and appears with negative flux in the spectrum at  $V=6150$  km/s. However, the edges of the HI profile of P68880 are not disturbed, and the line width is measurable.

**P68953, NGC7285:** Pair with NGC7284 (ARP93, VV74).  $V=4272$  and  $4527$  km/s respectively (LEDA). Each main peak well corresponds to the above expected values.

**P71155, UGC12535:** Sbc, edge-on galaxy, expected at  $V=4214$  km/s (RC3, optical measurement). P71159 also in the beam (type unknown); its HI signal at  $V=3886$  km/s (Bothun et al. 1985, HI measurement) is well seen in our spectrum. There may be also an HI contribution of NGC7631 at  $V=3754$  km/s (LEDA, HI measurement).

**P71209, UGC12548:** Sa edge-on galaxy expected at  $V=4951$  km/s (Karachentsev, 1980, optical measurement). UGC12547 also contributes to the observed HI profile at  $V=5029$  km/s (Karachentsev, 1980, optical measurement). Also P71224 at the edge of the beam, but no known type or velocity.

**P71634, IC 1496:** Expected at  $V=5162$  km/s (Huchra et al. 1993). IC 1492 close to the beam, with approximately same velocity ( $V=5287$  km/s, Huchra et al. 1993). The two peaks could be the separate narrow lines of these two



face-on galaxies.

**P72430:** Signal at the limit of detection ( $S/N \approx 1.7$ ). No confident line edges.

**P72985:** Sc galaxy, expected at  $V=6806$  (Huchra et al. 1993). P72987 (Sb) also in the center of the beam at  $V=6635$  (Huchra et al. 1993). the two profiles are superimposed with a shift of about 200 km/s between.

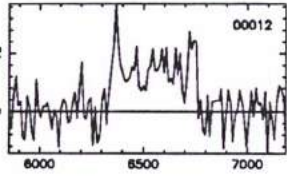
**P72987:** see P72985.

## B. Radial velocity reference list

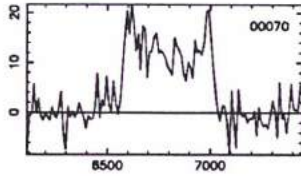
- Baan W.A., Haschick A.D., Henkel C.; 1992, *Astron. J.*, 103, (3), 728  
 Bothun G.D., Aaronson M., Schommer R.A., Mould J.R., Huchra J., Sullivan III W.T.; 1985, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 423  
 Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G.; 1982, *Astron. Astrophys.*, 113, 61  
 Bottinelli L., et al.; 1993, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 102, 57  
 Bushouse H.A.; 1986, *Astron. J.*, 91,255  
 Chengalur J.N., Salpeter E.E., Terzian Y.; 1993, *Astrophys. J.*, 419, 30  
 Chincarini G., Martins D.; 1975, *Astrophys. J.*, 16,335  
 Chincarini G., Rood H.J.; 1972, *Astron. J.*, 77,4  
 Da Costa L.N., Pellegrini P.S., Davis M., Meiksin A., Sargent W.L.W., Tonry J.L.; 1991, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 75, 935  
 Davies R.L., Burstein D., Dressler A., Faber S.M., Lynden-Bell D., Terlevich R.J., Wegner G.; *Astrophys. J., Suppl.* 64,581; 1987,(AAT + Las Campanas)  
 Dickey J. M.; 1986, *Astrophys. J.*, 300, 190  
 Fairall A., Jones A.; Southern Redshifts catalogue, Publications of the Department of Astronomy, University of Cape Town;1991 , num. 11 (Optical)  
 Fairall A., et al.; 1992, *Astron. J.*, 103,11  
 Fouque P., Bottinelli L., Durand N., Gouguenheim L., Paturel G.; 1990, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 86, 473  
 Gallagher J.S., Littleton J.E., Matthews L.D.; 1995, *Astron. J.*, 109, 5, 2003  
 Giovanelli R., Haynes M.P.; 1982, *Astron. J.*, 87, 1355  
 Haynes M.P., Giovanelli R., Starosta B.M., Magri C.; 1988, *Astron. J.*, 95, 607  
 Haynes M.P., Giovanelli R.; 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 77, 362  
 Hickson P., Mendes de Oliveira C., Huchra J.P., Palumbo G.G.C.; 1992, *Astrophys. J.*, 399, 353  
 Hickson P.; 1993, *Astro. Lett. and Communications*, vol. 29, 1-207  
 Huchra J.P., Geller M.J., Corwin H.G.jr.; 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 99, 391  
 Huchra J.P., Latham D., Da Costa L.N., Pellegrini P.S., Willmer C.; 1993, *Astron. J.* 105, 1637  
 Impey C.D., Sprayberry D., Irwin J.A., Bothun G.D.; 1996, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 105, 209  
 Karachentsev I.D.,Sargent W.L.W.,Zimmermann B.; 1979, *Astrophysics* 15,19  
 Karachentsev I.D.; 1980, *Astrophys. J., Suppl.* 44,137  
 Karachentsev I.D.; 1987, Catalogue of pair of galaxies  
 Kraan-Korteweg R.C., Huchtmeier W.K.; 1992, *Astron. Astrophys.*, 266, 150  
 Lu N.Y., Hoffman G.L., Groff T., Roos T.,Lamphier C.; 1993, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 88,383  
 Magri C.; 1994, *Astron. J.*, 108 (3), 896  
 Martin J.M., Bottinelli L., Dennefeld M., Gouguenheim L.; 1991, *Astron. Astrophys.*, 245, 393  
 Mathewson D.S., Ford V.L., Buchhorn M.; 1992, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 81, 413  
 Oosterloo, T., Shostak G.S.; 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 99, 379  
 Prieto A., Wamsteker W., Danks A. C., Kunth D., Vitore A.; 1986, *Astron. Astrophys.*, 168, 253  
 Richter O.G., Huchtmeier W.K.; 1987, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 68, 427  
 Rubin V.C., Ford Jr. W.K., Thonnard N., Roberts M.S., Graham J.A.; 1976, *Astron. J.*, 81, 687  
 Sandage A.; 1978, *Astron. J.*, 83,904  
 Schectman, S.A., 1996, *Astrophys. J.*, 470, 172  
 Schweizer L.Y.; 1987, *Astrophys. J., Suppl.* 64,411  
 Scodreggio M., Gavazzi G.; 1993, *Astrophys. J.*, 409, 110  
 Strauss M.A., Huchra J.P., Davis M., Yahil A., Fisher K.B., Tonry J.L.; 1992, *Astr ophys. J. Suppl. Ser.*, 83, 29

Tarengi M., Tift W.G., Chincarini G., Rood H.J., Thompson L.A.; 1979, *Astrophys. J.*, 234, 793  
Tift W.G.; 1982, *Astrophys. J.*, Suppl. 50, 319  
Van Gorkom J.H., Knapp G.R., Ekers R.D., Ekers D.D., Laing R.A., Polk K.S.; 1989, *Astron. J.*, 97(3), 708  
White S.D.M., Huchra J., Latham D., Davis M.; 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 203, 701

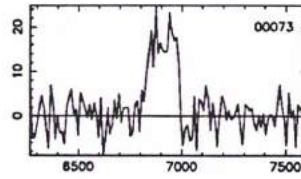
MCG -1- 1-18



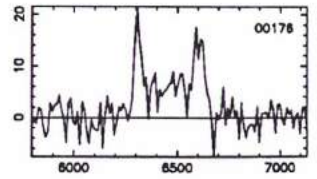
UGC 12900



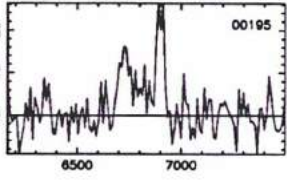
ESO 349-17



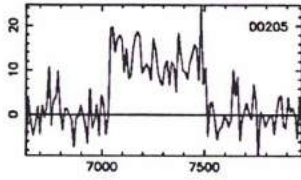
MCG -1- 1-24



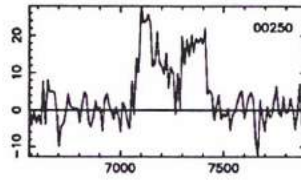
NGC 7812



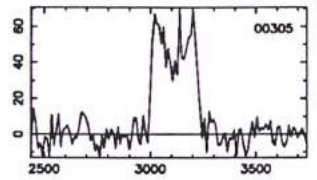
UGC 5



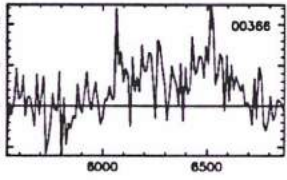
UGC 14



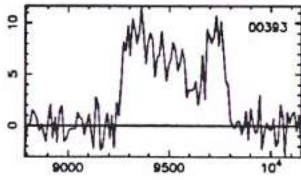
UGC 27



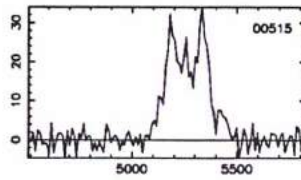
UGC 38



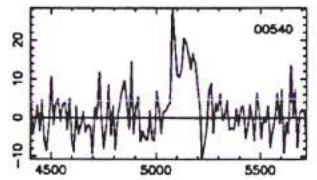
UGC 39



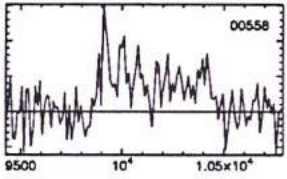
UGC 52



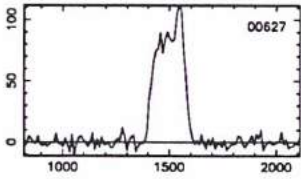
UGC 55



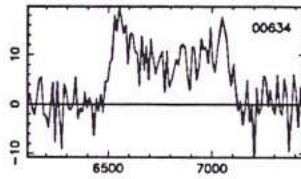
ESO 538-22



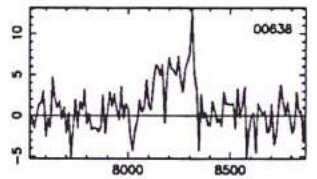
NGC 7



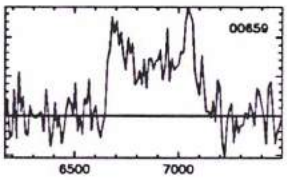
NGC 10



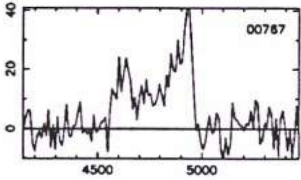
UGC 71



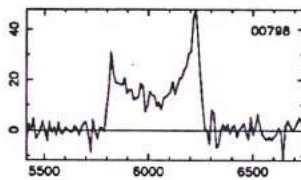
ESO 349-33



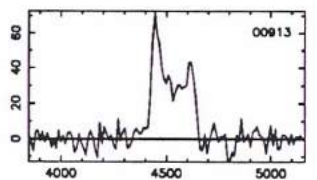
NGC 29



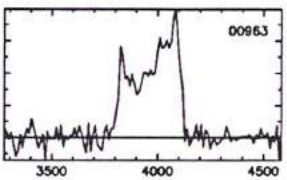
NGC 36



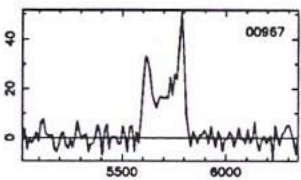
UGC 128



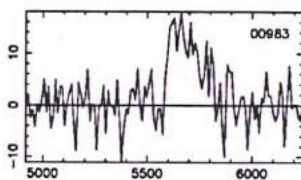
UGC 139



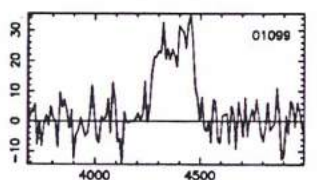
NGC 47



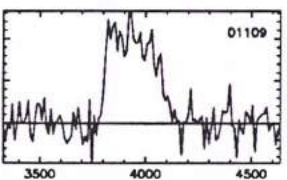
NGC 50



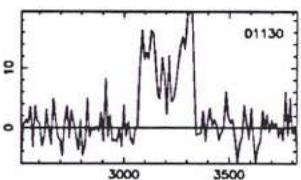
UGC 153



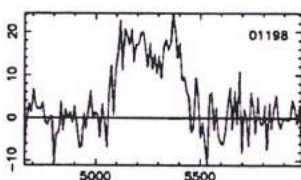
MCG -1- 1- 84



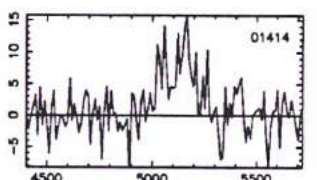
ESO 539-5



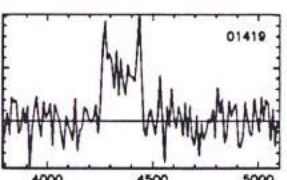
UGC 171



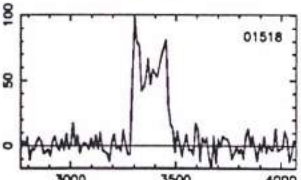
MCG 8- 1-41



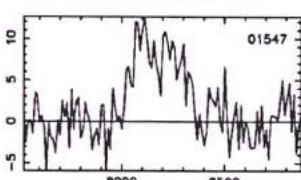
MCG -1- 2- 6



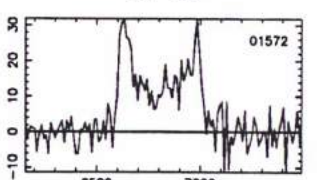
NGC 101

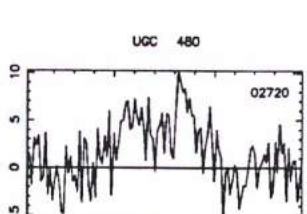
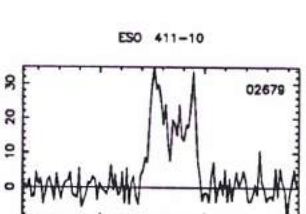
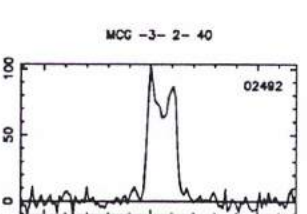
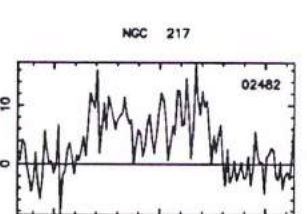
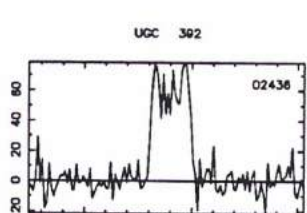
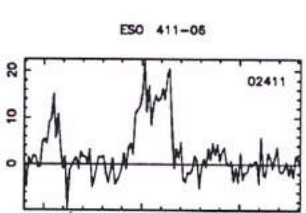
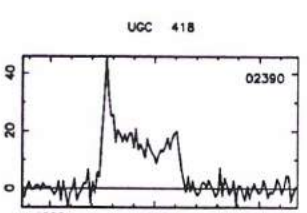
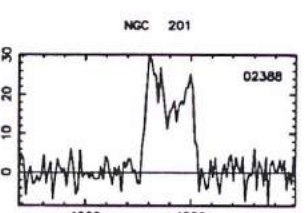
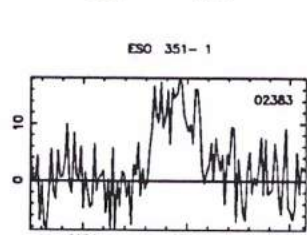
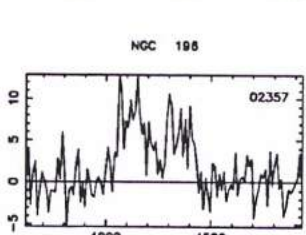
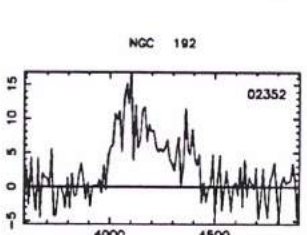
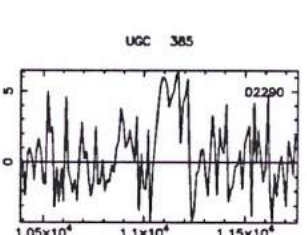
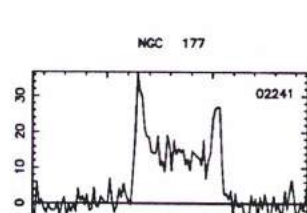
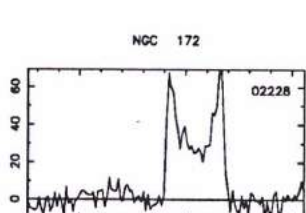
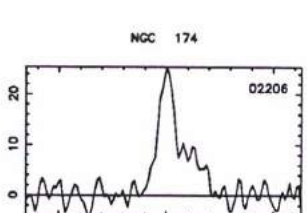
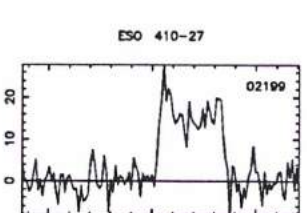
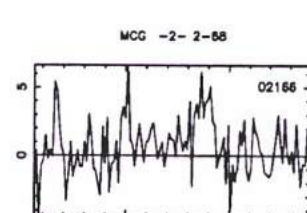
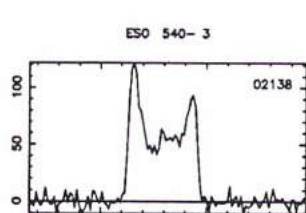
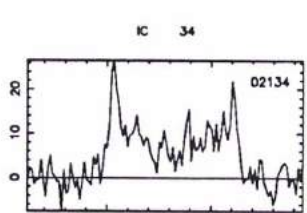
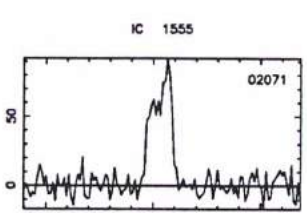
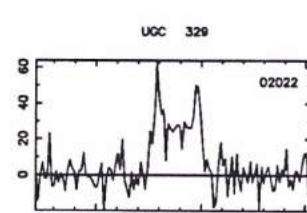
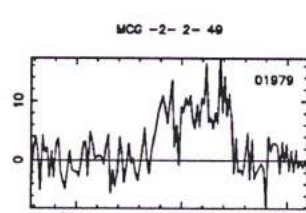
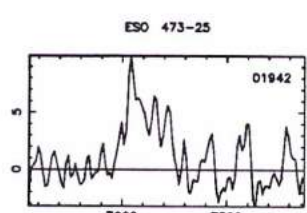
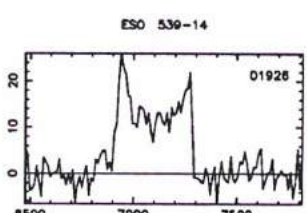
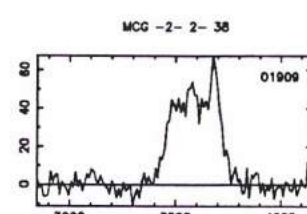
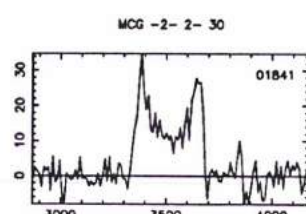
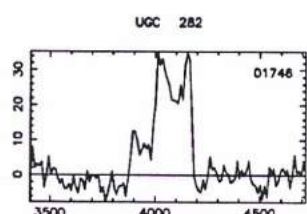
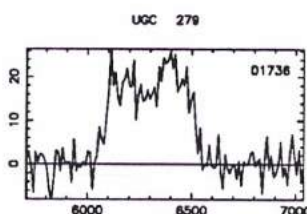
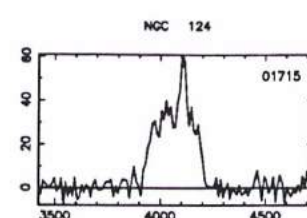
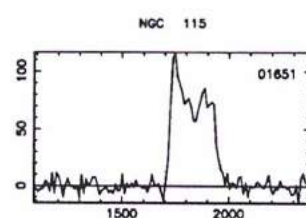
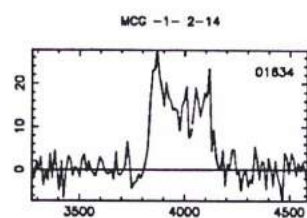
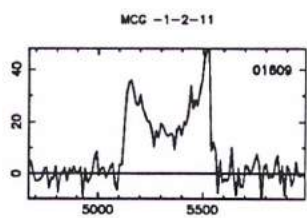


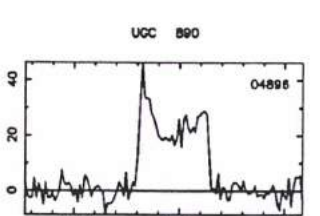
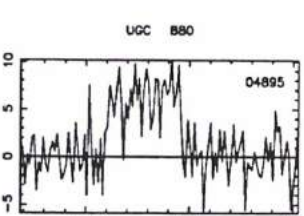
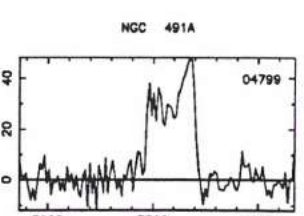
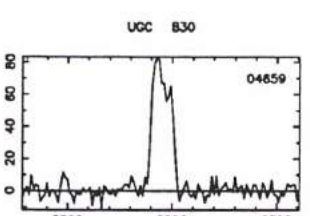
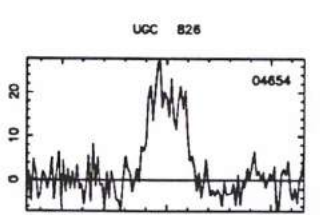
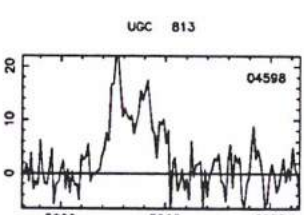
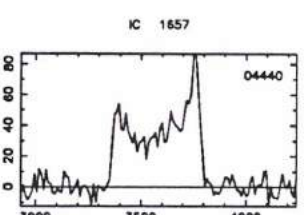
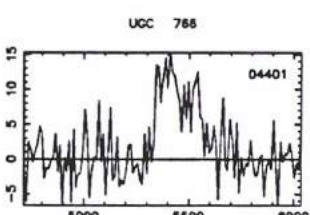
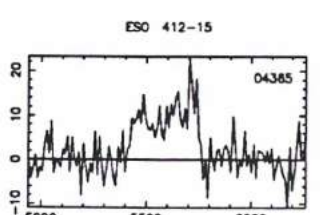
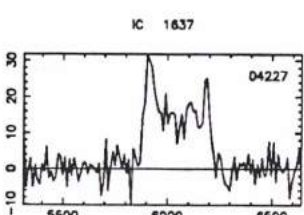
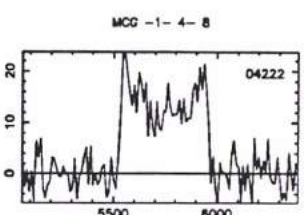
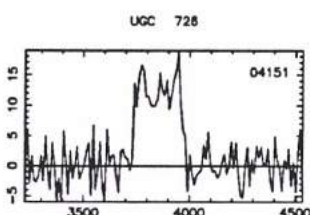
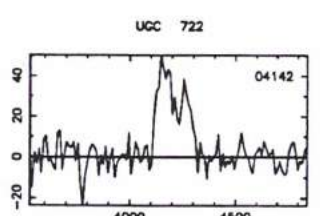
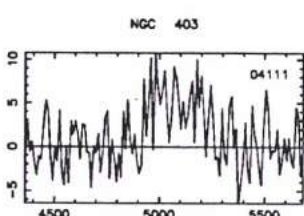
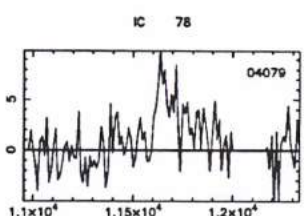
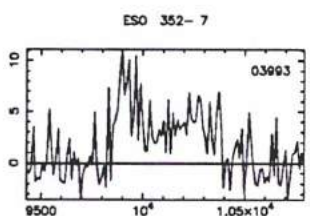
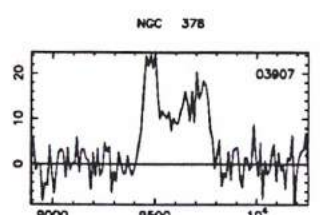
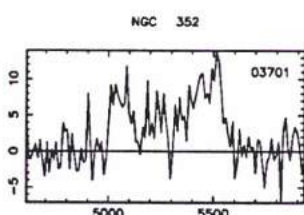
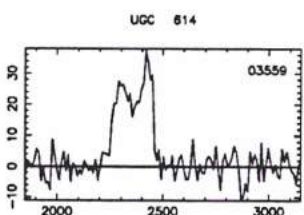
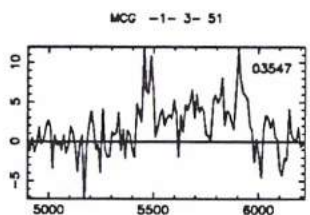
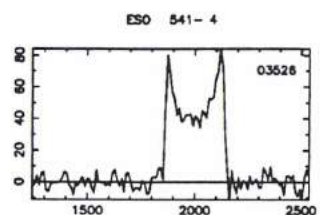
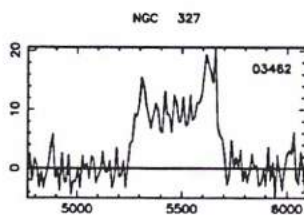
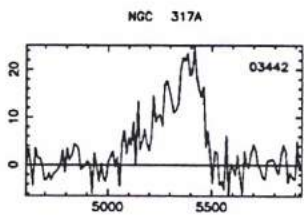
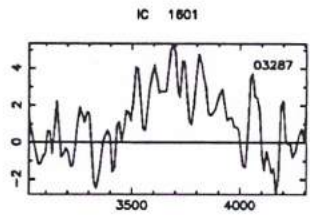
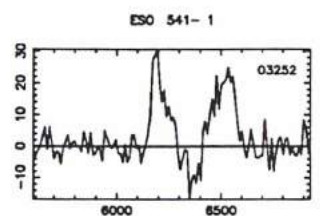
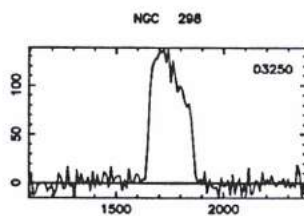
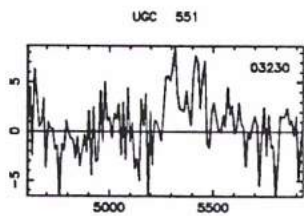
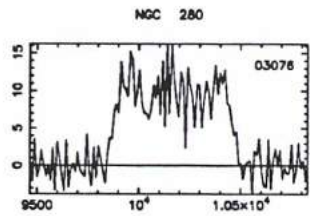
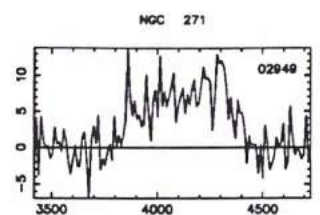
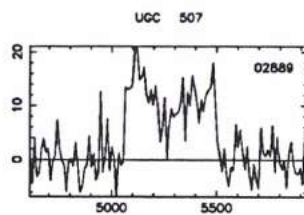
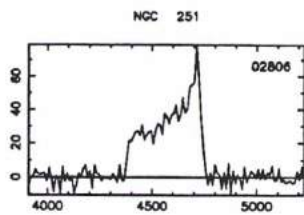
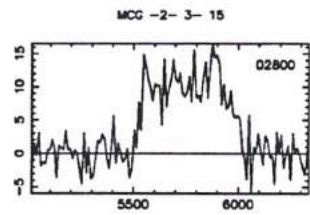
MCG -1- 2-10

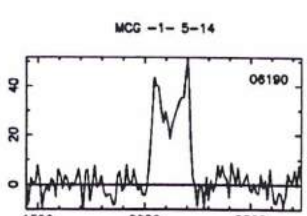
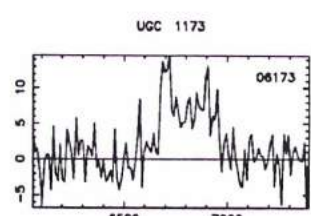
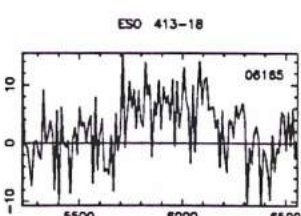
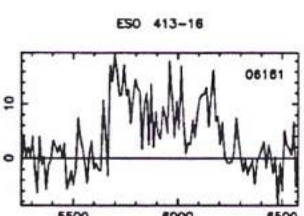
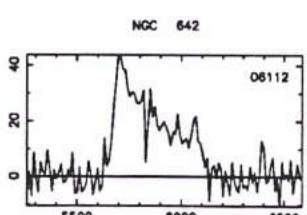
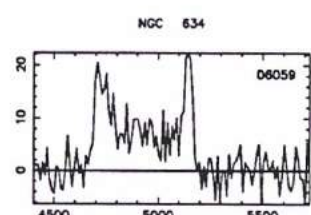
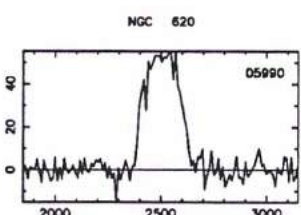
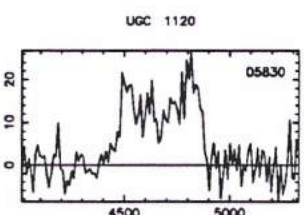
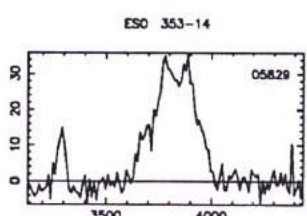
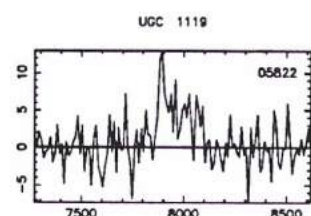
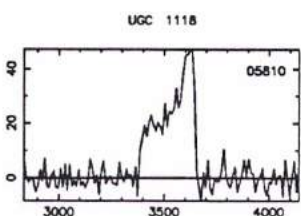
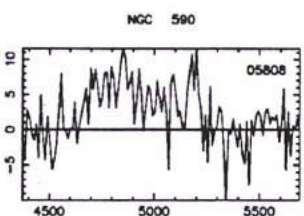
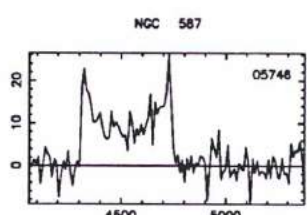
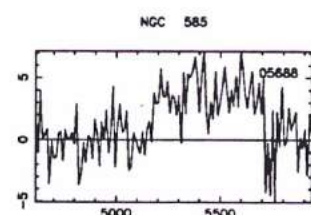
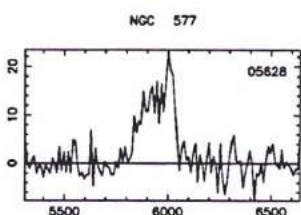
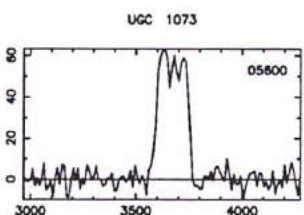
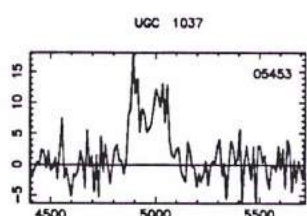
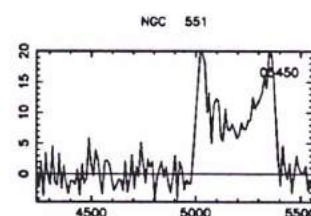
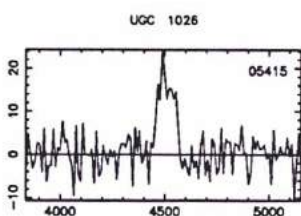
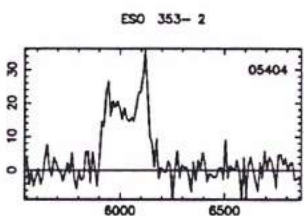
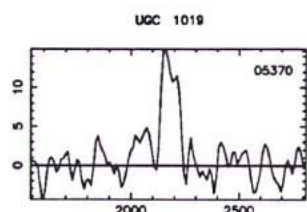
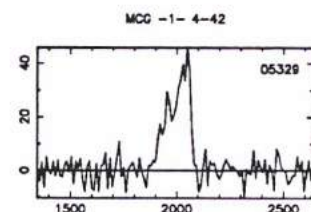
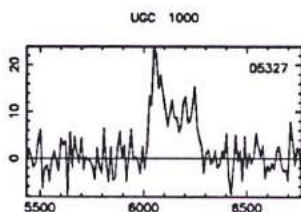
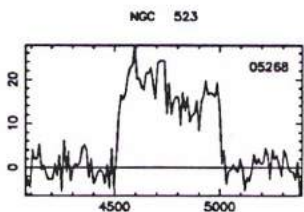
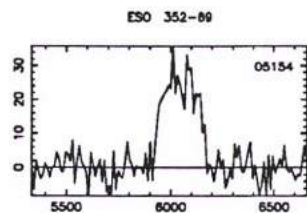
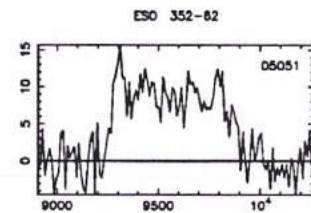
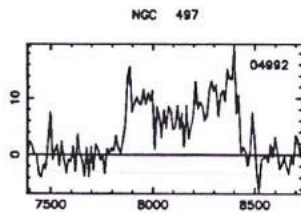
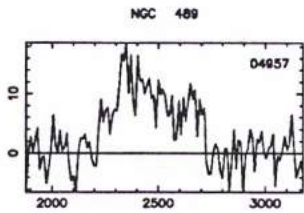
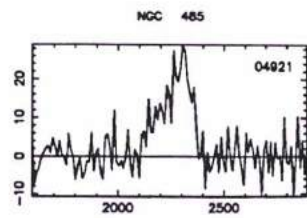
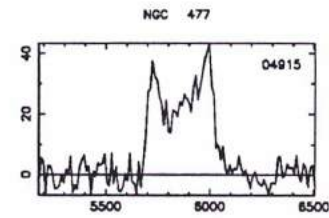
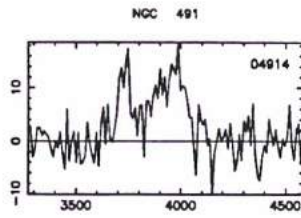
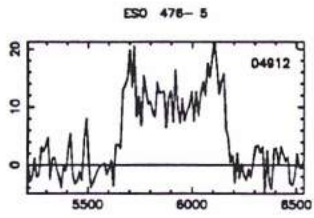


UGC 238

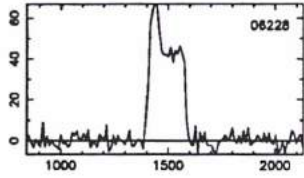




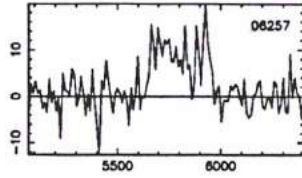




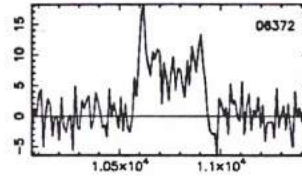
MCG -1- 5-17



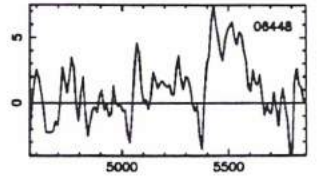
ESO 413-23



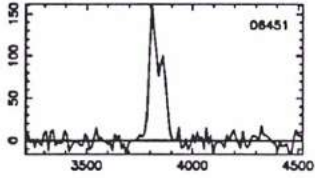
UGC 1212



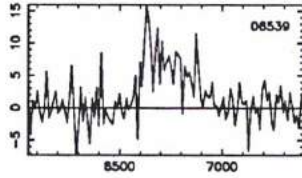
IC 156



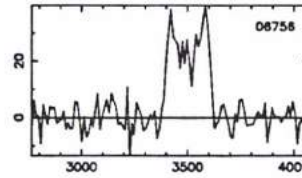
UGC 1230



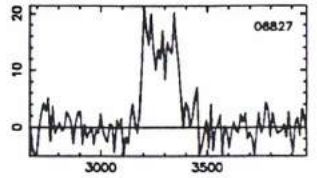
UGC 1241



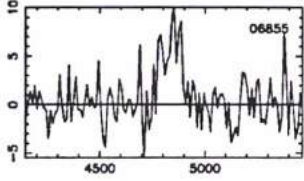
IC 1731



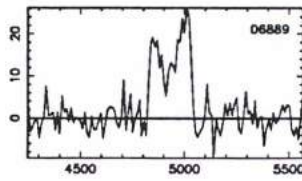
UGC 1314



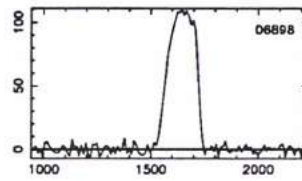
UGC 1322



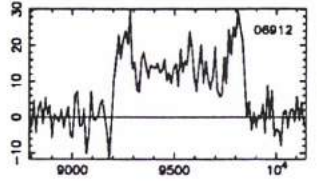
UGC 1329



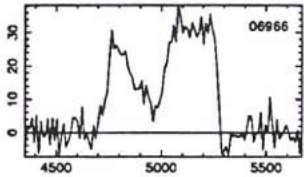
MCG -1- 5-45



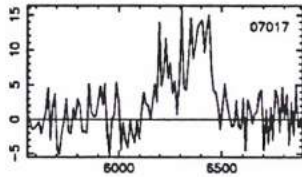
ESO 543-20



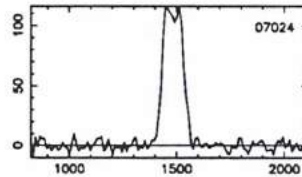
MCG -1- 5-47



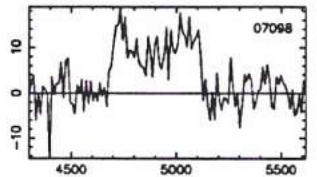
UGC 1355



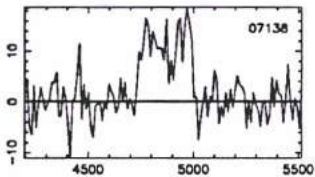
NGC 723



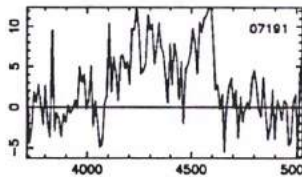
NGC 722



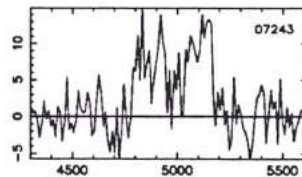
UGC 1381



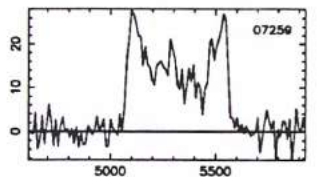
NGC 749



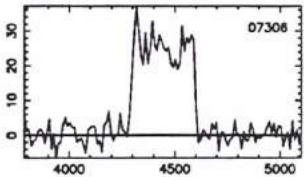
UGC 1410



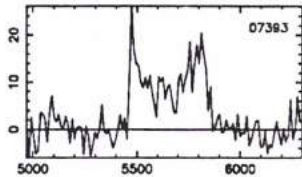
NGC 748



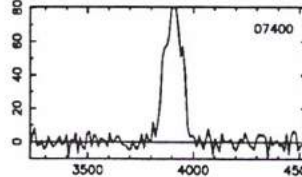
IC 176



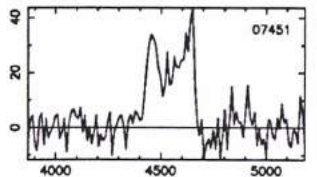
IC 1782



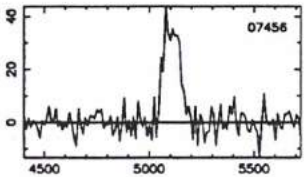
IC 1759



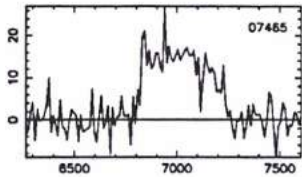
NGC 775



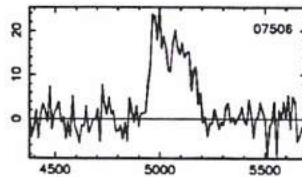
UGC 1447



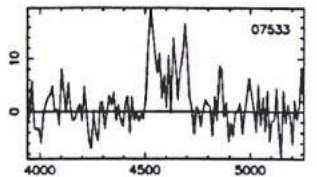
NGC 758



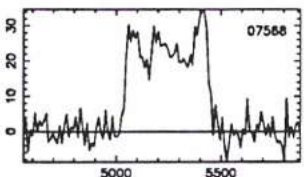
UGC 1482



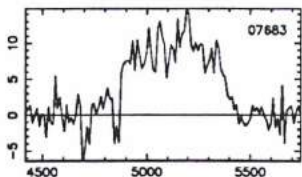
UGC 1468



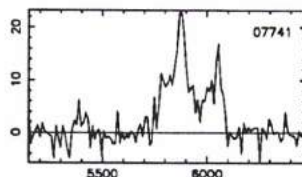
MCG -2- 6-12



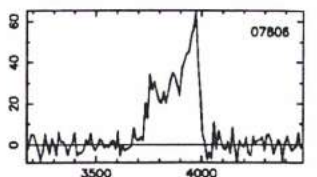
IC 187

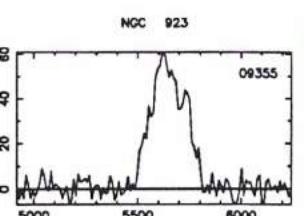
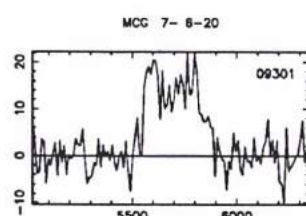
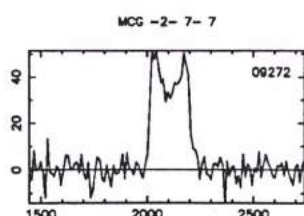
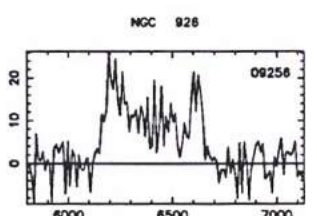
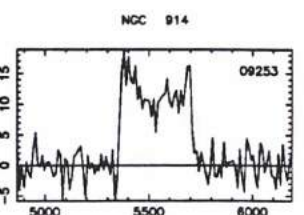
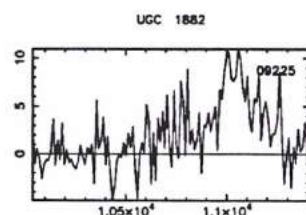
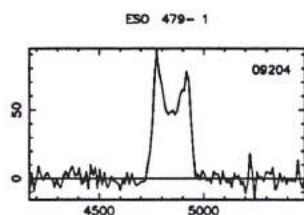
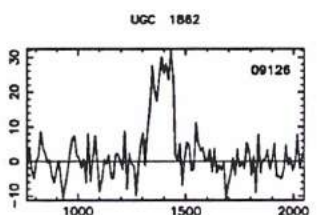
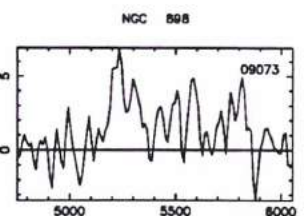
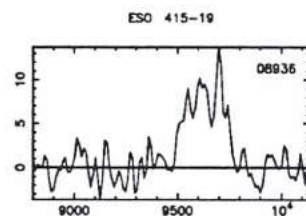
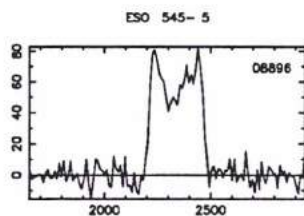
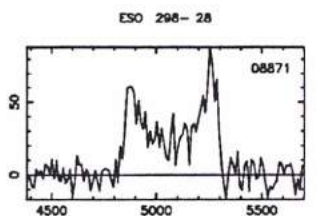
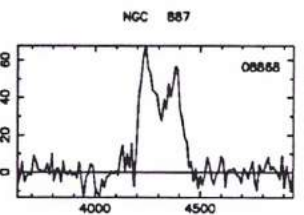
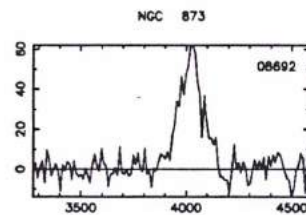
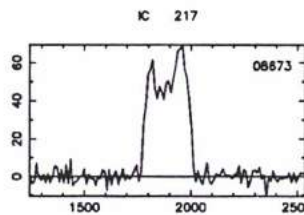
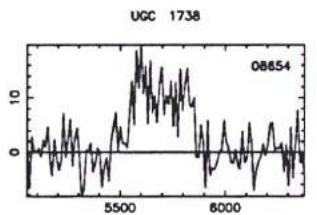
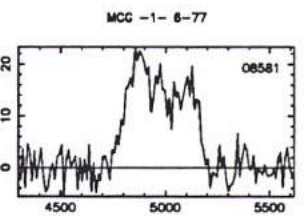
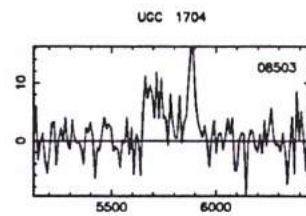
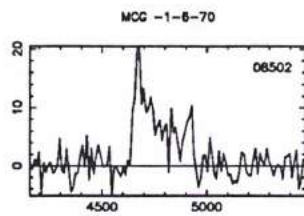
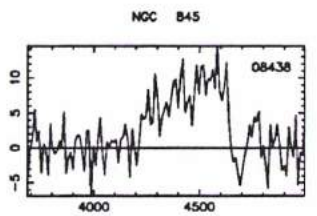
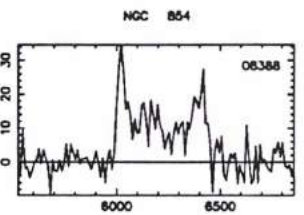
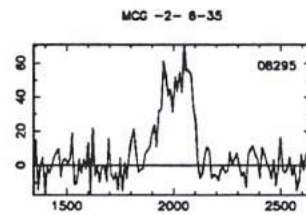
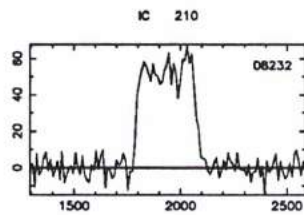
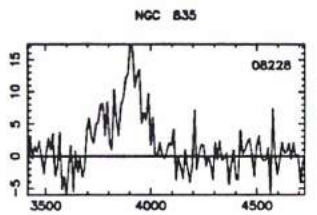
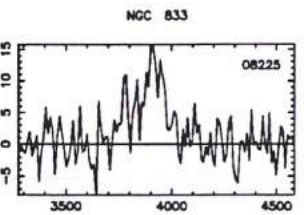
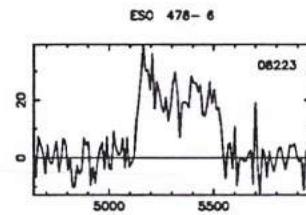
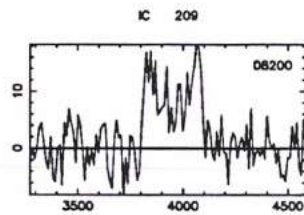
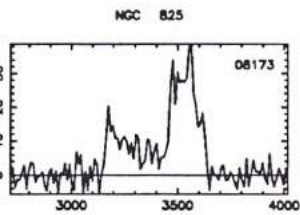
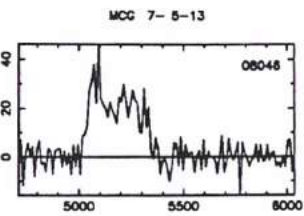
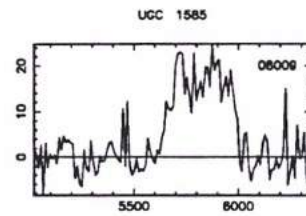
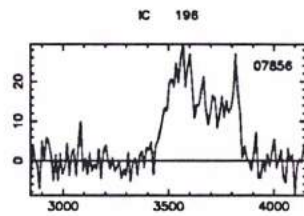
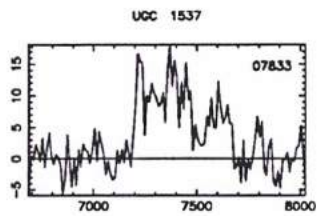


NGC 799



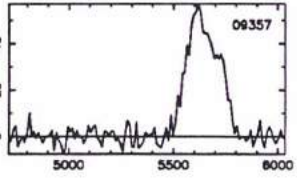
MCG -2- 6-19



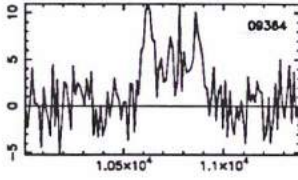




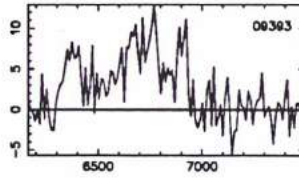
MCG 7-6-23



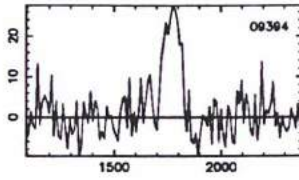
UGC 1919



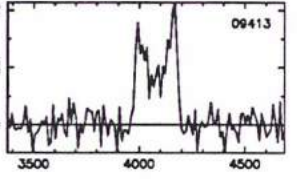
UGC 1828



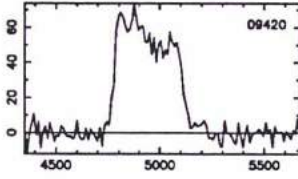
UGC 1945



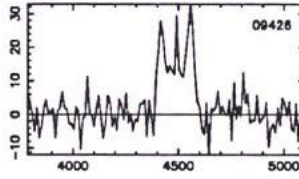
UGC 1946



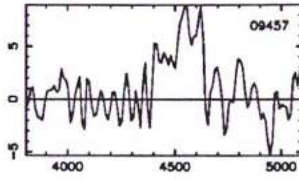
NGC 947



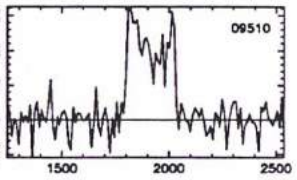
NGC 945



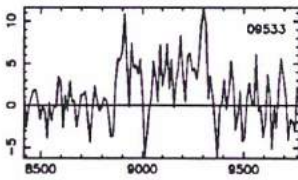
NGC 943



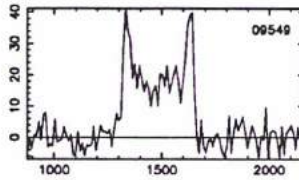
UGC 1970



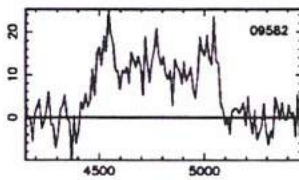
UGC 1978



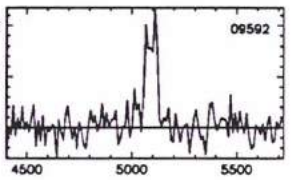
NGC 955



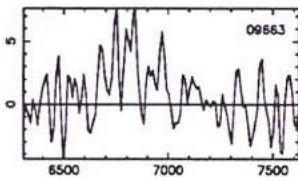
NGC 984



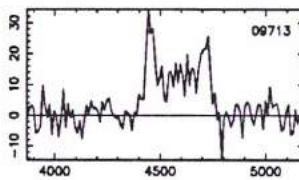
UGC 1988



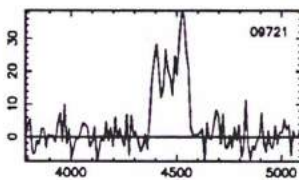
UGC 2001



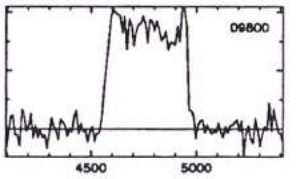
NGC 977



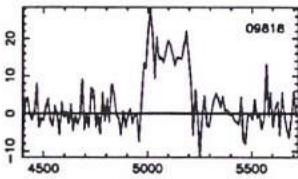
MCG -2-7-32



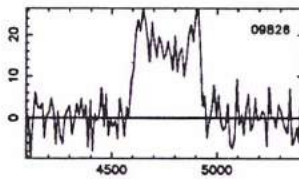
MCG -2-7-33



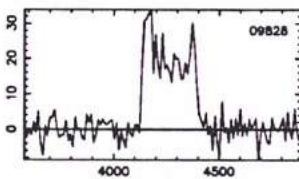
UGC 2050



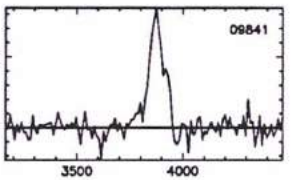
MCG -2-7-36



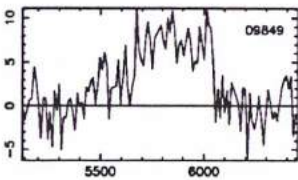
UGC 2064



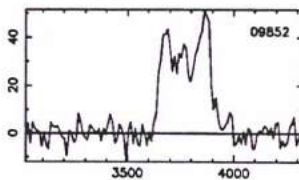
UGC 2087



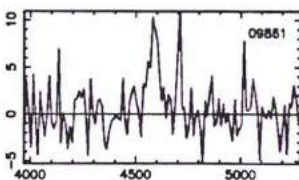
UGC 2088



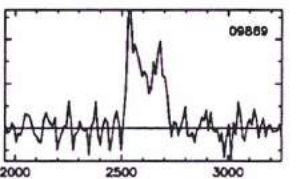
UGC 2089



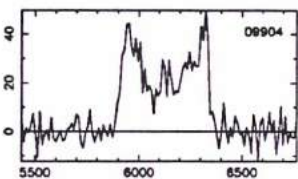
MCG -2-7-41



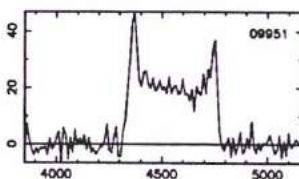
UGC 2081



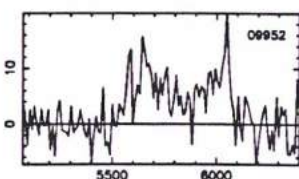
UGC 2092



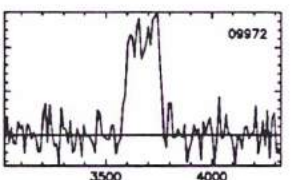
ESO 355-30



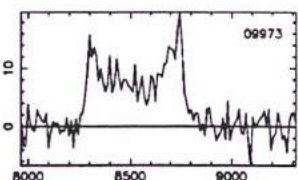
UGC 2101



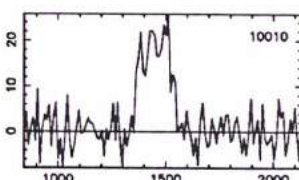
UGC 2109



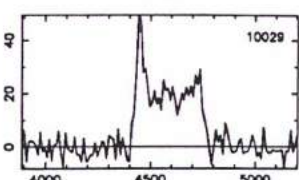
NGC 1037

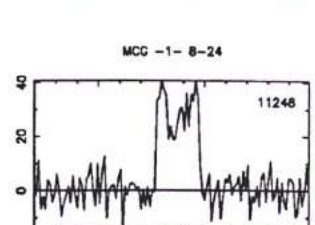
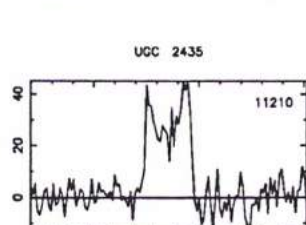
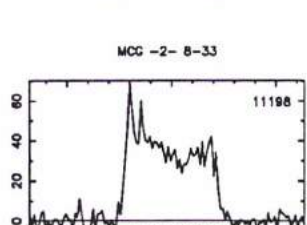
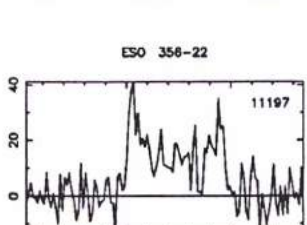
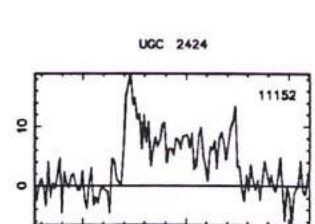
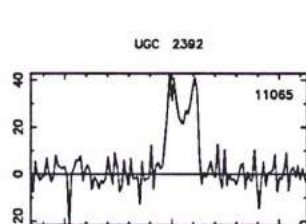
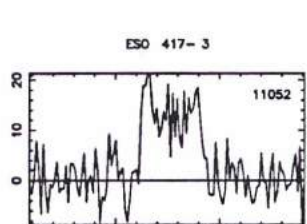
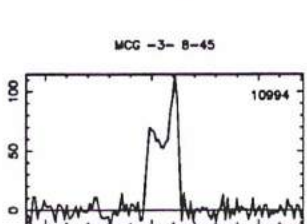
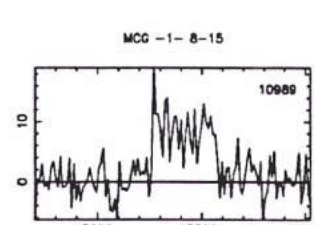
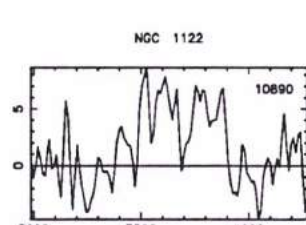
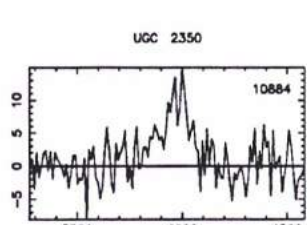
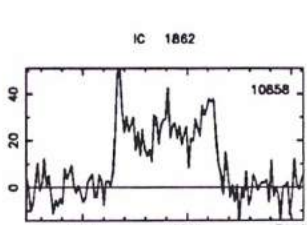
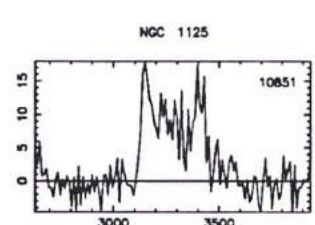
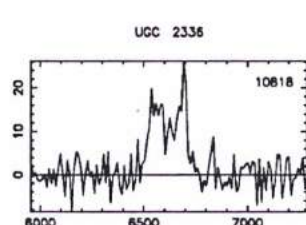
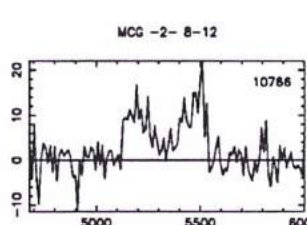
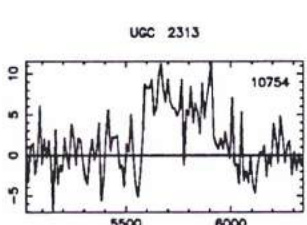
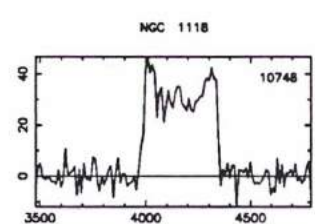
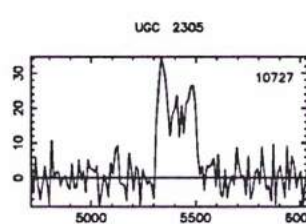
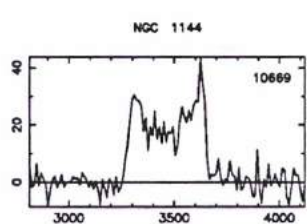
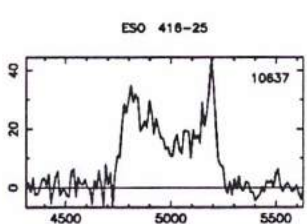
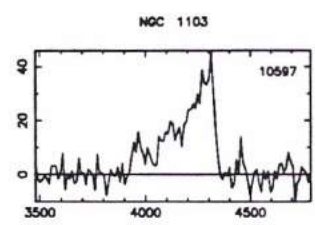
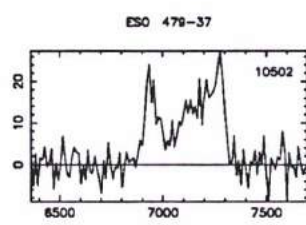
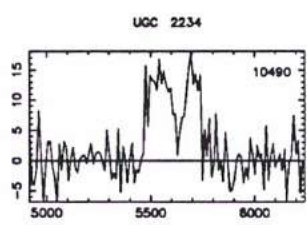
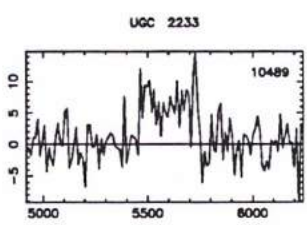
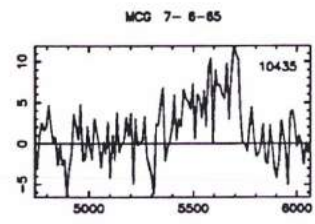
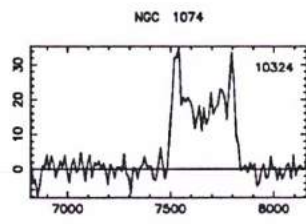
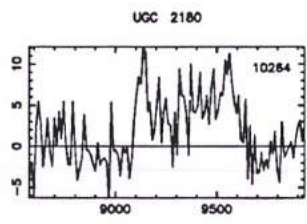
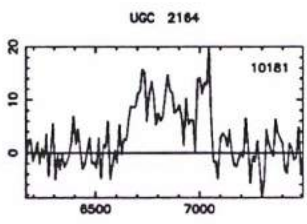
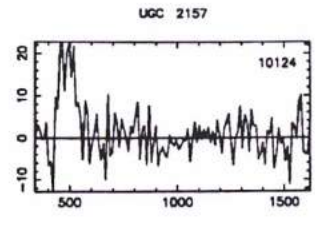
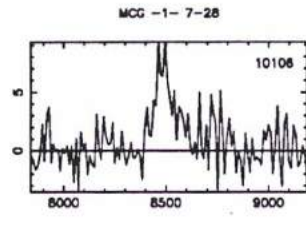
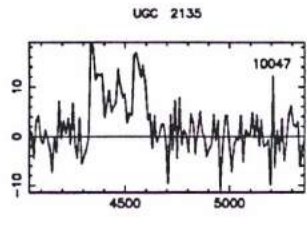
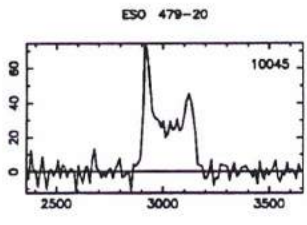


NGC 1022

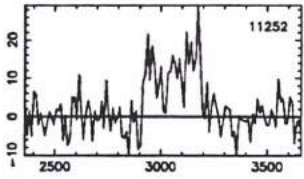


UGC 2134

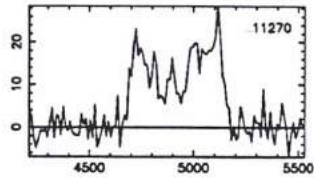




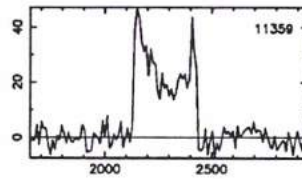
UGC 2441



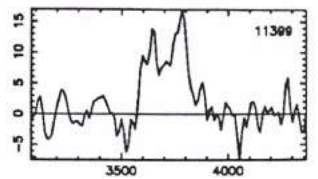
NGC 1165



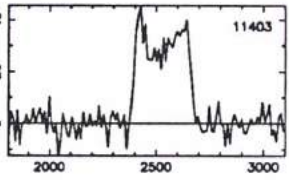
NGC 1163



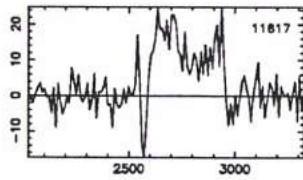
UGC 2473



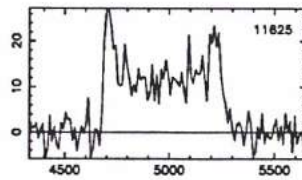
NGC 1180



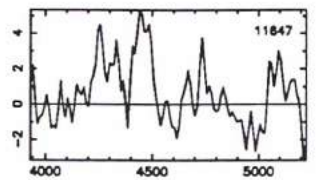
NGC 1188



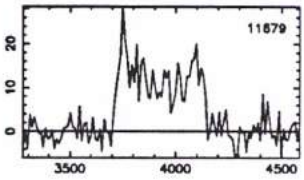
UGC 2528



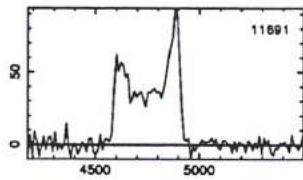
NGC 1208



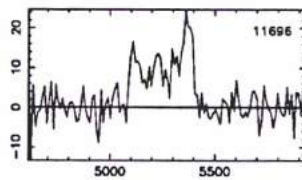
UGC 2540



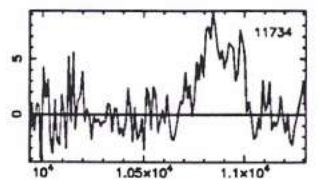
ESO 417-18



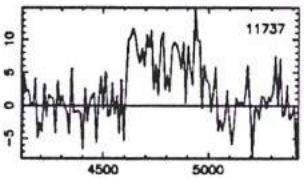
UGC 2543



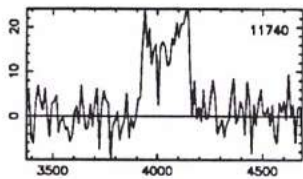
NGC 1229



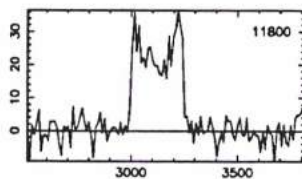
NGC 1207



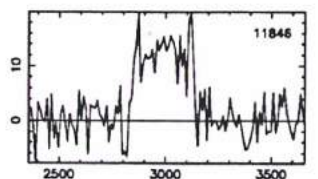
UGC 2550



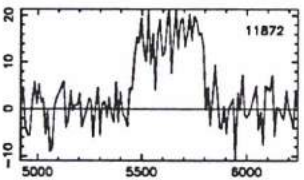
MCG -1-9-10



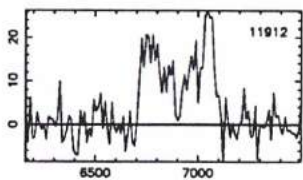
IC 292



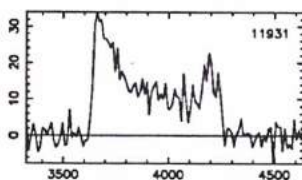
UGC 2573



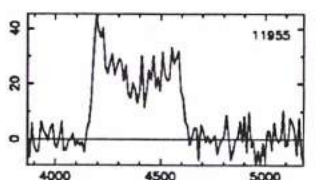
UGC 2585



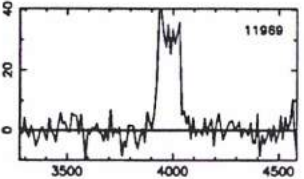
NGC 1247



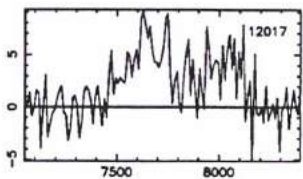
NGC 1233



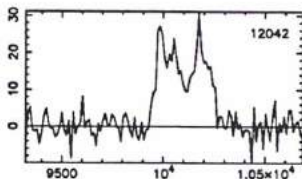
ESO 417-20



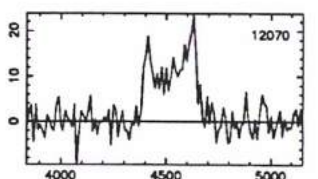
IC 307



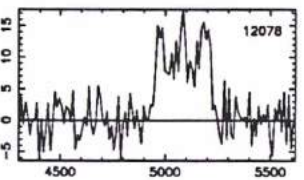
UGC 2602



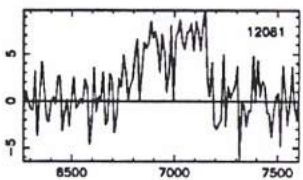
UGC 2604



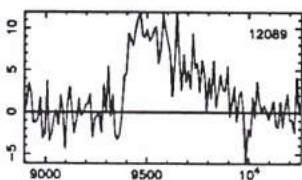
UGC 2610



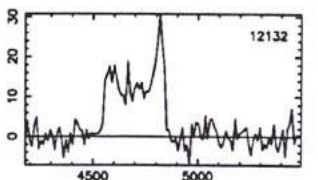
UGC 2608



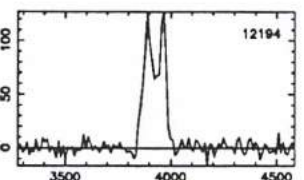
UGC 2612



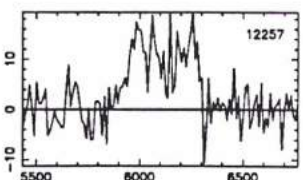
UGC 2617



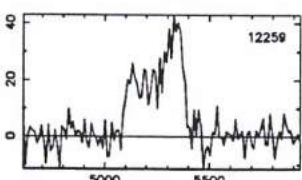
ESO 481-17



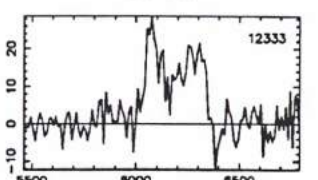
UGC 2640

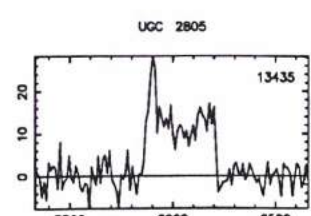
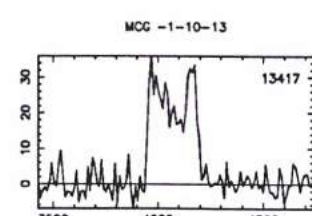
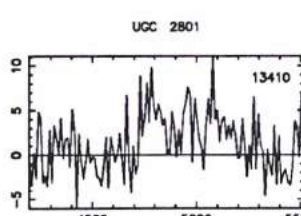
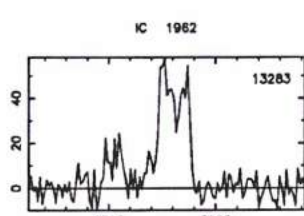
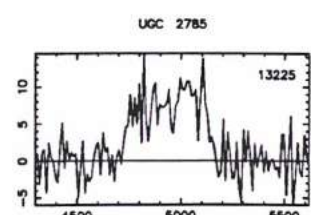
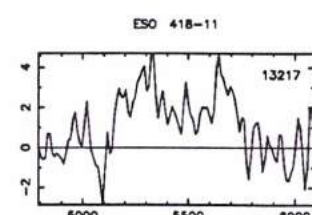
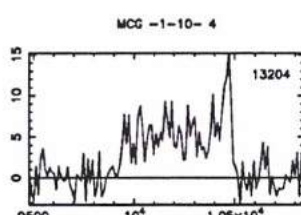
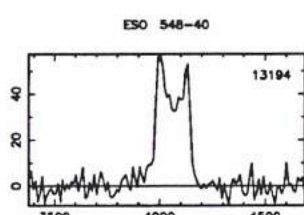
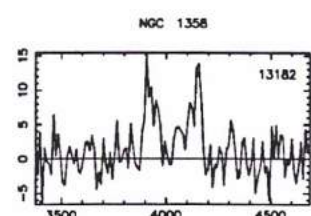
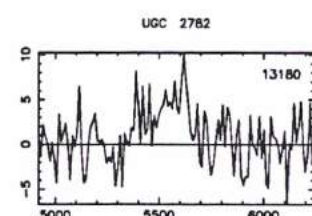
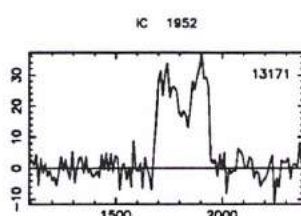
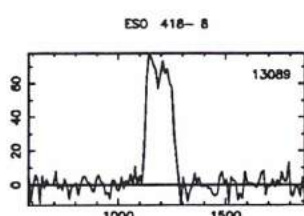
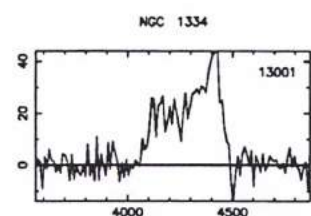
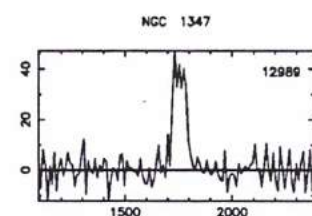
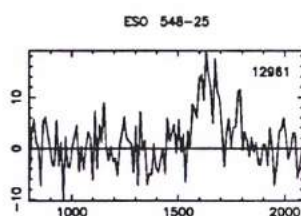
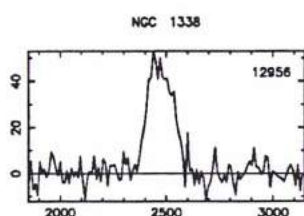
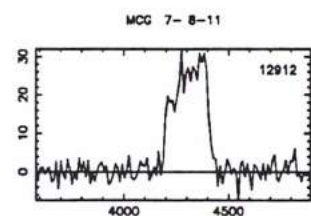
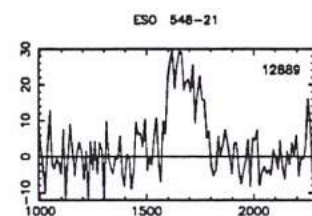
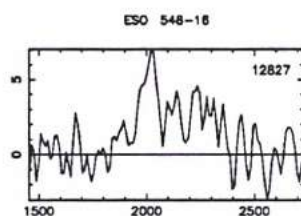
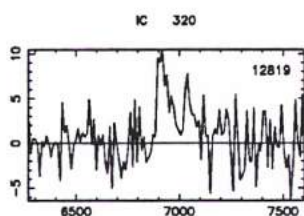
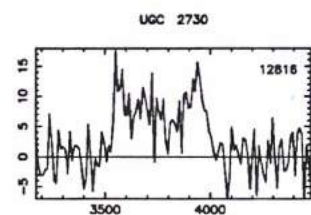
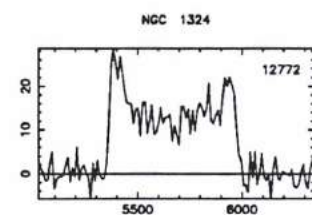
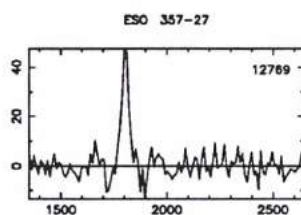
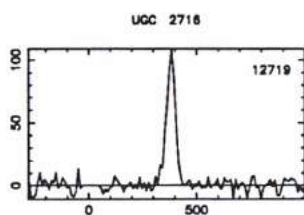
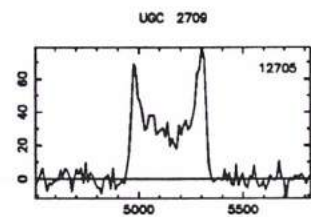
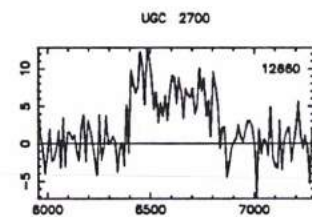
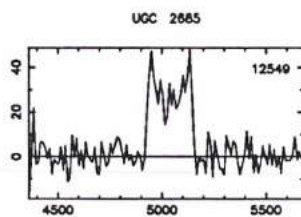
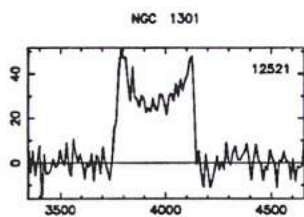
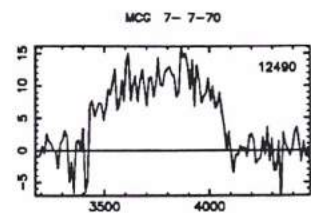
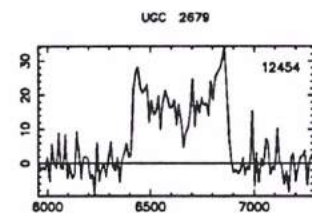
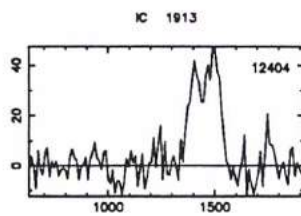
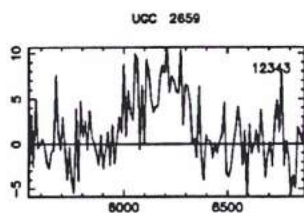


NGC 1285

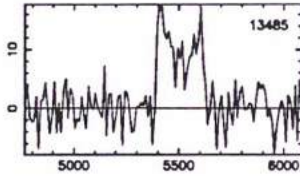


UGC 2655

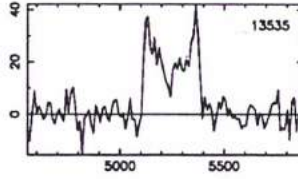




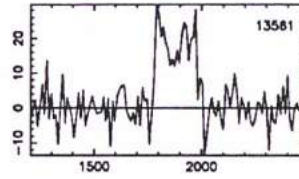
NGC 1397



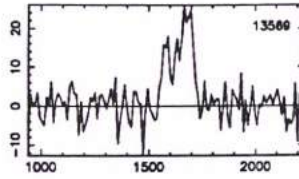
MCG -1-10-19



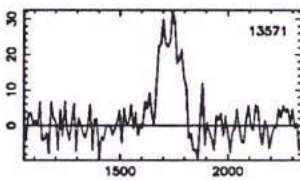
ESO 482-35



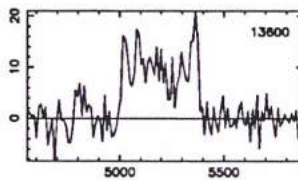
NGC 1422



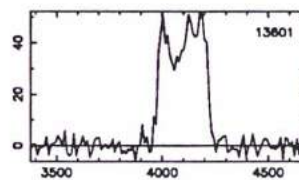
ESO 358-51



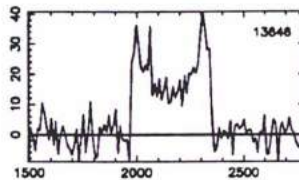
MCG -1-10-23



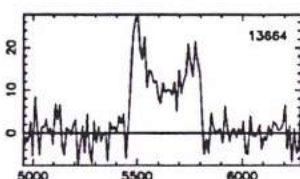
ESO 419-3



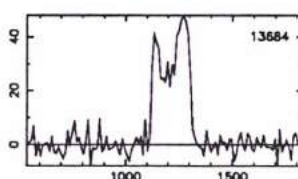
MCG -2-10-9



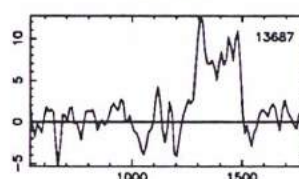
NGC 1424



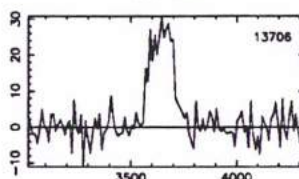
MCG -3-10-41



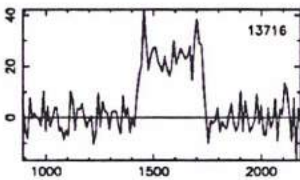
NGC 1437



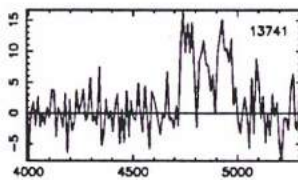
UGC 2840



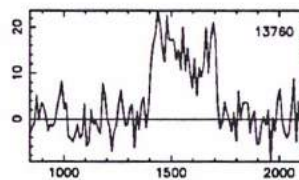
MCG -3-10-42



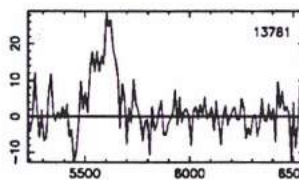
UGC 2843



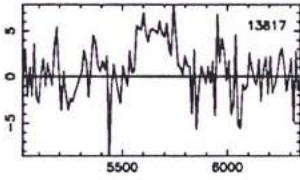
NGC 1438



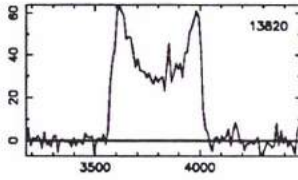
MCG 8-7-13



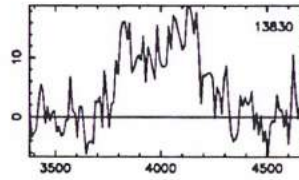
UGC 2854



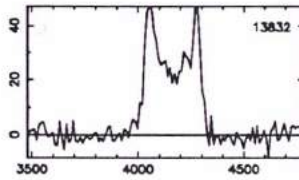
MCG -1-10-35



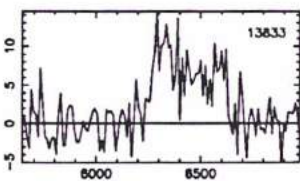
MCG -1-10-36



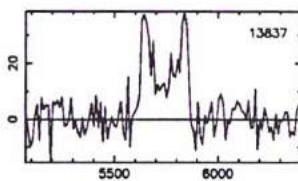
NGC 1459



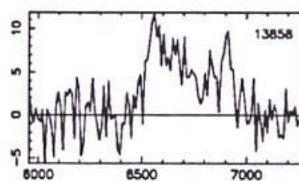
UGC 2857



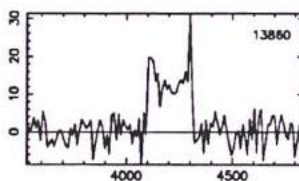
ESO 302-7



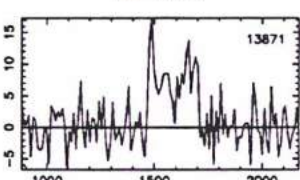
UGC 2862



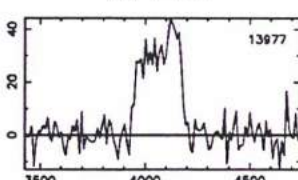
MCG -1-10-37



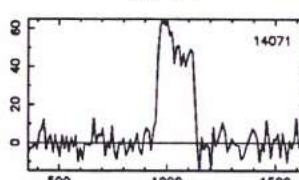
ESO 549-18



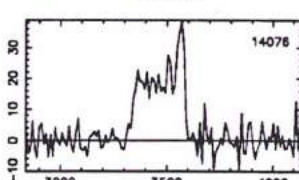
MCG -1-10-44



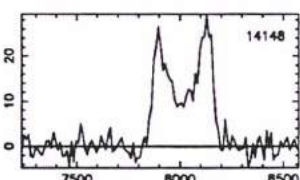
NGC 1484



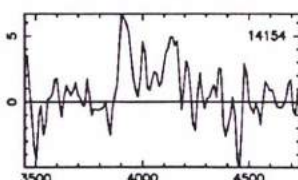
UGC 2899



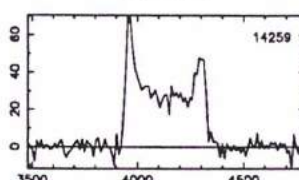
UGC 2904



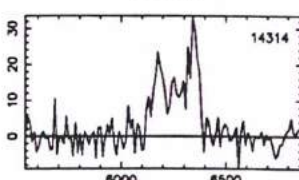
ESO 419-12



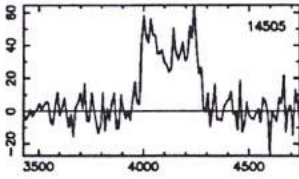
ESO 483-6



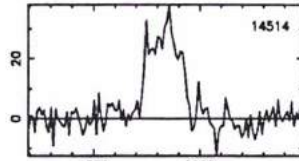
UGC 2927



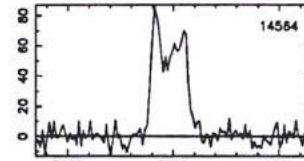
ESO 420- 3



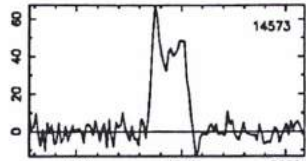
NGC 1519



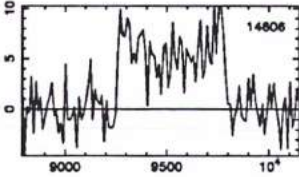
NGC 1517



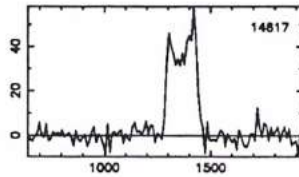
ESO 550- 14



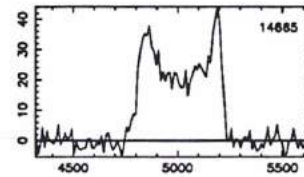
MCG -2-11-23



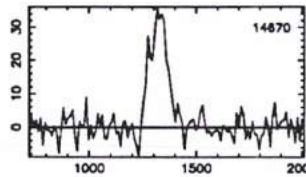
ESO 420- 9



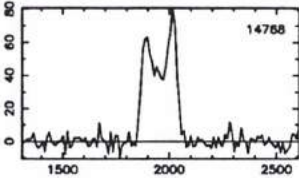
UGC 2983



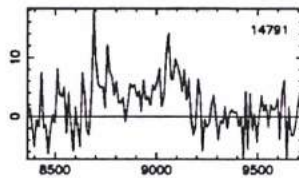
IC 2040



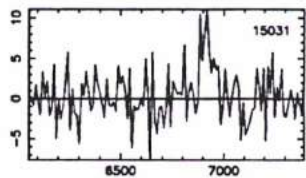
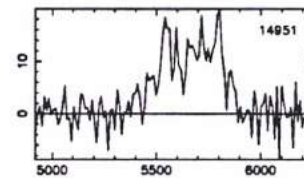
MCG -3-11- 19



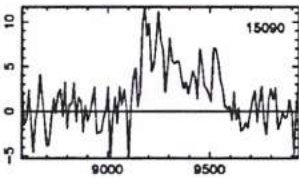
UGC 3019



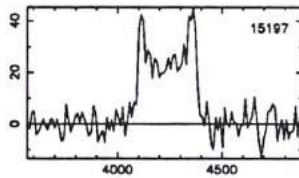
UGC 3027



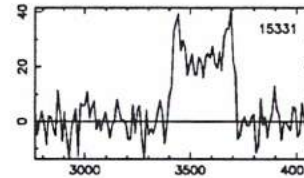
NGC 1577



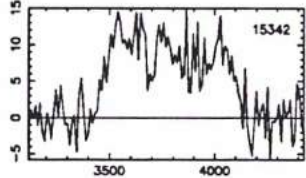
UGC 3052



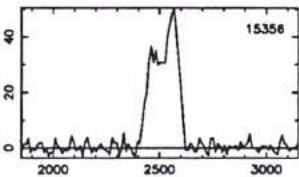
NGC 1586



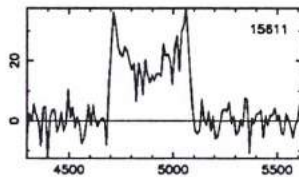
NGC 1589



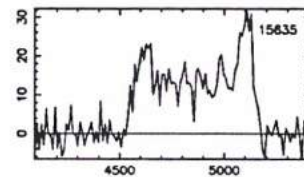
UGC 3070



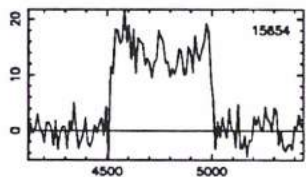
NGC 1618



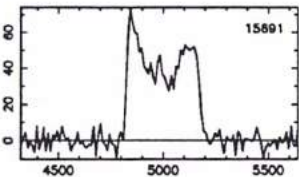
NGC 1622



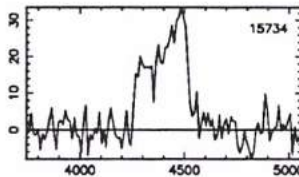
NGC 1625



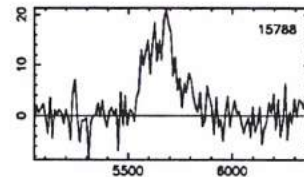
IC 382



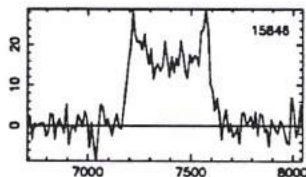
ESO 485- 4



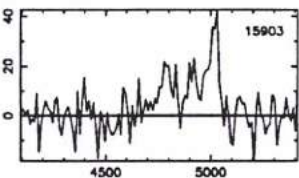
UGC 3120



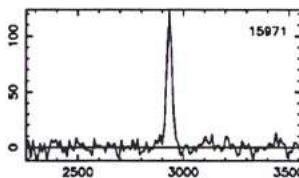
UGC 3135



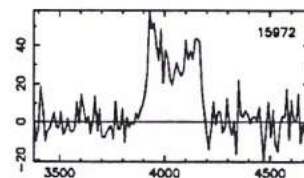
NGC 1645



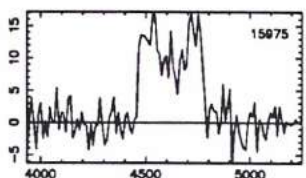
ESO 485- 4



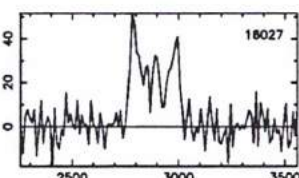
UGC 3146



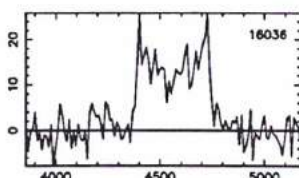
UGC 3157



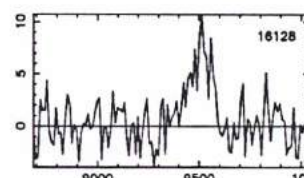
UGC 3147



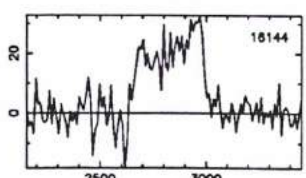
ESO 485-12



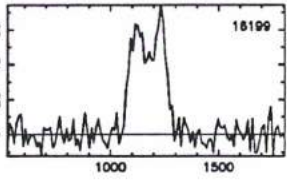
MCG -3-13-16



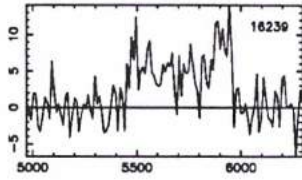
IC 2098



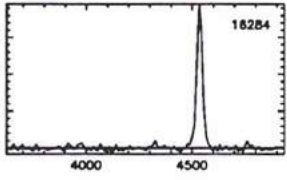
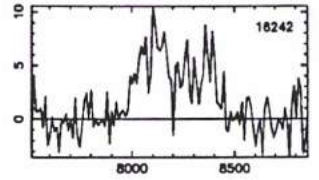
ESO 361-15



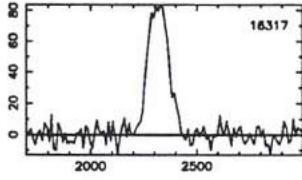
NGC 1686



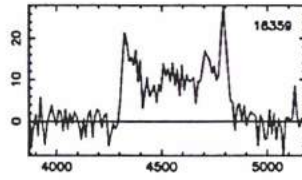
UGC 3184



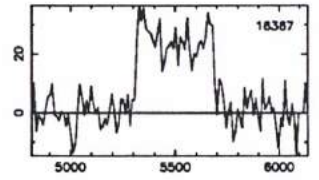
ESO 361-19



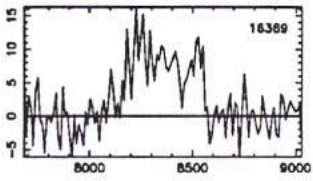
UGC 3207



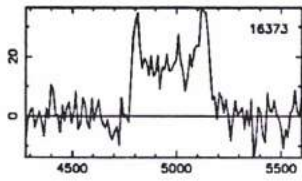
IC 2104



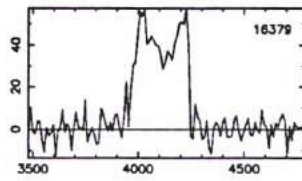
UGC 3209



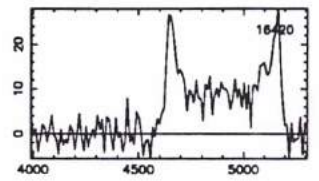
IC 2106



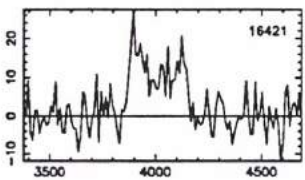
MCG -2-13-25



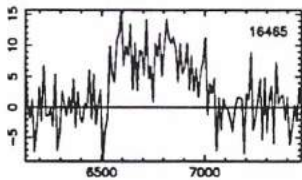
UGC 3214



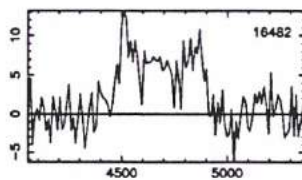
UGC 3204



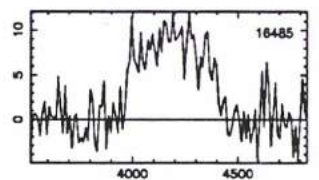
ESO 552-40



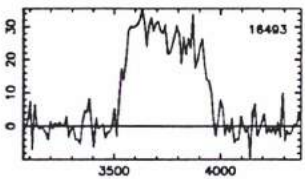
UGC 3223



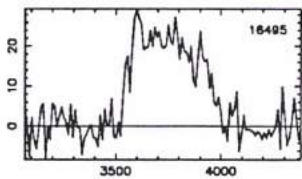
NGC 1720



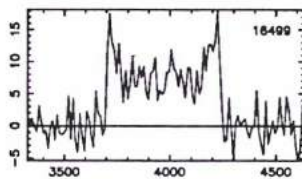
NGC 1723



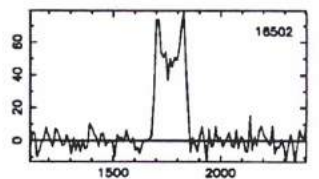
NGC 1728



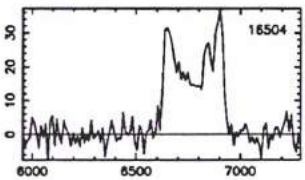
NGC 1730



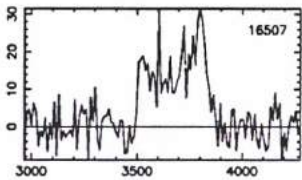
ESO 486-3



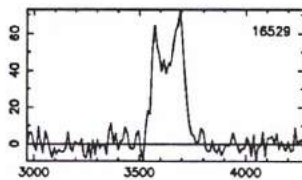
ESO 552-43



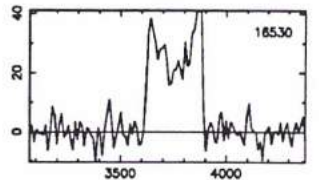
MCG -2-13-31



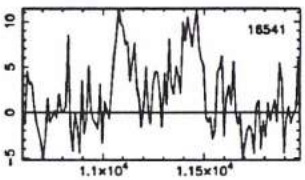
NGC 1729



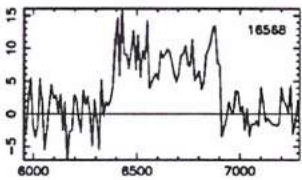
MCG -2-13-34



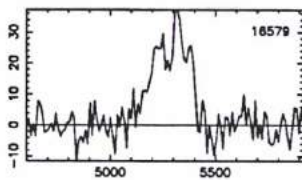
ESO 486-7



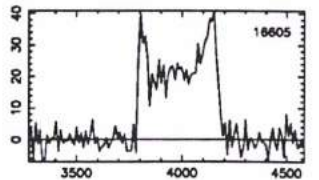
MCG -3-13-51



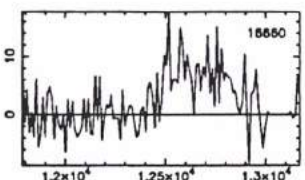
ESO 361-25



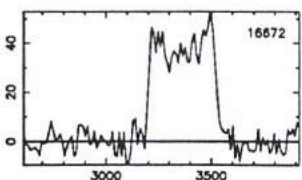
MCG -2-13-38



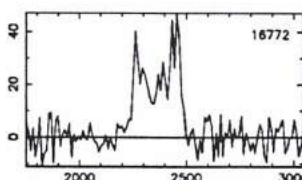
ESO 362-3



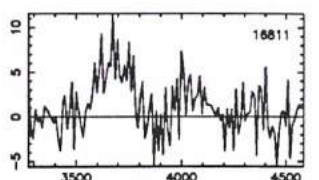
IC 401

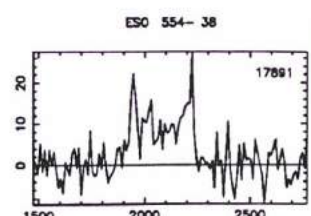
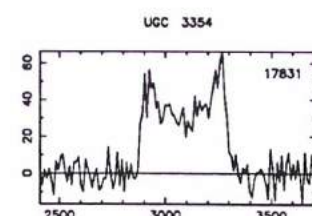
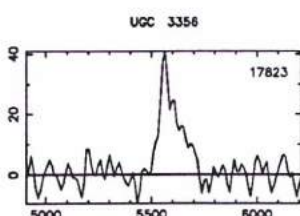
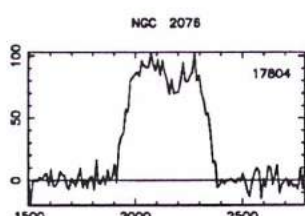
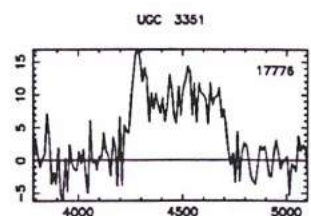
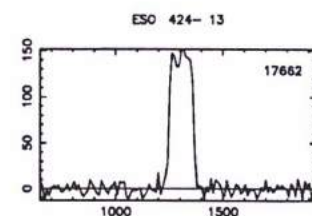
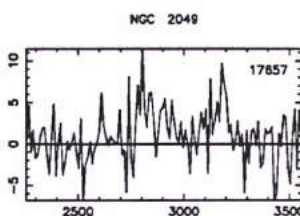
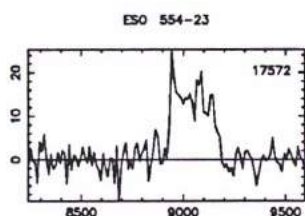
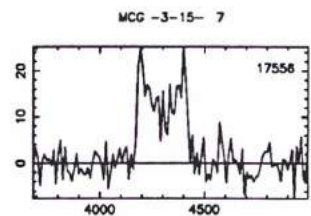
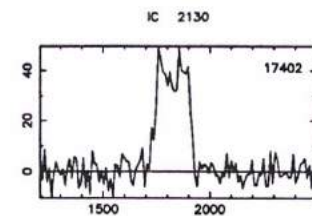
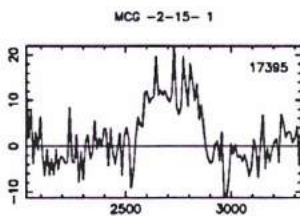
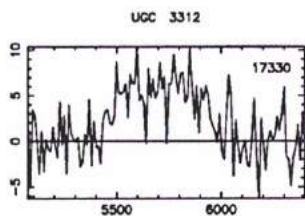
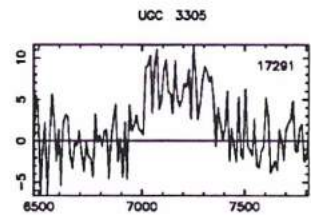
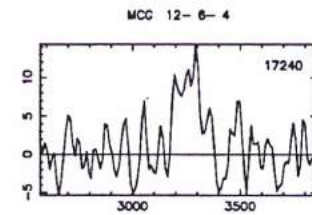
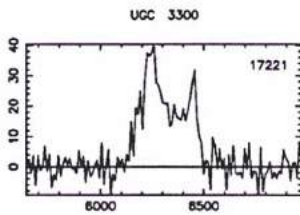
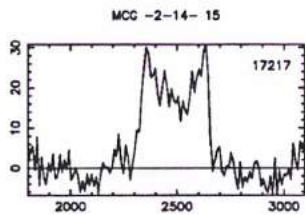
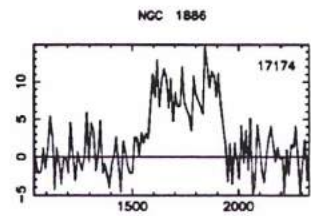
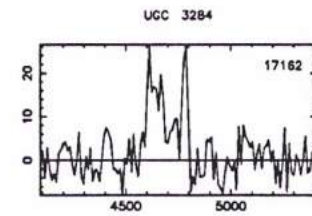
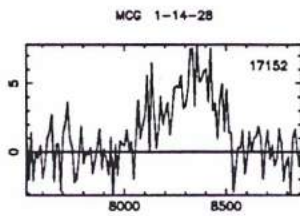
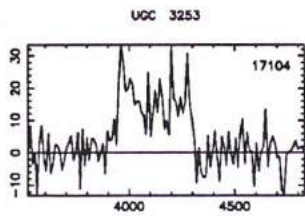
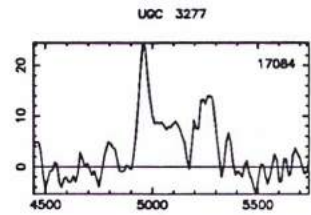
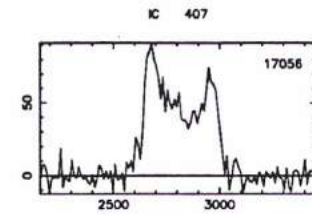
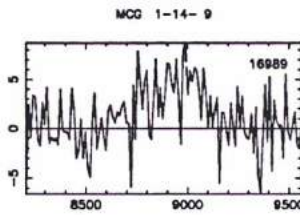
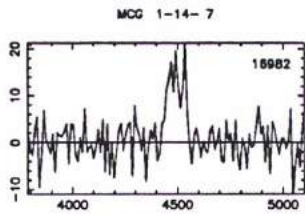
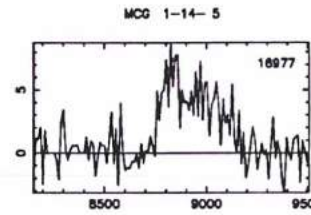
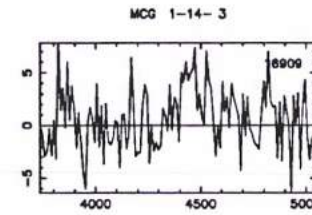
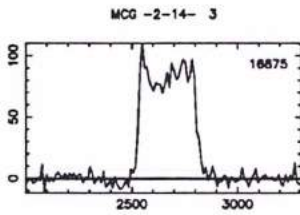
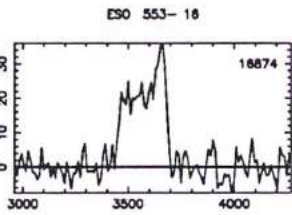
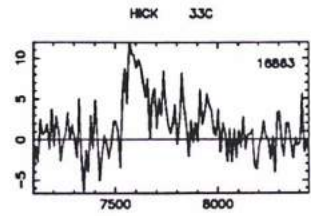
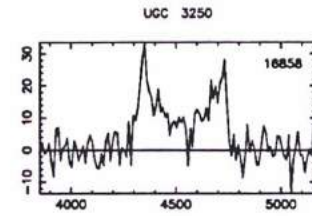
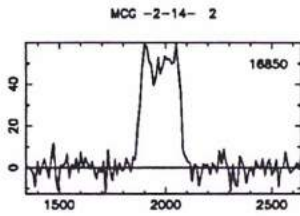
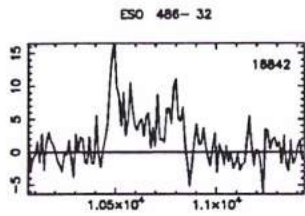


ESO 361-25

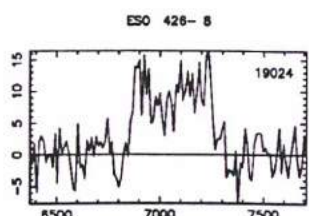
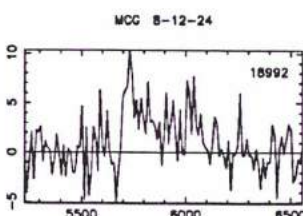
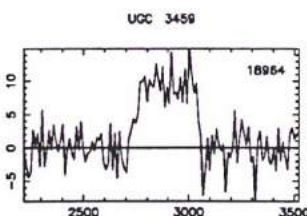
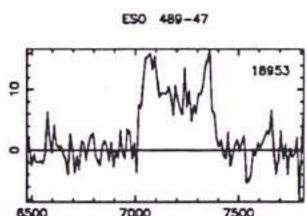
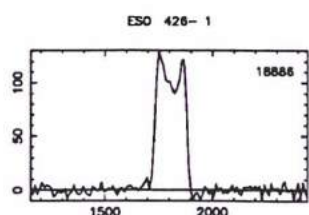
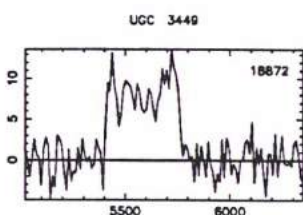
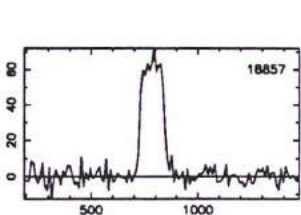
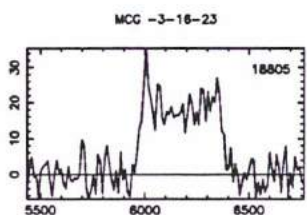
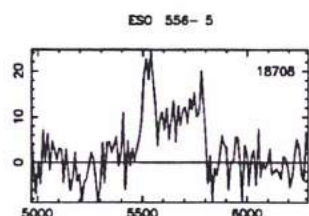
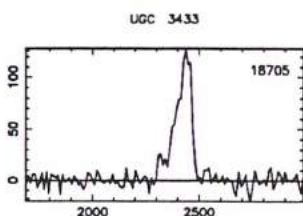
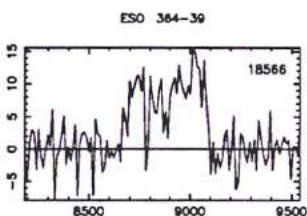
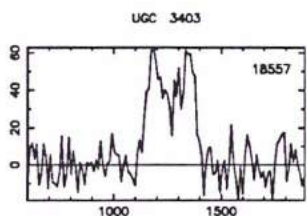
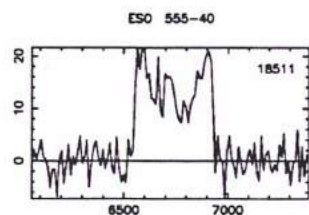
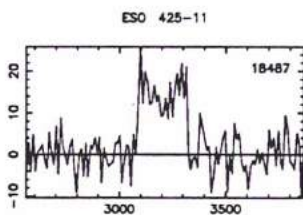
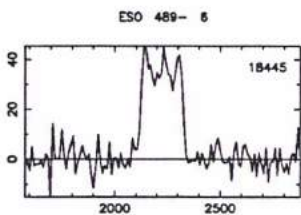
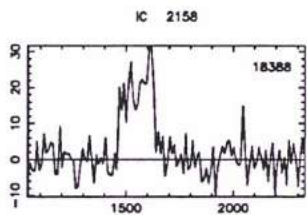
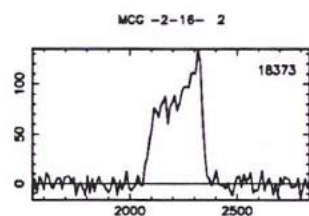
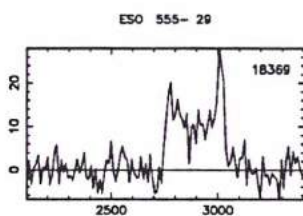
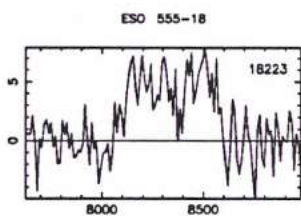
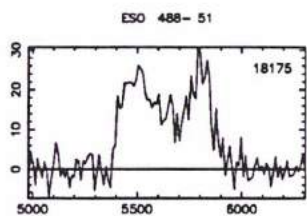
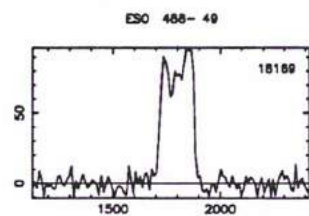
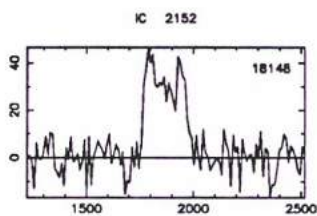
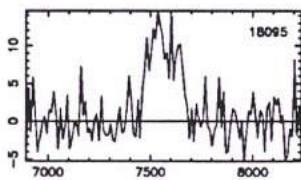
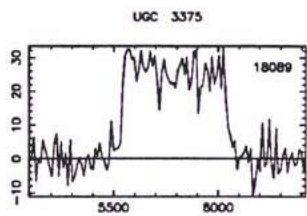
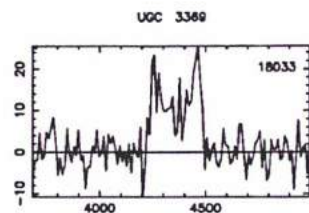
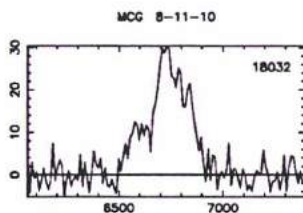
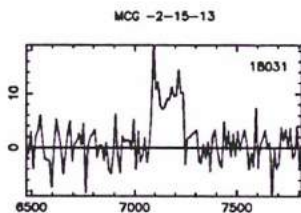
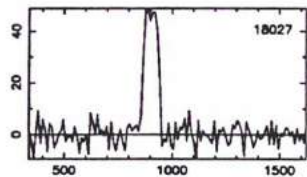
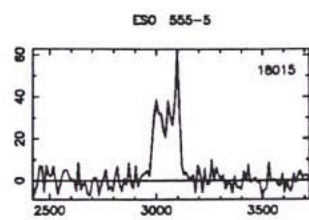
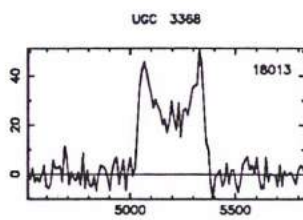
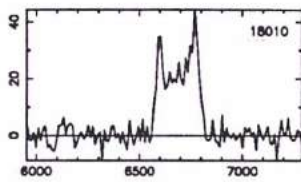
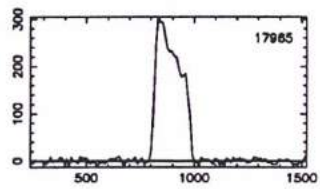


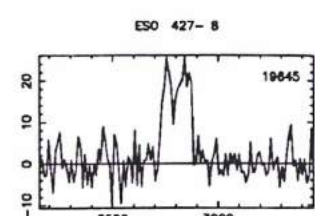
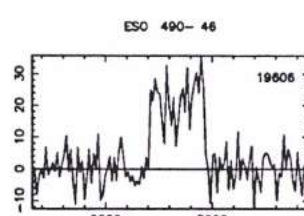
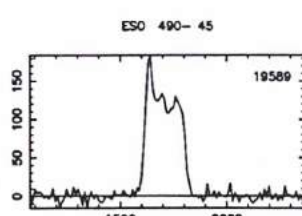
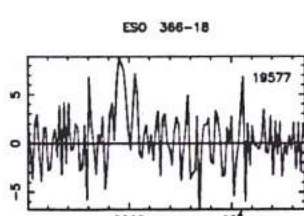
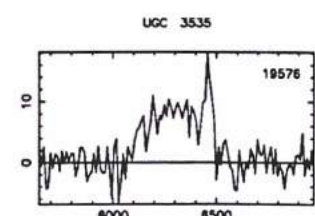
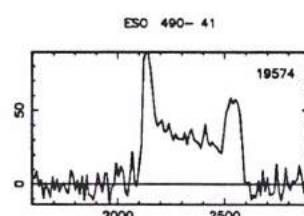
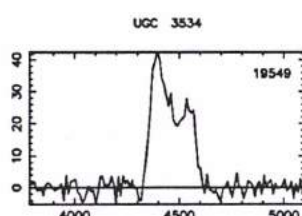
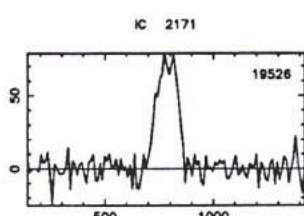
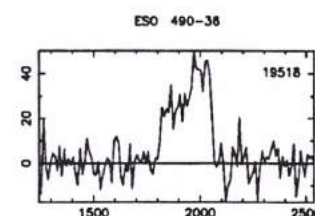
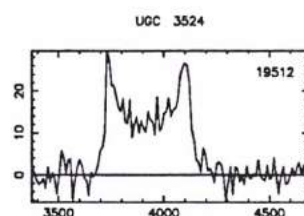
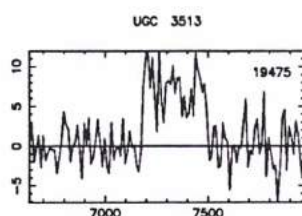
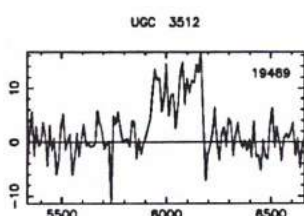
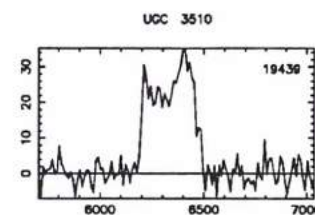
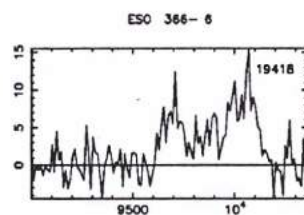
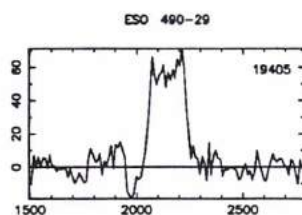
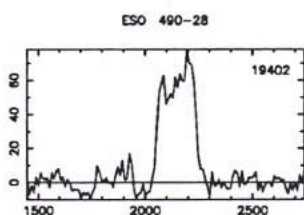
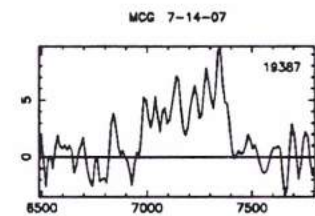
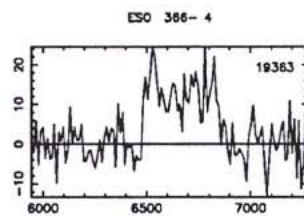
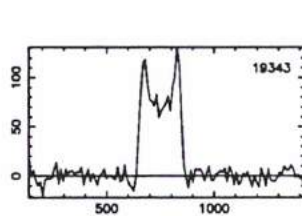
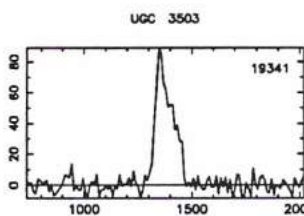
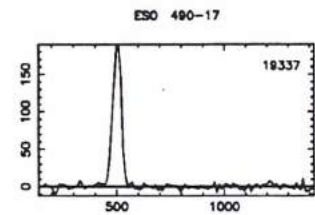
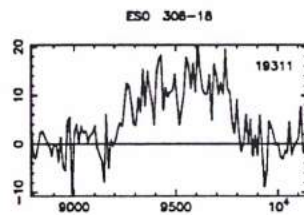
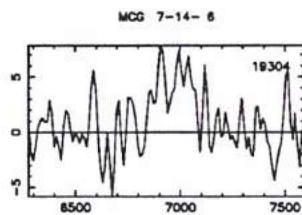
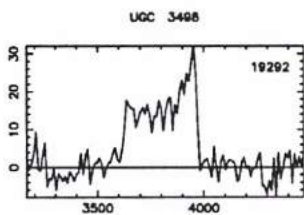
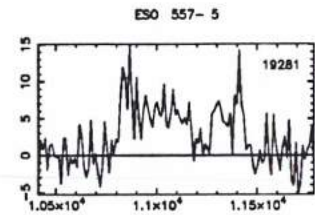
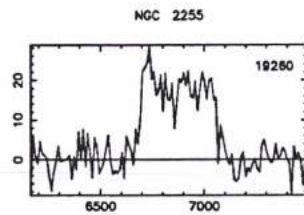
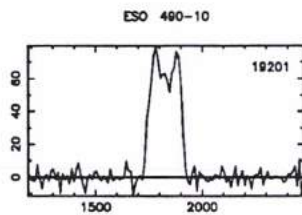
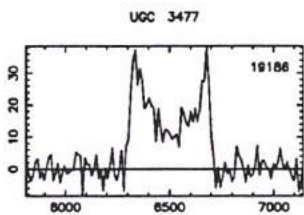
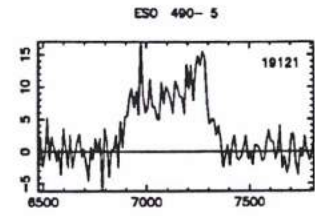
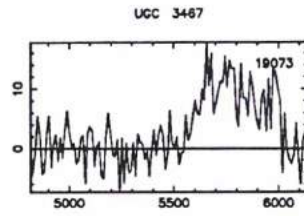
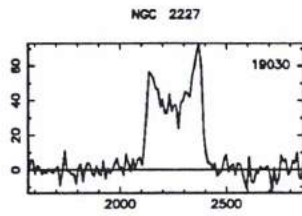
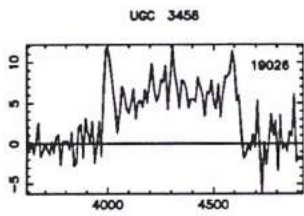
NGC 1811



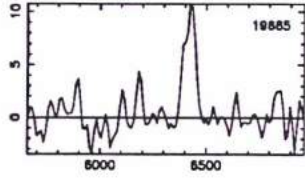




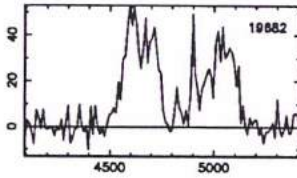




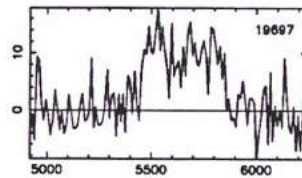
MCG 7-14-16



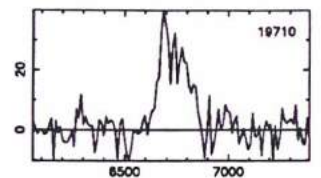
MCG 4-16-3



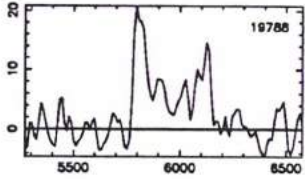
UGC 3554



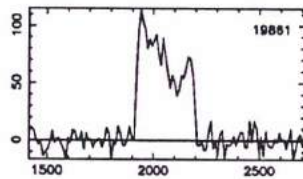
ESO 427-11



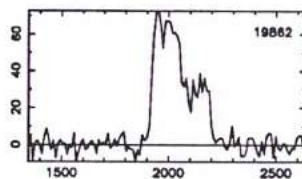
UGC 3576



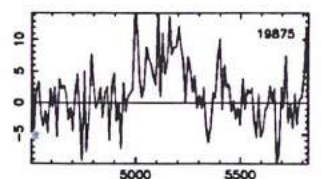
ESO 491-9



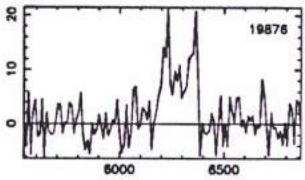
ESO 491-10



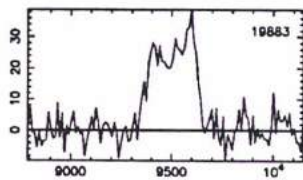
UGC 3601



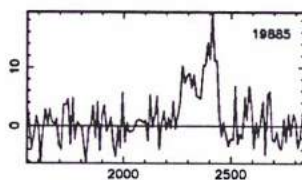
MCG 7-15-2



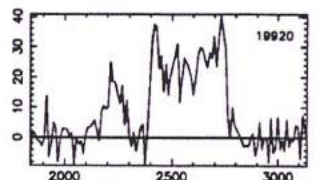
ESO 388-28



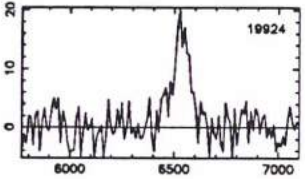
ESO 491-11



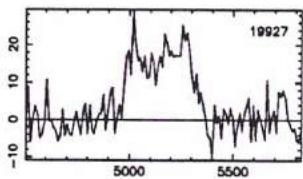
ESO 491-12



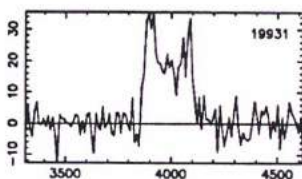
UGC 3608



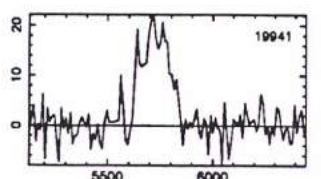
UGC 3612



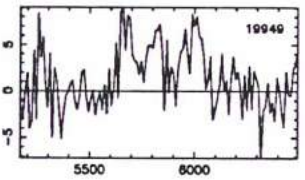
UGC 3606



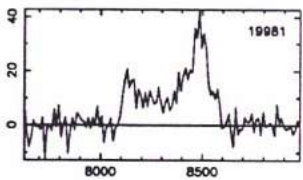
UGC 3614



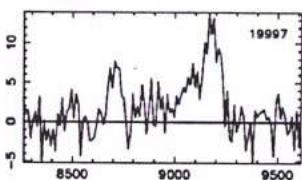
NGC 2308



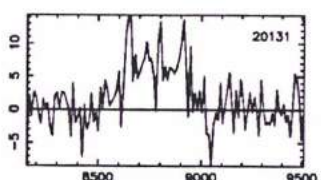
IC 2175



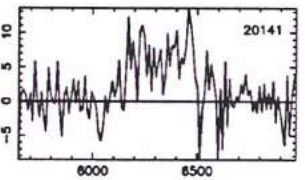
ESO 558-5



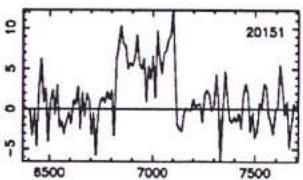
UGC 3664



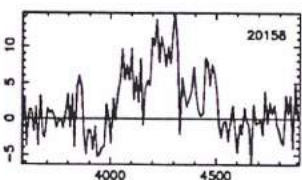
NGC 2321



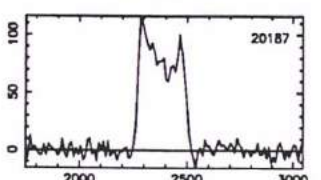
UGC 3687



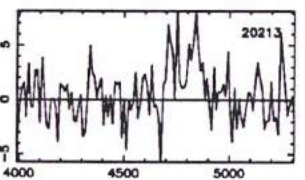
UGC 3660



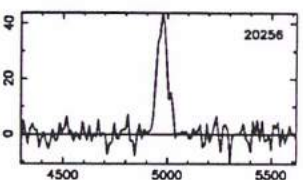
ESO 427-34



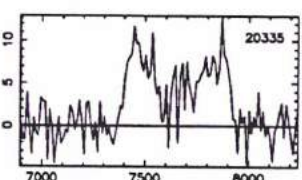
MCG 5-17-12



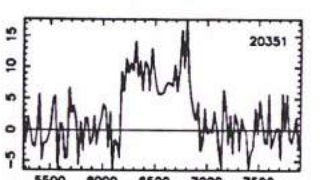
UGC 3702



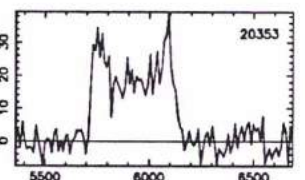
UGC 3726



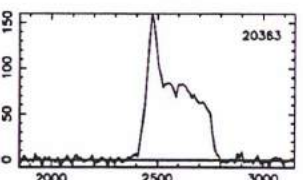
UGC 3728



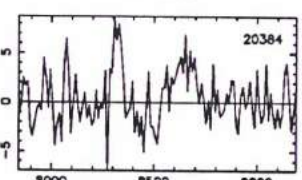
UGC 3724



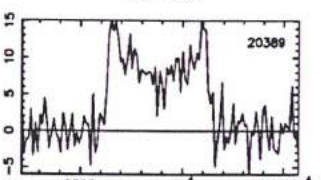
ESO 492-2

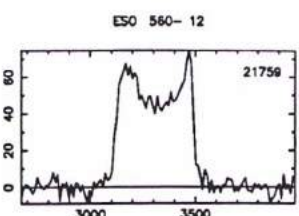
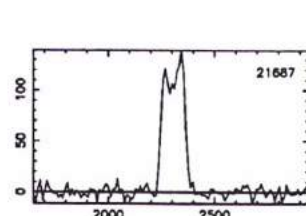
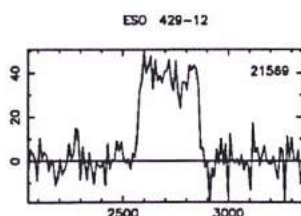
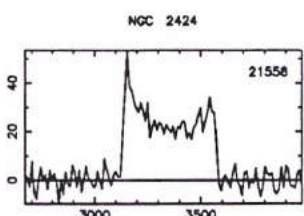
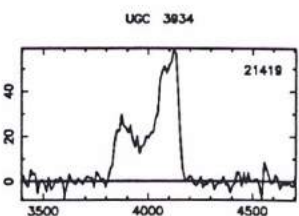
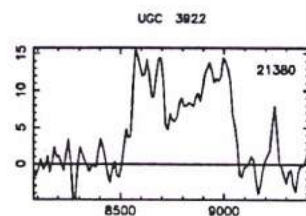
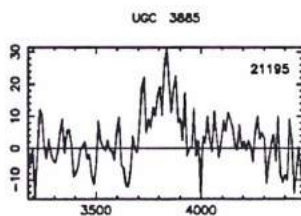
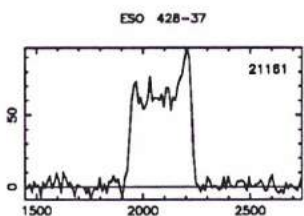
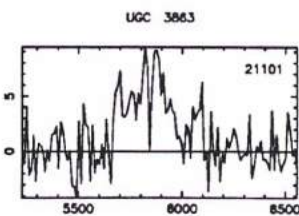
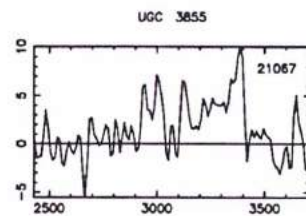
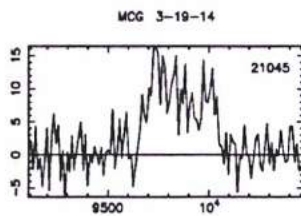
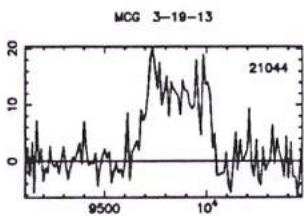
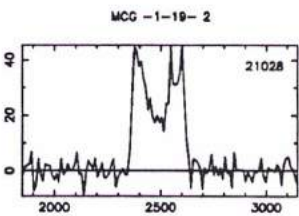
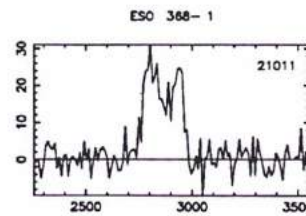
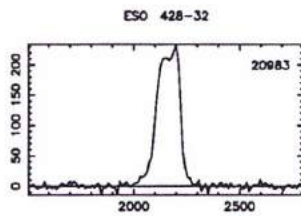
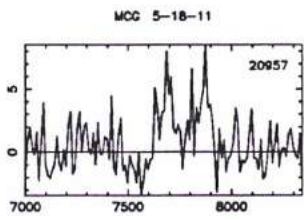
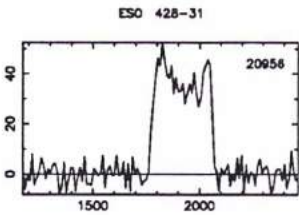
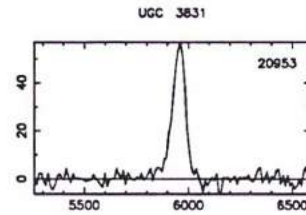
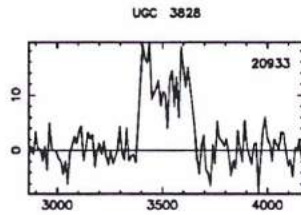
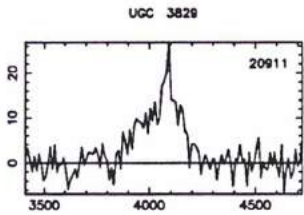
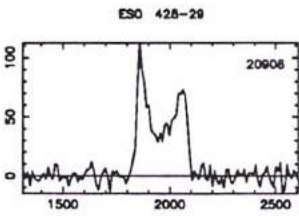
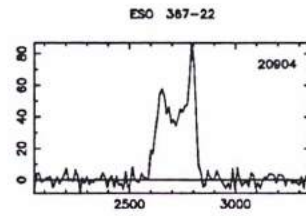
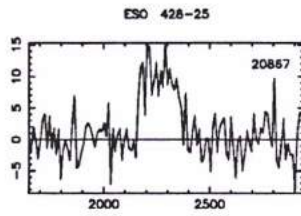
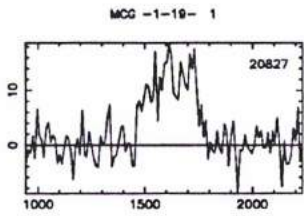
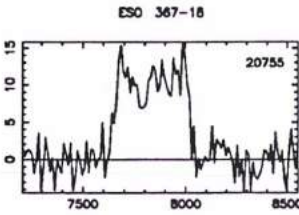
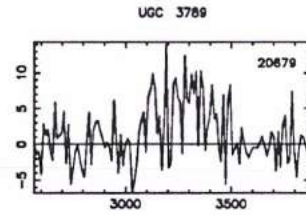
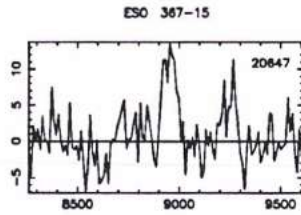
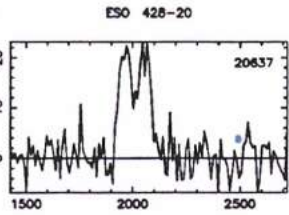
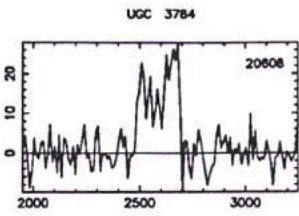
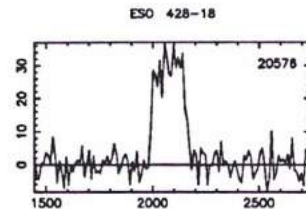
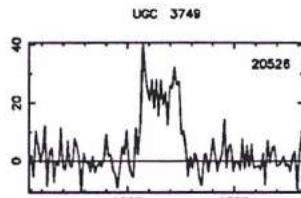
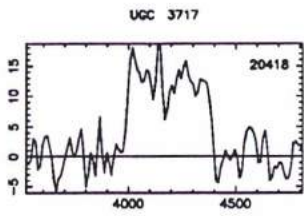


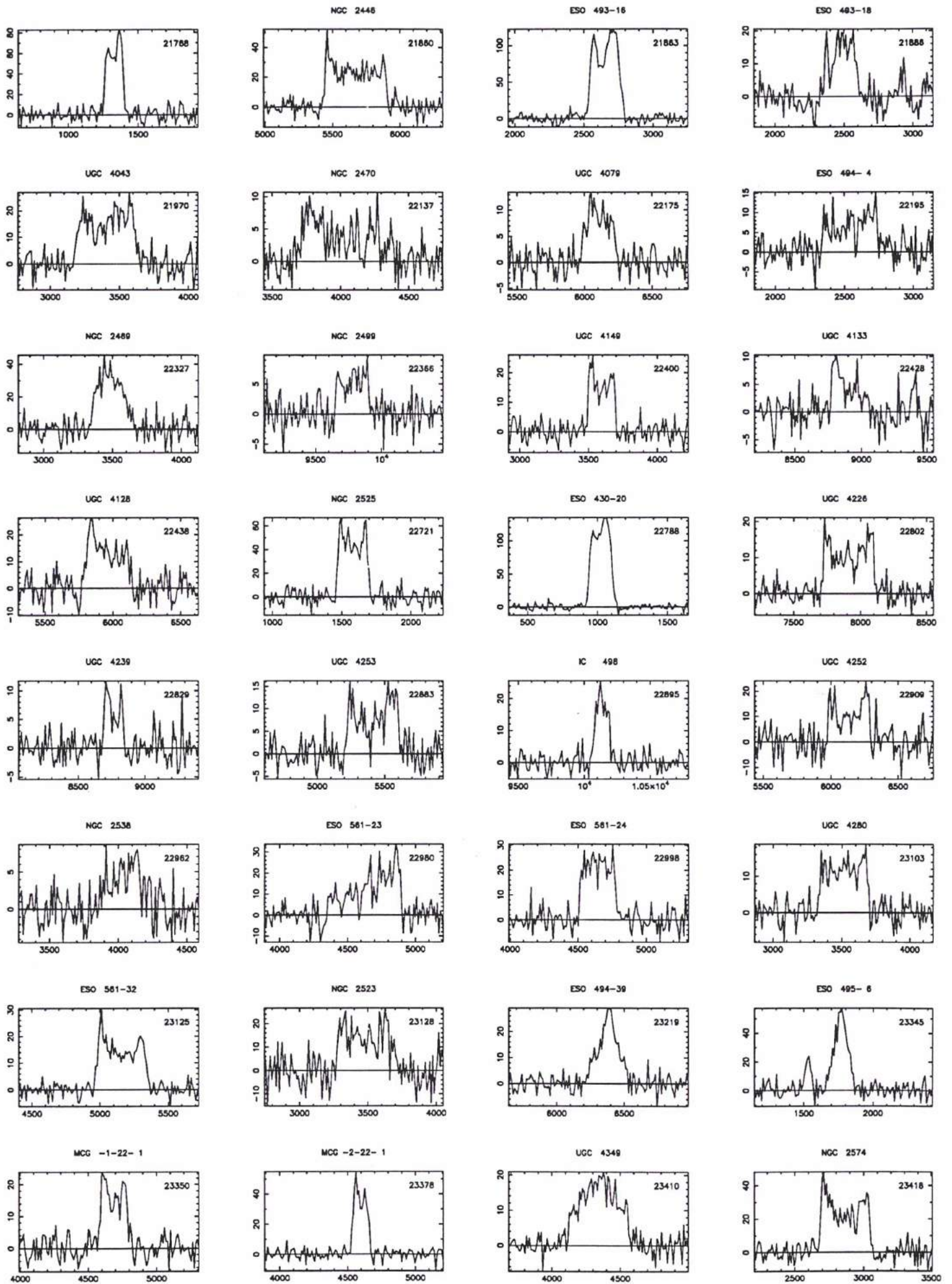
UGC 3738

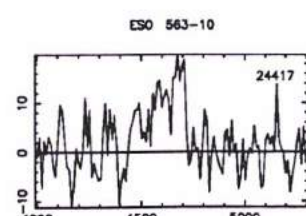
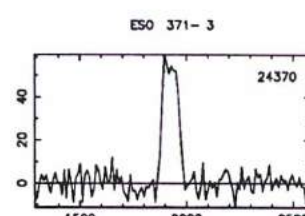
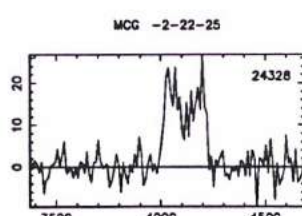
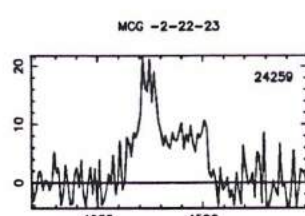
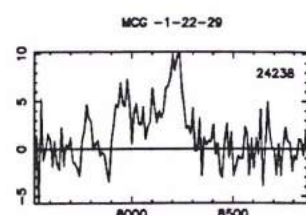
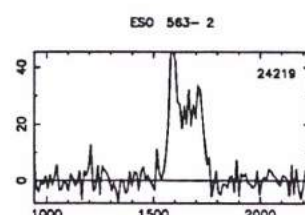
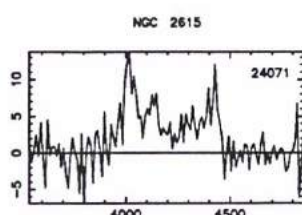
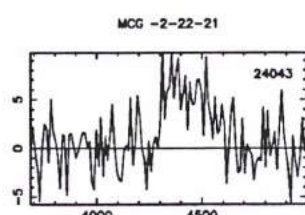
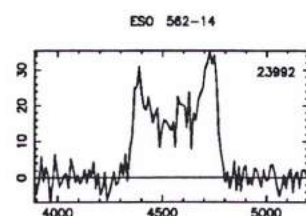
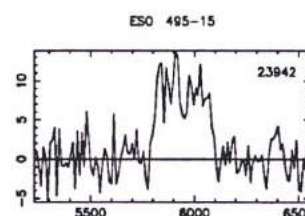
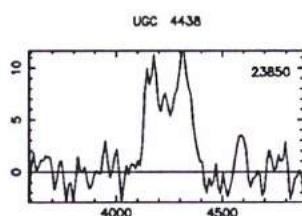
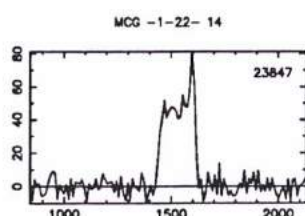
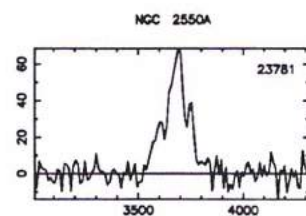
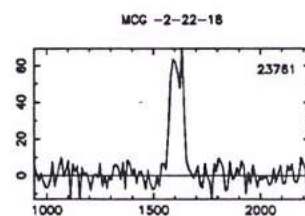
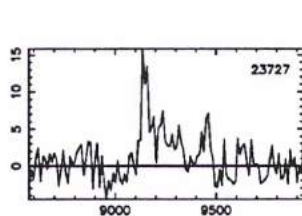
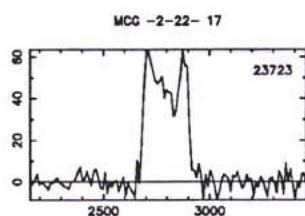
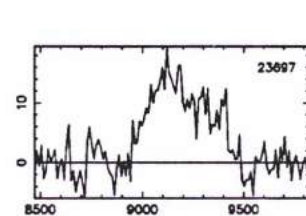
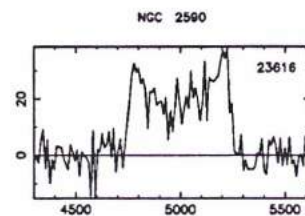
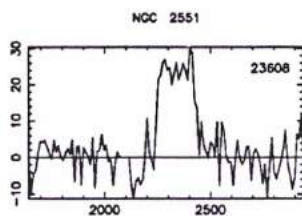
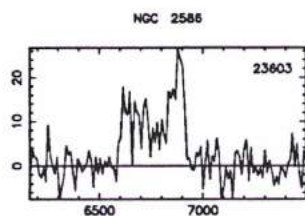
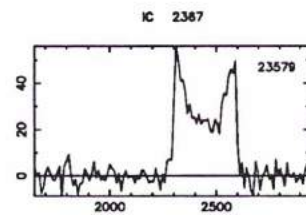
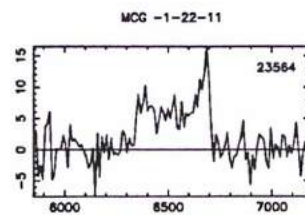
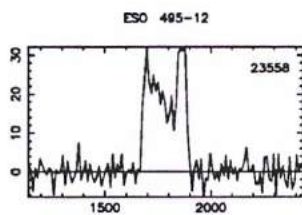
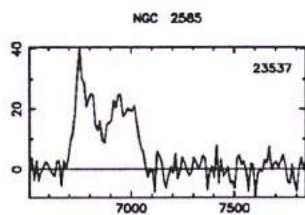
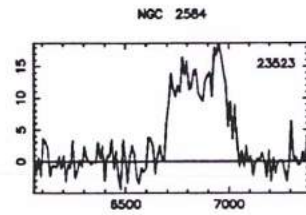
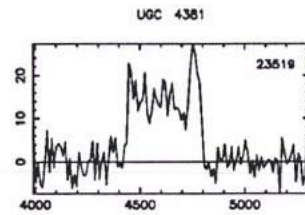
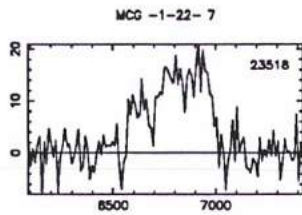
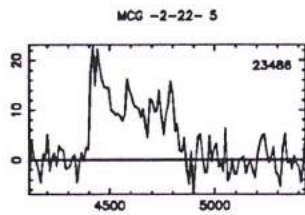
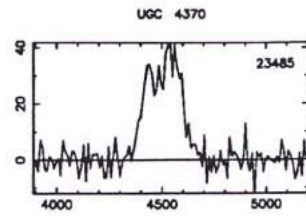
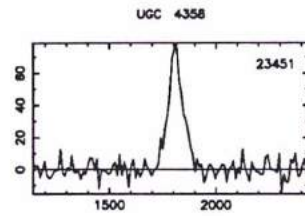
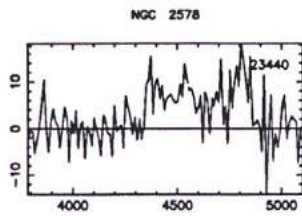
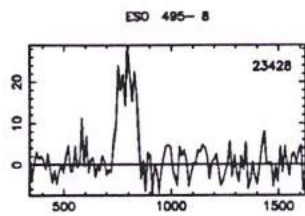


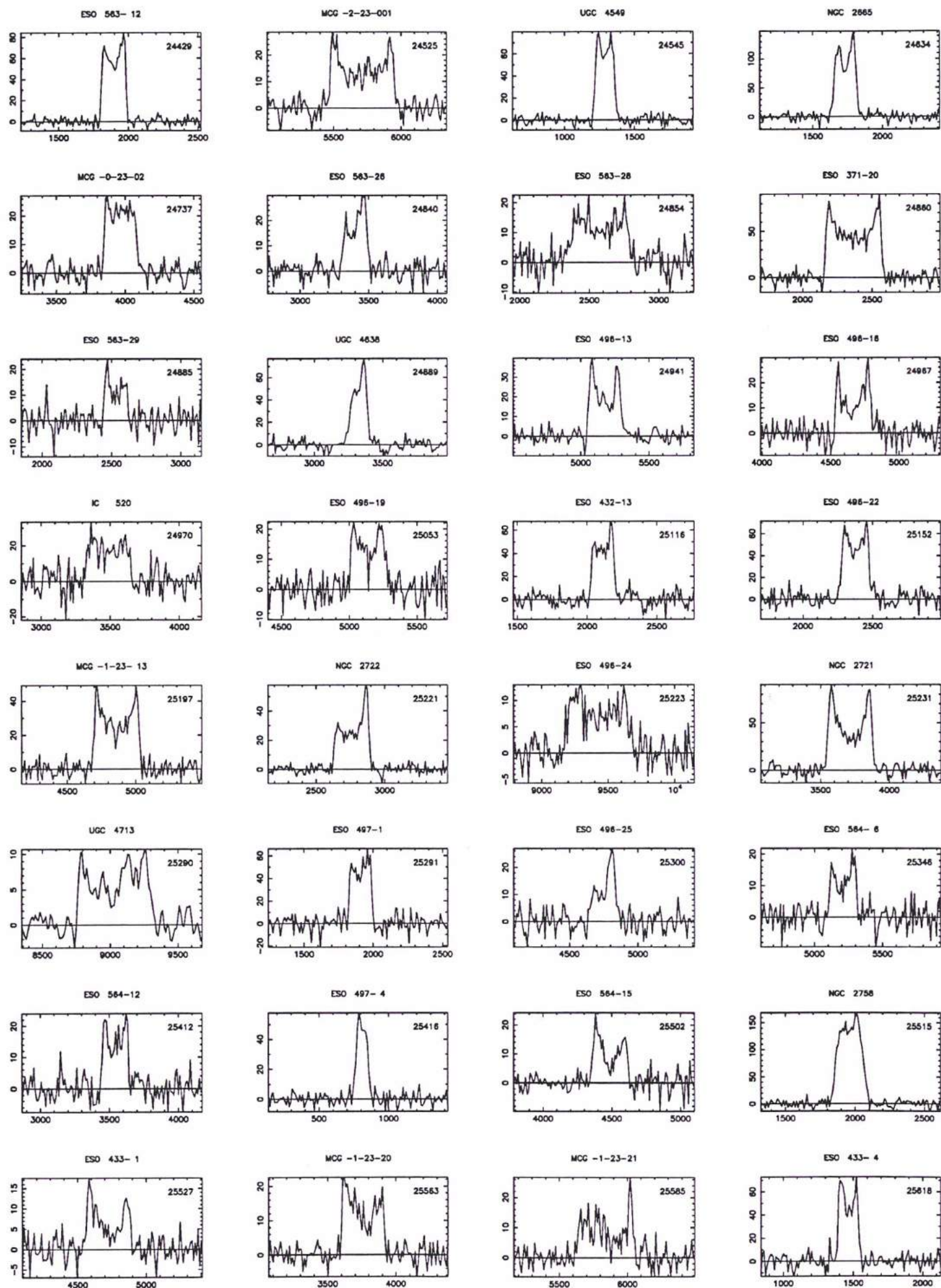
UGC 3736

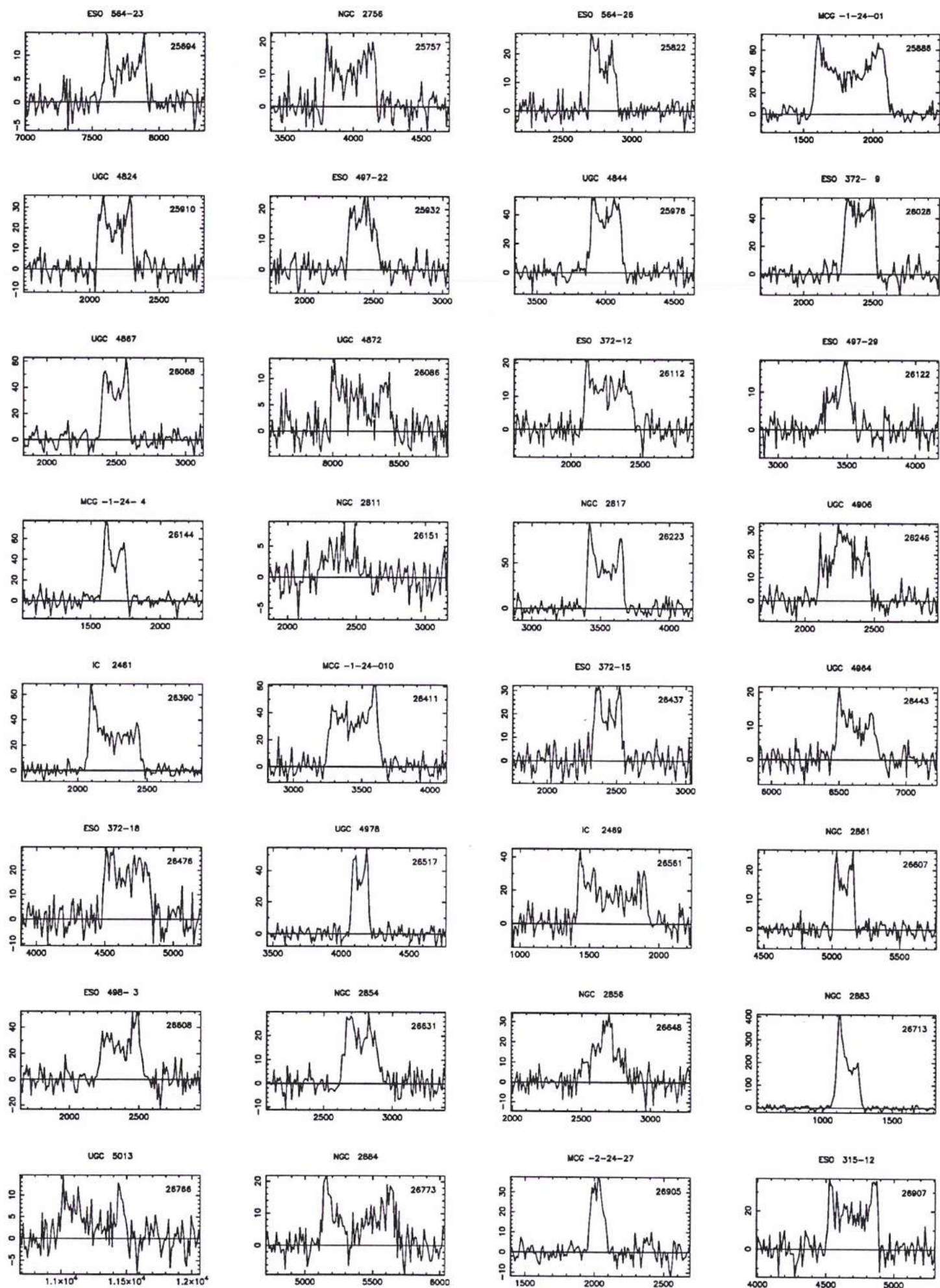






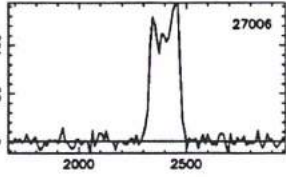




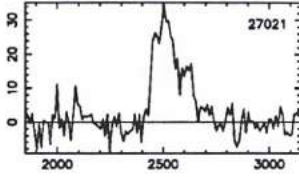




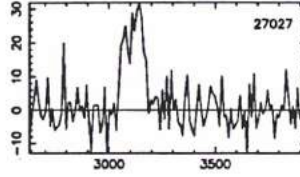
ESO 373-5



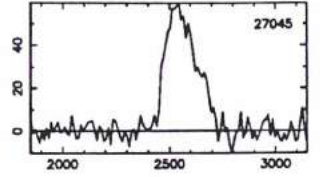
ESO 434-10



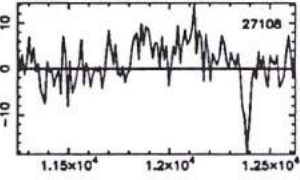
UGC 5052



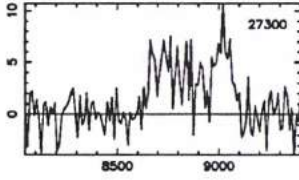
ESO 434-11



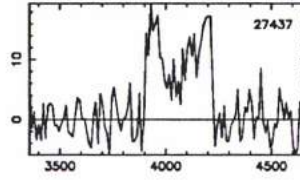
UGC 5077



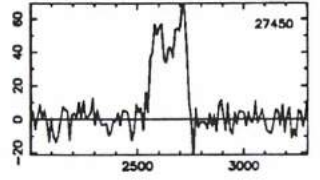
ESO 498-15



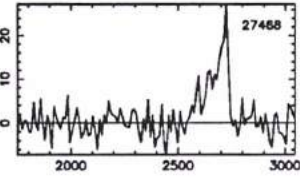
UGC 5129



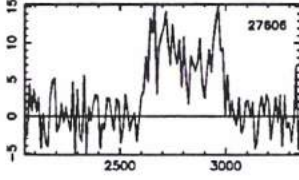
ESO 373-12



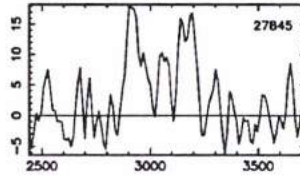
ESO 373-13



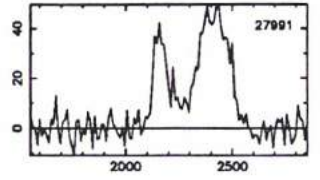
ESO 373-19



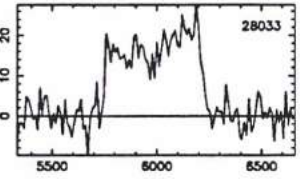
NGC 2977



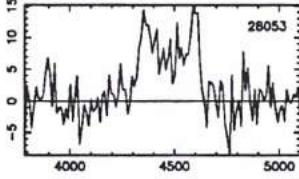
NGC 2993



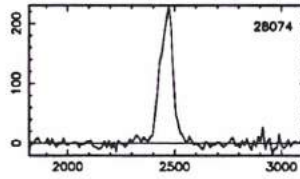
IC 564



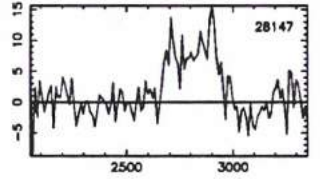
ESO 499-4



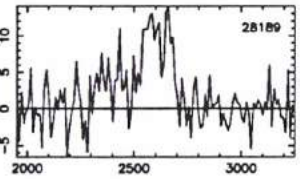
ESO 373-28



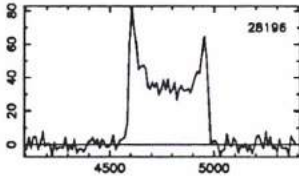
IC 2510



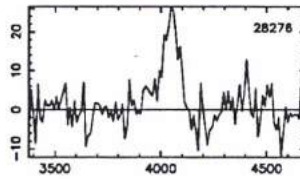
ESO 434-43



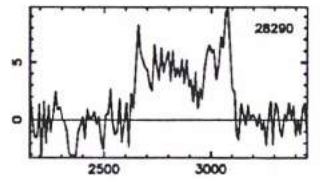
NGC 2998



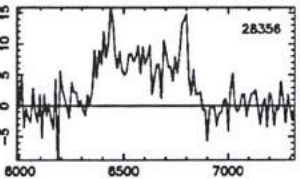
NGC 3028



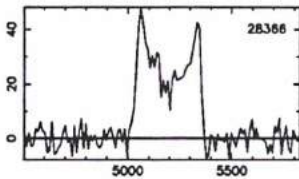
IC 2513



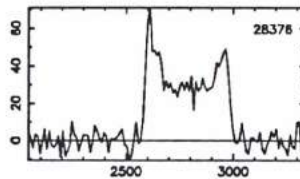
MCG -1-25-49



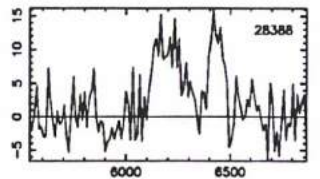
UGC 5208



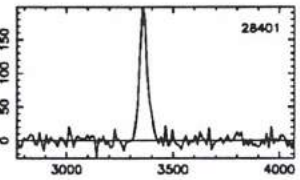
NGC 3036



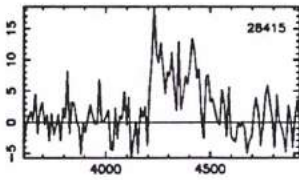
MCG -1-25-50



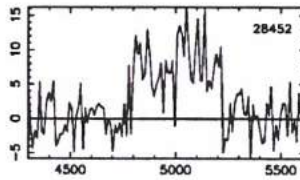
UGC 5277



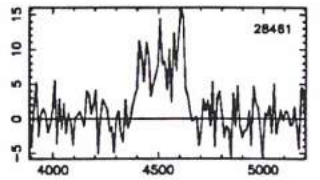
NGC 3035



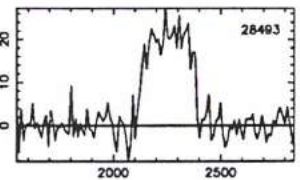
NGC 3039



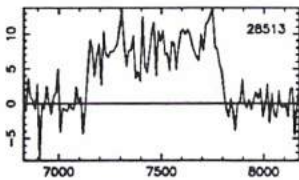
ESO 435-4



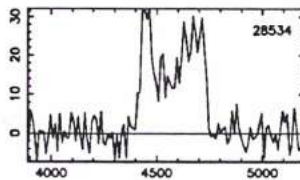
ESO 566-22



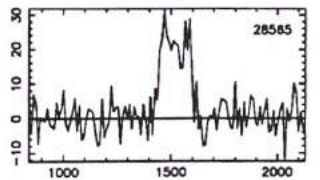
NGC 3058

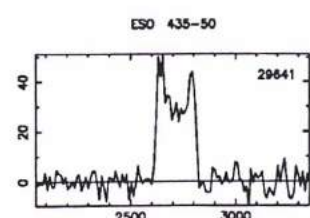
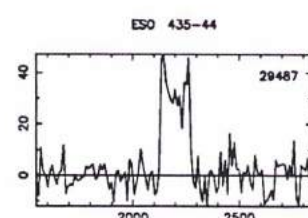
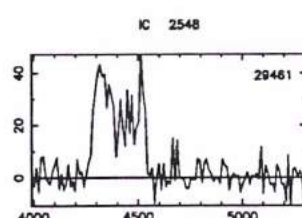
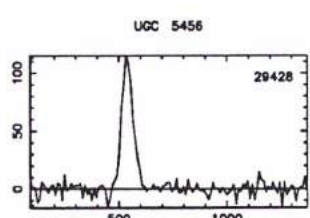
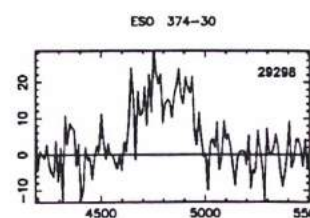
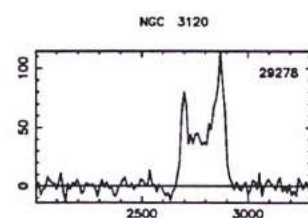
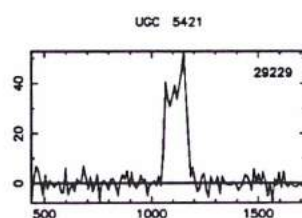
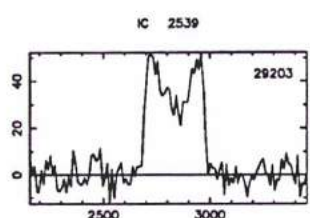
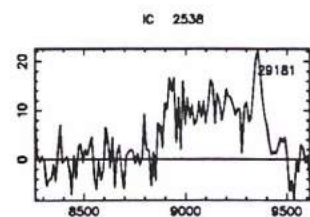
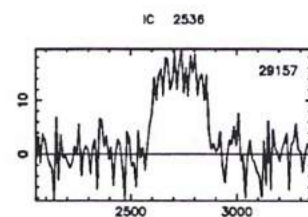
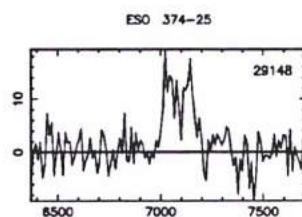
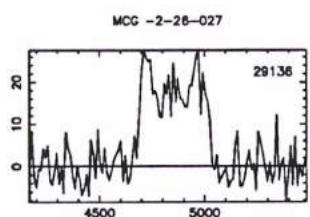
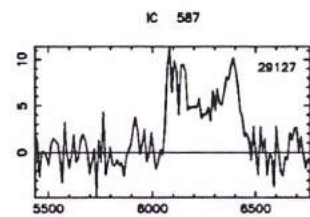
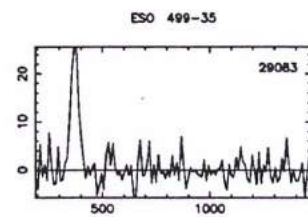
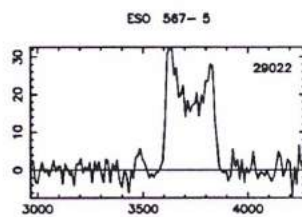
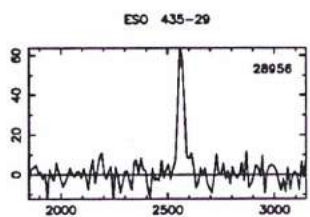
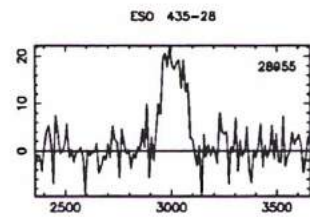
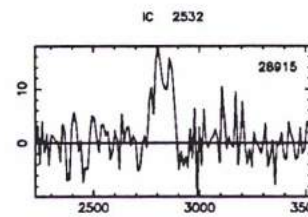
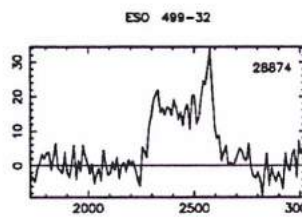
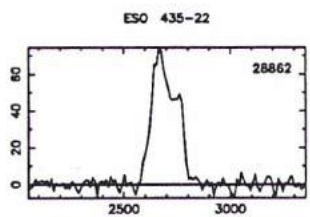
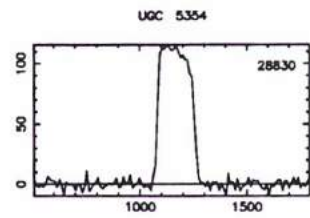
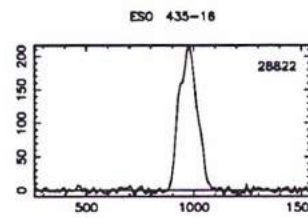
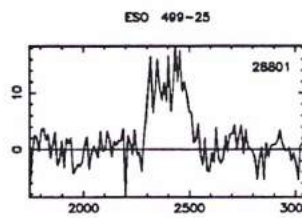
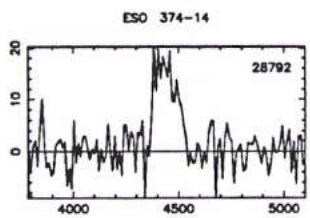
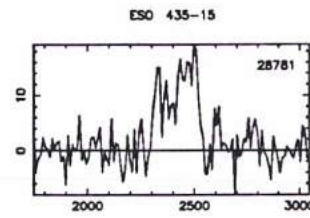
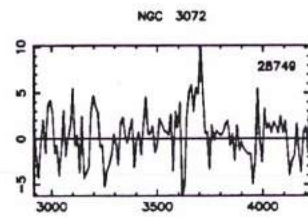
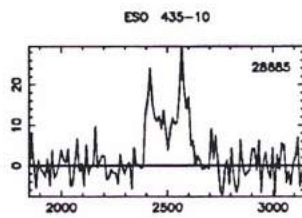
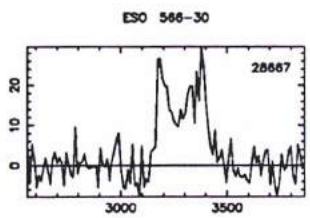
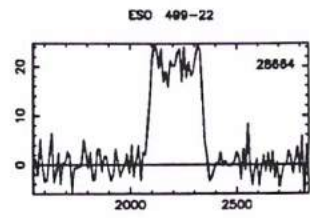
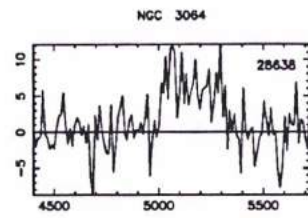
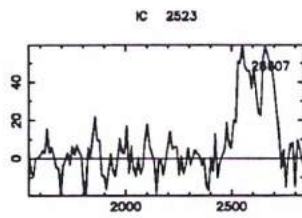
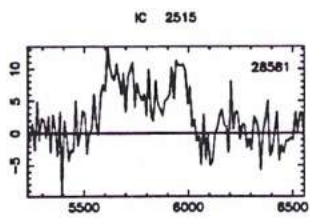


ESO 435-5

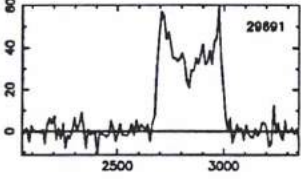


ESO 374-8

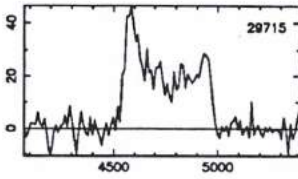




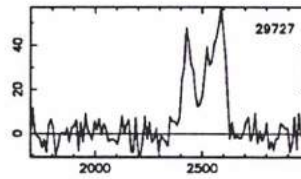
NGC 3157



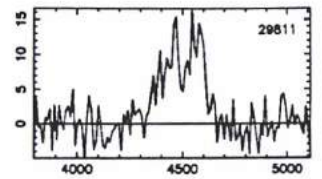
UGC 5499



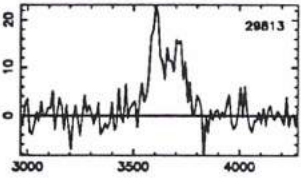
IC 2556



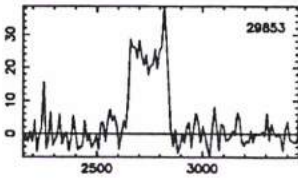
ESO 374-45A



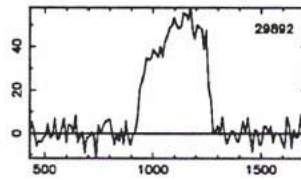
UGC 5514



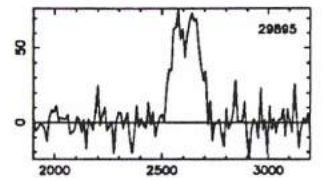
ESO 374-47



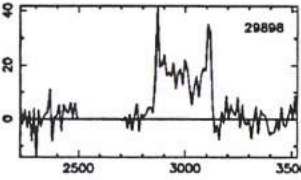
NGC 3175



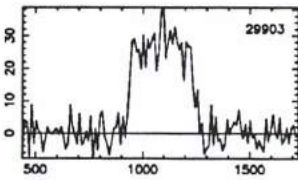
IC 2558



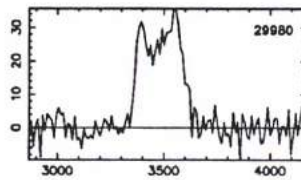
IC 2559



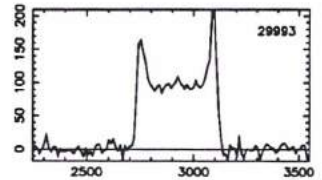
ESO 438-4



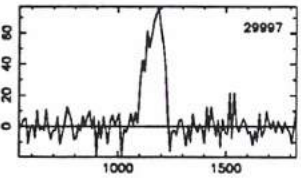
NGC 3178



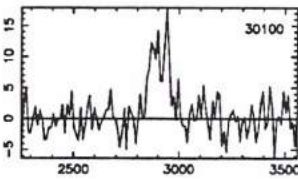
IC 2580



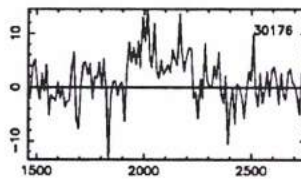
UGC 5540



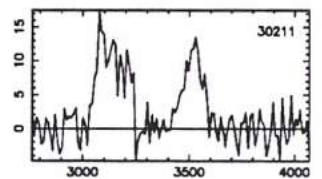
ESO 438-4



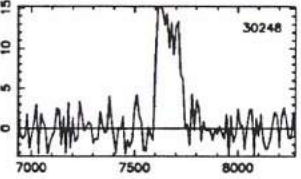
NGC 3182



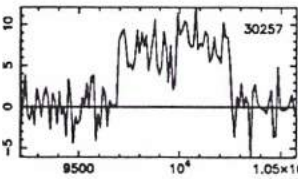
ESO 567-53



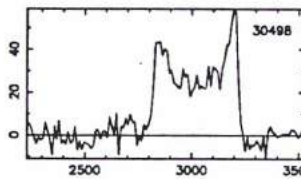
ESO 317-18



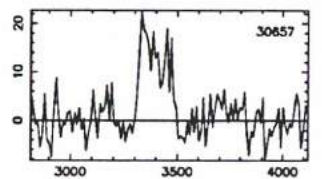
ESO 500-31



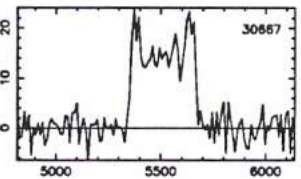
NGC 3241



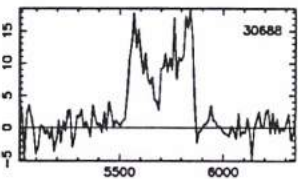
NGC 3249



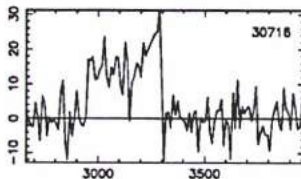
ESO 568-10



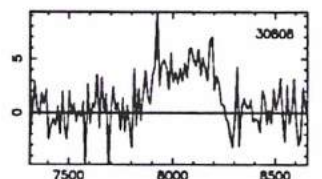
ESO 568-12



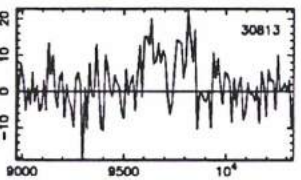
ESO 375-28



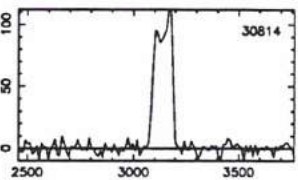
MCG 3-27-48



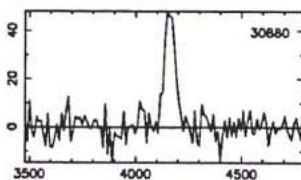
NGC 3212



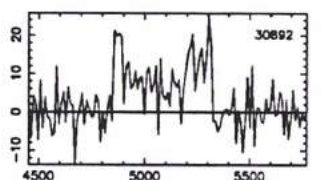
IC 2580



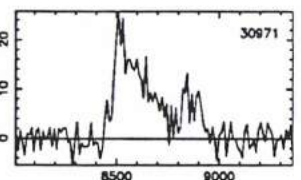
IC 2582



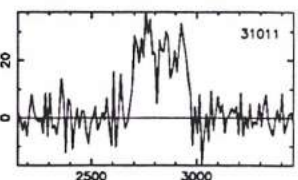
NGC 3251



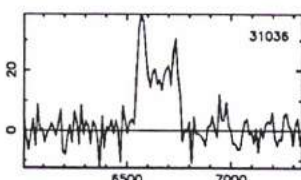
UGC 5698



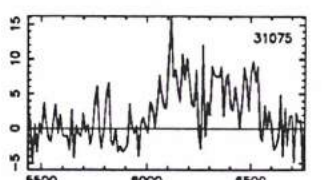
UGC 5689

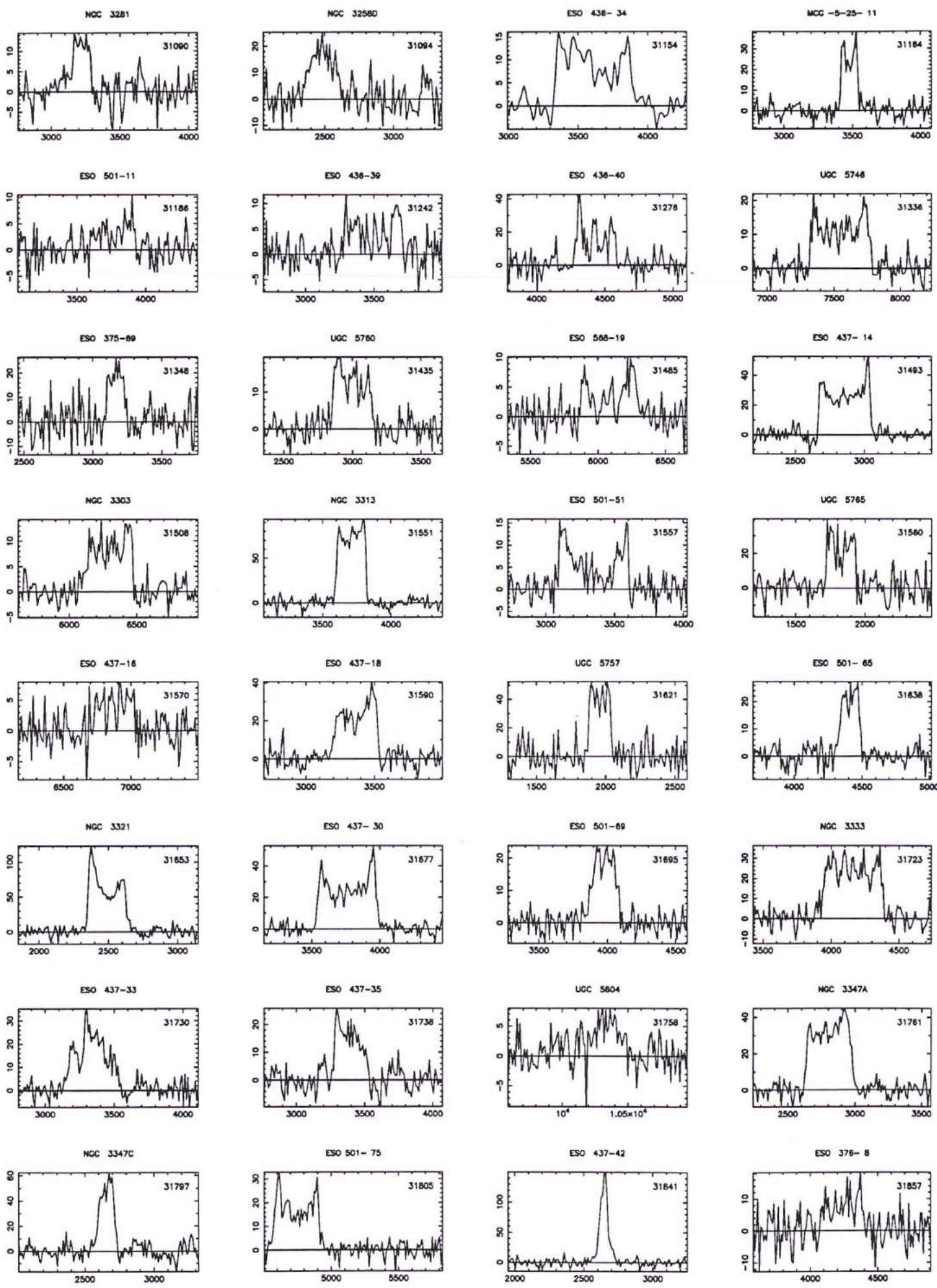


UGC 5700

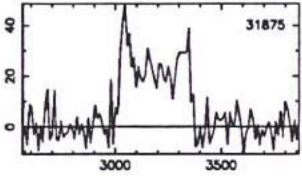


UGC 5713

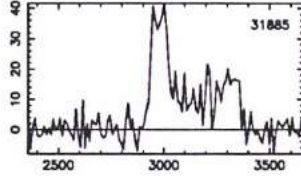




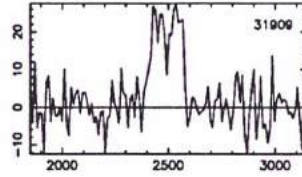
NGC 3347B



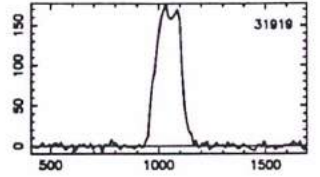
ESO 376-11



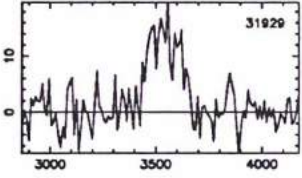
ESO 437-47



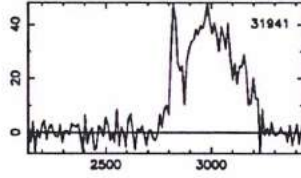
ESO 501-80



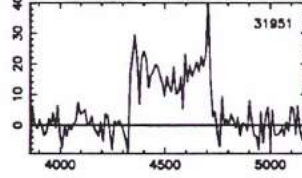
ESO 568-23



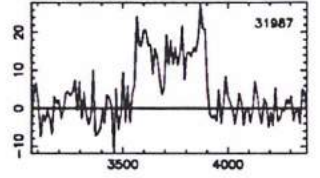
NGC 3354



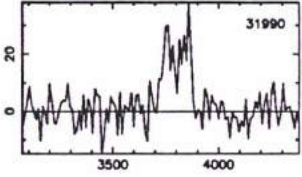
ESO 501-82



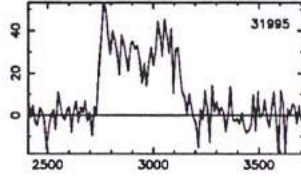
ESO 501-88



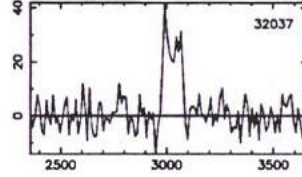
ESO 501-85



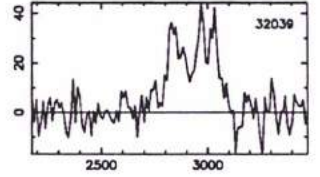
ESO 318-4



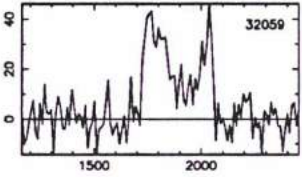
ESO 376-18



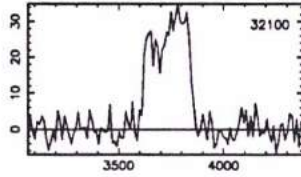
ESO 437-56



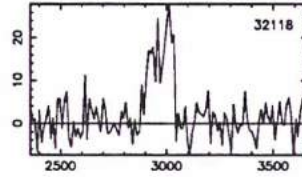
NGC 3328



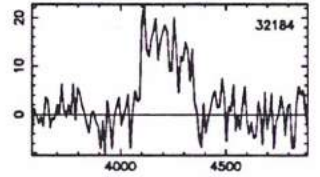
ESO 569-3



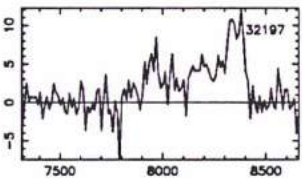
ESO 376-19



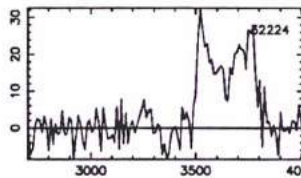
ESO 376-20



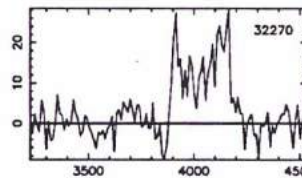
MCG - 3-26-3



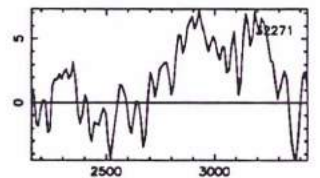
NGC 3383



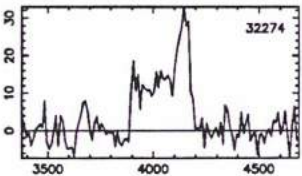
NGC 3450



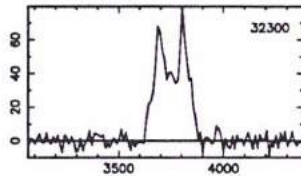
NGC 3360



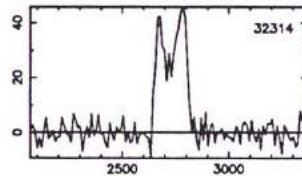
ESO 569-7



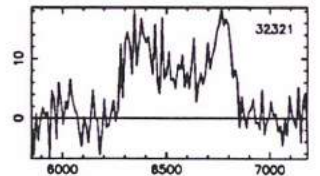
NGC 3393



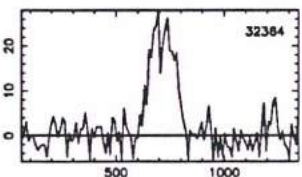
NGC 3364



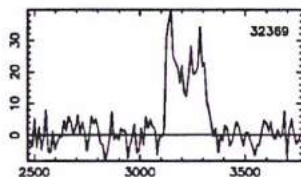
UGC 5904



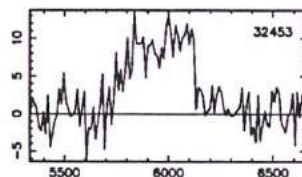
UGC 5623



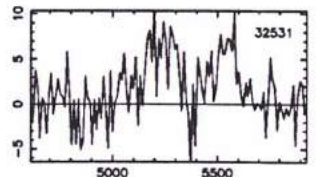
ESO 437-65



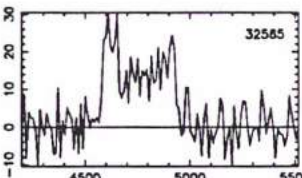
NGC 3420



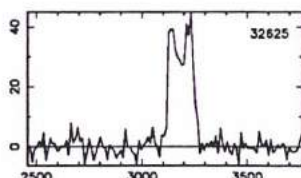
NGC 3431



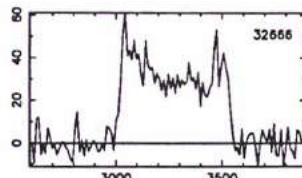
ESO 376-23



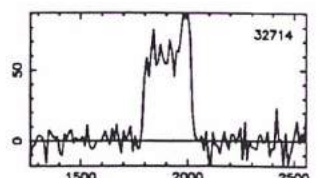
ESO 437-67

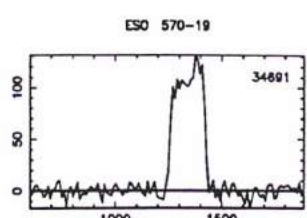
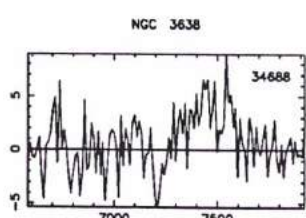
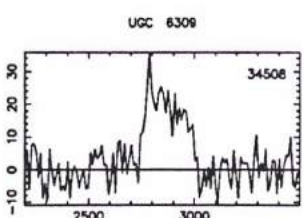
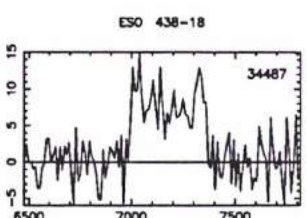
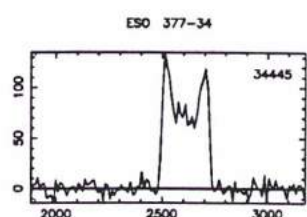
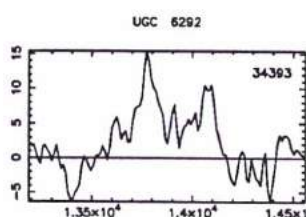
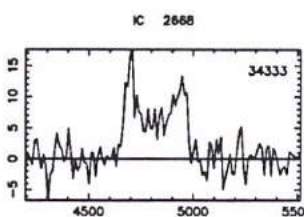
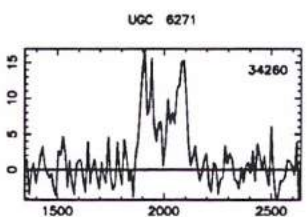
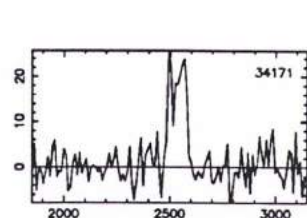
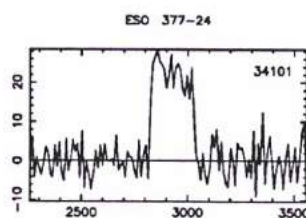
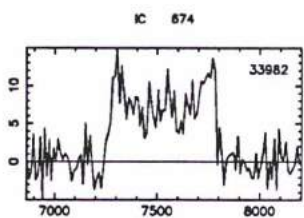
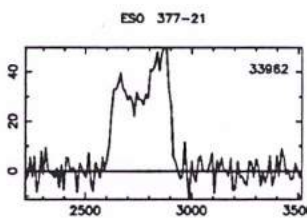
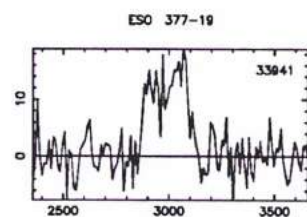
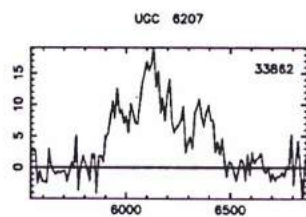
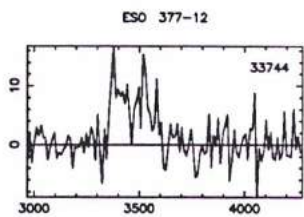
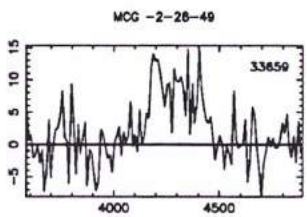
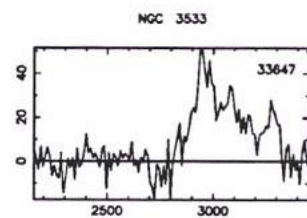
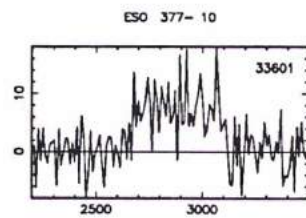
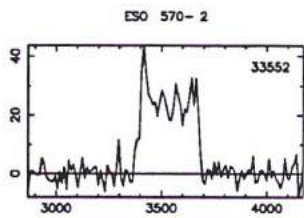
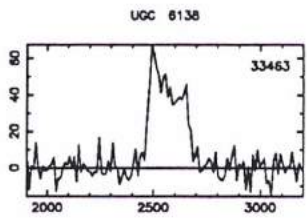
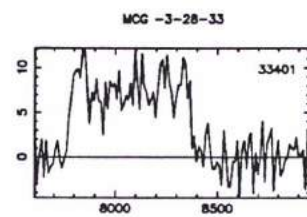
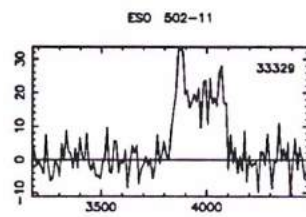
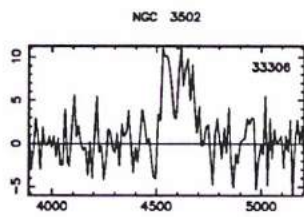
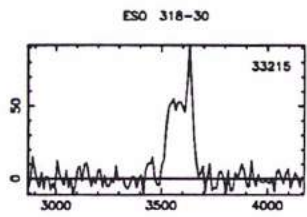
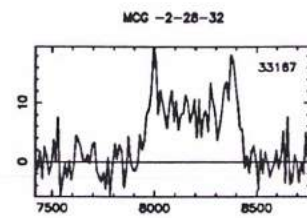
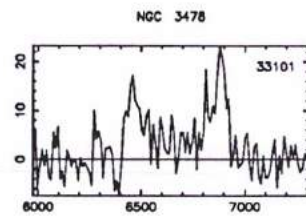
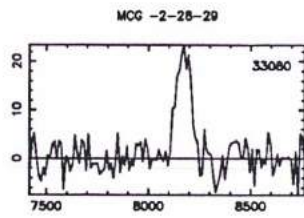
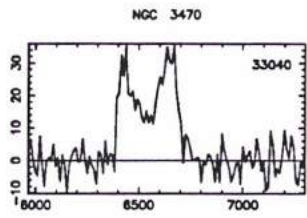
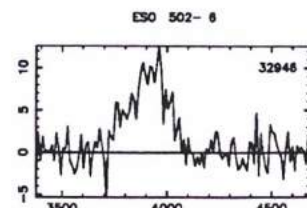
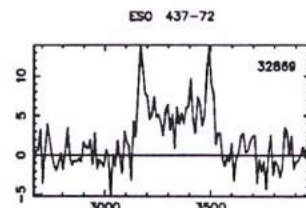
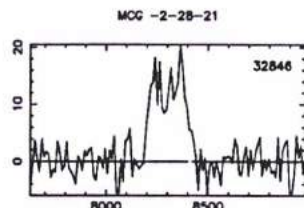
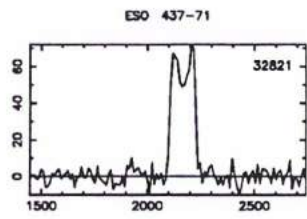


NGC 3449

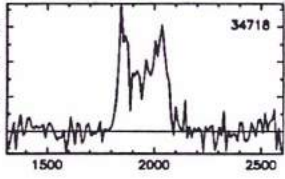


NGC 3440

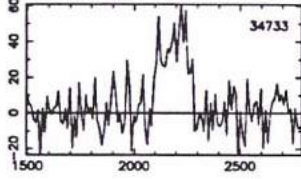




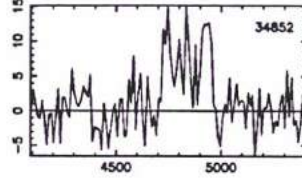
NGC 3625



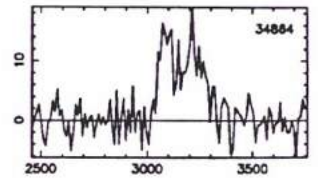
UGC 6355



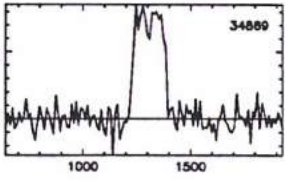
MCG -2-29-21



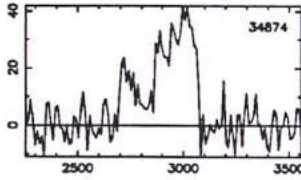
UGC 6383



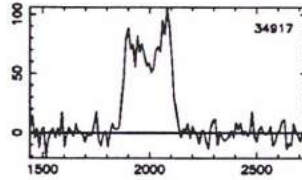
UGC 6378



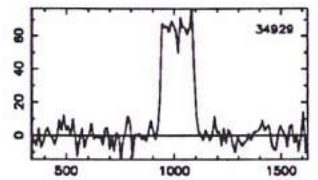
ESO 319-18



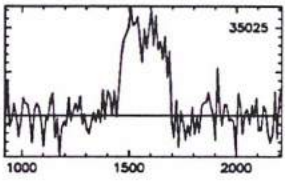
NGC 3652



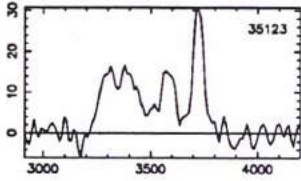
UGC 6390



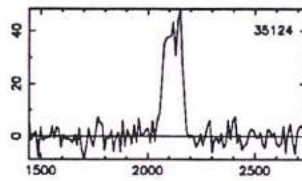
NGC 3654



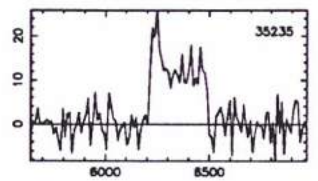
NGC 3688



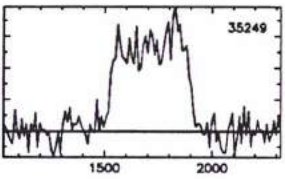
UGC 6433



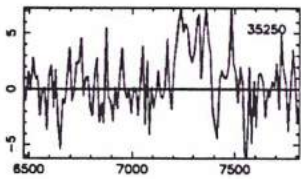
UGC 6454



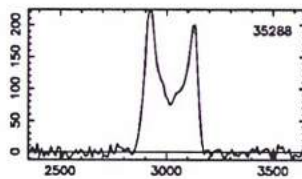
NGC 3683



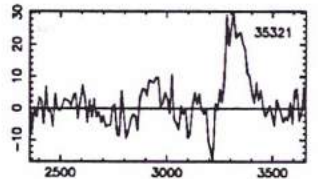
ESO 439-10



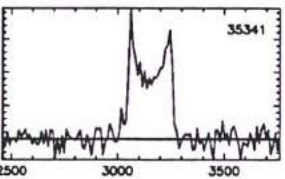
ESO 378-03



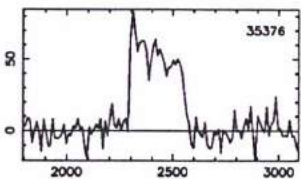
NGC 3690



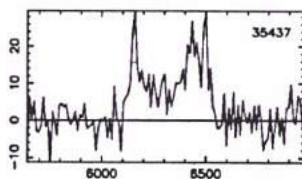
ESO 378-5



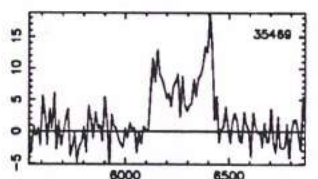
NGC 3683A



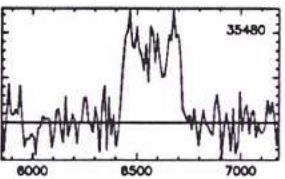
UGC 6497



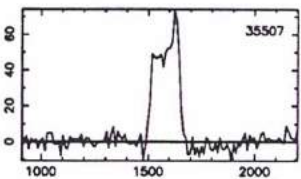
IC 2889



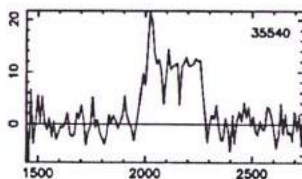
MCG -2-29-39



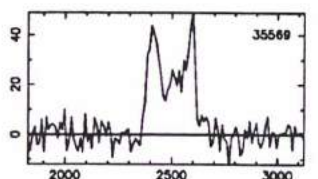
NGC 3712



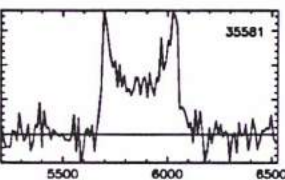
NGC 3715



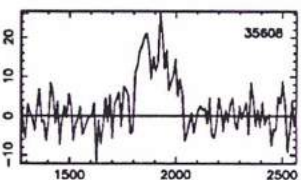
UGC 6517



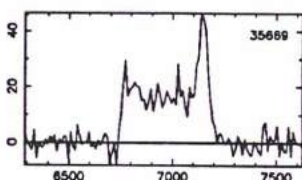
NGC 3719



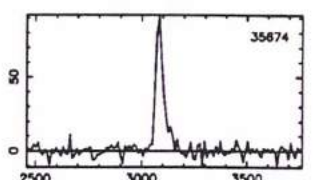
NGC 3752



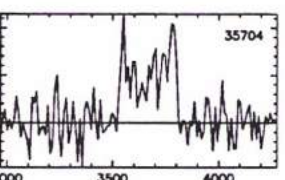
NGC 3728



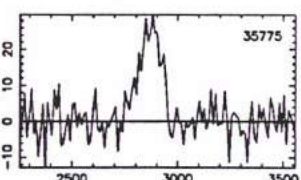
UGC 6538



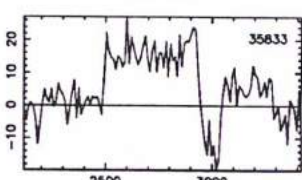
ESO 320-4



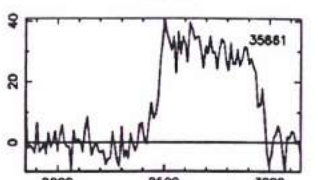
ESO 320-4

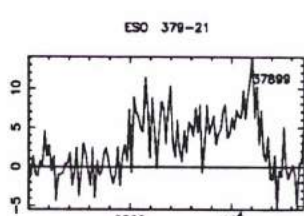
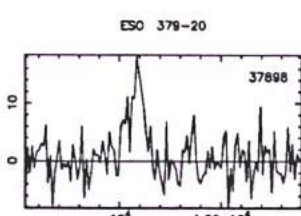
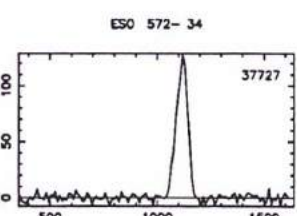
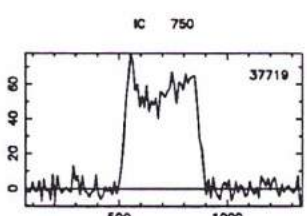
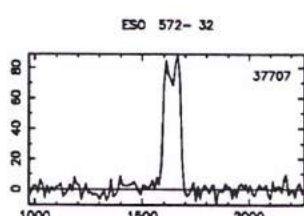
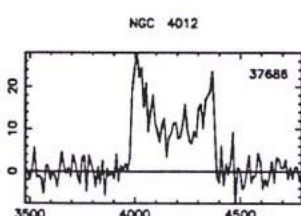
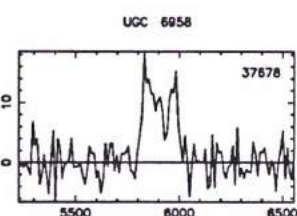
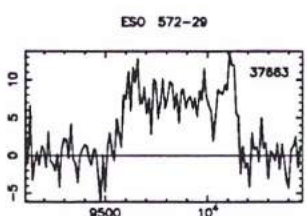
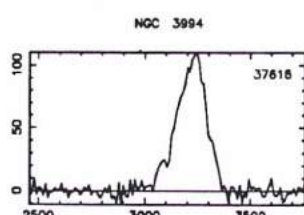
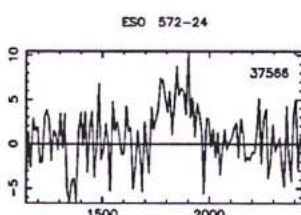
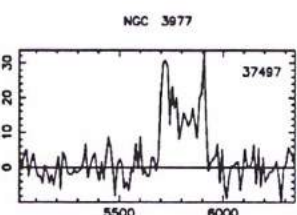
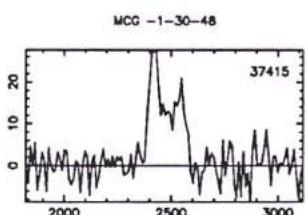
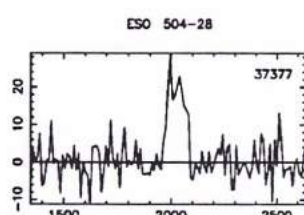
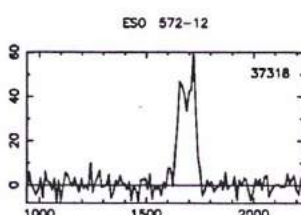
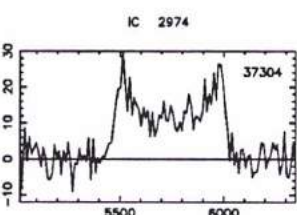
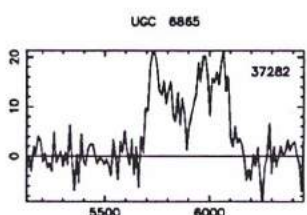
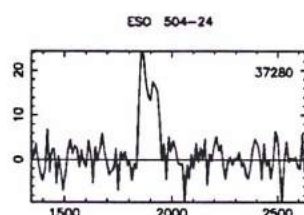
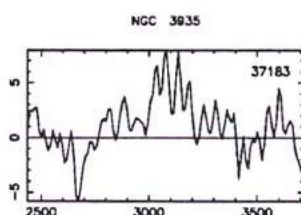
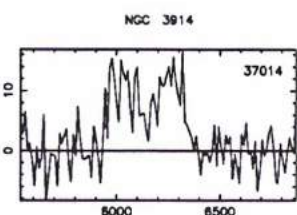
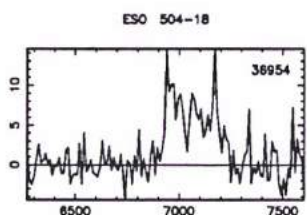
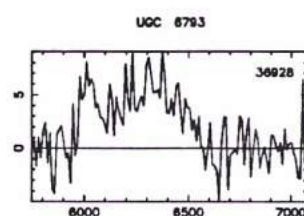
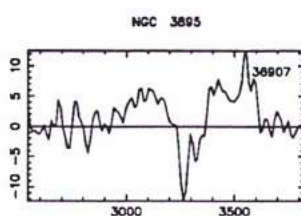
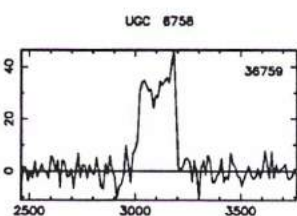
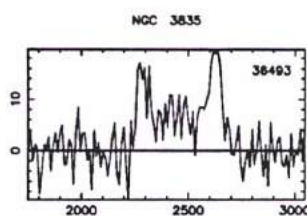
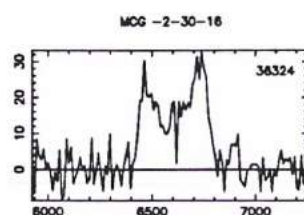
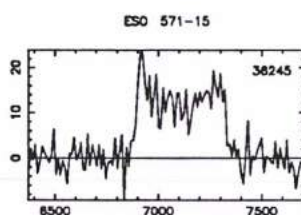
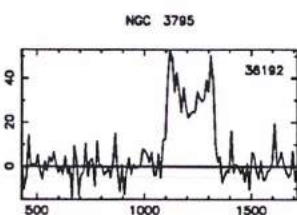
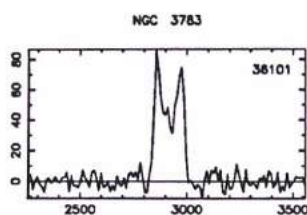
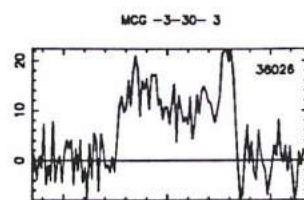
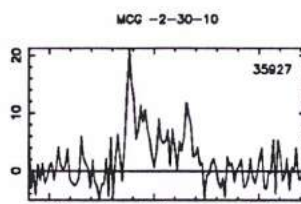
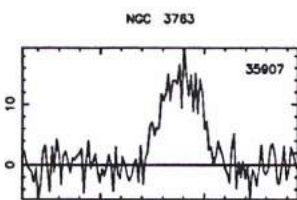
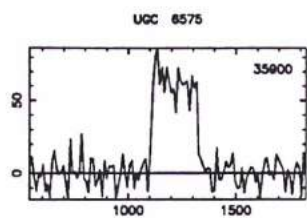


NGC 3742



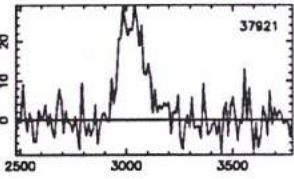
NGC 3749



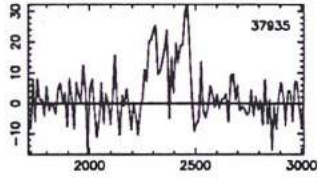




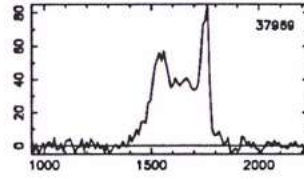
ESO 379-22



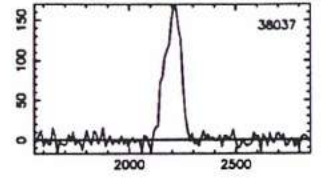
NGC 4034



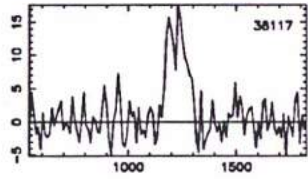
NGC 4039



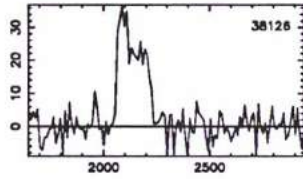
ESO 440-44



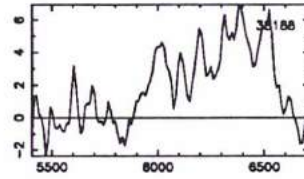
UGC 7035



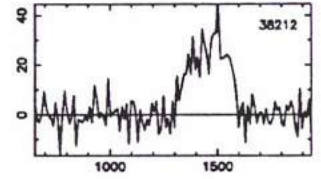
ESO 505-9



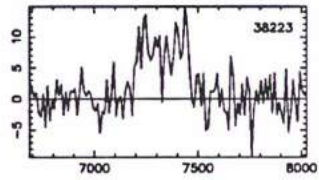
UGC 7057



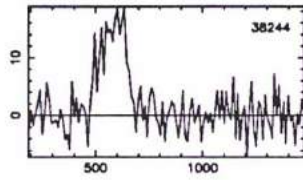
NGC 4081



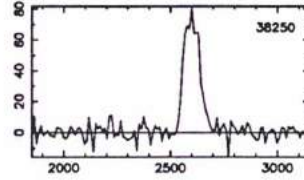
ESO 440-47



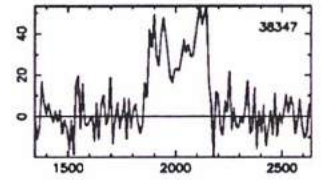
NGC 4080



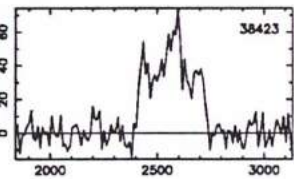
UGC 7070



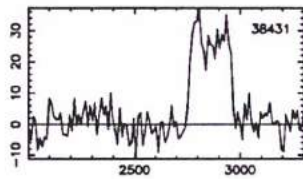
UGC 7086



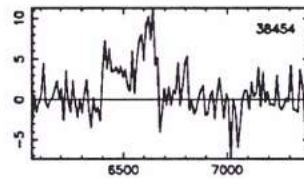
NGC 4108



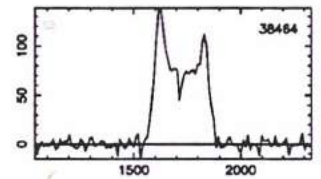
ESO 379-27



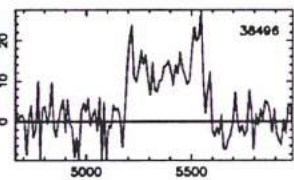
MCG 3-31-41



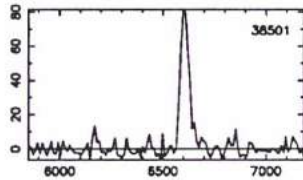
IC 3005



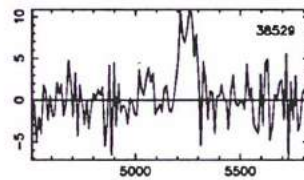
MCG -2-31-19



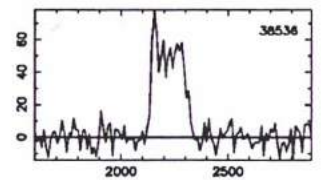
ESO 441-5



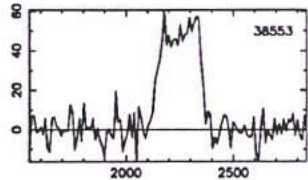
MCG -3-31-23



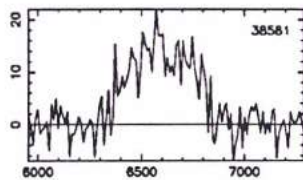
ESO 441-7



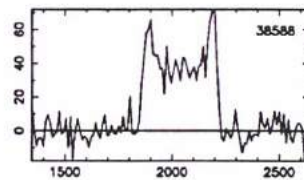
NGC 4120



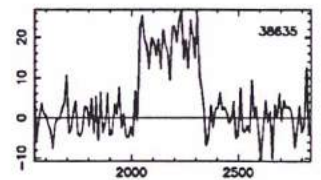
ESO 379-28



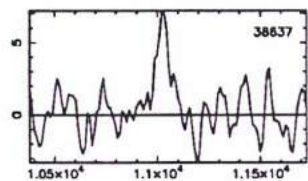
IC 3015



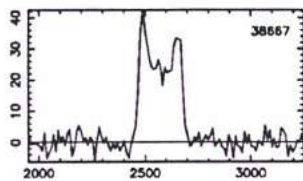
ESO 441-12



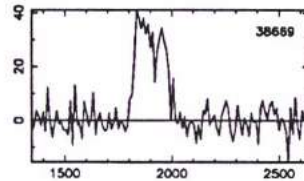
UGC 7138



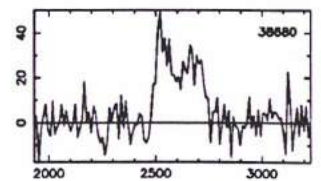
UGC 7143



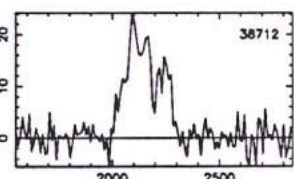
NGC 4141



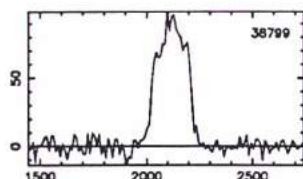
UGC 7153



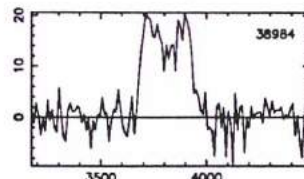
ESO 441-14



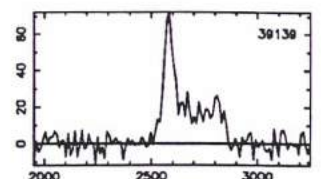
ESO 441-17



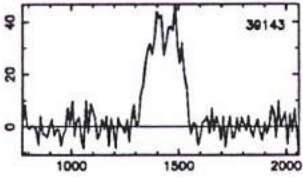
UGC 7221



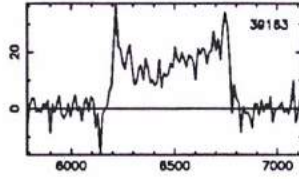
ESO 380-2



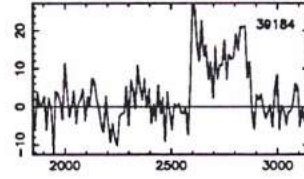
NGC 4205



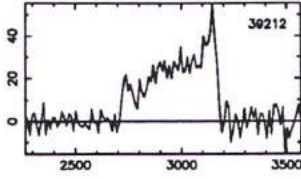
ESO 441-22



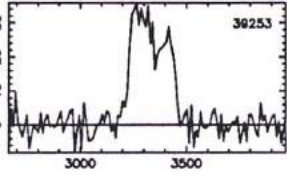
NGC 4210



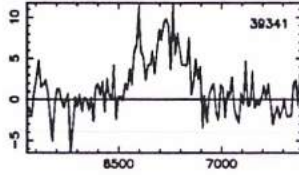
ESO 380-8



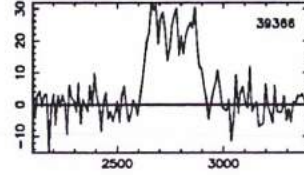
ESO 441-24



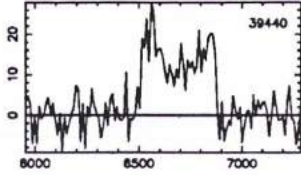
NGC 4228



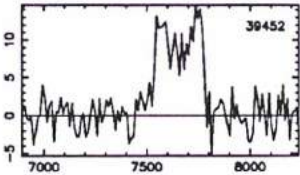
NGC 4238



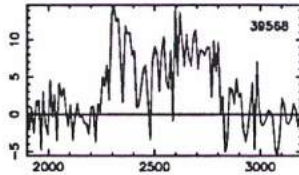
UGC 7327



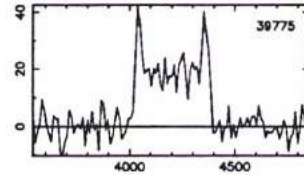
ESO 573-8



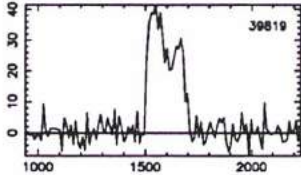
NGC 4258



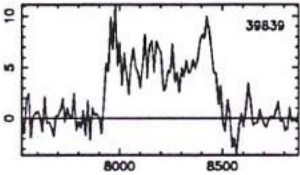
NGC 4284



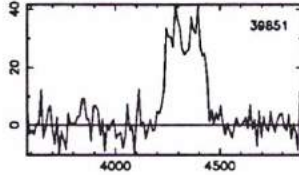
UGC 7394



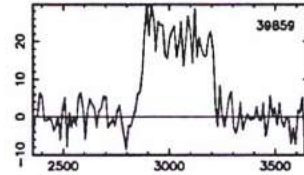
ESO 573-12



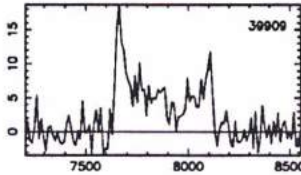
MCG -2-32-5



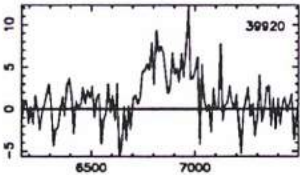
NGC 4290



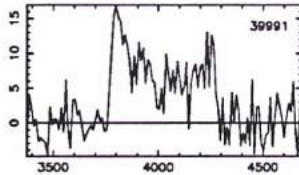
ESO 573-13



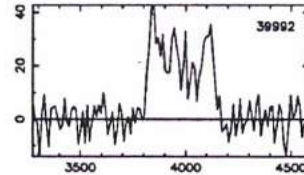
ESO 573-14



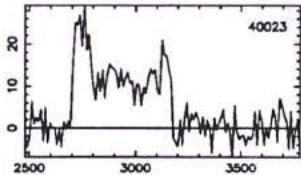
ESO 506-4



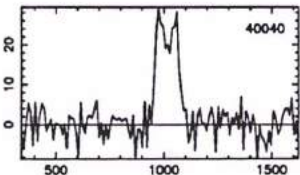
ESO 506-3



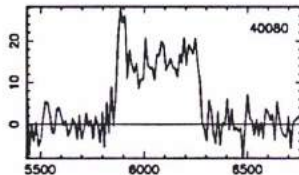
ESO 380-19



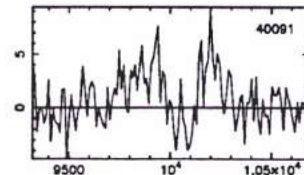
IC 3215



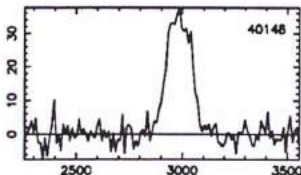
ESO 573-16



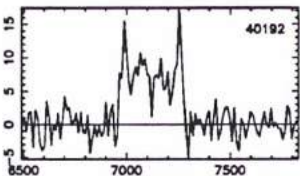
ESO 573-17



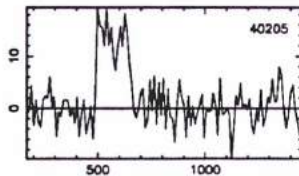
ESO 380-21



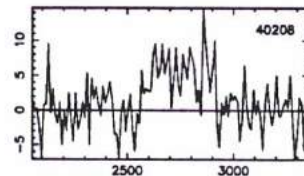
NGC 4326



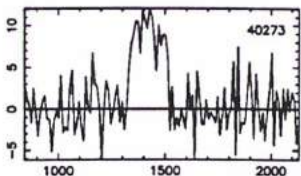
NGC 4338



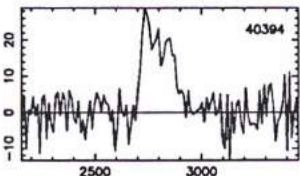
ESO 380-23



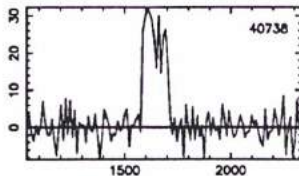
IC 3259



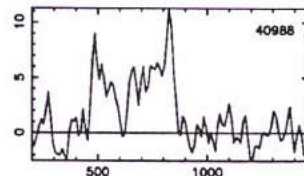
ESO 380-25



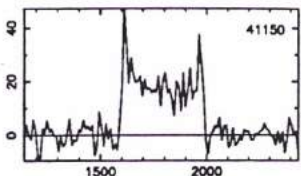
ESO 573-22



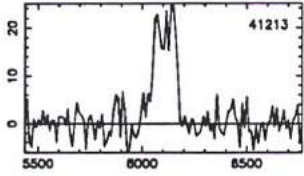
NGC 4448



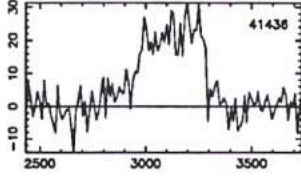
NGC 4482



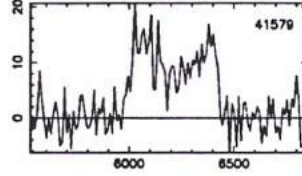
ESO 380-35



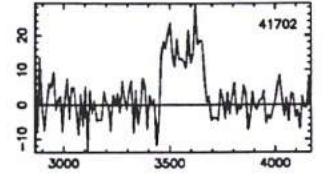
NGC 4500



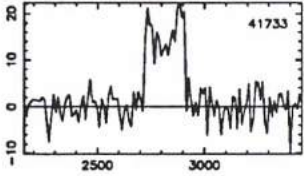
UGC 7689



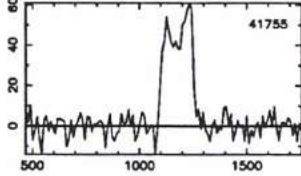
ESO 442- 2



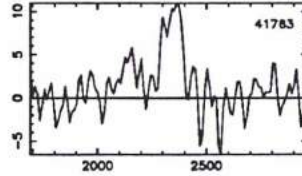
ESO 506-18



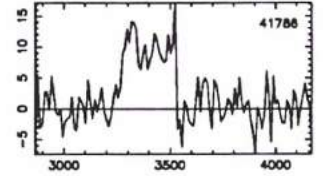
NGC 4525



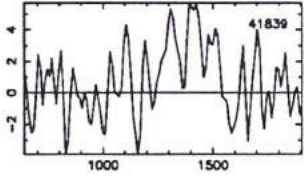
IC 800



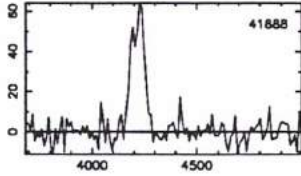
ESO 506-19



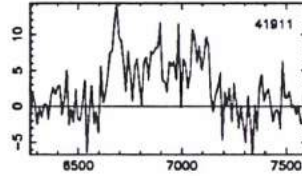
NGC 4539



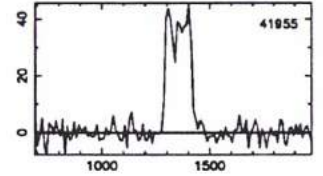
ESO 380-48



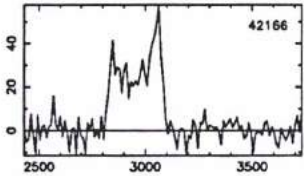
NGC 4541



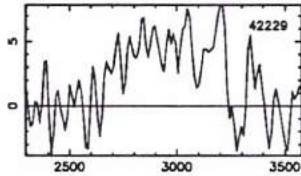
NGC 4582



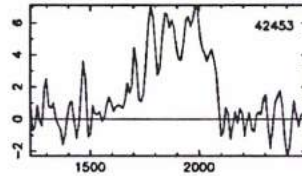
NGC 4574



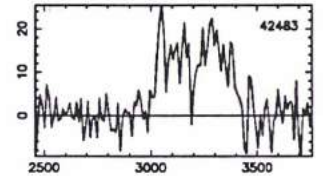
ESO 380-50



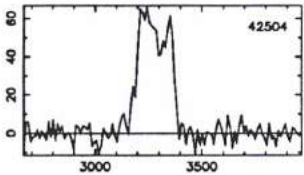
NGC 4599



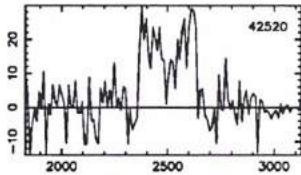
ESO 381- 6



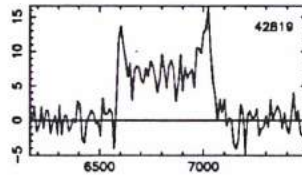
IC 3639



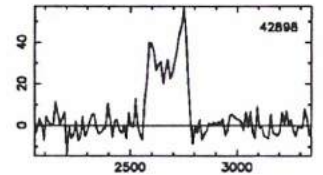
UGC 7848



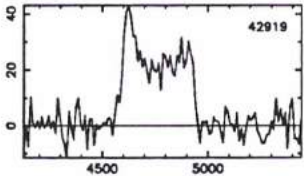
ESO 574-24



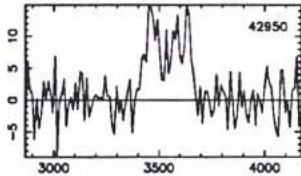
ESO 381- 6



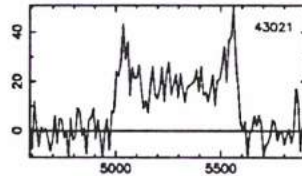
UGC 7922



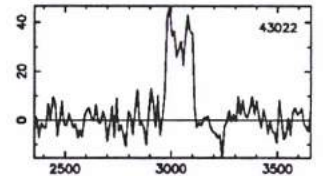
ESO 574-28



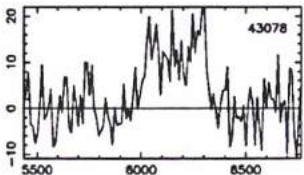
ESO 507 - 7



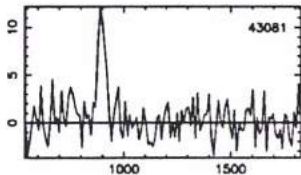
ESO 507- 8



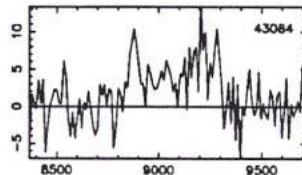
UGC 7956



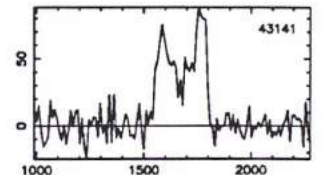
MCG 8-23- 92



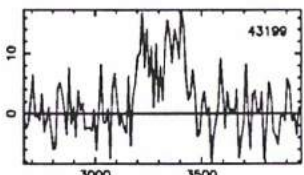
ESO 442-21



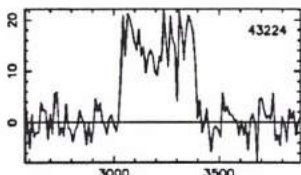
NGC 4663



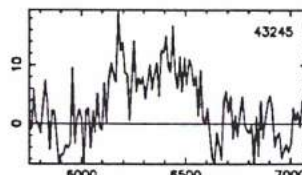
ESO 574-32



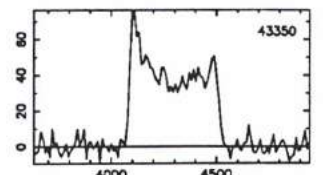
ESO 507-13



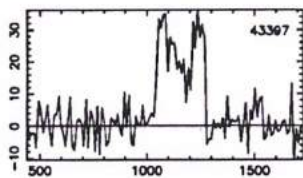
ESO 574-34



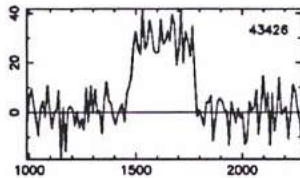
NGC 4705



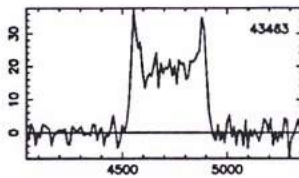
UGC 7982



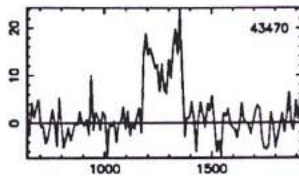
NGC 4750



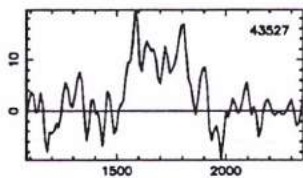
NGC 4718



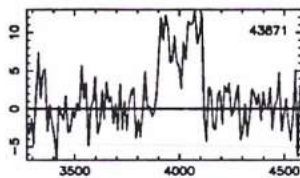
UGC 7991



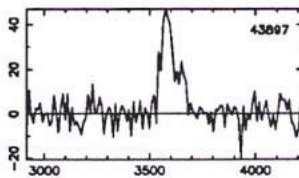
NGC 4749



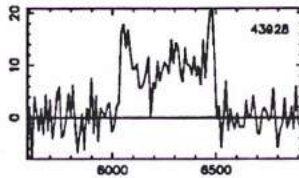
ESO 575-21



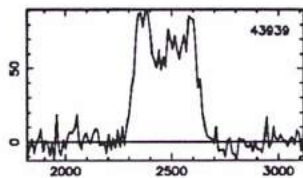
ESO 443-3



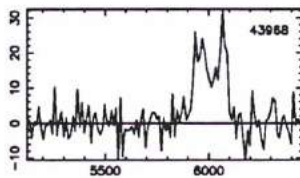
MCG -2-33-52



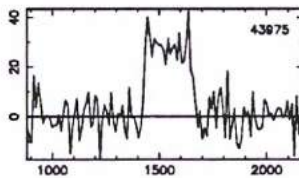
NGC 4793



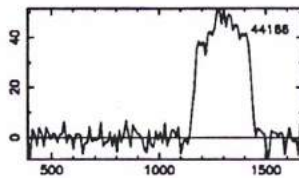
MCG RCG 26-8



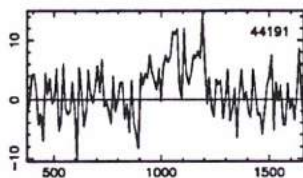
UGC 8052



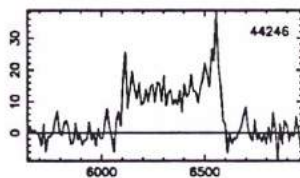
IC 3908



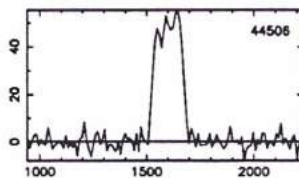
NGC 4818



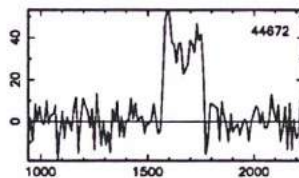
MCG -2-33-88



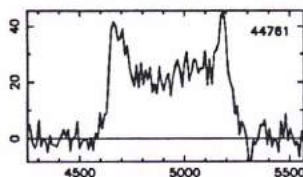
MCG -1-33-61



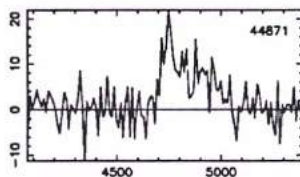
UGC 8120



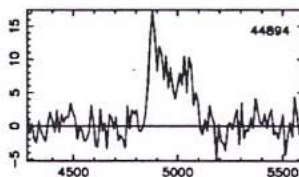
NGC 4877



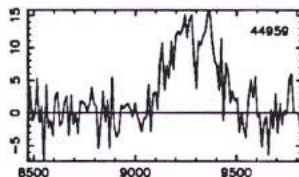
ESO 575-47



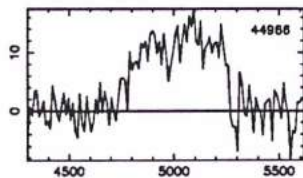
NGC 4903



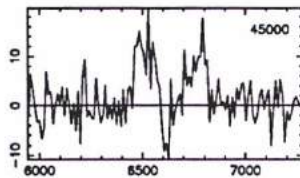
MCG 63D



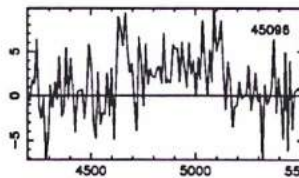
ESO 381-51



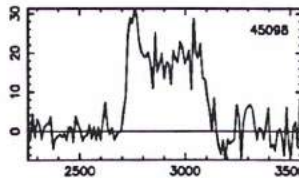
UGC 8184



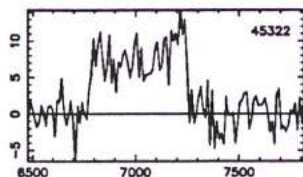
ESO 443-41



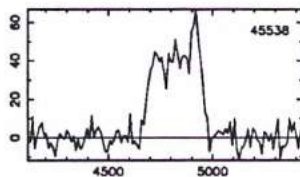
ESO 443-42



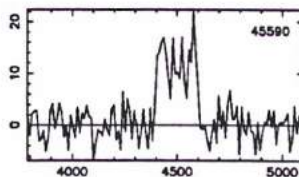
UGC 8186



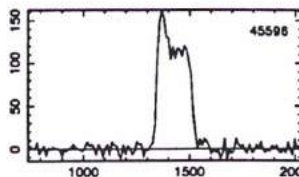
NGC 4988



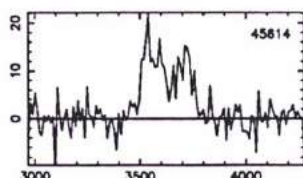
ESO 443-74



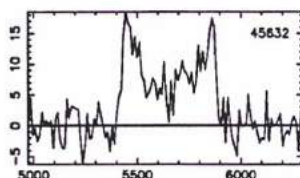
NGC 4880



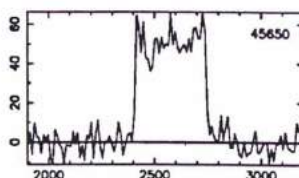
UGC 8233



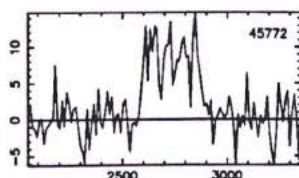
NGC 4999



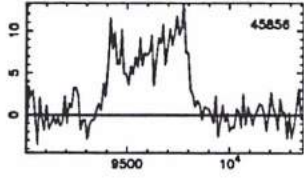
MCG -3-34-4



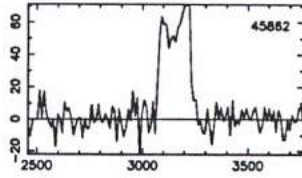
ESO 576-5



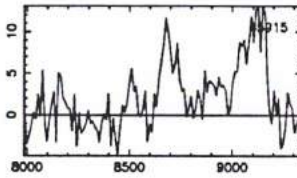
ESO 443-81



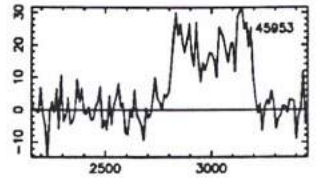
NGC 5015



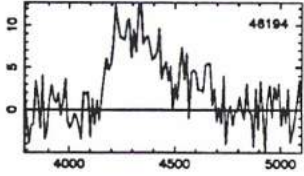
UGC 8304



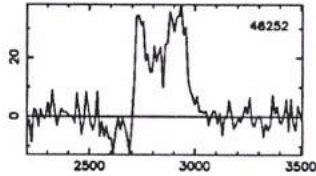
NGC 5022



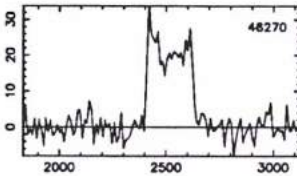
NGC 5051



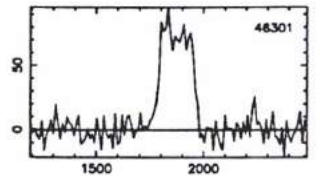
IC 4218



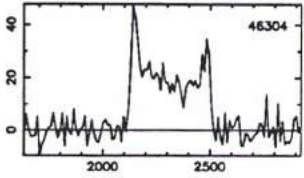
IC 863



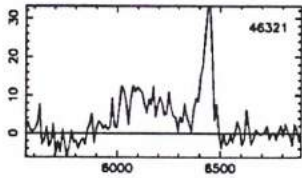
ESO 382-31



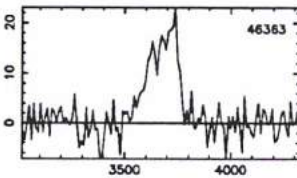
IC 4214



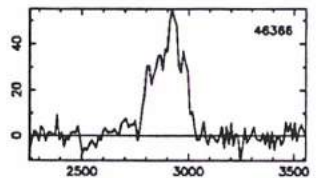
IC 871



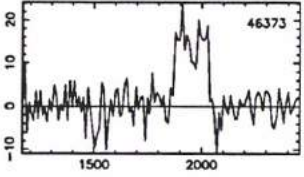
IC 4219



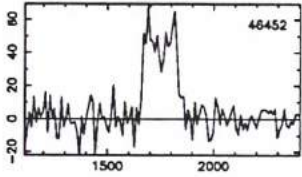
IC 4221



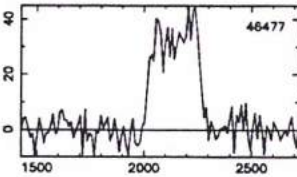
ESO 576-26



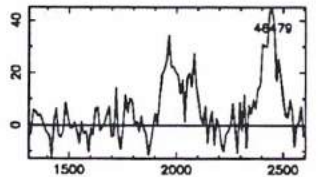
ESO 382-41



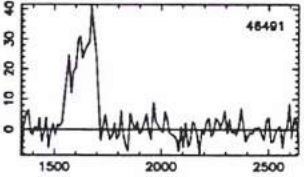
NGC 5089



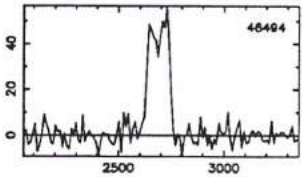
IC 879



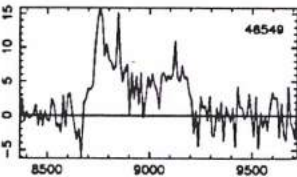
ESO 576-32



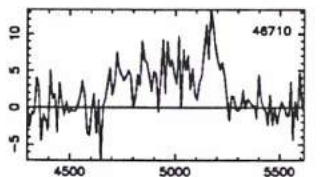
ESO 444-10



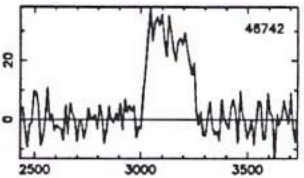
ESO 444-10



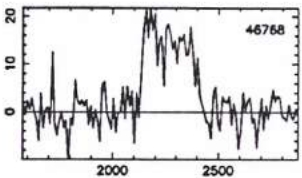
MCG -3-34-63



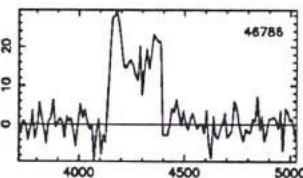
NGC 5144



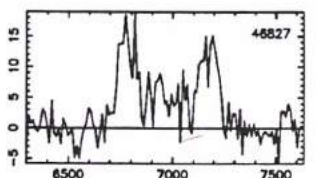
IC 4231



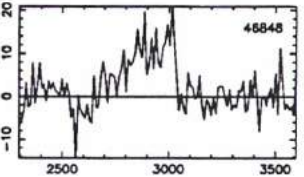
ESO 444-21



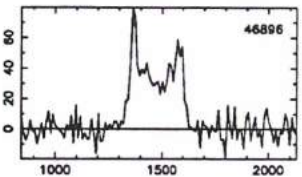
NGC 5125



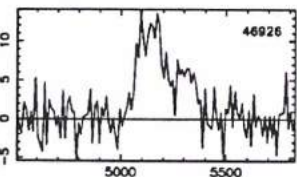
NGC 5122



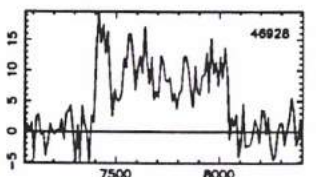
NGC 5121



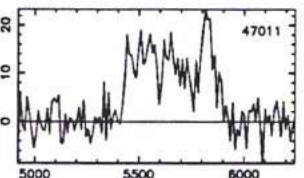
ESO 576-51



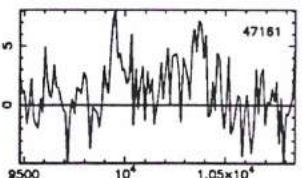
ESO 382-58



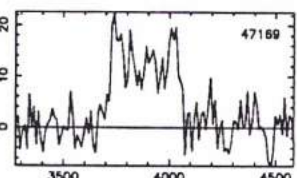
NGC 5149



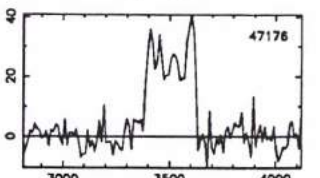
IC 4253

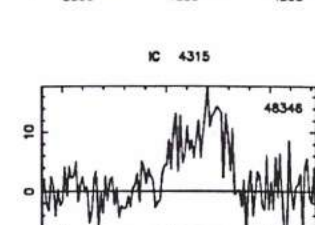
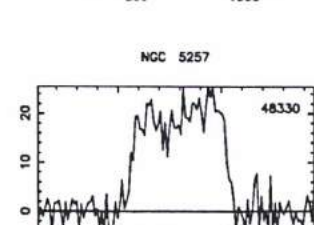
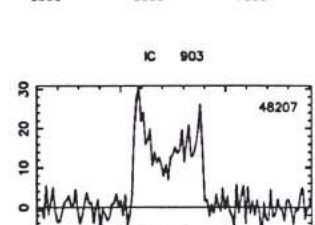
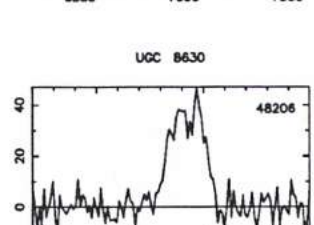
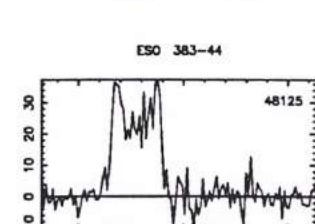
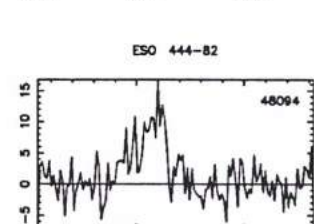
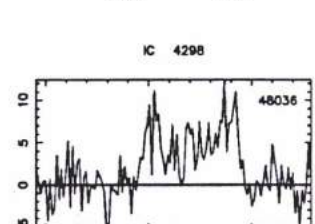
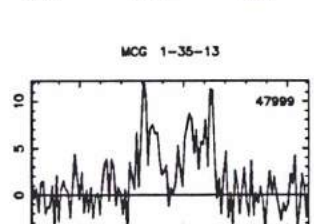
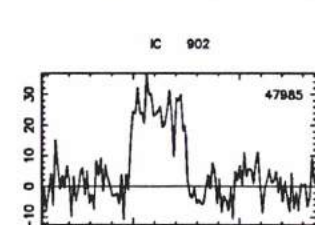
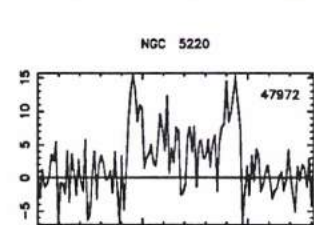
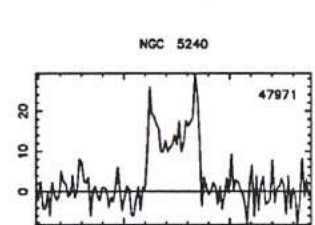
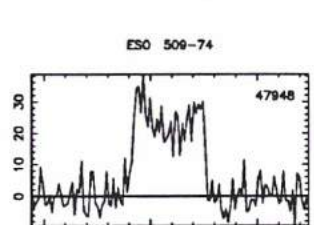
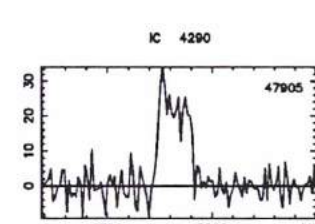
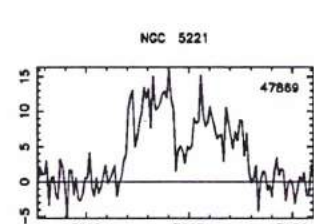
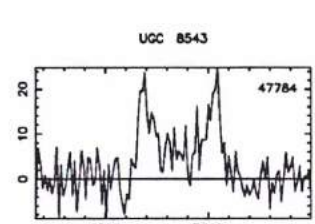
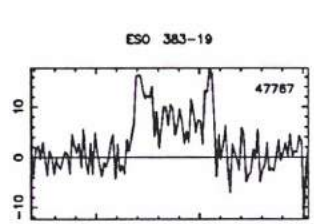
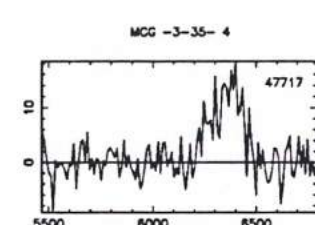
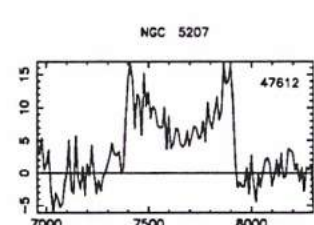
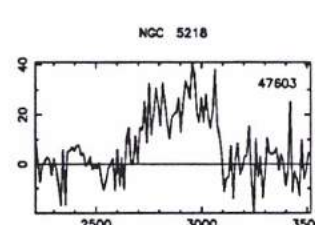
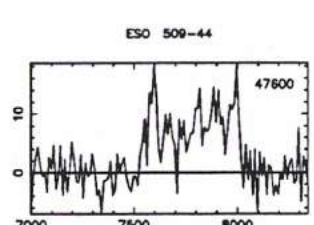
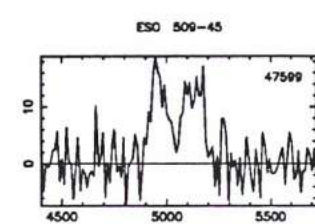
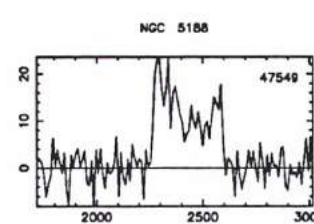
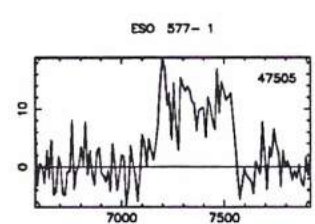
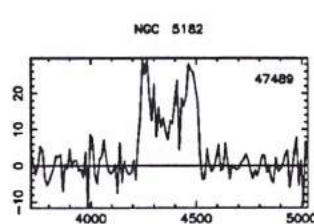
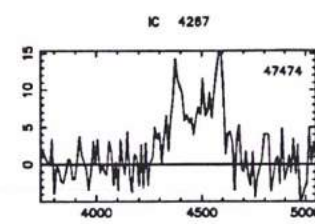
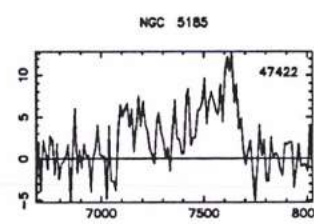
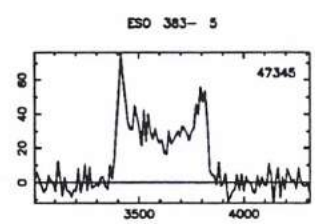
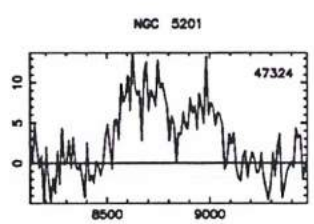
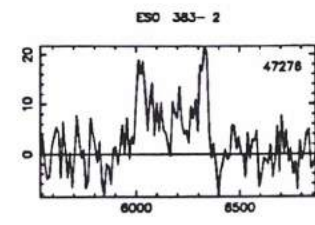
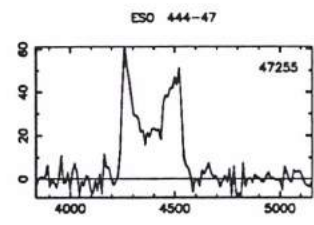
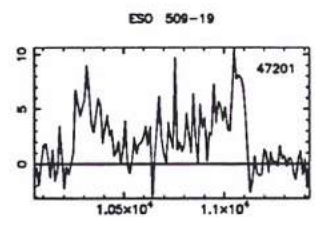
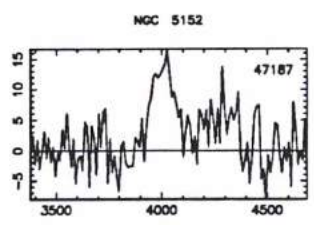


NGC 5150

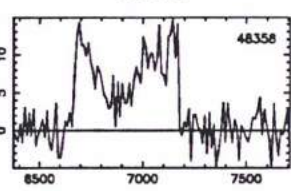


IC 4254

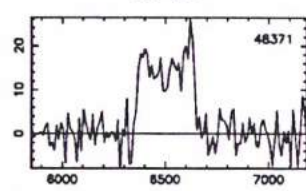




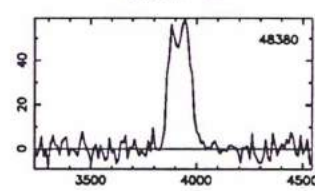
UGC 8650



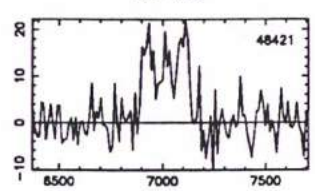
NGC 5260



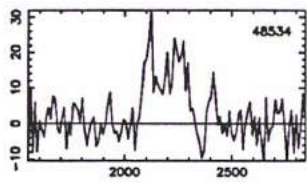
ESO 383-60



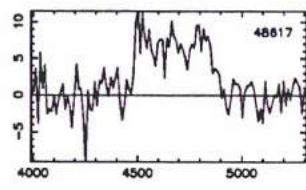
UGC 8657



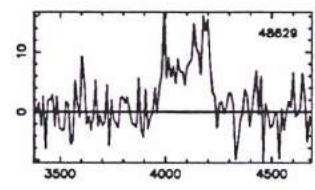
UGC 8684



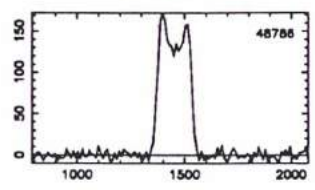
IC 4319



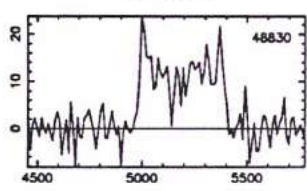
ESO 383-67



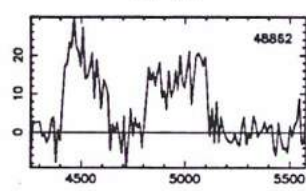
MCG -1-35-10



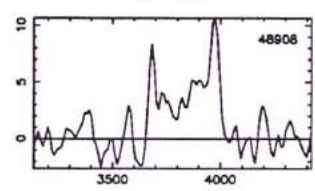
ESO 445-26



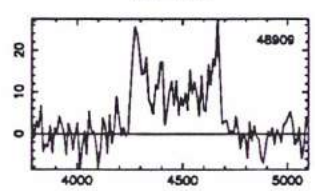
UGC 8713



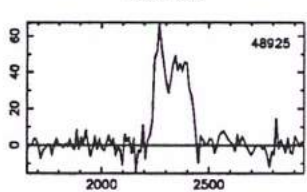
IC 4325



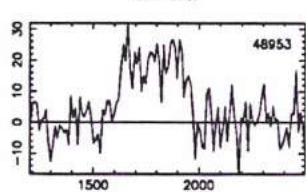
NGC 5292



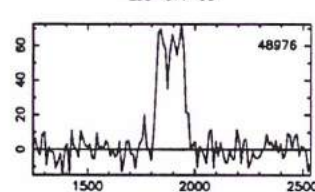
UGC 8726



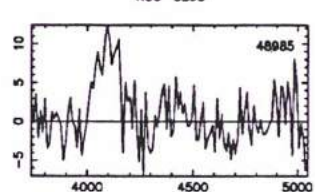
UGC 8737



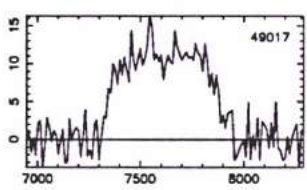
ESO 577-38



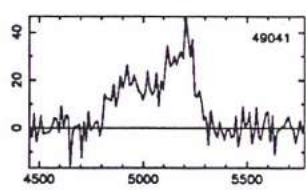
NGC 5298



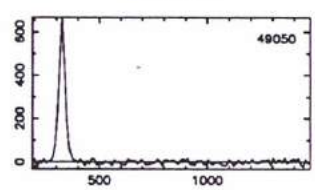
MCG -1-35-13



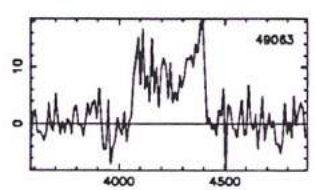
UGC 8739



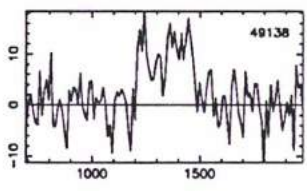
ESO 383-87



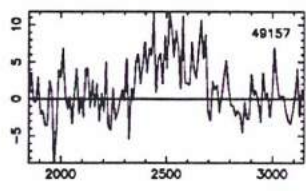
ESO 383-88



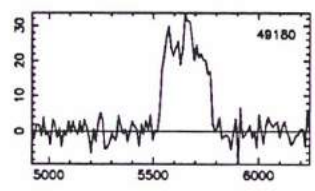
UGC 8756



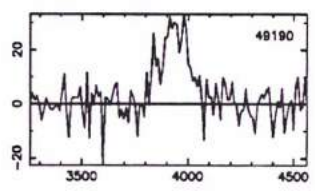
NGC 5326



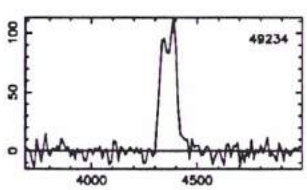
ESO 445-57



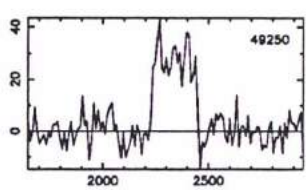
ESO 384-3



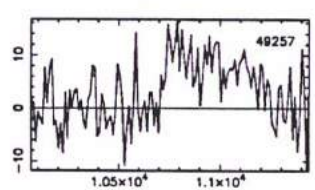
NGC 5327



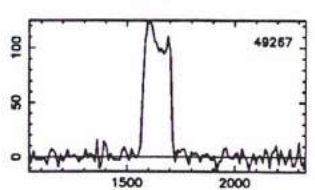
NGC 5336



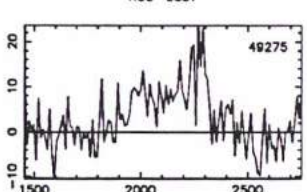
UGC 8811



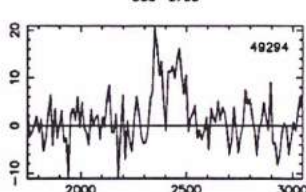
ESO 384-5



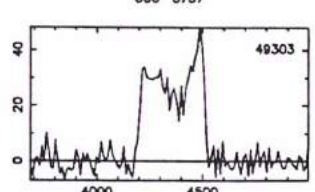
NGC 5337



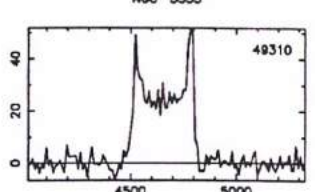
UGC 8793

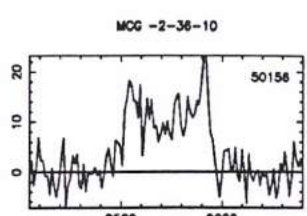
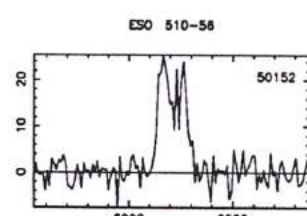
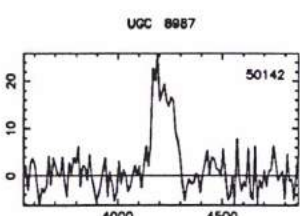
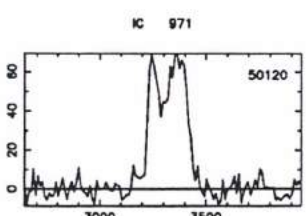
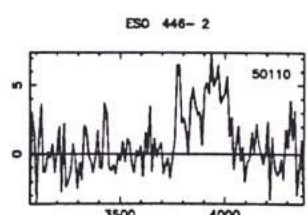
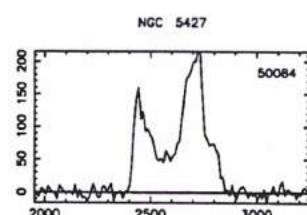
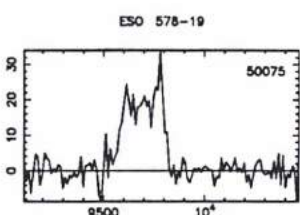
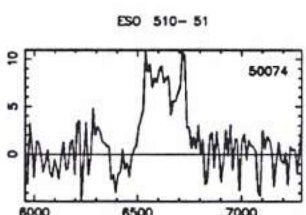
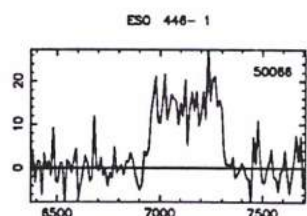
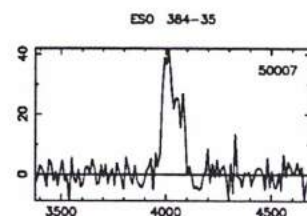
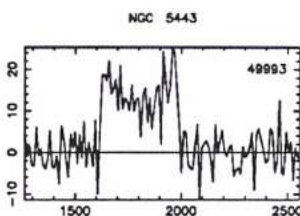
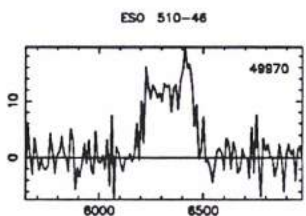
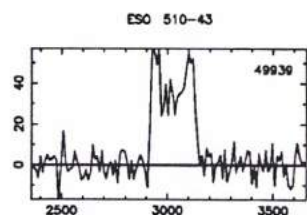
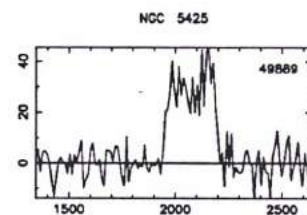
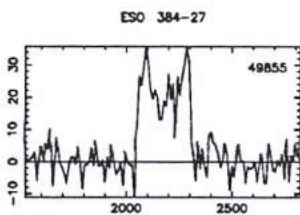
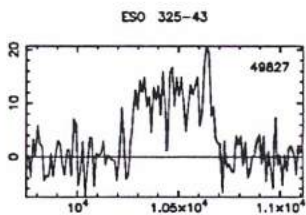
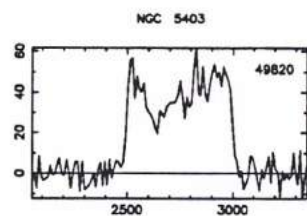
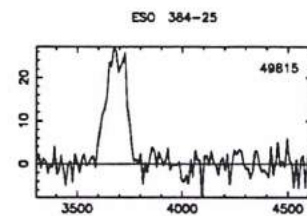
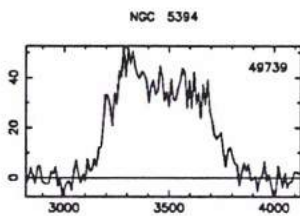
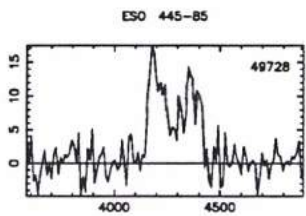
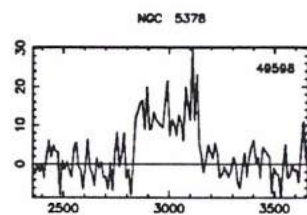
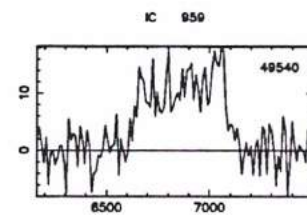
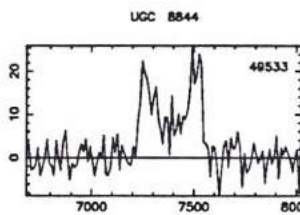
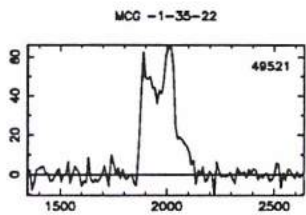
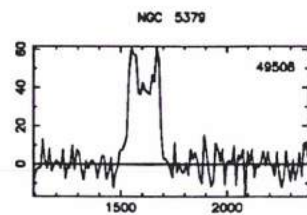
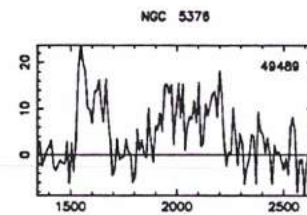
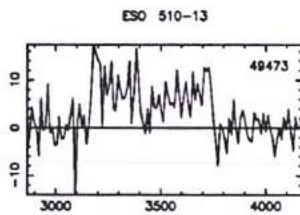
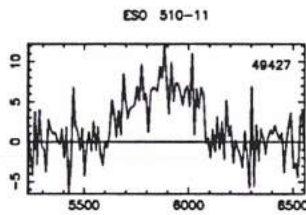
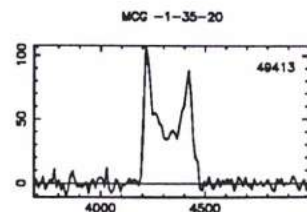
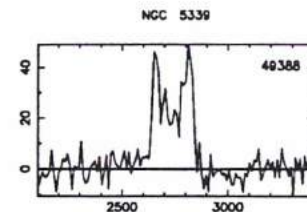
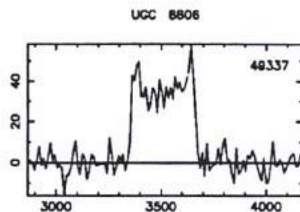
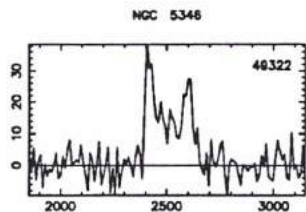


UGC 8787



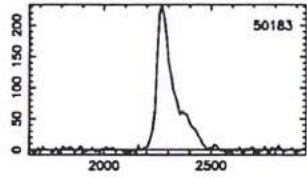
NGC 5335



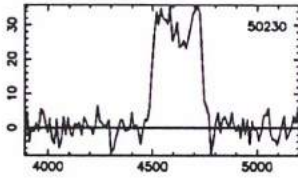




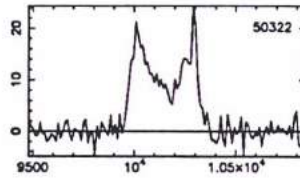
UGCA 382



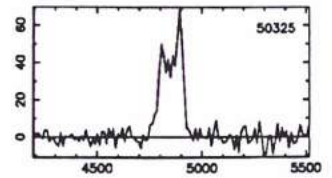
IC 4366



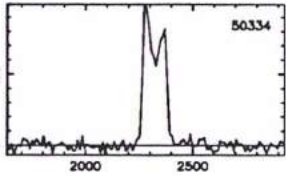
ESO 446-8



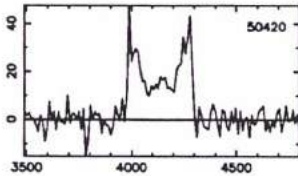
ESO 384-53



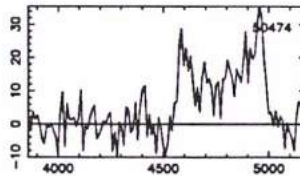
UGC 9024



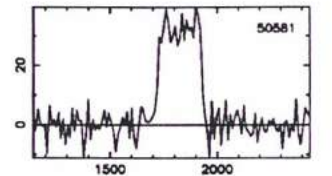
ESO 446-17



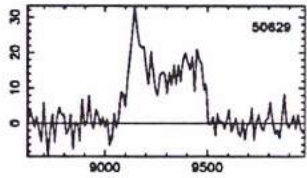
ESO 446-18



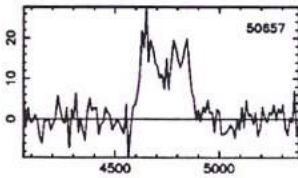
UGC 9071



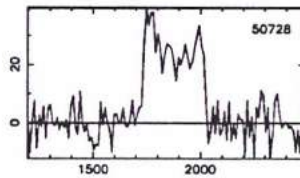
IC 4361



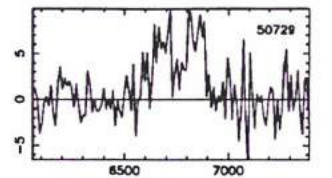
UGC 9078



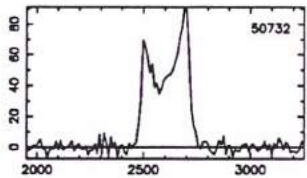
NGC 5520



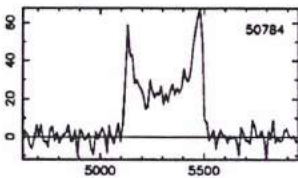
NGC 5495



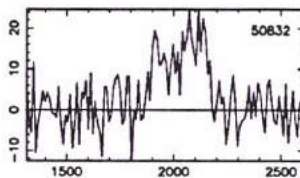
NGC 5494



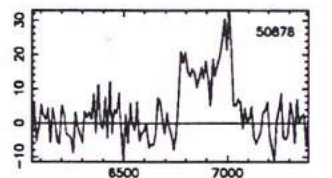
UGC 9101



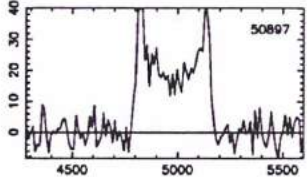
NGC 5526



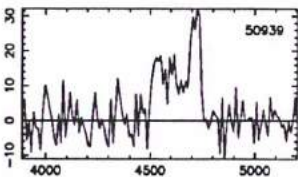
ESO 446-35



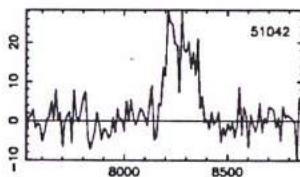
UGC 9117



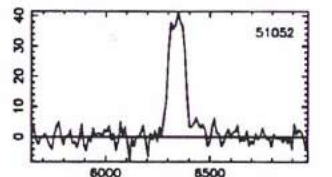
ESO 579-9



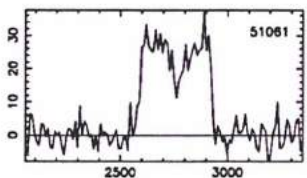
ESO 579-11



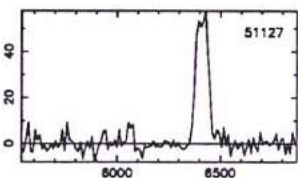
ESO 511-18



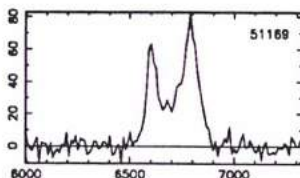
IC 4393



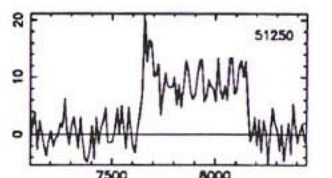
ESO 446-46



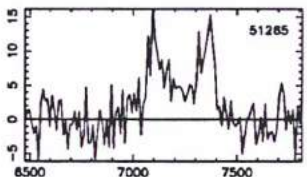
ESO 511-30



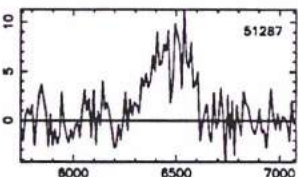
ESO 511-33



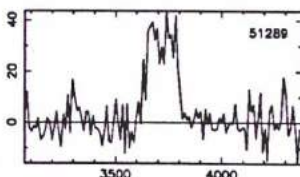
ESO 446-51



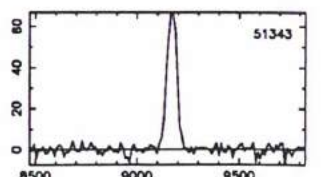
ESO 511-34



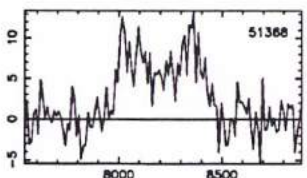
ESO 385-12



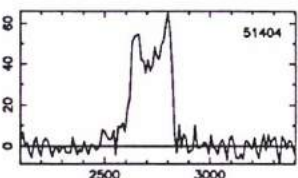
ESO 511-33



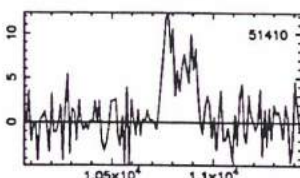
UGC 9213



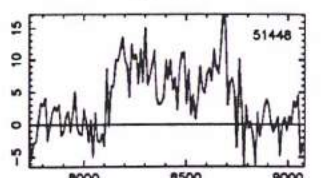
IC 4407

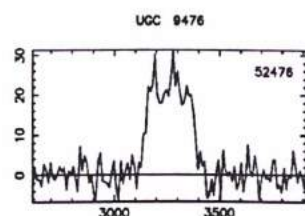
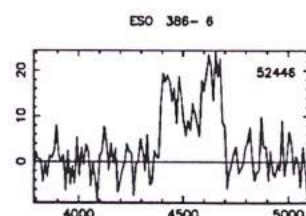
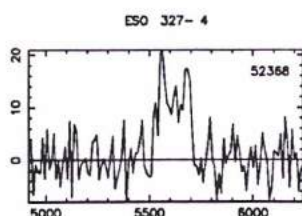
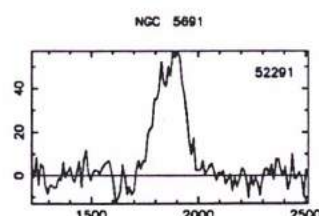
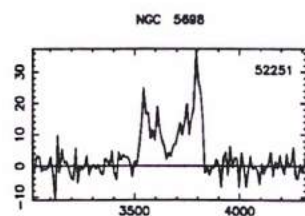
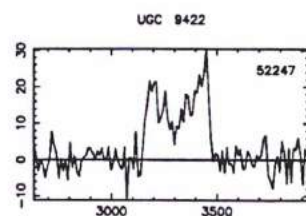
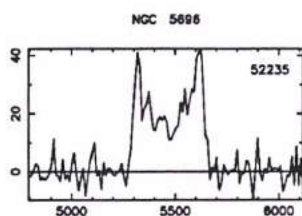
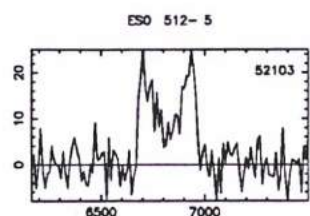
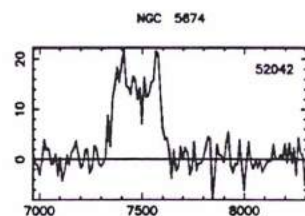
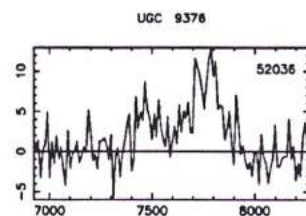
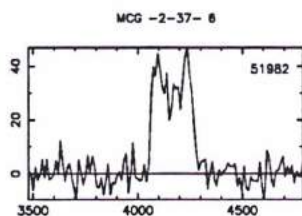
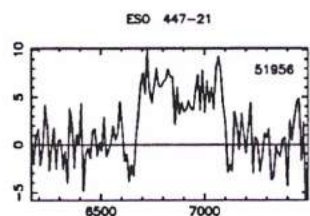
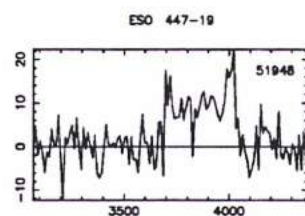
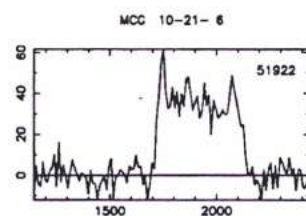
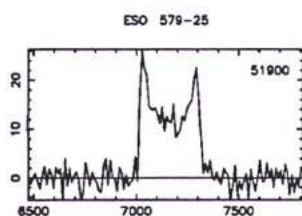
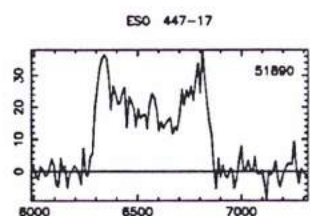
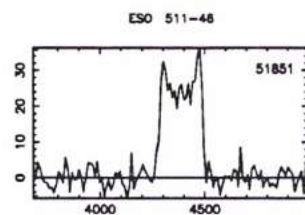
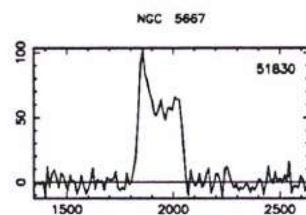
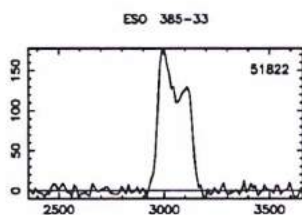
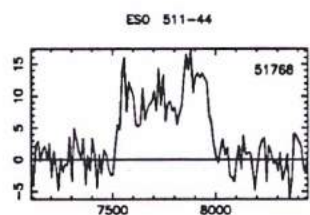
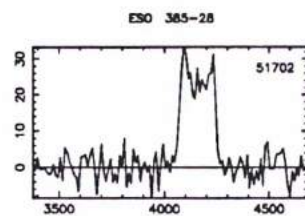
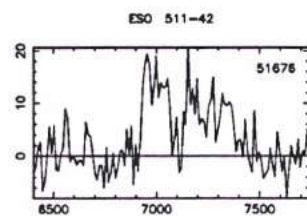
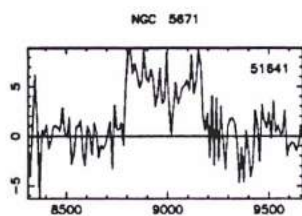
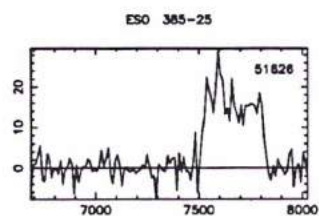
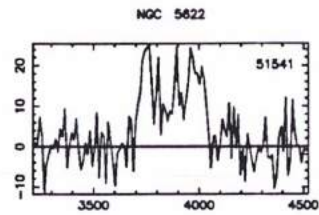
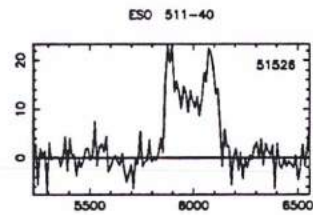
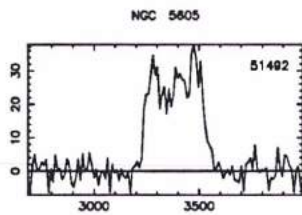
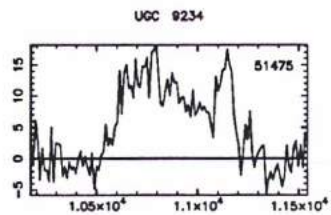
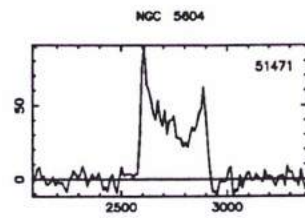
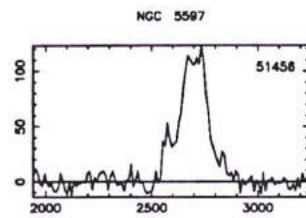
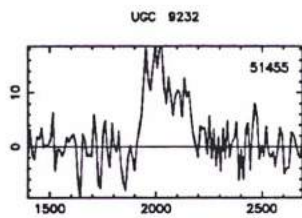
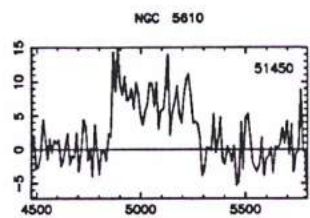


ESO 579-22

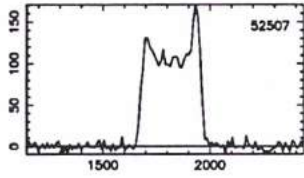


NGC 5616

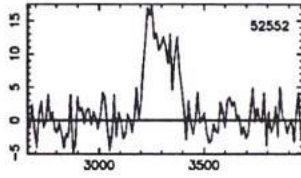




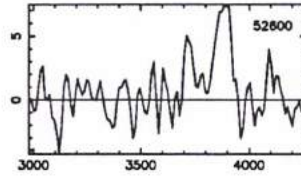
NGC 5729



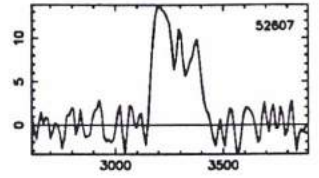
ESO 512-16



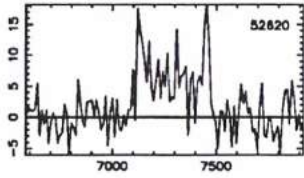
ESO 512-19



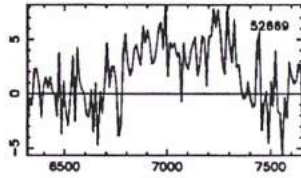
NGC 5751



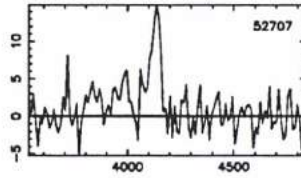
ESO 386-16



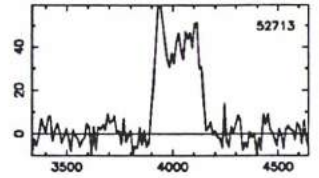
NGC 5745



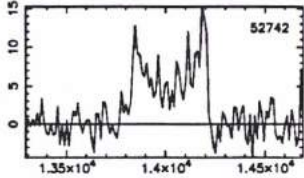
NGC 5742



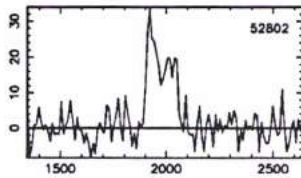
IC 1056



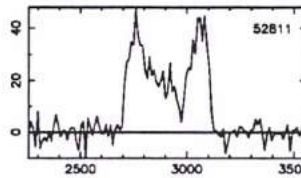
UGC 9515



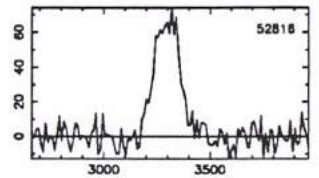
MCG -2-38-10



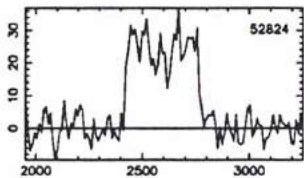
IC 1055



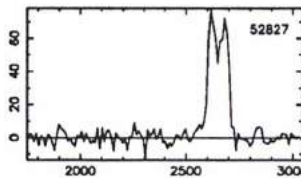
ESO 580-27



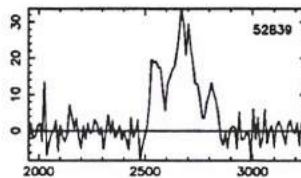
ESO 580-29



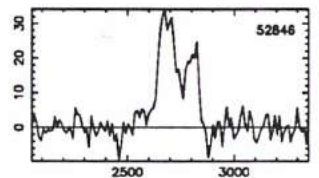
ESO 580-30



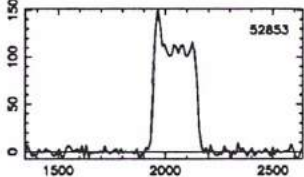
NGC 5757



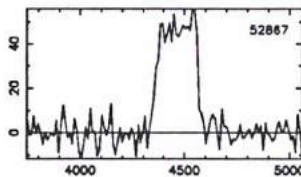
ESO 580-34



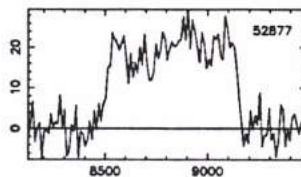
MCG -2-38-15



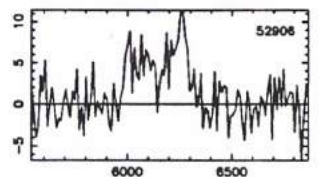
ESO 327-20



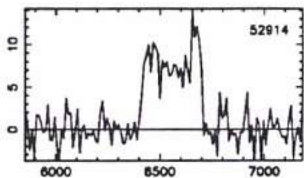
UGC 9537



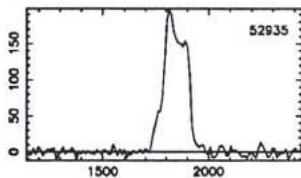
ESO 580-37



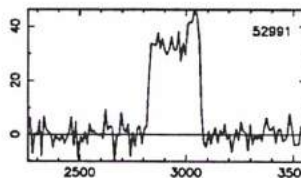
ESO 386-26



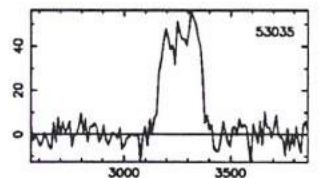
MCG -2-38-17



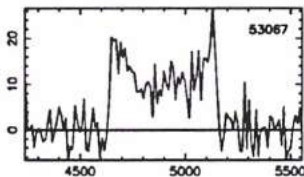
ESO 580-41



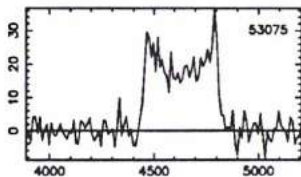
ESO 580-45



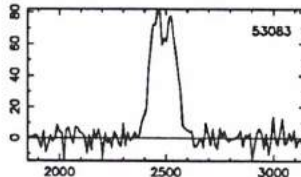
NGC 5772



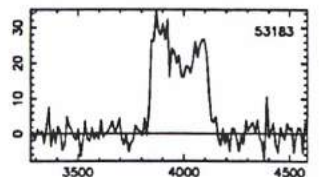
IC 1080



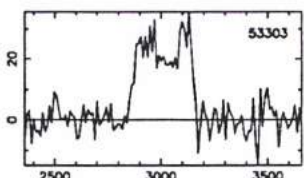
UGC 9568



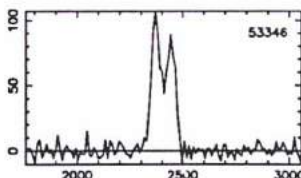
ESO 580-49



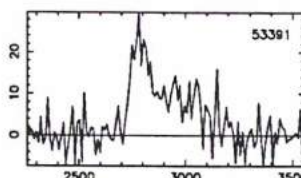
MCG -3-38-25



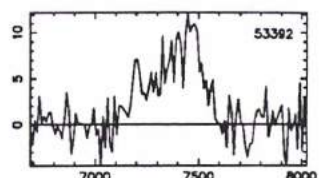
ESO 513-4

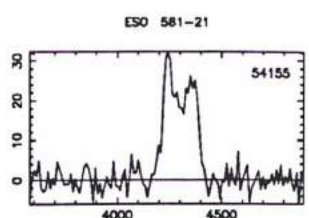
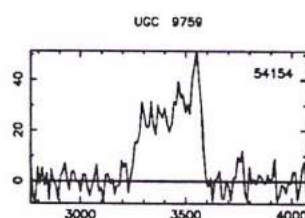
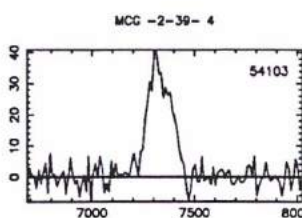
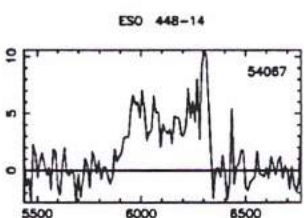
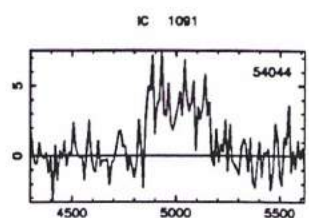
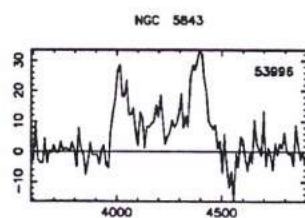
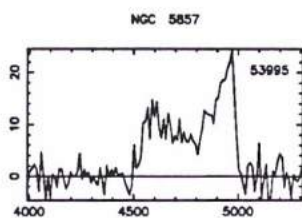
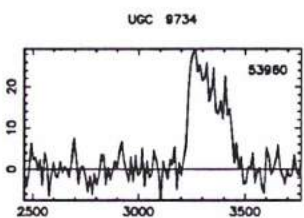
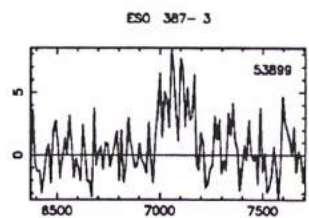
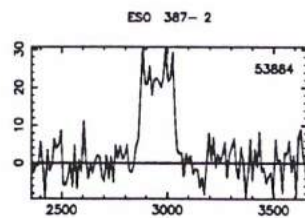
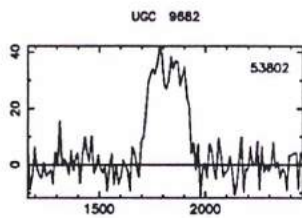
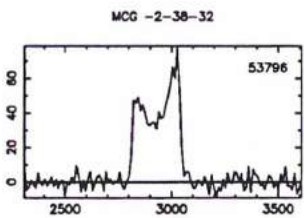
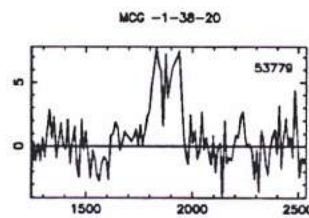
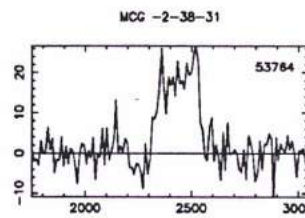
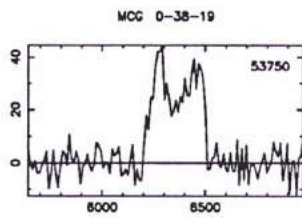
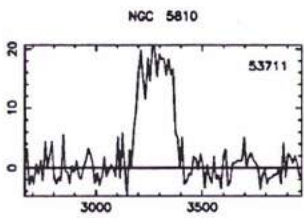
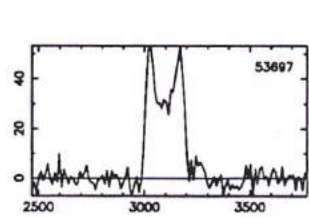
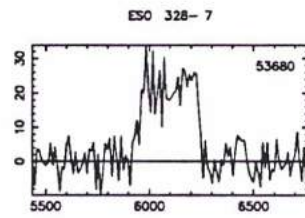
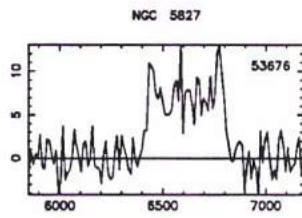
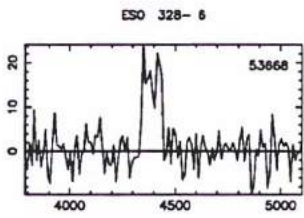
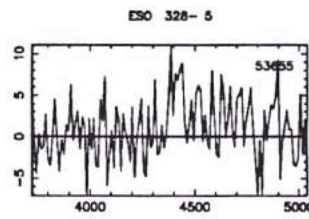
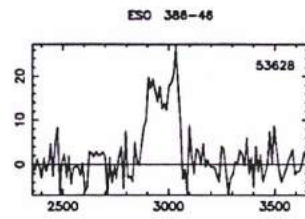
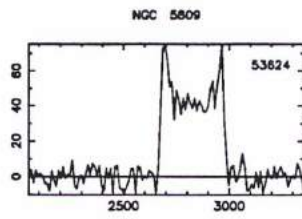
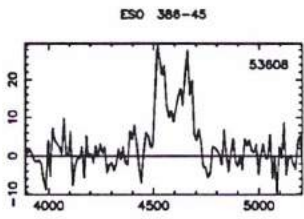
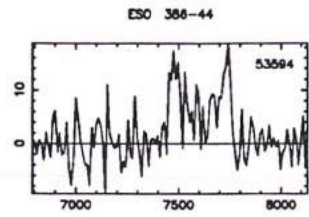
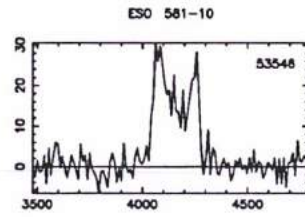
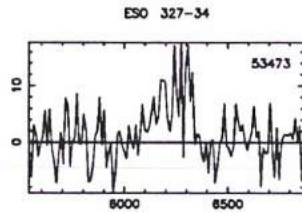
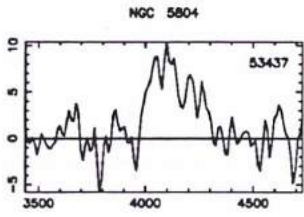
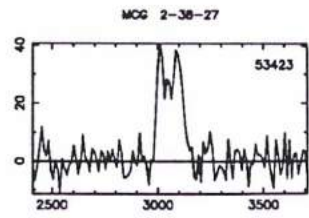
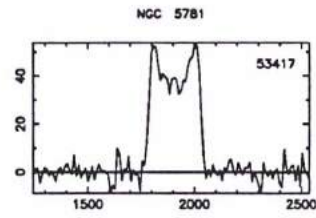
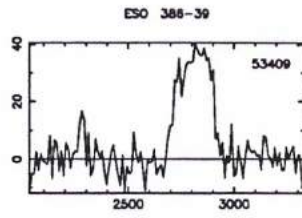
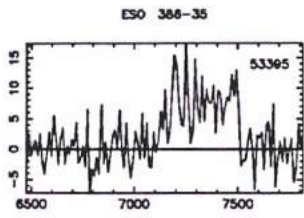


ESO 386-33

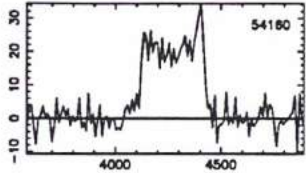


ESO 386-34

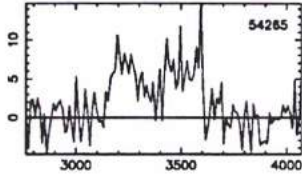




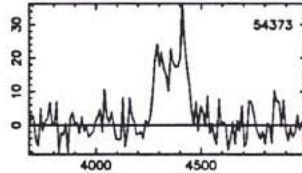
NGC 5863



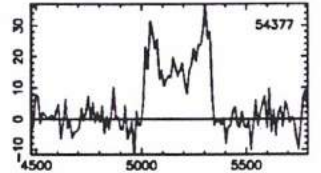
IC 1110



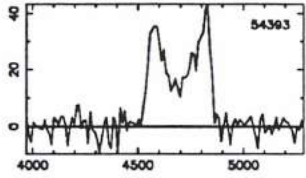
ESO 387-10



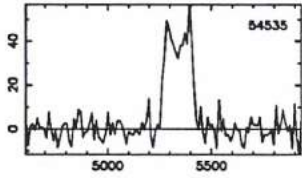
UGC 9780



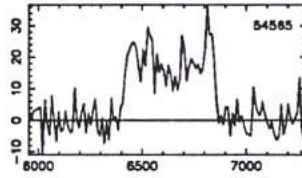
UGC 9777



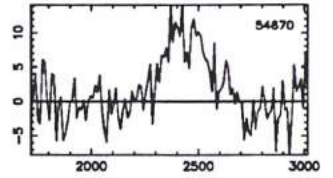
ESO 387-17



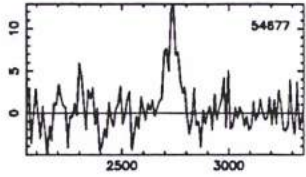
ESO 582-1



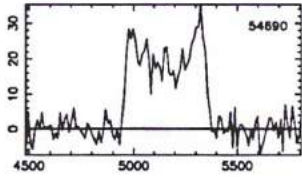
ESO 514-5



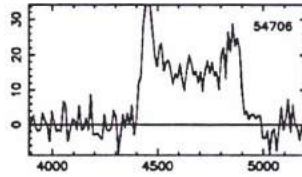
ESO 514-8



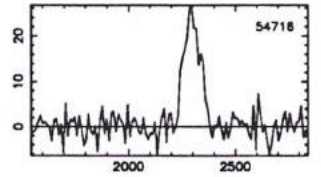
NGC 5818



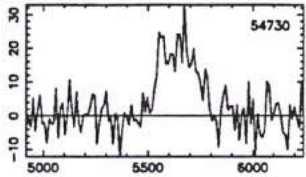
ESO 449-4



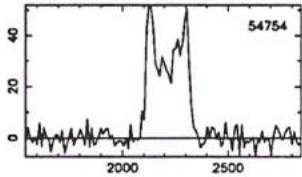
ESO 514-7



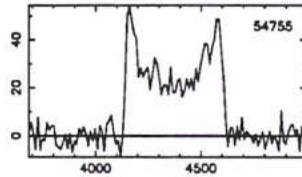
ESO 449-5



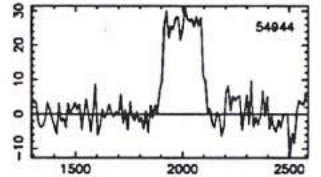
ESO 582-4



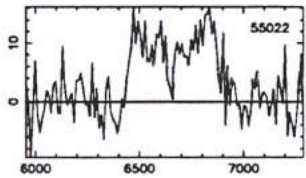
ESO 387-26



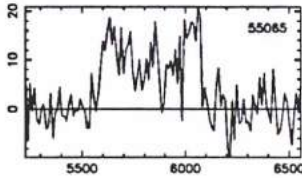
MCG -1-38-5



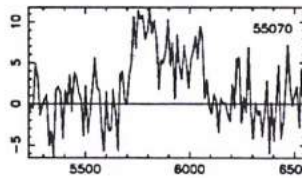
NGC 5839



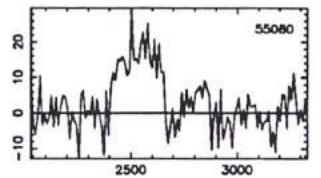
UGC 9853



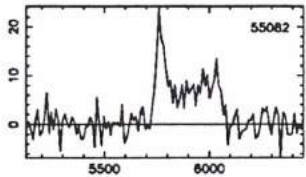
ESO 449-4



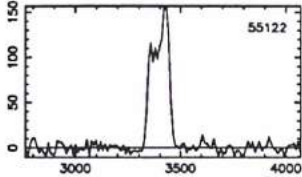
NGC 5930



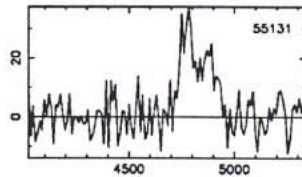
ESO 449-10



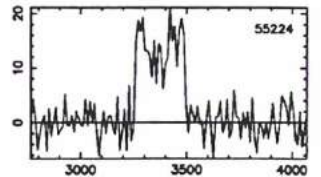
UGC 409A



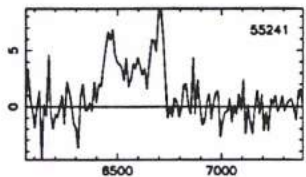
ESO 388-1



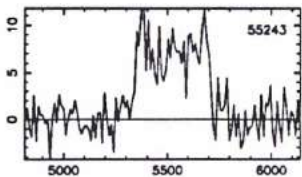
ESO 514-22



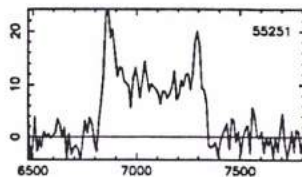
ESO 514-20



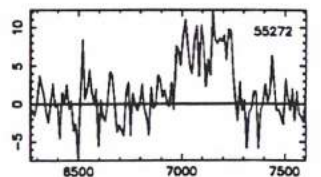
NGC 5845



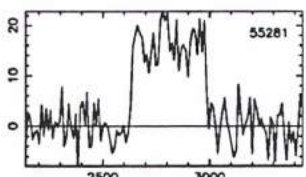
ESO 582-13



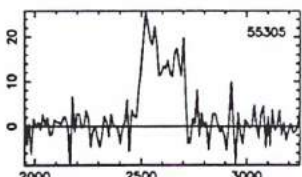
ESO 449-12



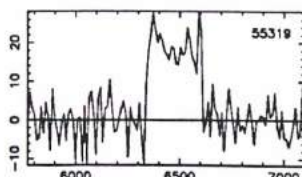
NGC 5837



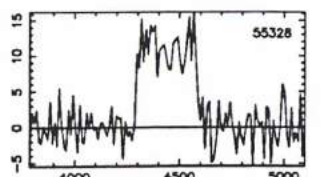
NGC 5850



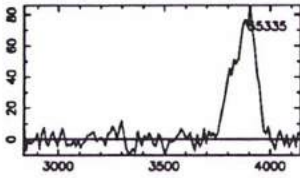
UGC 9896



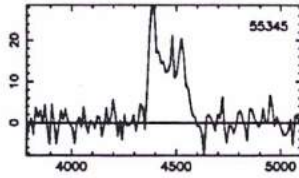
ESO 514-22



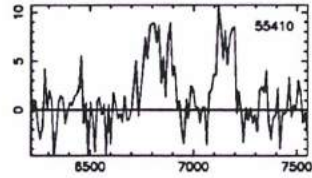
ESO 514-23



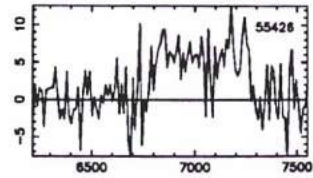
ESO 388-2



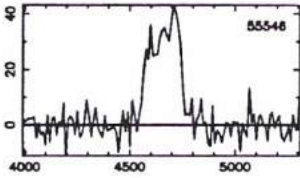
MCG -1-40-1



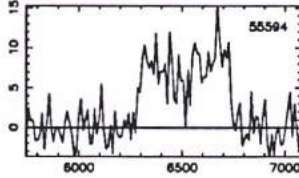
MCG -1-40-3



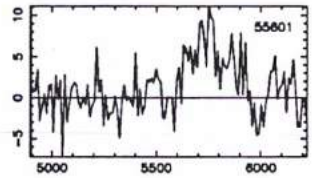
ESO 388-3



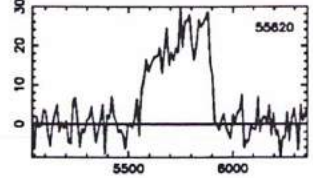
ESO 582-21



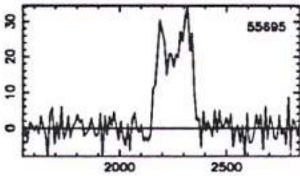
IC 4586



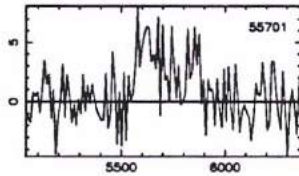
IC 4587



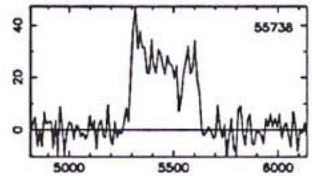
ESO 515-4



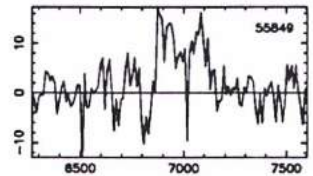
UGC 9958



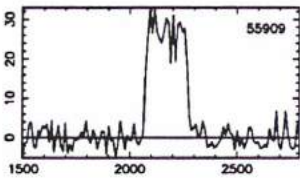
NGC 5988



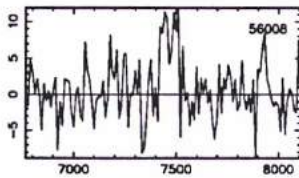
ESO 388-7



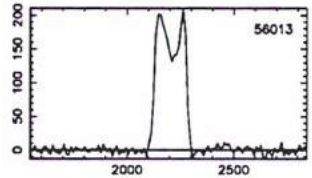
ESO 450-11



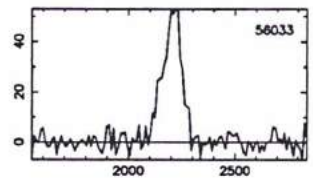
NGC 6011



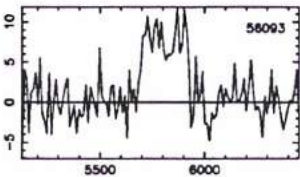
ESO 450-13



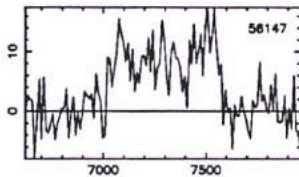
ESO 450-14



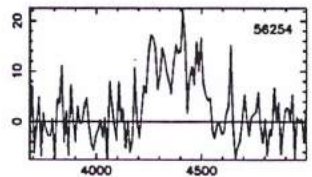
ESO 388-11



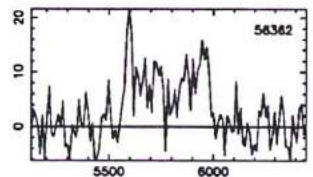
ESO 583-7



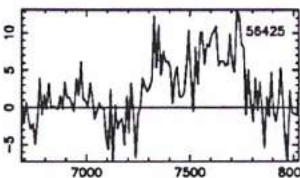
ESO 389-1



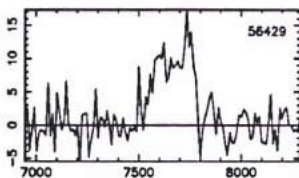
ESO 389-3



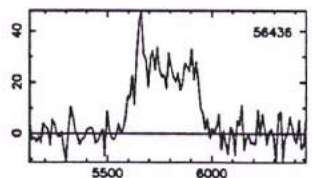
ESO 450-23



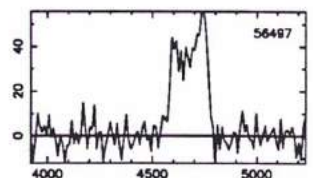
ESO 450-24



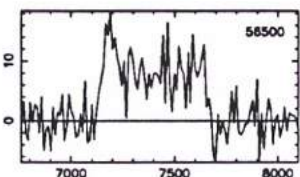
ESO 389-4



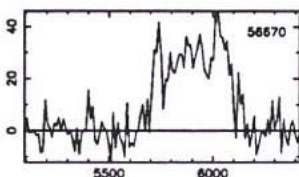
ESO 451-1



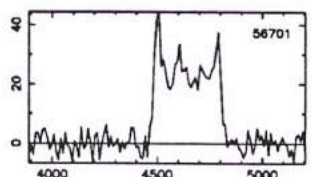
ESO 583-8



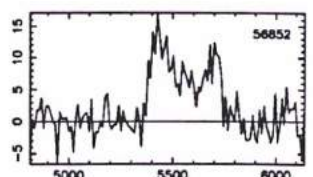
ESO 389-8



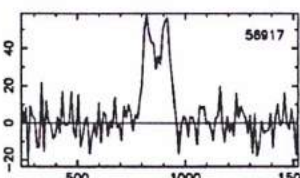
ESO 451-5



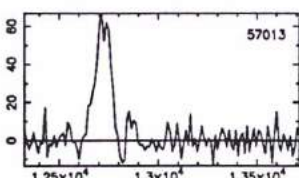
ESO 584-4



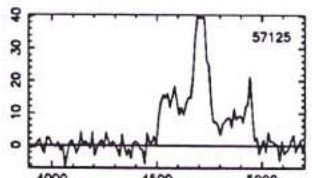
UGC 10194



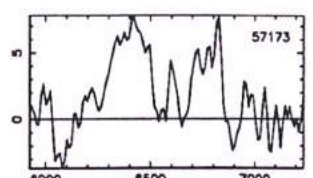
ESO 389-12



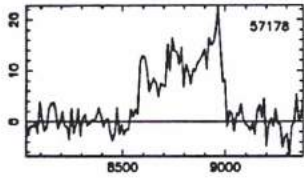
UGC 10197



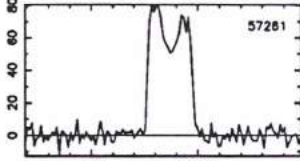
UGC 10205



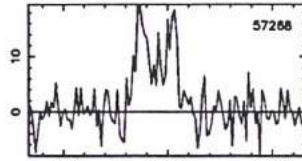
UGC 10207



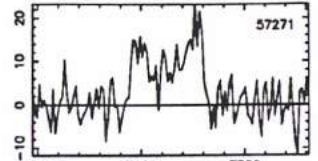
IC 1197



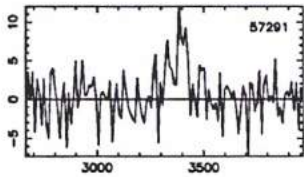
ESO 451-9



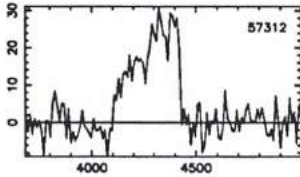
ESO 516-6



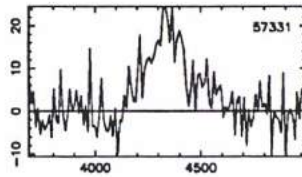
ESO 451-10



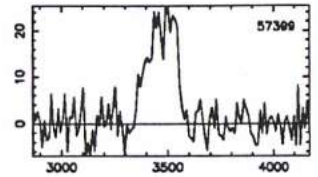
ESO 451-11



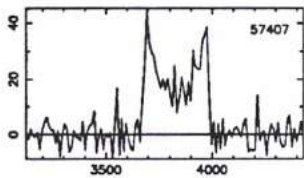
ESO 451-14



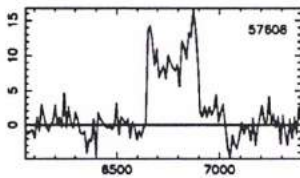
ESO 451-15



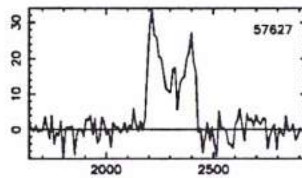
UGC 10257



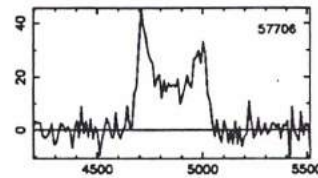
UGC 10295



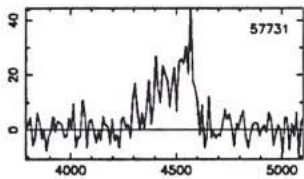
UGC 10297



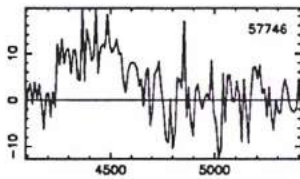
NGC 6100



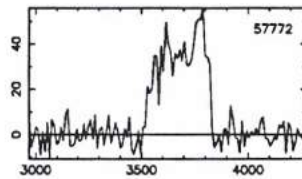
UGC 10331



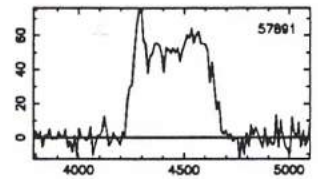
IC 4597



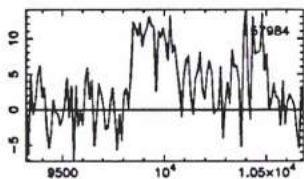
IC 4598



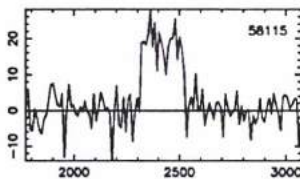
ESO 390-4



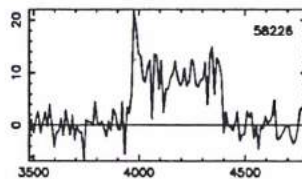
NGC 6142



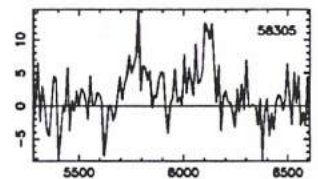
NGC 6155



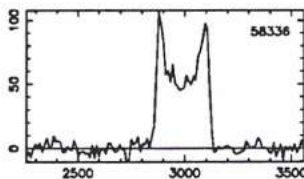
ESO 452-3



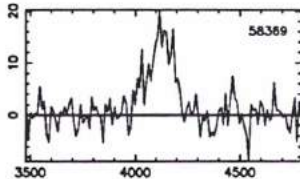
UGC 10425



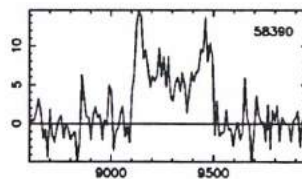
UGC 10413



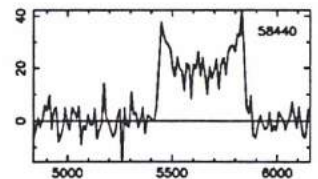
ESO 452-4



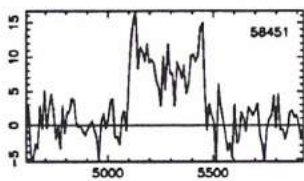
NGC 6177



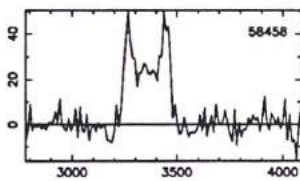
NGC 6188



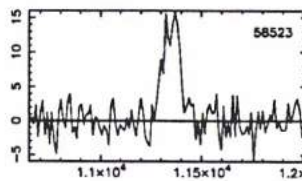
ESO 452-8



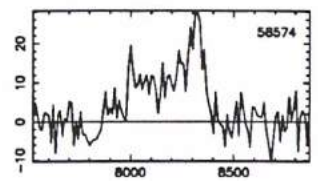
NGC 6190



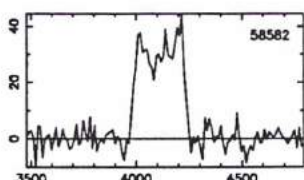
NGC 6186



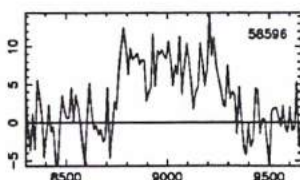
MCG -1-42-2



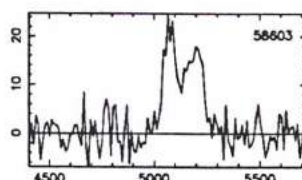
ESO 517-11



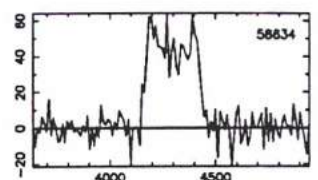
NGC 6195



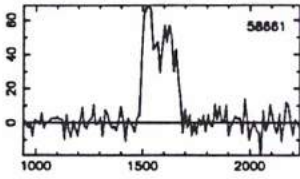
ESO 517-12



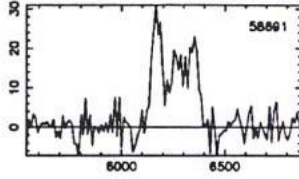
UGC 10502



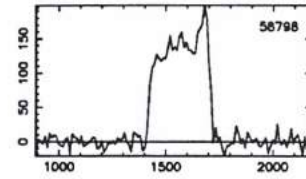
MCG -1-42- 3



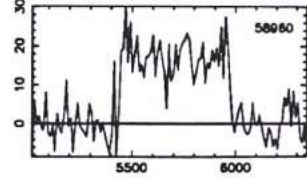
ESO 452-10



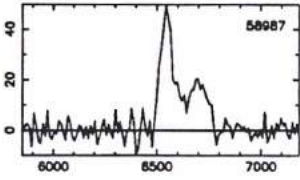
MCG -1-42- 4



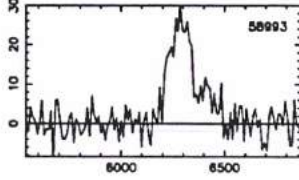
UGC 10581



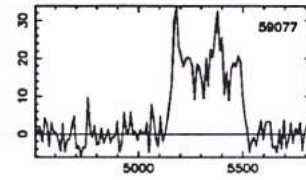
ESO 586-2



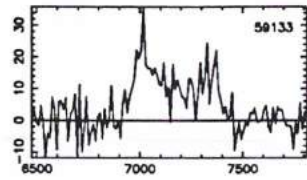
ESO 453- 5



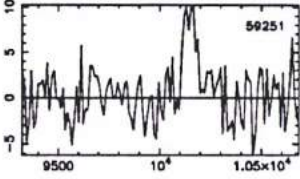
NGC 6248



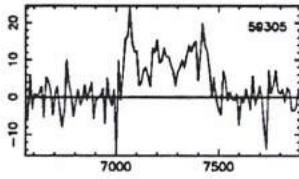
MCG -1-43- 2



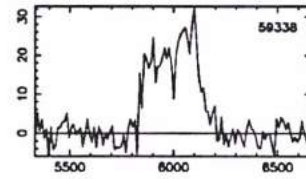
MCG 7-35-4



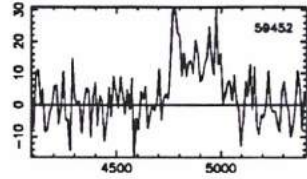
UGC 10627



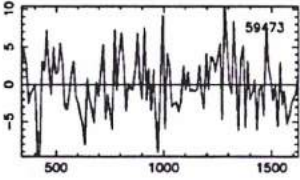
ESO 586- 6



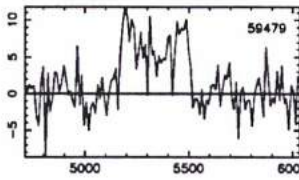
IC 1241



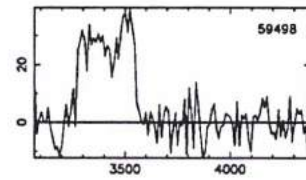
ESO 453-15



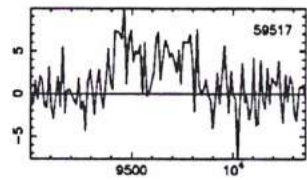
ESO 587- 2



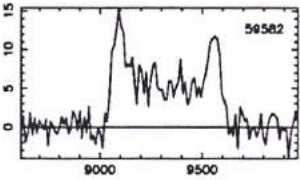
NGC 6282



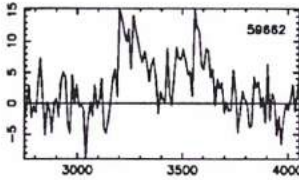
ESO 587- 3



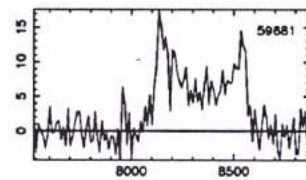
UGC 10692



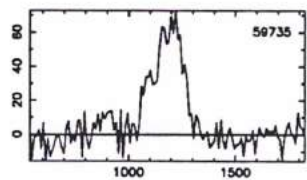
NGC 6310



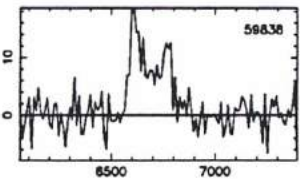
NGC 6301



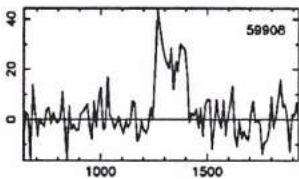
IC 1251



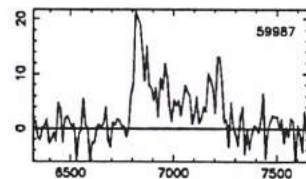
NGC 6314



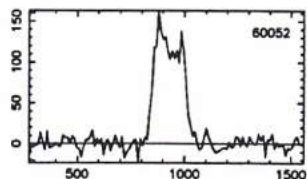
UGC 10791



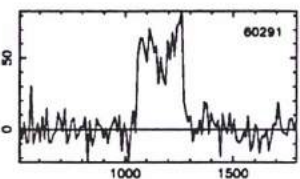
UGC 10779



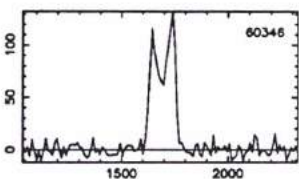
UGC 10808



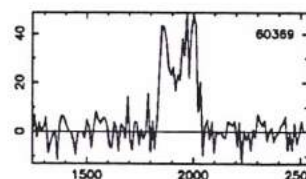
NGC 6395



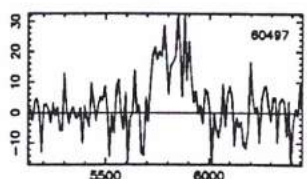
UGC 10862



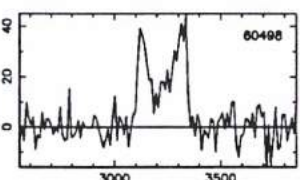
UGC 10892



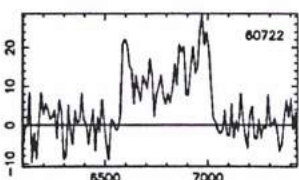
UGC 10908



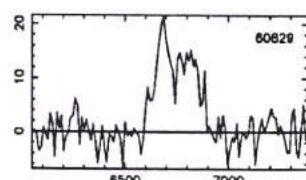
UGC 10899



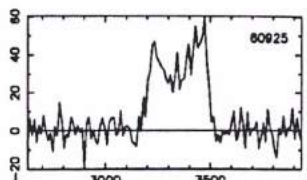
UGC 10943



NGC 6447

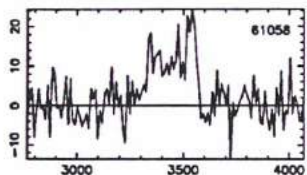


NGC 6480

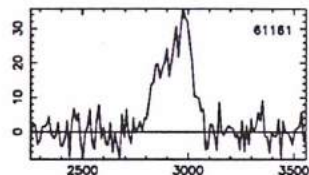




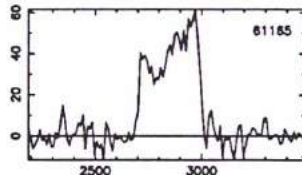
UGC 11036



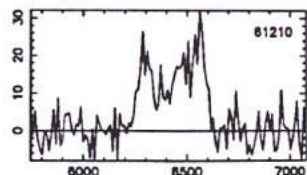
UGC 11055



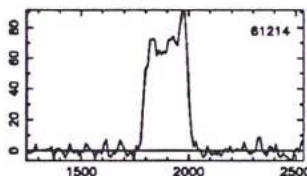
UGC 11057



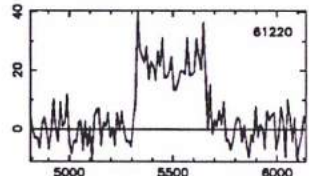
UGC 11073



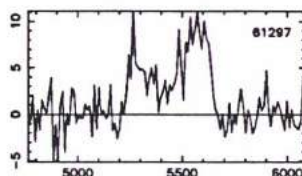
UGC 11074



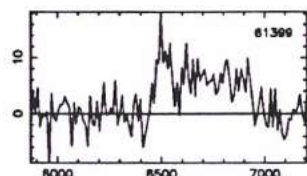
NGC 6532



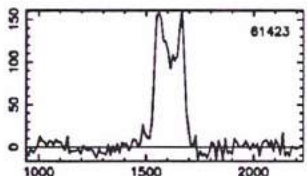
NGC 6527



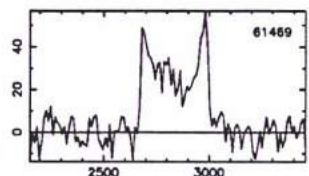
NGC 6548



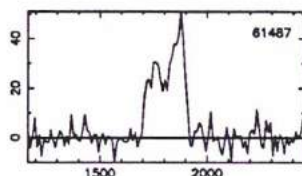
UGC 11124



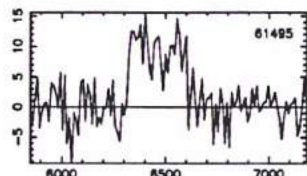
UGC 11132



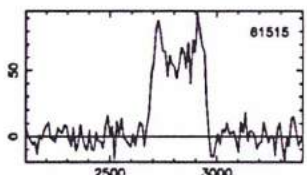
UGC 11131



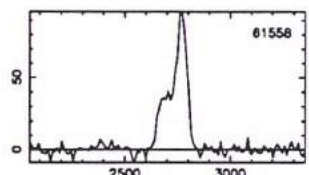
UGC 11134



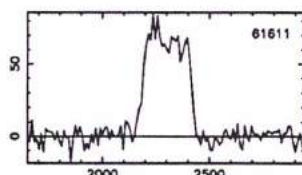
UGC 11140



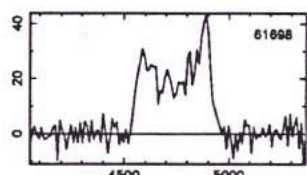
UGC 11152



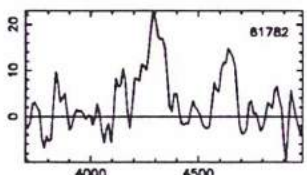
UGC 11168



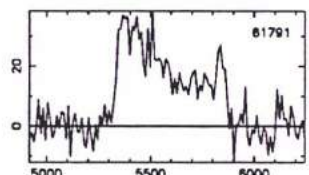
UGC 11194



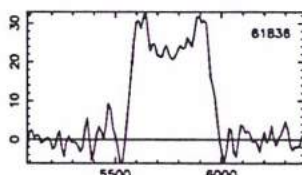
NGC 6636



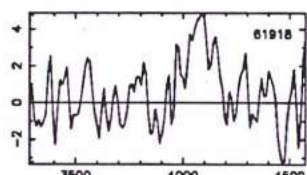
ESO 395-2



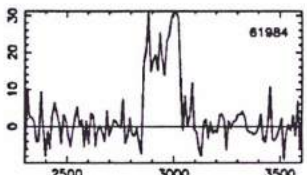
NGC 6651



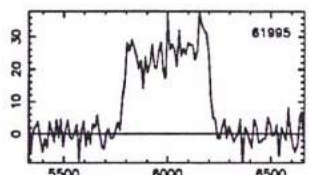
UGC 11248



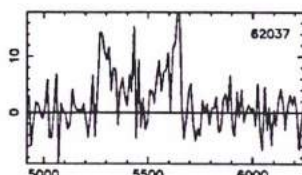
UGC 11283



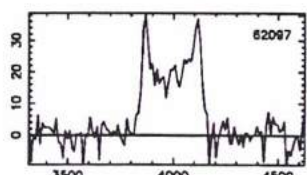
ESO 457-15



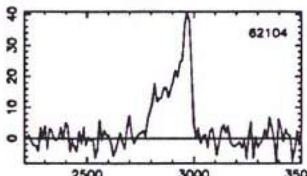
UGC 11275



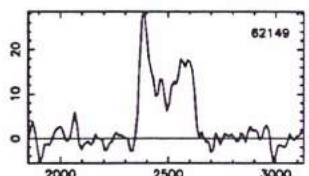
UGC 11289



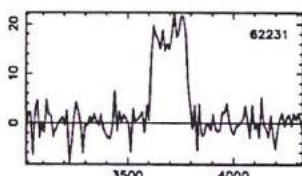
UGC 11291



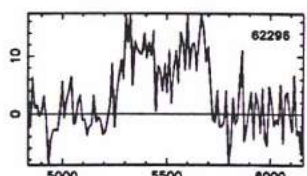
NGC 6675



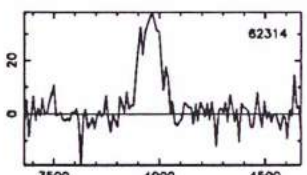
UGC 11320



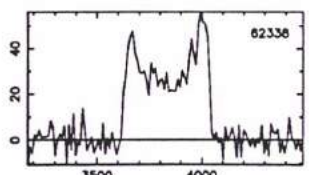
NGC 6695



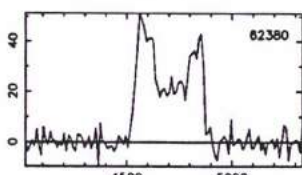
NGC 6701



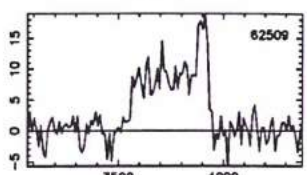
UGC 11344

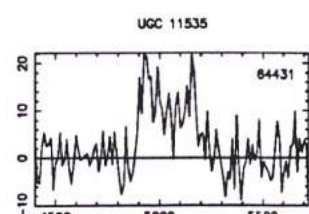
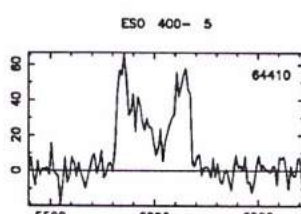
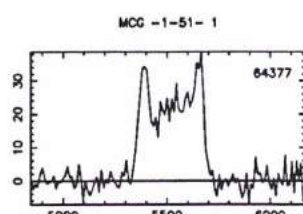
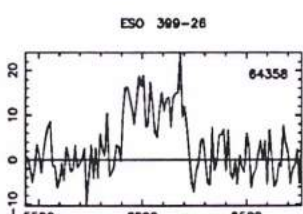
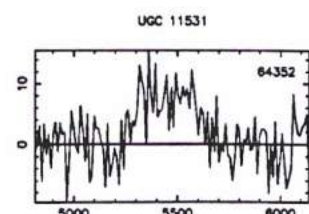
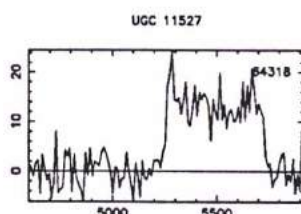
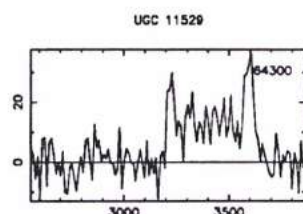
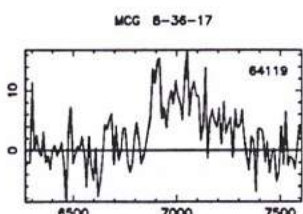
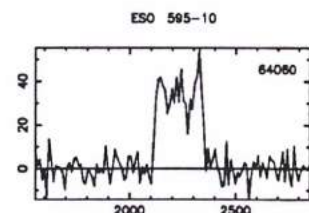
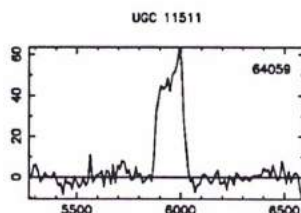
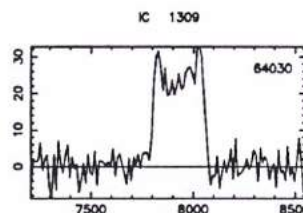
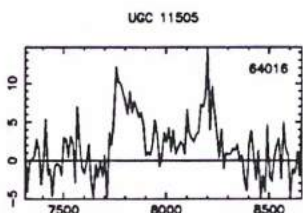
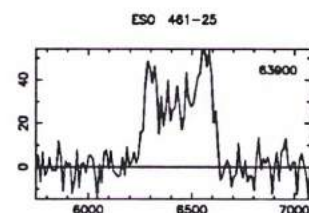
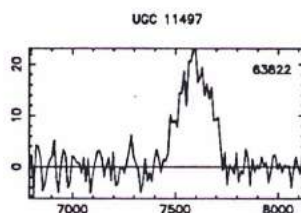
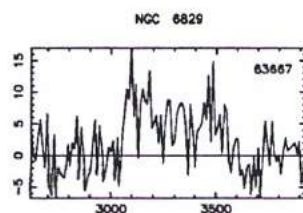
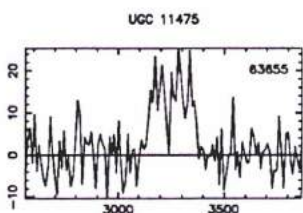
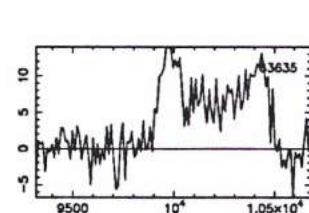
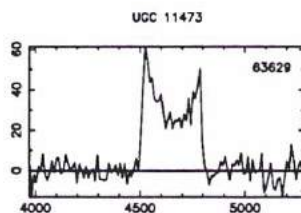
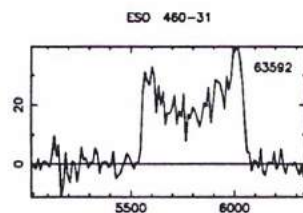
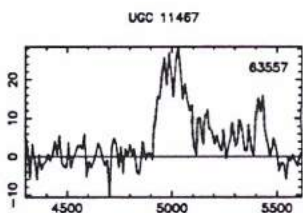
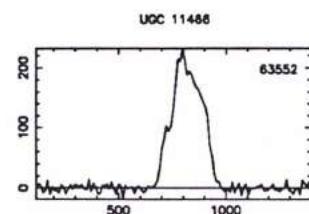
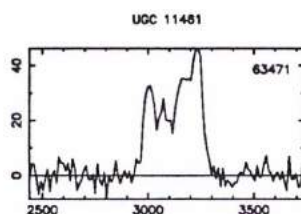
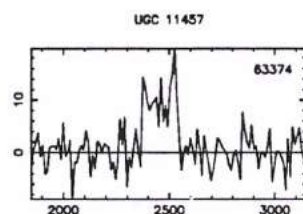
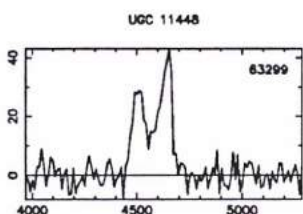
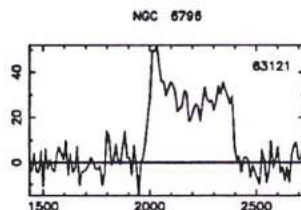
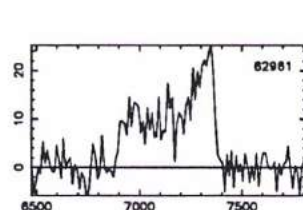
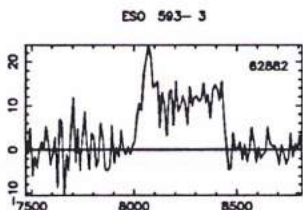
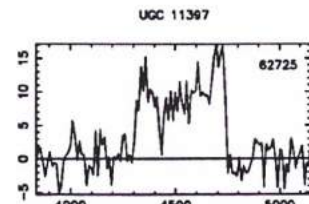
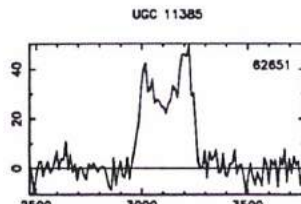
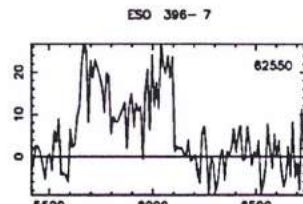
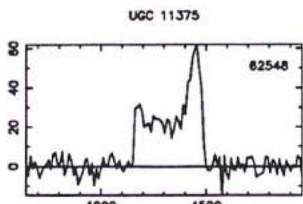


UGC 11350

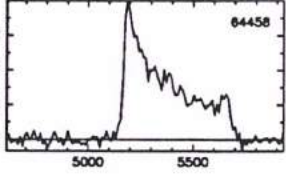


UGC 11371

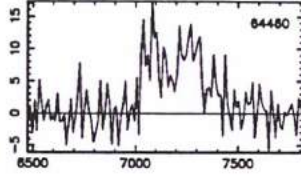




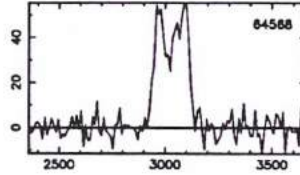
UGC 11537



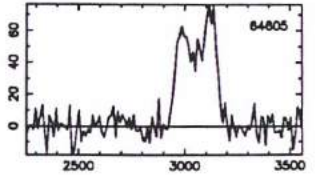
UGC 11538



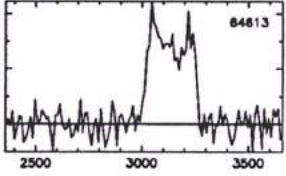
ESO 482-13



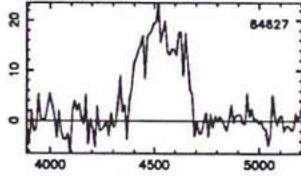
ESO 482-16



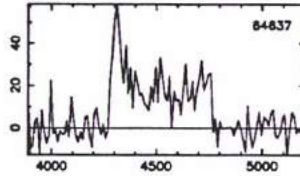
IC 4999



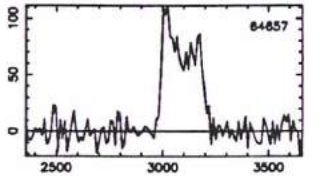
MCG 2-52-3



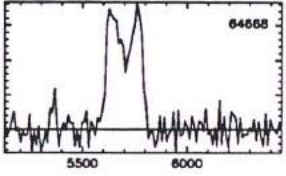
UGC 11552



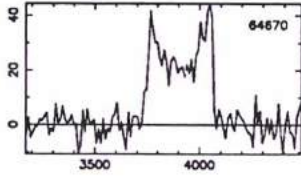
IC 5005



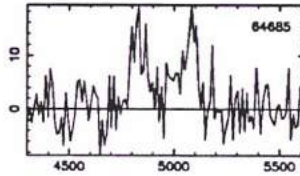
ESO 400-19



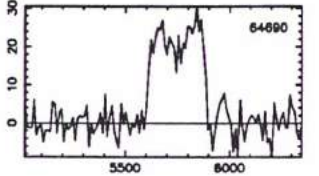
ESO 400-20



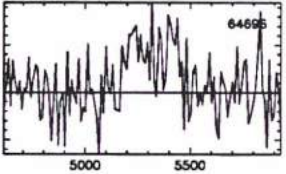
IC 1320



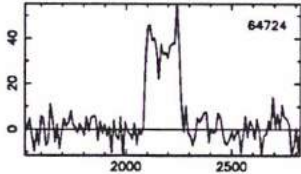
ESO 400-21



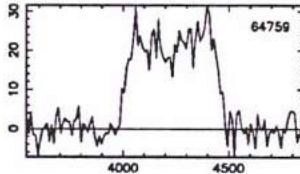
UGC 11562



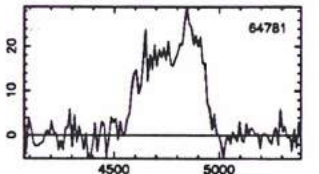
ESO 400-25



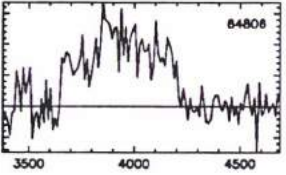
UGC 11588



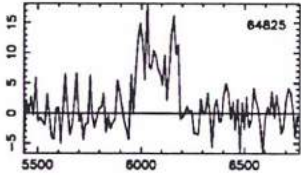
UGC 11571



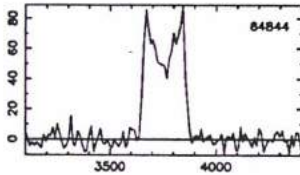
MCG -2-52-6



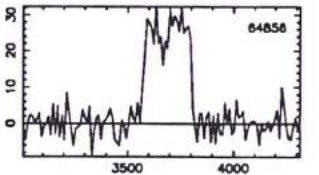
ESO 528-11



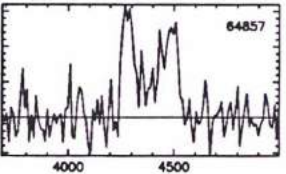
UGC 11577



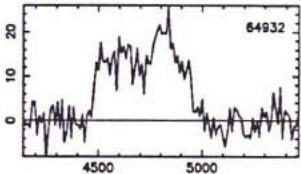
UGC 11582



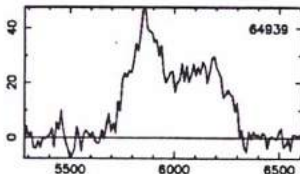
UGC 11580



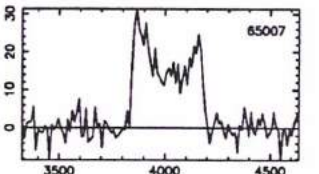
NGC 6928



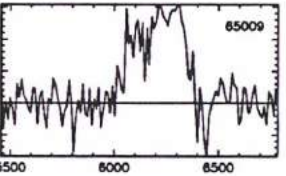
NGC 6926



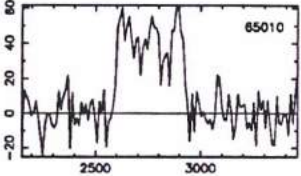
UGC 11595



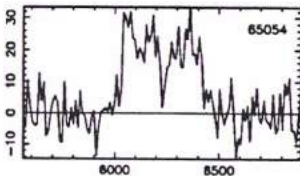
ESO 528-21



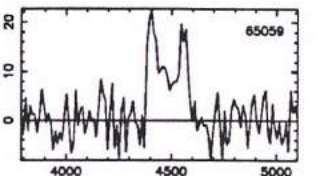
NGC 6949



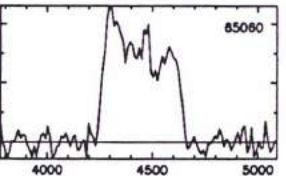
NGC 6941



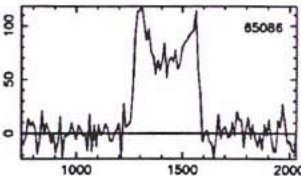
MCG 2-52-21



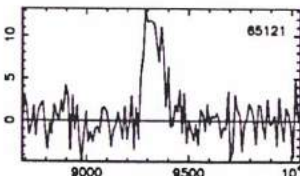
UGC 11599



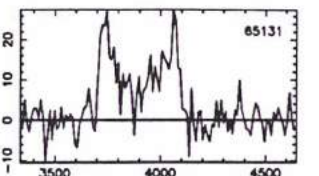
NGC 6951

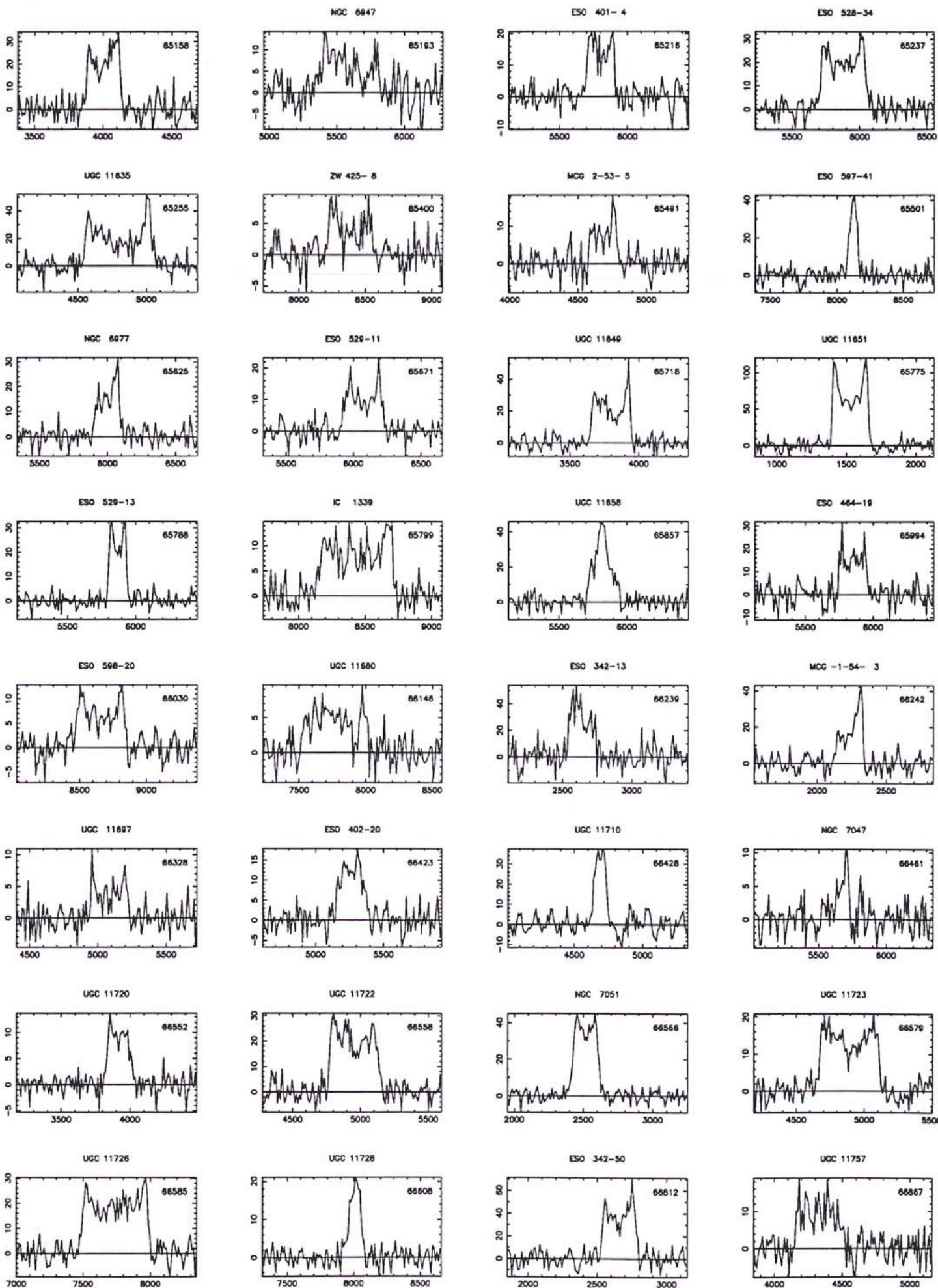


MCG 2-52-25

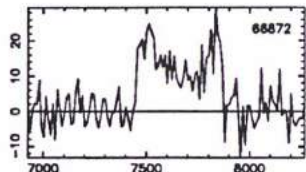


MCG -1-52-18

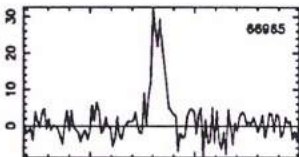




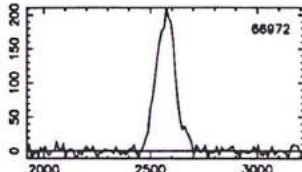
ESO 403- 3



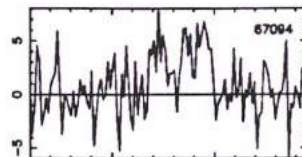
UGC 11767



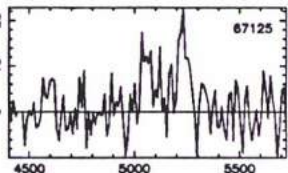
NGC 7091



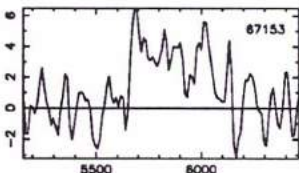
UGC 11784



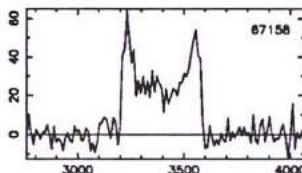
ESO 403-12



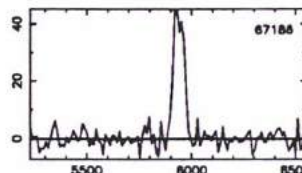
MCG 2-55- 7



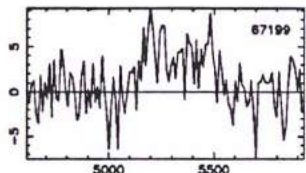
ESO 531- 22



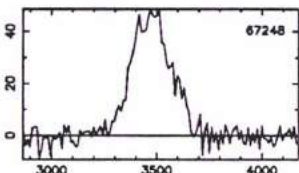
ESO 600- 7



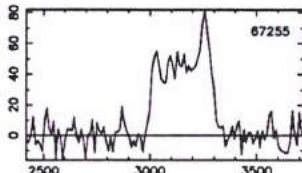
NGC 7110



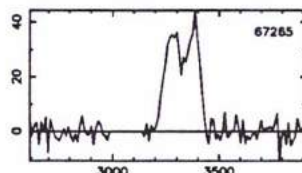
NGC 7115



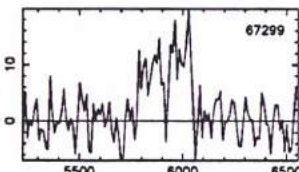
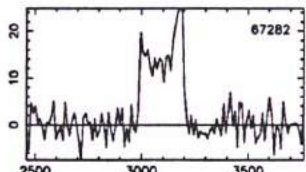
UGC 11802



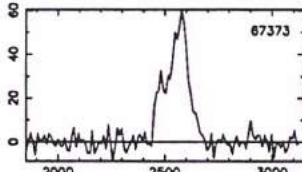
UGC 11808



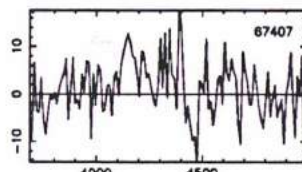
ESO 466- 5



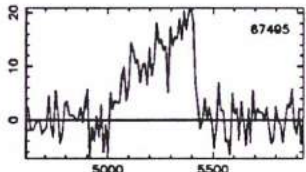
ESO 403-31



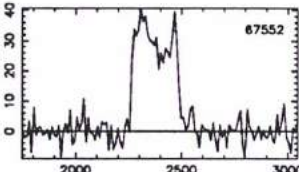
UGC 11819



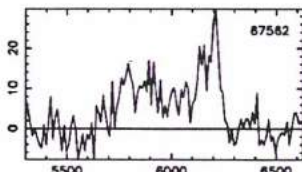
UGC 11833



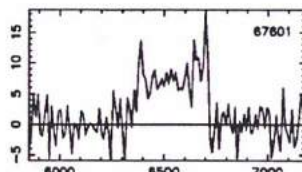
ESO 404- 3



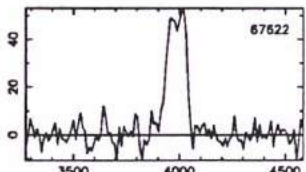
UGC 11841



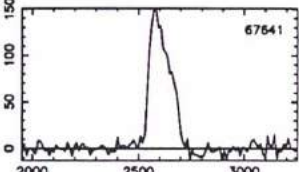
NGC 7152



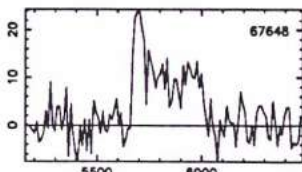
NGC 7156



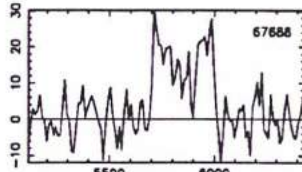
NGC 7154



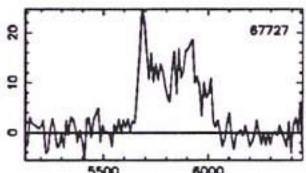
UGC 11849



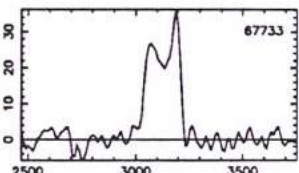
ESO 404- 11



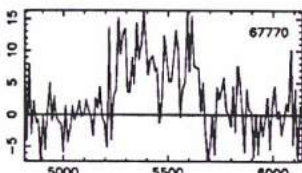
UGC 11862



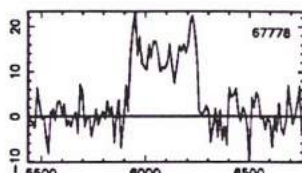
UGC 11860



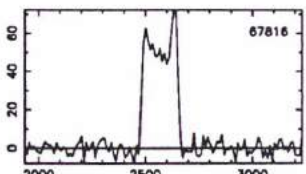
IC 5149



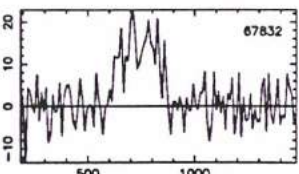
ESO 466-28



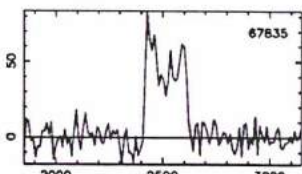
NGC 7167



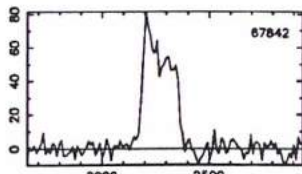
UGC 11874

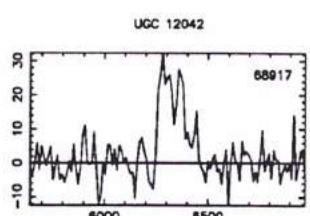
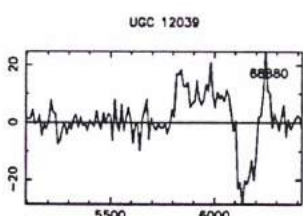
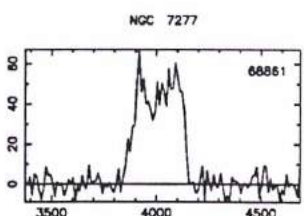
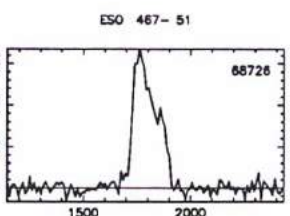
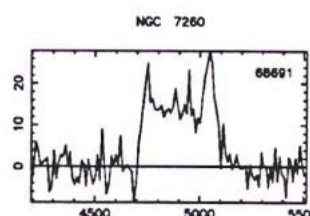
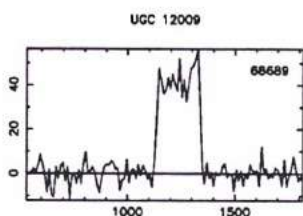
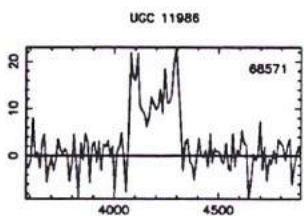
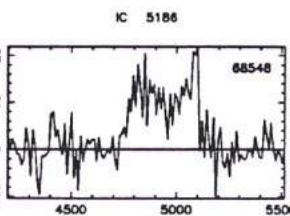
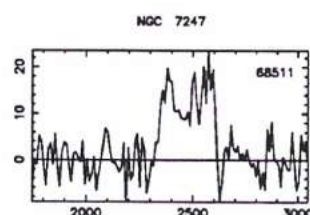
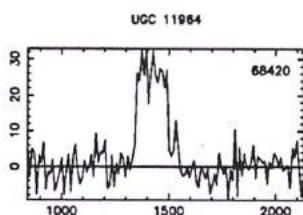
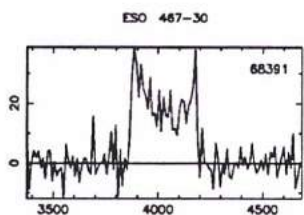
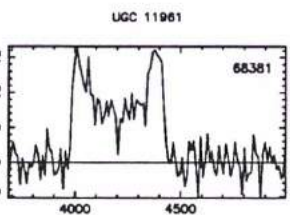
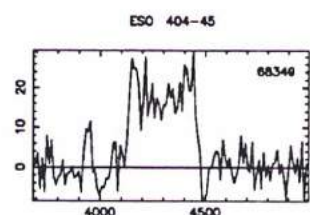
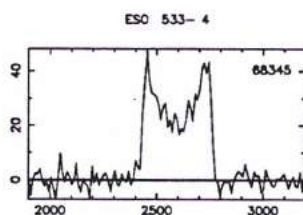
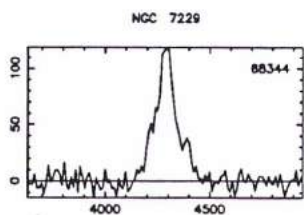
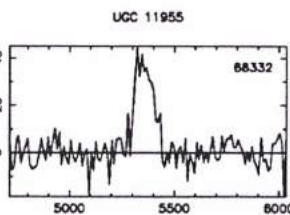
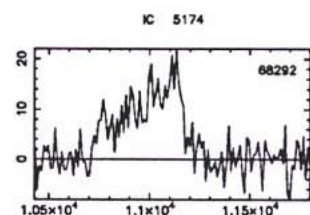
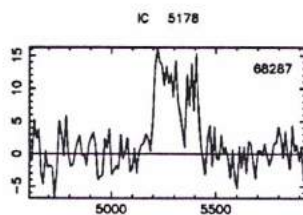
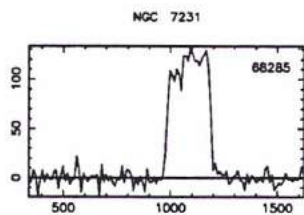
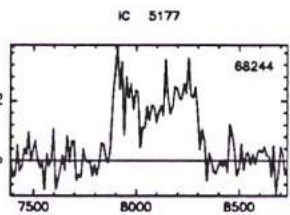
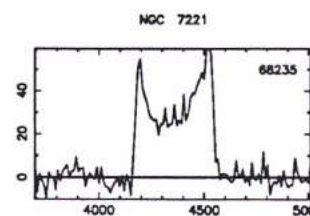
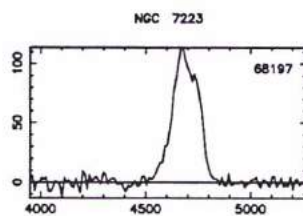
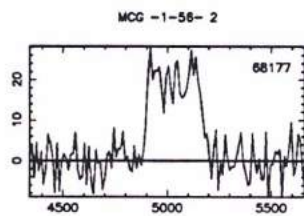
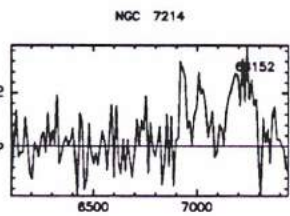
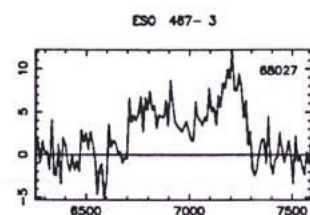
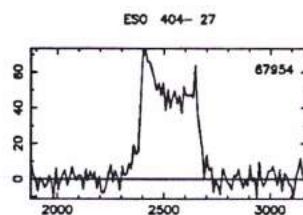
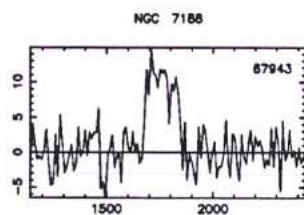
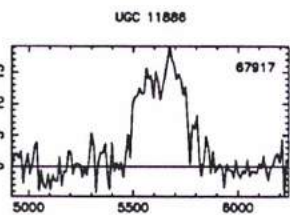
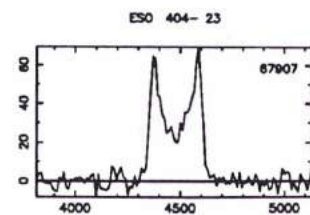
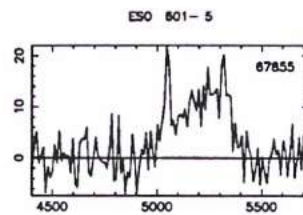
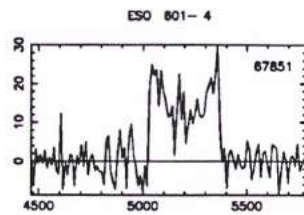
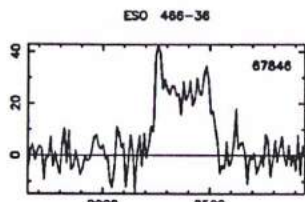


ESO 404- 17

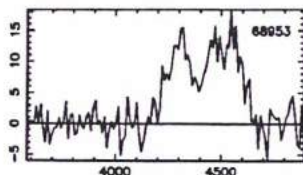


ESO 404- 18

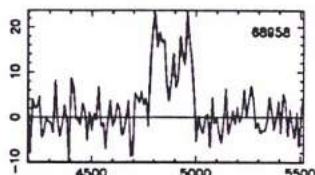




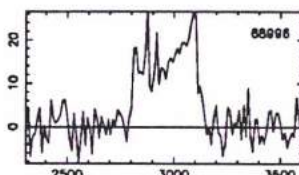
NGC 7285



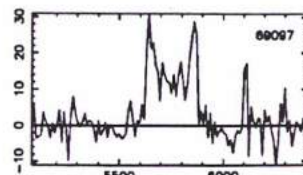
MCG -3-57- 8



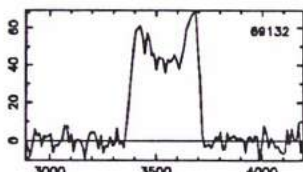
IC 1447



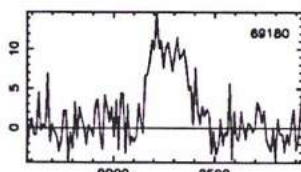
ESO 533-45



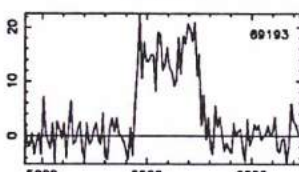
NGC 7308



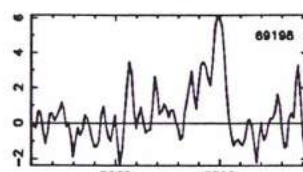
UGC 12089



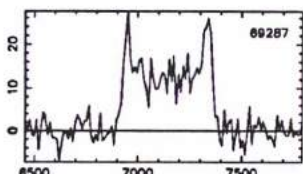
ESO 533-48



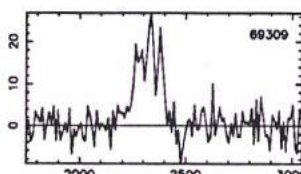
NGC 7312



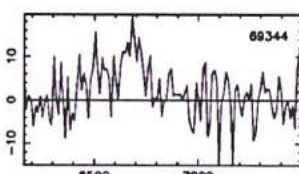
NGC 7321



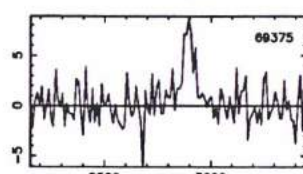
ESO 602-30



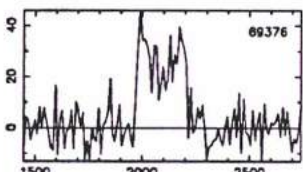
NGC 7337



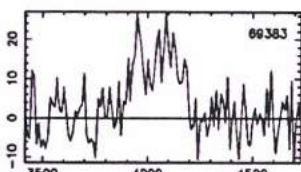
MCG -1-57-17



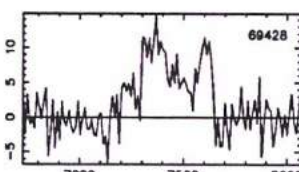
UGC 12141



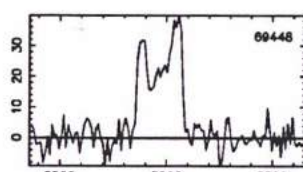
UGC 12135



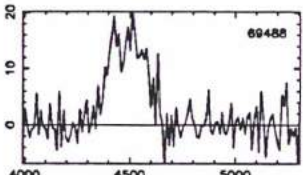
UGC 12133



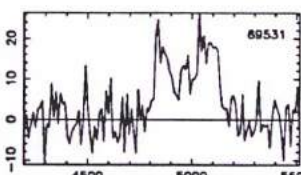
MCG -1-57-21



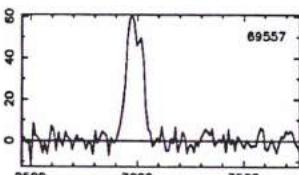
NGC 7349



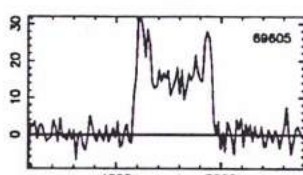
MCG -1-57-23



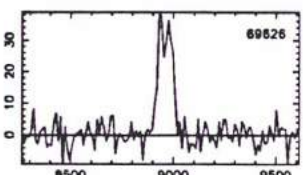
ESO 603- 8



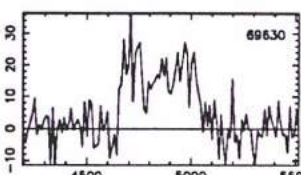
UGC 12173



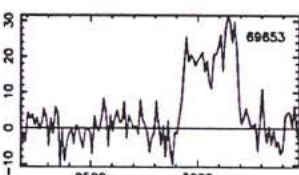
UGC 12178



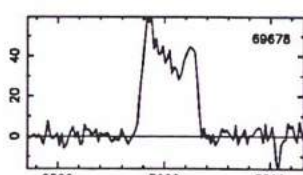
NGC 7364



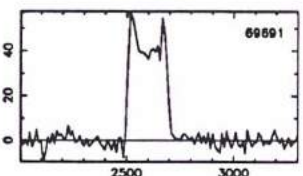
ESO 534- 24



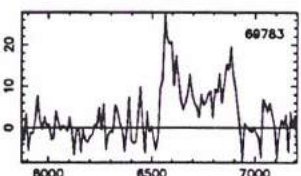
ESO 603- 12



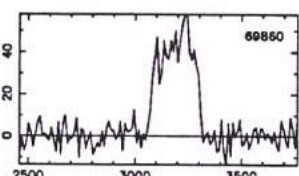
MCG -2-58- 3



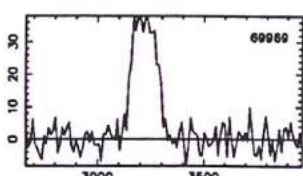
UGC 12199



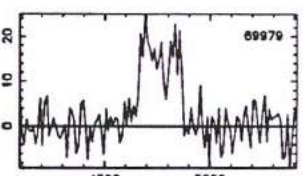
ESO 603-20



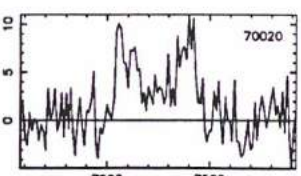
IC 5281



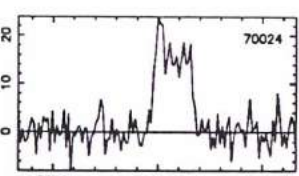
UGC 12248



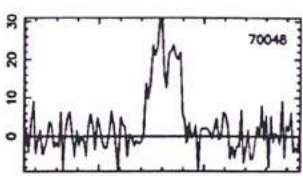
UGC 12250



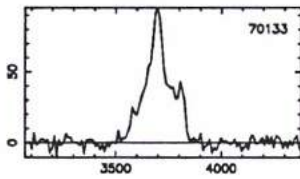
ESO 534-31



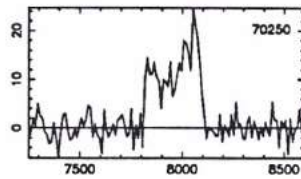
NGC 7422



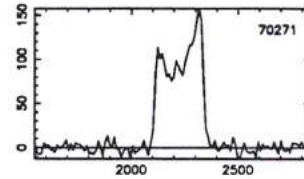
MCG -1-58-11



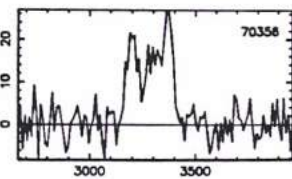
UGC 12303



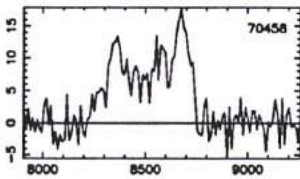
UGC 12308



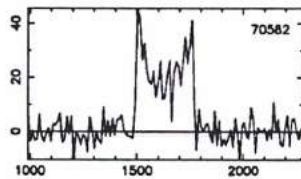
ESO 804- 1



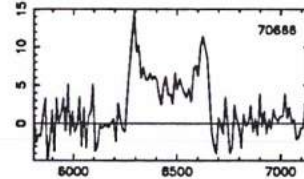
ESO 486- 11



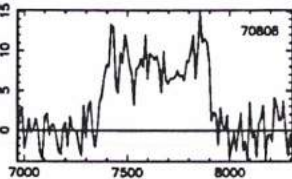
ESO 407- 7



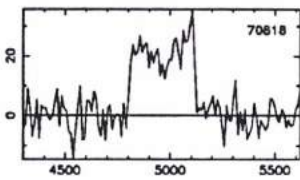
UGC 12407



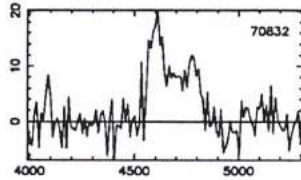
ESO 804- 6



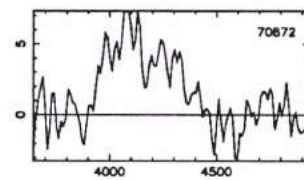
UGC 12452



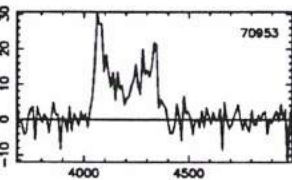
NGC 7548



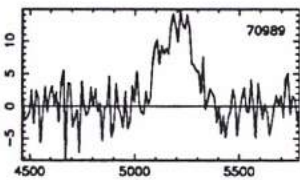
NGC 7563



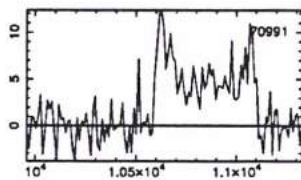
UGC 12479



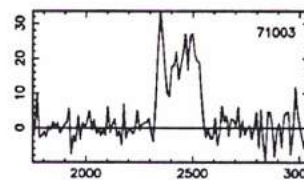
MCG -1-58-14



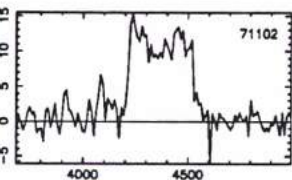
IC 1478



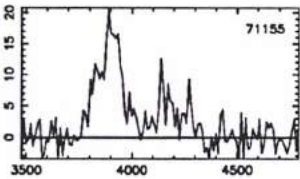
UGC 12504



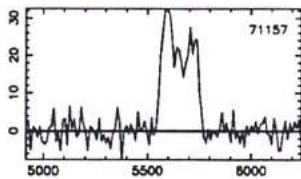
UGC 12519



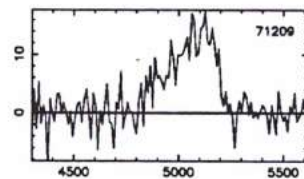
UGC 12535



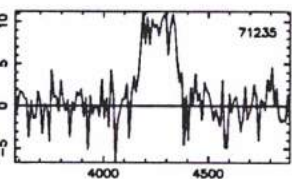
MCG -1-58-21



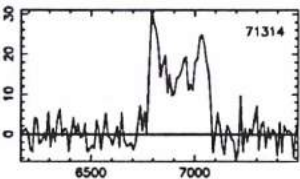
UGC 12548



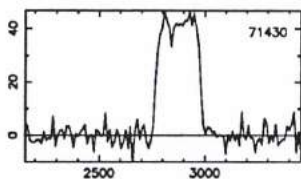
UGC 12559



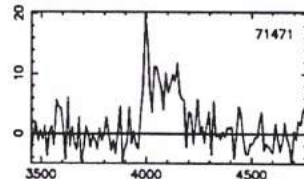
NGC 7645



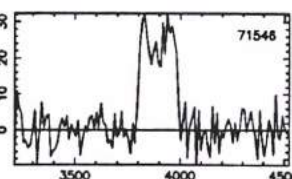
IC 5321



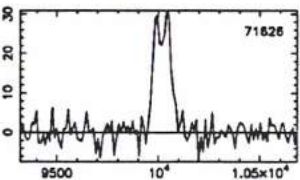
UGC 12601



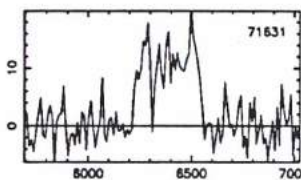
UGC 12619



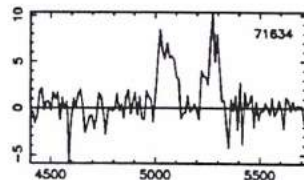
MCG -1-58-27



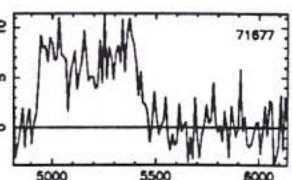
IC 1495



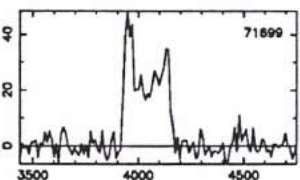
IC 1496



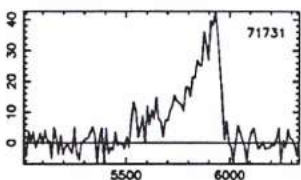
IC 1498



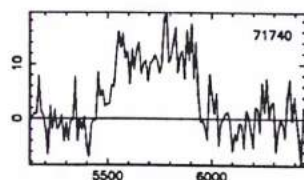
NGC 7691



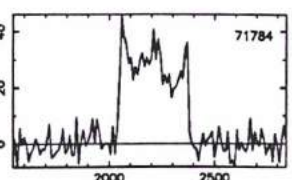
IC 5329



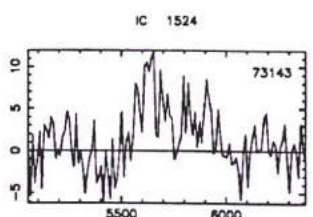
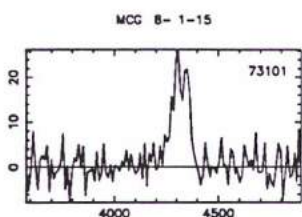
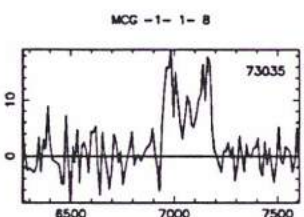
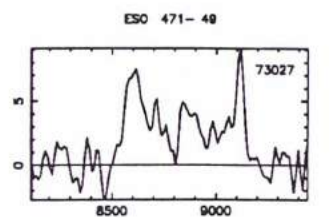
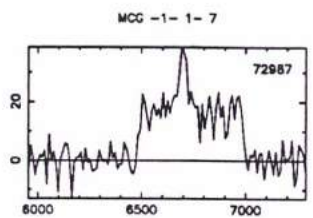
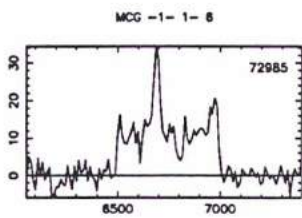
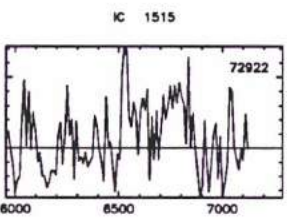
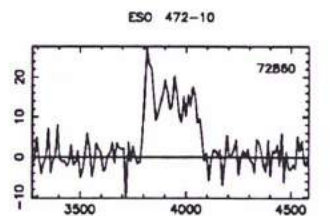
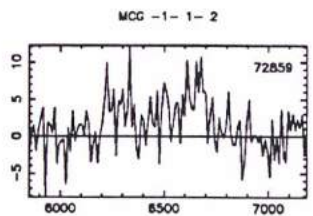
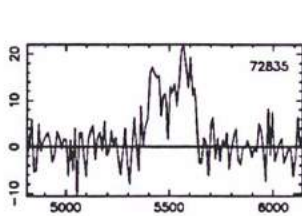
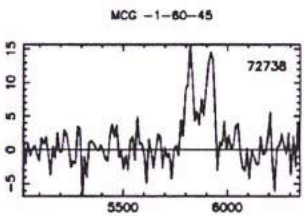
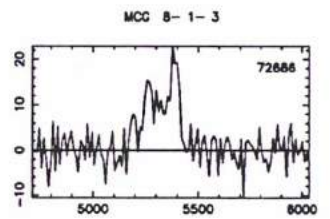
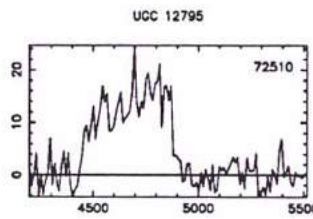
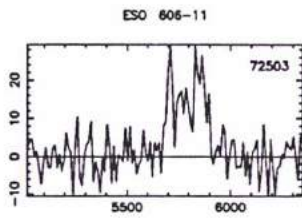
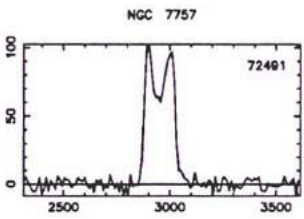
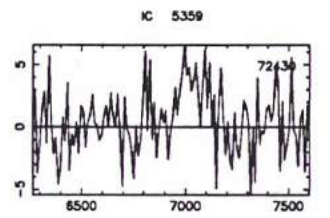
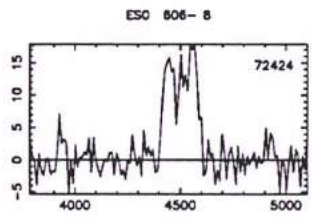
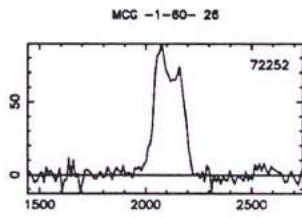
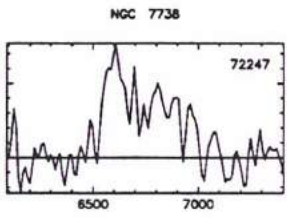
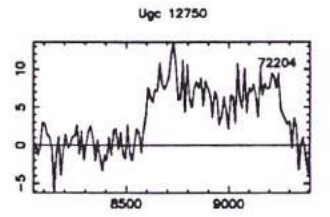
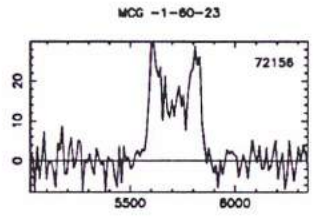
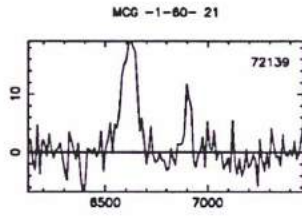
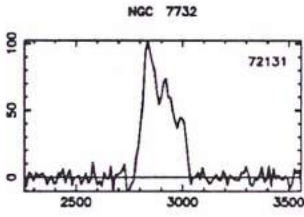
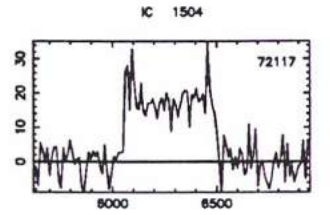
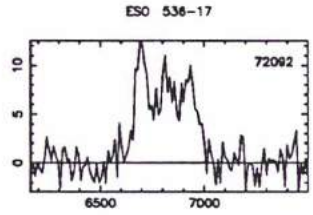
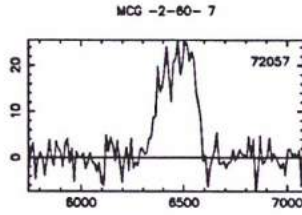
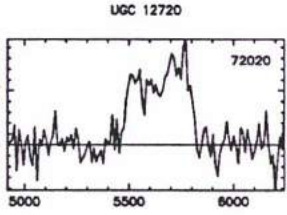
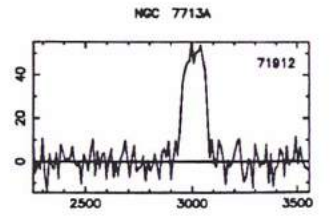
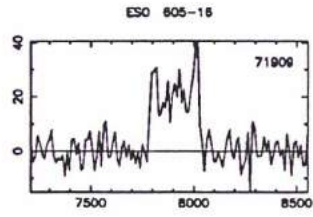
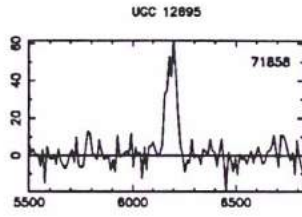
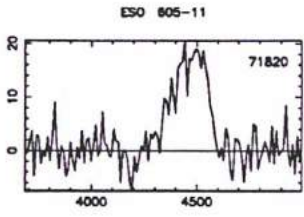
UGC 12662



IC 5334







PGC/LEDA	NAME	R.A. (1950)	DEC. (1950)	V20	rms	W20	rms	W50	rms	logVm	rms	F(HI)	rms	S/N	Note
PGC 00012	MCG -1- 1-16	23 57 34	-06 39 11	6547	8	410	25	399	17	2.262	.027	3.7	.9	4.8	
PGC 00070	UGC 12900	23 58 24	20 04 00	6796	8	446	24	429	16	2.301	.024	5.6	1.0	5.8	
PGC 00073	ESO 349-17	23 58 24	-33 53 24	6898	11	175	33	153	22	2.094	.099	2.9	.9	4.8	
PGC 00102	IC 5376	23 58 46	34 14 51	5032	4	425	13	416	9	2.281	.014	5.3	.8	8.6	
PGC 00176	MCG -1- 1-24	00 00 01	-03 59 20	6468	10	365	29	342	19	2.297	.036	3.3	.7	5.4	
PGC 00186	UGC 3	00 00 11	18 37 00	7888	7	481	22	464	15	2.396	.020	4.6	.7	6.4	
PGC 00195	NGC 7812	00 00 21	-34 30 48	6806	12	236	37	224	24	2.099	.076	3.1	1.1	3.4	
PGC 00205	UGC 5	00 00 32	-02 11 29	7271	6	461	19	459	12	2.376	.018	5.3	1.2	4.3	
PGC 00250	UGC 14	00 01 01	22 55 19	7237	9	351	26	331	18	2.258	.035	4.7	1.0	5.7	
PGC 00305	UGC 27	00 01 54	05 34 00	3114	4	232	13	219	9	2.060	.028	10.4	1.5	9.8	
PGC 00366	UGC 36	00 02 40	06 29 34	6351											
PGC 00393	UGC 39	00 03 00	53 22 00	9523	7	519	22	496	15	2.422	.019	4.0	.5	7.0	c
PGC 00515	UGC 52	00 04 15	08 21 04	5284	9	318	28	216	18	9.999	9.999	6.7	.6	11.3	
PGC 00540	UGC 55	00 04 24	46 23 00	5138	11	131	32	122	22	1.876	.130	2.4	1.1	3.5	
PGC 00558	ESO 538-22	00 04 37	-22 03 54	10181	18	538	53	510	35	2.388	.043	2.5	.8	3.3	
PGC 00627	NGC 7	00 05 48	-30 11 36	1495	2	184	7	156	5	1.839	.020	13.5	.8	25.1	
PGC 00634	NGC 10	00 06 02	-34 08 12	6803	16	600	49	557	33	2.482	.036	5.5	1.3	4.2	
PGC 00638	UGC 71	00 06 00	43 49 06	8162	38	335	113	243	75	2.198	.172	1.3	.6	2.6	
PGC 00659	ESO 349-33	00 06 32	-33 11 36	6890	9	460	28	452	19	2.319	.027	4.0	.9	3.9	
PGC 00767	NGC 29	00 08 12	33 04 24	4762	10	393	29	354	20	2.276	.034	6.1	1.2	6.8	
PGC 00798	NGC 36	00 08 48	06 06 42	6030	4	449	13	430	9	2.395	.013	7.8	.9	11.0	
PGC 00878	UGC 119	00 10 28	14 07 58	2023	4	142	12	83	8	1.752	.050	6.2	.6	21.0	
PGC 00913	UGC 128	00 11 12	35 43 00	4531	4	228	12	212	8	2.194	.026	7.7	1.0	11.7	
PGC 00963	UGC 139	00 11 55	-01 01 23	3963	4	311	12	292	8	2.164	.017	13.1	1.3	12.8	
PGC 00967	NGC 47	00 11 56	-07 27 00	5700	3	211	10	200	7	9.999	9.999	4.6	.7	11.6	
PGC 00978	NGC 52	00 12 06	18 18 12	5407	12	543	35	527	24	2.396	.028	2.7	.7	4.0	
PGC 00983	NGC 50	00 12 11	-07 37 25	5701	9	226	28	220	19	9.999	9.999	2.4	.9	3.6	
PGC 01099	UGC 153	00 14 00	47 40 00	4385	15	241	46	204	30	1.977	.096	6.2	1.6	4.3	
PGC 01109	MCG -1- 1- 64	00 14 18	-05 33 00	3958	10	303	30	266	20	2.097	.047	4.9	.9	6.6	
PGC 01130	ESO 539-5	00 14 38	-19 34 42	3203	6	263	17	258	12	2.130	.031	2.7	.6	5.5	
PGC 01198	UGC 171	00 15 44	48 27 11	5268	13	346	40	324	27	2.296	.054	5.3	1.4	3.9	
PGC 01211	NGC 73	00 16 06	-15 36 00	7762	10	526	31	466	21	2.482	.026	4.5	.6	7.8	
PGC 01414	MCG 8- 1-41	00 19 20	48 51 22	5143	9	248	26	246	17	9.999	9.999	999.9	99.9	3.1	
PGC 01419	MCG -1- 2- 6	00 19 36	-04 37 27	4353	8	193	23	189	15	2.060	.060	2.3	.8	3.9	
PGC 01518	NGC 101	00 21 25	-32 48 48	3383	4	185	13	170	8	2.038	.035	13.0	1.6	10.7	
PGC 01547	MCG -1- 2-10	00 22 06	-06 19 00	8182	12	323	35	306	23	2.218	.050	2.4	.7	4.1	
PGC 01572	UGC 238	00 22 26	31 04 04	6796	13	469	39	392	26	2.307	.039	6.2	1.1	6.9	
PGC 01577	UGC 240	00 22 37	06 13 00	8657	24	388	71	320	47	2.239	.087	3.3	1.2	3.6	
PGC 01591	UGC 242	00 22 52	19 57 39	4405	6	303	19	276	12	2.324	.029	5.5	.7	9.2	*
PGC 01592	UGC 243	00 22 48	45 38 42	5073	22	623	67	555	45	2.447	.048	4.0	.9	3.8	
PGC 01609	MCG -1-2-11	00 23 15	-02 33 41	5339	6	429	17	401	12	2.278	.018	9.2	1.1	10.0	
PGC 01634	MCG -1- 2-14	00 23 44	-04 46 09	3985	8	316	23	290	16	2.127	.035	5.7	.8	7.2	
PGC 01651	MCG 115	00 24 18	-33 57 12	1828	999	205	999	239	999	1.960	9.999	16.2	1.2	18.7	
PGC 01715	NGC 124	00 25 19	-02 05 12	4060	6	271	17	233	11	2.114	.030	8.0	.9	11.8	
PGC 01723	UGC 275	00 25 23	02 14 00	4385	6	231	17	207	12	2.021	.038	3.9	.7	9.3	
PGC 01736	UGC 279	00 25 37	30 31 33	6298	11	478	34	413	23	2.327	.033	7.2	1.0	7.3	
PGC 01746	UGC 282	00 25 48	03 07 00	4082											
PGC 01841	MCG -2- 2- 30	00 27 36	-11 23 00	3513	6	335	19	308	13	2.176	.027	5.1	.8	8.8	c

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

2

PGC 01909 MCG -2- 2- 38	00 28 42	-10 45 00	3589	7	313	20	254	13	2.244	.031	11.7	1.2	12.1
PGC 01926 ESO 539-14	00 28 58	-20 02 24	7094	6	370	18	351	12	2.209	.022	4.8	.7	8.4
PGC 01942 ESO 473-25	00 29 21	-26 59 48	7110	12	260	37	234	24	2.023	.069	1.2	.4	4.6
PGC 01979 MCG -2- 2- 49	00 30 10	-11 35 40	4052	12	369	35	352	23	2.208	.043	2.8	.8	4.1
PGC 02022 UGC 329	00 31 00	02 24 00	4380	9	252	27	225	18	2.128	.053	7.0	1.7	6.3
PGC 02071 IC 1555	00 32 05	-30 17 42	1529	5	131	14	115	9	1.792	.057	7.7	1.4	10.0
PGC 02134 IC 34	00 33 00	08 50 51	5317	9	637	26	600	18	2.472	.018	5.6	.8	7.4
PGC 02138 ESO 540- 3	00 33 10	-20 24 06	3293	2	337	6	321	4	2.185	.008	20.8	1.2	22.3
PGC 02166 MCG -2- 2-68	00 33 41	-12 32 02	6704	13	445	40	443	27	2.338	.039	.9	.5	2.0
PGC 02199 ESO 410-27	00 34 23	-28 38 36	7194	9	328	27	300	18	2.189	.038	4.7	.9	6.4
PGC 02206 NGC 174	00 34 31	-29 45 12	3569	9	270	28	179	19	9.999	9.999	2.9	.4	10.4
PGC 02228 NGC 172	00 34 45	-22 51 36	3047	3	278	8	270	5	2.070	.013	10.9	1.1	14.0
PGC 02241 NGC 177	00 35 06	-22 49 24	3835	4	419	12	406	8	2.273	.013	6.8	.8	10.3
PGC 02290 UGC 385	00 35 48	13 12 00	11137	15	159	46	153	30	9.999	9.999	999.9	99.9	2.2
PGC 02312 UGC 393	00 36 00	17 08 00	5428	7	387	20	383	13	2.237	.023	3.1	.9	4.5
PGC 02352 NGC 192	00 36 39	00 35 15	4208										
PGC 02357 NGC 196	00 36 45	00 38 16	4231										
PGC 02383 ESO 351- 1	00 37 08	-36 04 48	6531	19	422	58	396	39	2.270	.062	4.1	1.4	2.9
PGC 02388 NGC 201	00 37 00	00 35 09	4399	7	253	20	228	13	2.220	.039	4.6	.7	8.3
PGC 02390 UGC 418	00 37 00	08 41 00	4434	4	375	11	356	7	2.216	.013	6.3	.6	13.3
PGC 02411 ESO 411-06	00 37 37	-30 52 18	15059	6	183	19	175	13	1.979	.054	2.4	.7	5.6
PGC 02436 UGC 392	00 36 29	82 56 40	1403	5	200	14	189	10	1.898	.036	12.0	2.0	8.4
PGC 02458 UGC 433	00 38 21	31 27 40	4649	11	449	33	435	22	2.305	.032	6.1	1.4	4.0
PGC 02482 NGC 217	00 39 02	-10 17 47	3946	21	622	64	565	43	9.999	9.999	4.4	1.1	3.7
PGC 02492 MCG -3- 2- 40	00 39 15	-17 08 00	1551	2	163	7	147	5	1.911	.023	11.1	.9	19.6
PGC 02679 ESO 411-10	00 43 26	-31 28 18	5840	8	257	24	227	16	2.157	.047	5.9	.9	7.3
PGC 02720 UGC 480	00 43 48	36 03 10	11252	15	452	45	441	30	2.510	.044	1.9	.8	2.7
PGC 02800 MCG -2-3-15	00 45 15	-10 06 30	5765	12	479	37	437	24	2.327	.034	4.5	.8	5.6
PGC 02806 NGC 251	00 45 11	19 18 00	4565	5	367	14	341	9	2.385	.017	11.5	1.1	12.4
PGC 02889 UGC 507	00 47 01	00 50 38	5281	8	431	23	426	16	2.289	.024	4.9	1.1	4.3
PGC 02949 NGC 271	00 48 08	-02 10 51	4129	14	563	43	536	28	2.601	.033	3.5	.8	4.0
PGC 03076 NGC 280	00 49 49	24 04 39	10168	12	603	35	554	23	2.559	.025	5.5	.7	6.3
PGC 03230 UGC 551	00 52 00	44 29 00	5363	12	196	36	194	24	1.920	.090	.9	.6	2.4
PGC 03250 NGC 298	00 52 30	-07 37 49	1753	3	205	8	189	5	1.915	.020	21.2	1.8	16.9
PGC 03252 ESO 541- 1	00 52 35	-19 16 36	6367	6	414	19	397	13	2.319	.021	3.3	.7	7.3
PGC 03287 IC 1601	00 53 08	-24 25 29	3717	49	516	146	437	97	2.383	.129	.9	.5	1.9
PGC 03442 NGC 317A	00 54 49	43 31 52	5268										
PGC 03462 NGC 327	00 55 23	-05 24 00	5475	12	435	37	389	25	2.305	.039	5.3	.9	5.8
PGC 03526 ESO 541- 4	00 56 30	-19 00 48	2002	3	286	8	278	6	2.106	.014	16.7	1.4	13.0
PGC 03547 MCG -1-3-51	00 56 51	-05 04 25	5691	11	530	32	518	21	2.385	.026	2.1	.6	3.9
PGC 03559 UGC 614	00 56 50	35 17 25	2354	5	203	14	195	9	2.005	.035	4.6	.9	7.7
PGC 03701 NGC 352	00 59 36	-04 30 52	5284	15	559	46	531	31	2.421	.036	3.8	.9	3.7
PGC 03907 NGC 378	01 03 49	-30 26 42	9602	10	344	29	316	20	2.311	.040	4.3	.9	5.9
PGC 03993 ESO 352- 7	01 05 14	-33 54 18	10106	7	536	21	532	14	2.432	.017	2.2	.6	4.4
PGC 04079 IC 78	01 06 19	-16 06 41	11766	14	319	42	286	28	2.148	.062	1.0	.4	4.4
PGC 04111 NGC 403	01 06 28	32 29 05	5090	11	325	33	323	22	9.999	9.999	1.5	.7	2.6
PGC 04142 UGC 722	01 07 05	13 02 00	4209	8	191	23	171	15	1.941	.061	5.3	1.3	6.7
PGC 04151 UGC 726	01 07 24	-02 00 54	3857	10	239	29	224	20	2.069	.060	2.9	.8	4.6
PGC 04222 MCG -1- 4- 8	01 08 24	-06 05 16	5745	6	426	18	417	12	2.314	.018	5.7	1.0	6.4
PGC 04227 IC 1637	01 08 39	-30 42 12	6044	6	328	18	311	12	2.333	.026	5.2	.9	7.7

c  
c

c

PGC 04286 UGC 748	01 08 55	35 00 38	4854	6	316	18	301	12	2.139	.027	7.4	1.2	7.3
PGC 04365 ESO 412-15	01 10 28	-31 27 54	5588	13	329	39	312	26	2.151	.055	3.0	1.0	3.6
PGC 04401 UGC 766	01 10 30	49 21 00	5481	22	284	66	243	44	2.085	.114	2.8	1.0	3.1
PGC 04440 IC 1657	01 11 47	-32 54 54	3583	4	430	11	414	8	2.284	.012	16.1	1.5	12.2
PGC 04549 UGC 808	01 13 00	09 02 00	11641	7	495	22	458	14	2.519	.020	5.6	.7	8.9
PGC 04598 UGC 813	01 13 20	46 28 36	5344	9	283	27	273	18	9.999	9.999	999.9	99.9	4.4
PGC 04654 UGC 826	01 14 44	43 23 06	5995	14	241	43	192	29	2.051	.093	4.4	1.0	5.1
PGC 04659 UGC 830	01 15 18	-02 13 12	5953	3	121	8	107	5	1.778	.036	8.8	.9	16.4
PGC 04711 IC 1670A	01 16 25	-17 03 56	6001	9	443	26	424	17	2.303	.026	6.0	1.0	5.7
PGC 04799 NGC 491A	01 17 45	-34 09 48	3593	3	235	9	234	6	1.988	.018	8.0	1.2	8.2
PGC 04895 UGC 880	01 18 13	42 35 22	7279	15	358	45	349	30	2.326	.057	2.5	.9	2.5
PGC 04896 UGC 890	01 18 33	01 06 40	4971	4	337	12	327	8	2.172	.016	4.5	1.1	10.3
PGC 04912 ESO 476- 5	01 18 54	-23 03 48	5915	7	501	21	484	14	2.362	.018	5.6	.8	6.7
PGC 04914 NGC 491	01 19 02	-34 19 30	3872	36	495	109	329	73	2.444	.110	2.9	.9	3.6
PGC 04915 NGC 477	01 18 27	40 13 35	5876	8	369	23	322	15	2.271	.029	8.9	1.1	9.4
PGC 04921 NGC 485	01 18 51	06 45 25	2251	18	248	55	179	37	1.974	.120	3.5	1.0	4.7
PGC 04948 UGC 903	01 19 06	17 20 00	2510	6	375	19	337	13	2.207	.023	12.7	1.5	10.5
PGC 04957 NGC 489	01 19 16	08 56 40	2472	9	493	28	487	19	2.353	.025	3.4	1.0	3.6
PGC 04971 NGC 909	01 19 10	37 08 22	5081	999	257	999	263	999	2.182	9.999	6.0	1.6	4.8
PGC 04992 NGC 497	01 19 49	-01 08 09	8141	3	551	8	541	5	2.431	.006	4.4	.5	14.5
PGC 05051 ESO 352-62	01 20 49	-34 59 48	9570	14	627	43	588	29	2.457	.030	5.3	1.0	4.6
PGC 05154 ESO 352-69	01 21 56	-34 59 12	6048	8	235	24	210	16	2.223	.050	4.7	.9	6.9
PGC 05194 UGC 958	01 21 54	16 17 00	2412	5	163	14	158	9	1.801	.044	4.7	1.0	7.1
PGC 05268 NGC 523	01 22 29	33 45 53	4758	4	480	13	473	9	2.349	.012	7.6	.9	8.2
PGC 05327 UGC 1000	01 23 00	50 22 00	6149	13	252	39	232	26	2.036	.075	3.3	.9	3.9
PGC 05329 MCG -1- 4-42	01 23 31	-04 12 51	1991	8	163	23	122	16	1.794	.080	4.5	.8	8.8
PGC 05370 UGC 1019	01 24 00	10 01 00	2143	20	258	59	104	40	1.936	.151	1.4	.4	6.4
PGC 05404 ESO 353- 2	01 24 50	-36 07 00	6041	9	262	27	207	18	2.057	.053	6.2	.9	8.5
PGC 05415 UGC 1026	01 24 30	13 20 00	4509	10	114	31	105	20	1.777	.144	1.5	.7	3.7
PGC 05450 NGC 551	01 24 48	36 55 27	5196	7	401	22	374	15	2.281	.025	3.9	.6	7.7
PGC 05453 UGC 1037	01 24 50	42 53 45	4969	10	202	30	193	20	1.933	.073	2.2	.7	3.8
PGC 05600 UGC 1073	01 27 21	25 36 27	3669	4	173	11	154	8	1.883	.035	8.8	.9	13.0
PGC 05628 NGC 577	01 28 07	-02 15 00	5937	6	207	19	195	13	2.107	.046	2.5	.6	6.6
PGC 05643 IC 1711	01 28 13	16 55 49	2808	11	397	33	373	22	2.241	.037	3.9	1.0	5.0
PGC 05688 NGC 585	01 29 09	-01 11 20	5431	19	542	58	519	39	2.392	.047	1.7	.6	2.7
PGC 05746 NGC 587	01 29 41	35 06 08	4525	6	431	17	427	11	2.309	.017	4.5	.9	5.7
PGC 05792 UGC 1110	01 30 42	13 05 00	2768	9	232	26	218	18	1.980	.056	3.7	1.0	5.0
PGC 05808 NGC 590	01 30 41	44 40 24	4956	13	518	40	508	27	2.422	.034	2.7	1.0	2.9
PGC 05810 UGC 1118	01 31 07	03 17 15	3518	7	259	20	218	14	2.011	.039	6.3	.9	10.1
PGC 05822 UGC 1119	01 31 12	16 58 00	8112	46	481	137	215	91	2.331	.165	1.1	.5	3.6
PGC 05829 ESO 353-14	01 31 44	-34 38 36	3813	13	340	40	218	27	2.104	.062	7.4	1.0	8.5
PGC 05830 UGC 1120	01 31 28	-01 20 00	4670	9	406	28	381	19	2.252	.031	5.4	1.1	5.9
PGC 05990 NGC 620	01 34 01	42 04 03	2507	5	239	15	211	10	9.999	9.999	999.9	99.9	11.5
PGC 06059 NGC 634	01 35 25	35 06 41	4925	8	486	24	470	16	2.342	.022	4.3	.9	5.7
PGC 06112 NGC 642	01 36 49	-30 10 06	5884	10	444	31	407	20	2.368	.031	8.7	1.5	6.4
PGC 06161 ESO 413-16	01 37 39	-28 57 00	5945	14	534	41	510	27	2.385	.033	4.8	1.2	4.0
PGC 06165 ESO 413-18	01 37 42	-28 17 18	5936	25	459	75	442	50	2.315	.072	3.0	1.5	1.9
PGC 06173 UGC 1173	01 37 06	46 18 53	6835	30	383	89	280	59	2.185	.115	2.8	.8	3.5
PGC 06190 MCG -1- 5-14	01 37 58	-05 46 28	2124	5	194	14	179	10	1.886	.038	5.7	.9	9.6
PGC 06228 MCG -1- 5-17	01 38 36	-05 49 17	1490	2	181	7	169	4	1.846	.019	8.6	.7	18.8

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

4

PGC 06257	ESO	413-23	01 39 31	-28 30 00	5818	22	336	65	296	44	2.179	.092	3.2	1.1	3.1
PGC 06372	UGC	1212	01 41 14	34 08 10	10750	9	345	26	336	18	2.352	.035	3.2	.8	4.3
PGC 06448	IC	156	01 42 48	10 18 00	5525	27	260	80	183	53	2.175	.165	.9	.4	3.4
PGC 06451	UGC	1230	01 42 48	25 16 00	3833	2	89	7	73	5	9.999	9.999	8.8	1.0	20.3
PGC 06539	UGC	1241	01 43 48	48 10 00	6776	25	350	74	284	49	2.206	.102	2.4	.8	3.4
PGC 06756	IC	1731	01 47 23	26 56 58	3503	5	217	14	204	10	2.035	.033	5.1	.9	8.9
PGC 06827	UGC	1314	01 48 18	12 20 00	3295	9	217	27	190	18	1.982	.063	2.4	.6	6.4
PGC 06855	UGC	1322	01 48 42	12 53 00	4844	17	142	50	117	33	9.999	9.999	.8	.4	3.3
PGC 06889	UGC	1329	01 49 03	17 56 27	4931	5	208	16	202	11	1.930	.038	3.2	.7	6.6
PGC 06898	MCG	-1- 5-45	01 49 19	-05 44 37	1639	2	182	6	154	4	1.833	.017	18.8	.8	29.7
PGC 06912	ESO	543-20	01 49 41	-20 24 42	9523	7	624	21	615	14	2.478	.014	8.4	1.4	5.5
PGC 06966	MCG	-1- 5-47	01 50 17	-03 41 35	4992										
PGC 07017	UGC	1355	01 50 32	43 43 14	6322	18	304	55	261	37	9.999	9.999	2.4	.8	3.8
PGC 07024	NGC	723	01 51 26	-24 00 12	1485	2	136	7	108	4	9.999	9.999	12.4	.8	26.0
PGC 07098	NGC	722	01 52 00	20 27 00	4900	12	430	35	413	24	2.296	.037	4.4	1.2	4.0
PGC 07138	UGC	1381	01 52 00	48 47 00	4865	8	259	25	254	17	2.128	.046	3.4	1.0	3.8
PGC 07191	NGC	749	01 53 26	-30 10 00	4361	14	518	41	502	27	9.999	9.999	3.2	1.0	3.4
PGC 07243	UGC	1410	01 53 39	04 24 05	4976	7	375	20	371	13	2.222	.024	2.8	.7	4.5
PGC 07259	NGC	748	01 53 50	04 42 42	5316	5	488	14	480	9	2.394	.012	9.0	.9	8.2
PGC 07306	IC	176	01 54 21	-02 15 48	4443	4	307	12	298	8	2.121	.018	8.7	.9	10.0
PGC 07393	IC	1762	01 55 36	-33 29 00	5648	5	373	14	373	10	2.227	.017	4.1	.9	4.7
PGC 07400	IC	1759	01 55 43	-33 13 47	3907	2	122	5	116	3	9.999	9.999	7.2	.7	20.5
PGC 07406	UGC	1444	01 55 23	04 09 00	4765	4	319	12	300	8	2.134	.018	6.6	.7	12.0
PGC 07451	NGC	775	01 56 15	-26 32 06	4542	6	240	19	226	13	2.156	.038	5.5	1.2	7.0
PGC 07456	UGC	1447	01 55 28	44 19 58	5109	6	116	19	98	13	1.853	.092	3.8	.8	7.5
PGC 07465	NGC	768	01 56 07	00 17 13	7021	11	421	33	400	22	2.308	.036	5.1	1.1	4.6
PGC 07506	UGC	1462	01 56 18	25 09 00	5066	9	249	28	220	18	2.135	.055	3.7	.8	6.4
PGC 07533	UGC	1468	01 56 48	13 42 00	4608	8	196	23	190	16	1.979	.059	1.8	.7	4.3
PGC 07568	MCG	-2- 6-12	01 57 32	-11 19 16	5244	7	411	20	392	13	9.999	9.999	11.0	1.3	7.4
PGC 07683	IC	187	01 58 40	26 14 28	5143	13	524	40	476	26	2.374	.034	4.4	.7	5.5
PGC 07741	NGC	799	01 59 38	-00 20 29	5915	8	330	24	280	16	2.365	.035	3.2	.5	9.2
PGC 07806	MCG	-2- 6-19	02 00 34	-09 53 49	3864	5	265	15	242	10	2.037	.028	10.2	1.1	10.5
PGC 07833	UGC	1537	02 00 18	48 13 00	7432	9	467	27	462	18	2.327	.025	4.6	1.1	3.6
PGC 07856	IC	196	02 01 07	14 30 00	3646	9	387	27	360	18	2.263	.031	5.8	1.0	6.4
PGC 08009	UGC	1585	02 02 53	44 57 17	5817	11	354	34	326	23	2.393	.045	5.5	1.2	5.0
PGC 08046	MCG	7- 5-13	02 03 26	44 08 21	5179	10	315	30	291	20	9.999	9.999	999.9	99.9	5.5
PGC 08173	NGC	825	02 05 54	06 05 15	3396										
PGC 08200	IC	209	02 06 29	-07 17 45	3967	16	317	48	278	32	2.256	.072	2.6	.8	4.2
PGC 08207	UGC	1646	02 06 24	04 52 38	3377	4	217	11	210	7	1.952	.025	4.4	.6	10.0
PGC 08223	ESO	478- 6	02 07 00	-23 39 06	5332	9	402	26	387	17	2.355	.029	8.0	1.6	5.2
PGC 08225	NGC	833	02 06 53	-10 22 11	3875										
PGC 08228	NGC	835	02 06 57	-10 22 18	3859										
PGC 08232	IC	210	02 07 00	-09 54 58	1938	5	298	15	277	10	2.105	.023	1.8	.5	10.5
PGC 08281	UGC	1663	02 07 30	07 24 30	3457	12	285	36	244	24	2.121	.062	2.2	.5	5.7
PGC 08295	MCG	-2- 6-35	02 07 47	-09 56 47	1998	11	214	34	170	23	1.918	.084	9.1	2.0	6.2
PGC 08299	NGC	848	02 07 54	-10 33 19	3989	6	260	19	212	13	2.151	.037	7.7	.9	11.7
PGC 08388	NGC	854	02 09 23	-36 04 18	6220	7	441	21	418	14	2.306	.021	5.4	1.1	7.7
PGC 08438	NGC	845	02 09 18	37 14 33	4429	17	411	50	382	34	2.256	.055	3.6	1.0	3.5
PGC 08502	MCG	-1-6-70	02 10 46	-07 53 46	4787	4	286	13	279	9	2.236	.022	2.2	.4	8.2
PGC 08503	UGC	1704	02 10 10	41 00 30	5787	16	267	48	255	32	2.077	.085	1.9	.8	2.6

c

c

c

c

\*

PGC 08556 IC 213	02 11 17   16 14 00   8213   5   508   16   502   11   2.550   .014   3.5   .6   6.1
PGC 08581 MCG -1- 6-77	02 11 57   -07 35 27   4970   12   412   35   372   23   2.253   .039   6.9   1.0   5.7
PGC 08654 UGC 1738	02 12 46   42 35 32   5697   9   309   26   304   17   2.129   .038   3.3   1.0   3.7
PGC 08673 IC 217	02 13 44   -12 09 27   1890   2   230   7   219   5   1.972   .015   11.5   .8   17.3
PGC 08692 NGC 873	02 14 06   -11 34 49   4036   8   204   24   137   16   2.036   .066   7.6   1.1   10.8
PGC 08822 NGC 881	02 16 16   -06 52 11   5263   7   405   22   394   14   2.354   .024   3.6   .7   5.6
PGC 08868 NGC 887	02 17 09   -16 17 58   4316   6   232   17   202   11   2.162   .036   10.0   1.3   10.8
PGC 08871 ESO 298- 28	02 17 33   -38 02 54   5065   6   464   19   434   13   2.355   .018   15.4   2.0   9.3
PGC 08896 ESO 545- 5	02 17 47   -19 58 48   2338   4   270   11   252   7   2.049   .020   14.8   1.5   12.9
PGC 08936 ESO 415-19	02 18 59   -32 10 12   9626   9   260   26   240   17   2.041   .049   1.7   .4   5.8
PGC 08964 UGC 1817	02 18 47   13 59 00   3537   6   398   17   380   11   2.245   .020   8.8   1.2   8.4
PGC 09073 NGC 898	02 20 11   41 43 27   5495   18   704   55   624   37   2.503   .035   1.5   .3   5.0
PGC 09126 UGC 1862	02 21 52   -02 23 14   1385   7   123   20   113   13   1.861   .086   2.7   .8   5.9
PGC 09204 ESO 479- 1	02 23 12   -25 51 54   4846   3   200   10   178   7   2.072   .026   10.8   1.1   15.5
PGC 09225 UGC 1882	02 22 41   37 00 23   11063   27   396   81   315   54   2.466   .098   1.8   .7   3.4
PGC 09253 NGC 914	02 22 55   41 55 09   5534   6   349   18   339   12   2.320   .023   4.0   .7   6.5
PGC 09256 NGC 926	02 23 33   -00 33 20   6403   7   483   21   473   14   2.388   .019   5.7   1.1   5.5
PGC 09272 MCG -2- 7- 7	02 23 54   -10 04 00   2109   4   202   13   188   9   1.901   .032   7.9   1.0   10.5
PGC 09301 MCG 7- 6-20	02 23 37   41 36 37   5718   16   325   48   260   32   2.157   .073   4.3   1.0   5.2
PGC 09314 UGC 1910	02 23 55   34 57 26   5104   8   339   24   319   16   2.168   .033   6.5   1.3   6.2
PGC 09355 NGC 923	02 24 25   41 45 16   5652   7   285   20   206   13   2.157   .036   12.5   1.0   14.1
PGC 09357 MCG 7- 6-23	02 24 27   41 47 04   5645   5   254   15   201   10   2.173   .030   10.8   .9   15.3
PGC 09364 UGC 1919	02 24 35   35 55 39   10748   17   322   50   307   33   2.361   .072   2.0   .7   2.7
PGC 09393 UGC 1928	02 25 00   43 38 00   6617   17   616   50   587   34   2.452   .035   3.9   .9   3.5
PGC 09394 UGC 1945	02 25 39   -01 34 10   1768   7   108   22   100   15   1.602   .108   2.3   .9   5.0
PGC 09413 UGC 1946	02 25 42   15 25 00   4081   4   208   13   199   9   1.919   .031   4.9   .9   8.6
PGC 09420 NGC 947	02 26 12   -19 15 48   4945   4   356   12   319   8   2.239   .016   16.9   1.2   15.5
PGC 09426 NGC 945	02 26 11   -10 45 44   4480   7   186   22   180   15   9.999   9.999   4.0   1.1   4.6
PGC 09457 NGC 943	02 26 43   -11 03 04   4516   7   233   21   229   14   9.999   9.999   1.2   .4   4.5
PGC 09510 UGC 1970	02 27 00   25 02 00   1912   5   232   15   226   10   1.979   .032   5.1   1.0   6.8
PGC 09533 UGC 1976	02 27 19   35 06 15   9089   18   449   53   433   35   2.344   .052   2.0   .8   2.6
PGC 09549 NGC 955	02 28 00   -01 19 43   1487   4   343   11   338   7   2.178   .014   6.7   .9   9.0
PGC 09582 NGC 964	02 29 06   -36 15 18   4773   12   615   37   599   25   2.454   .026   5.9   1.4   3.7
PGC 09592 UGC 1989	02 28 06   42 40 00   5115   11   115   34   65   22   9.999   9.999   1.4   99.9   6.6
PGC 09638 UGC 1999	02 29 06   18 55 00   974   1   160   4   147   3   1.782   .013   19.1   .9   31.7
PGC 09663 UGC 2001	02 29 12   41 58 43   6826   12   320   35   311   24   2.250   .051   1.0   .4   3.2
PGC 09713 NGC 977	02 30 36   -10 58 47   4579   11   350   32   304   21   2.369   .044   4.7   1.0   6.7
PGC 09721 MCG -2- 7-32	02 30 50   -11 57 53   4469   5   184   15   177   10   1.945   .040   4.1   .8   7.2
PGC 09800 MCG -2- 7-33	02 31 58   -11 03 46   4759   4   396   12   384   8   2.267   .013   15.2   1.2   10.6
PGC 09802 NGC 974	02 31 25   32 44 09   4500   7   316   20   225   14   2.304   .033   7.0   .6   14.5
PGC 09818 UGC 2050	02 31 23   44 41 39   5091   8   232   23   227   15   2.088   .047   4.3   1.1   4.2
PGC 09826 MCG -2- 7-36	02 32 30   -13 52 38   4766   11   343   34   321   23   2.212   .046   6.8   1.4   4.6
PGC 09828 UGC 2064	02 32 18   20 38 00   4265   4   265   13   255   8   2.160   .023   5.5   .8   9.3
PGC 09841 UGC 2067	02 32 23   37 18 04   3882   5   119   16   89   11   1.616   .076   6.1   1.1   11.1
PGC 09849 UGC 2068	02 32 17   40 40 34   5740
PGC 09852 UGC 2069	02 32 31   37 25 27   3779   6   278   18   246   12   2.142   .031   9.1   1.1   10.2
PGC 09861 MCG -2-7- 41	02 33 21   -13 52 22   4626   13   177   39   160   26   9.999   9.999   .7   .4   3.6
PGC 09869 UGC 2081	02 33 27   00 12 08   2616   6   199   18   182   12   2.005   .047   5.8   1.1   7.8
PGC 09904 UGC 2092	02 33 53   07 05 48   6126   8   454   25   424   17   2.305   .024   11.5   1.6   7.2
PGC 09951 ESO 355-30	02 35 30   -33 08 30   4550   4   431   11   415   7   2.307   .012   9.0   .9   12.3

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

6

PGC 09952	UGC	2101	02 34 25	42 25 10	5842	15	457	46	435	31	2.311	.045	3.0	1.1	3.4
PGC 09972	UGC	2109	02 34 54	34 01 47	3673	7	183	22	165	15	9.999	9.999	3.8	.8	6.6
PGC 09973	NGC	1037	02 35 26	-02 03 33	8528	9	503	28	475	18	2.388	.024	4.2	.7	6.2
PGC 10010	NGC	1022	02 36 04	-06 53 36	1453	6	187	18	182	12	9.999	9.999	3.8	.9	5.2
PGC 10029	UGC	2134	02 35 55	27 37 56	4586	5	341	16	309	11	2.191	.022	7.3	.9	11.2
PGC 10045	ESO	479-20	02 36 52	-22 52 36	3027	4	254	12	237	8	2.025	.022	8.9	1.0	12.3
PGC 10047	UGC	2135	02 36 00	41 01 51	4474	12	282	37	265	25	2.188	.063	2.8	1.0	3.8
PGC 10106	MCG	-1- 7-28	02 37 42	-02 56 00	8604	18	399	54	317	36	2.227	.065	1.2	.3	5.2
PGC 10124	UGC	2157	02 37 17	38 20 59	491	13	112	39	78	26	1.579	.206	1.7	.7	4.8
PGC 10181	UGC	2164	02 37 55	43 28 08	6854	9	394	28	380	19	2.253	.032	4.4	1.0	4.7
PGC 10264	UGC	2180	02 39 30	39 19 16	9350	22	514	66	498	44	2.416	.056	2.7	1.1	2.1
PGC 10324	NGC	1074	02 41 15	-16 30 30	7662	4	317	11	301	8	2.213	.017	6.3	.7	12.1
PGC 10435	MCG	7- 6-65	02 42 18	41 56 00	5526	16	397	47	376	31	2.285	.053	2.3	.7	3.3
PGC 10489	UGC	2233	02 43 02	44 44 34	5603	11	280	33	277	22	2.077	.055	2.2	.9	2.6
PGC 10490	UGC	2234	02 43 04	44 56 01	5606	5	267	16	267	10	2.065	.028	3.5	.9	4.3
PGC 10502	ESO	479-37	02 44 18	-26 27 30	7124	11	427	32	378	22	2.329	.035	5.5	.9	6.8
PGC 10597	NGC	1103	02 45 43	-14 10 04	4138	9	401	26	363	17	2.242	.030	7.2	1.1	7.6
PGC 10606	NGC	1093	02 45 12	34 12 41	5290	7	388	22	358	15	2.325	.026	7.9	1.0	8.0
PGC 10637	ESO	416-25	02 46 35	-31 44 36	4992	7	494	20	447	13	2.340	.018	10.0	.9	11.0
PGC 10669	NGC	1144	02 46 47	-17 12 00	3462	5	377	14	361	9	2.256	.017	7.8	.9	10.0
PGC 10673	NGC	1110	02 46 42	-08 02 00	1333	2	194	5	178	3	1.878	.013	27.4	1.4	28.2
PGC 10727	UGC	2305	02 46 36	37 51 41	5410	6	195	18	189	12	2.064	.046	4.2	1.0	5.8
PGC 10748	NGC	1118	02 47 34	-12 22 15	4161	5	364	14	346	9	9.999	9.999	13.4	1.3	10.7
PGC 10754	UGC	2313	02 46 51	41 10 59	5754	15	337	45	327	30	2.167	.061	2.6	.9	2.6
PGC 10766	MCG	-2- 8-12	02 47 50	-08 48 11	5330	6	403	19	402	13	2.258	.021	3.4	1.0	3.8
PGC 10818	UGC	2336	02 48 30	07 52 00	6623	12	223	37	187	25	2.005	.087	3.3	.8	5.1
PGC 10851	NGC	1125	02 49 24	-16 50 00	3277	5	312	16	308	10	9.999	9.999	3.1	.6	6.1
PGC 10858	IC	1862	02 49 55	-33 32 36	6400	8	494	23	476	15	2.350	.020	12.6	2.0	6.4
PGC 10884	UGC	2350	02 49 27	41 11 32	3941	25	244	76	125	51	9.999	9.999	1.9	.6	4.4
PGC 10890	NGC	1122	02 49 36	42 00 05	3678	29	441	88	393	59	2.450	.091	1.4	.7	2.5
PGC 10989	MCG	-1- 8-15	02 52 25	-06 34 33	5506	21	480	63	405	42	2.474	.061	2.8	.8	4.2
PGC 10994	MCG	-3- 8-45	02 52 37	-17 15 12	3051	3	157	8	145	5	2.038	.026	10.6	1.1	16.1
PGC 11052	ESO	417- 3	02 53 30	-27 37 30	5293	17	343	52	288	34	2.344	.072	4.1	1.1	4.5
PGC 11065	UGC	2392	02 52 42	33 33 53	1546	6	162	19	154	13	1.803	.061	5.7	1.3	5.7
PGC 11152	UGC	2424	02 54 20	17 18 54	6977	10	552	30	535	20	2.407	.024	5.1	.9	4.7
PGC 11197	ESO	356-22	02 55 50	-36 55 00	6217	14	504	43	454	28	2.388	.038	8.0	1.8	5.2
PGC 11198	MCG	-2- 8-33	02 55 24	-10 22 03	4495	4	456	11	438	7	9.999	9.999	16.3	1.1	13.7
PGC 11210	UGC	2435	02 54 56	35 03 29	4852	7	232	20	219	13	2.193	.042	6.9	1.3	6.5
PGC 11248	MCG	-1- 8-24	02 55 53	-04 29 46	2375	5	205	14	201	9	1.970	.033	7.0	1.4	6.7
PGC 11252	UGC	2441	02 55 49	03 39 44	3053	7	272	20	269	13	2.063	.034	3.3	1.0	4.3
PGC 11270	NGC	1165	02 56 43	-32 17 48	4921	7	464	20	438	13	2.317	.019	6.2	.8	8.6
PGC 11359	NGC	1163	02 58 03	-17 20 58	2284	4	301	12	285	8	2.107	.019	6.9	.8	11.6
PGC 11399	UGC	2473	02 57 55	41 11 56	3708	9	248	28	220	19	2.004	.057	2.8	.6	6.1
PGC 11403	NGC	1160	02 57 53	44 45 28	2528	5	280	15	265	10	2.109	.025	7.8	1.1	9.2
PGC 11437	UGC	2491	02 58 46	35 32 13	4886	8	199	25	166	17	2.117	.066	4.8	.9	7.5
PGC 11617	UGC	1186	03 02 13	42 38 33	2739	999	408	999	413	999	2.288	9.999	4.2	1.1	4.6
PGC 11625	UGC	2526	03 02 34	36 35 42	4985	9	595	26	553	17	2.432	.019	7.2	.9	8.0
PGC 11647	NGC	1208	03 03 46	-09 44 02	4356	19	297	56	260	37	9.999	9.999	.7	.3	3.5
PGC 11679	UGC	2540	03 03 51	35 58 33	3924	8	430	23	416	15	2.284	.024	5.2	.9	5.7
PGC 11691	ESO	417-18	03 05 06	-31 35 30	4751	2	325	7	310	5	2.208	.010	13.8	1.0	18.6

\*

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

7

PGC 11696	UGC	2543		03	04	12		37	38	38		5245		7		308		21		306		14		2.125		.032		4.1		1.1		4.0		
PGC 11734	NGC	1229		03	05	58		-23	09	06		10880		9		241		28		235		19		2.085		.055		1.3		.5		3.6		
PGC 11737	NGC	1207		03	05	03		38	11	26		4819		23		409		69		364		46		2.391		.077		2.7		.9		3.1		
PGC 11740	UGC	2550		03	05	06		36	15	30		4035		10		246		31		230		20		2.065		.061		3.8		1.0		4.5		
PGC 11800	MCG	-1- 9- 10		03	07	03		-05	06	00		3123		4		249		11		244		7		2.096		.020		5.6		.9		9.0		
PGC 11846	IC	292		03	06	57		40	34	38		2985		11		301		33		287		22		2.140		.051		4.3		1.1		4.0		
PGC 11872	UGC	2573		03	07	33		44	49	44		5620		12		347		37		331		25		2.205		.049		5.9		1.4		3.7		
PGC 11912	UGC	2585		03	09	14		-00	35	27		6905		9		381		27		356		18		2.413		.032		5.0		1.0		6.1		
PGC 11931	NGC	1247		03	09	49		-10	40	06		3942		5		613		14		597		9		2.453		.010		8.4		.8		10.1		
PGC 11955	NGC	1233		03	09	19		39	07	50		4389		7		439		21		412		14		2.307		.022		10.9		1.4		8.0		
PGC 11969	ESO	417-20		03	10	45		-31	40	24		3977		4		119		11		110		7		1.838		.049		3.8		.6		10.4		
PGC 12017	IC	307		03	11	11		-00	25	39		7789		7		642		22		636		15		2.507		.015		2.4		.6		4.5		
PGC 12042	UGC	2602		03	11	21		16	18	03		10098		8		305		25		267		17		9.999		9.999		5.1		.8		7.7		
PGC 12070	UGC	2604		03	11	25		39	25	56		4525		9		276		26		253		17		2.200		.045		3.9		.8		6.2		
PGC 12078	UGC	2610		03	11	43		39	09	49		5084		8		270		24		264		16		2.087		.041		3.4		.8		4.4		
PGC 12081	UGC	2608		03	11	42		41	51	03		6953		12		407		36		399		24		9.999		9.999		2.5		.8		3.0		
PGC 12089	UGC	2612		03	11	56		41	47	45		9673		18		555		54		476		36		2.628		.044		3.4		.7		5.1		
PGC 12130	MCG	-1- 9- 24		03	13	30		-05	41	00		2319		6		290		18		286		12		2.094		.029		2.7		.6		5.3		*
PGC 12132	UGC	2617		03	12	43		40	42	06		4697		4		289		11		283		8		2.113		.019		4.3		.6		9.1		
PGC 12194	ESO	481-17		03	14	52		-23	02	54		3918		2		131		7		111		5		9.999		9.999		11.0		1.0		21.0		
PGC 12257	UGC	2640		03	14	31		43	07	19		6079		27		437		82		366		54		2.341		.087		4.7		1.3		3.2		
PGC 12259	NGC	1285		03	15	26		-07	28	50		5239		7		294		22		279		15		2.204		.035		7.8		1.4		6.2		
PGC 12333	UGC	2655		03	15	24		43	03	32		6191		8		305		23		289		15		2.152		.035		4.9		1.0		6.0		
PGC 12343	UGC	2659		03	15	36		40	24	53		6158		11		323		34		321		23		2.174		.048		2.2		.9		2.5		
PGC 12404	IC	1913		03	17	33		-32	38	42		1453		7		173		20		157		14		1.819		.061		5.5		1.3		6.8		
PGC 12454	UGC	2679		03	17	28		01	10	53		6645		6		457		17		450		11		2.318		.016		8.4		1.4		6.3		
PGC 12490	MCG	7- 7-70		03	17	00		41	27	00		3749		8		631		24		617		16		2.553		.017		7.0		1.0		5.4		
PGC 12521	NGC	1301		03	18	19		-18	53	42		3947		5		377		16		359		10		2.218		.019		11.2		1.4		9.3		
PGC 12549	UGC	2685		03	17	38		38	04	27		5037		5		222		16		215		10		2.090		.034		6.6		1.4		6.7		
PGC 12660	UGC	2700		03	19	33		42	22	30		6615		18		424		53		408		35		2.277		.056		2.8		1.0		2.6		
PGC 12705	UGC	2709		03	20	38		38	30	03		5142		3		368		8		358		5		2.223		.009		13.0		1.1		15.5		
PGC 12719	UGC	2716		03	21	11		17	34	00		379		2		67		7		51		5		1.360		.067		4.8		.6		19.9		
PGC 12769	ESO	357-27		03	23	04		-37	11	06		1800		5		56		15		31		10		9.999		9.999		1.5		.4		10.9		
PGC 12772	NGC	1324		03	22	33		-05	55	16		5668		5		614		16		602		11		2.474		.011		8.9		1.0		7.6		
PGC 12816	UGC	2730		03	22	34		40	34	25		3764		23		482		70		453		47		2.334		.065		4.3		1.3		2.5		
PGC 12819	IC	320		03	22	40		40	36	52		6991		20		197		60		154		40		9.999		9.999		1.1		.5		3.5		
PGC 12827	ESO	548-16		03	23	48		-21	31	00		2119		21		489		62		392		41		2.317		.060		1.3		.3		4.9		
PGC 12889	ESO	548-21		03	25	22		-21	24	06		1684		15		211		45		179		30		1.908		.110		4.1		1.3		4.1		
PGC 12912	MCG	7- 8-11		03	24	41		39	43	55		4337		14		283		43		246		29		2.171		.075		4.2		1.3		4.5		
PGC 12956	NGC	1338		03	26	32		-12	19	31		2476		8		195		23		136		16		9.999		9.999		6.5		1.0		10.3		
PGC 12961	ESO	548-25		03	26	48		-22	18	42		1680		18		261		53		227		35		2.087		.101		1.9		.8		3.6		
PGC 12989	NGC	1347		03	27	30		-22	27	00		1759		6		85		18		73		12		9.999		9.999		3.3		.9		7.0		
PGC 13001	NGC	1334		03	26	48		41	39	41		4274		10		402		29		341		19		2.277		.033		8.6		1.2		8.5		
PGC 13089	ESO	418- 8		03	29	28		-30	22	54		1195		3		147		9		129		6		1.864		.035		8.4		.9		15.3		
PGC 13108	NGC	1353		03	29	50		-20	59	11		1527		9		406		26		390		17		2.283		.029		4.7		.9		5.3		*
PGC 13113	UGC	2775		03	28	46		41	25	26		4400		6		311		18		298		12		2.317		.027		8.9		1.6		7.3		
PGC 13171	IC	1952		03	31	16		-23	52	48		1812		4		256		13		247		8		2.026		.024		5.9		.9		8.9		
PGC 13180	UGC	2782		03	30	18		40	12	00		5493		37		306		112		261		75		2.098		.178		1.4		.8		1.9		
PGC 13182	NGC	1358		03	31	10		-05	15	24		4028		10		285		30		280		20		9.999		9.999		1.8		.7		3.2		
PGC 13194	ESO	548-40		03	31	38		-21	37	18		4061		3		177		9		165		6		2.018		.027		6.9		.8		13.9		



PGC 13204	MCG	-1-10-	4	03 31 36	-07 19 00	10211	9	539	27	532	18	9.999	9.999	999.9	99.9	3.9	
PGC 13217	ESO	418-	11	03 32 15	-30 53 54	5450	20	605	61	567	41	2.550	.044	1.2	.4	3.2	
PGC 13225	UGC	2785		03 31 00	40 44 54	4941	20	422	59	377	39	2.263	.064	3.6	.9	3.6	
PGC 13283	IC	1962		03 33 25	-21 27 24	1806	6	163	18	147	12	1.789	.058	7.0	1.4	7.7	a
PGC 13410	UGC	2801		03 34 56	41 07 40	4975	12	493	37	486	25	2.352	.033	2.0	.8	2.8	
PGC 13417	MCG	-1-10-	13	03 35 59	-04 30 25	4073	5	249	14	237	9	2.083	.026	6.7	.9	9.1	
PGC 13435	UGC	2805		03 35 31	40 49 39	6034	7	343	21	338	14	2.286	.028	5.1	1.0	4.5	
PGC 13485	NGC	1397		03 37 17	-04 49 57	5507	7	227	22	216	15	9.999	9.999	2.3	.7	5.4	
PGC 13535	MCG	-1-10-	19	03 38 15	-06 34 33	5248	4	272	13	265	9	2.270	.023	6.0	1.1	7.9	
PGC 13561	ESO	482-	35	03 39 05	-23 59 48	1890	10	220	30	193	20	2.011	.069	3.4	.9	5.8	
PGC 13569	NGC	1422		03 39 19	-21 50 30	1637	8	165	25	145	17	1.791	.081	2.4	.7	6.0	
PGC 13571	ESO	358-	51	03 39 37	-35 02 47	1717	14	194	43	136	29	9.999	9.999	2.8	.8	5.6	
PGC 13574	UGC	2817		03 38 24	37 03 00	5781	13	479	39	457	26	9.999	9.999	999.9	99.9	4.0	
PGC 13600	MCG	-1-10-	23	03 39 43	-06 55 28	5192	6	370	17	364	12	9.999	9.999	3.9	.8	5.8	
PGC 13601	ESO	419-	3	03 40 06	-28 01 30	4093	3	257	9	234	6	2.083	.018	10.0	.7	17.3	
PGC 13646	MCG	-2-10-	9	03 40 35	-13 04 27	2161	4	371	12	368	8	2.217	.014	7.8	1.2	7.3	
PGC 13664	NGC	1424		03 40 45	-04 53 24	5632	7	337	21	320	14	2.176	.029	4.3	.8	6.7	
PGC 13684	MCG	-3-10-	41	03 41 17	-16 10 20	1215	3	191	9	184	6	1.907	.023	6.6	.8	11.9	
PGC 13687	NGC	1437		03 41 42	-36 00 36	1387	8	219	23	209	15	1.979	.052	1.7	.4	5.1	
PGC 13706	UGC	2840		03 41 00	22 29 00	3650	9	174	28	137	18	2.020	.087	3.3	.7	7.1	
PGC 13716	MCG	-3-10-	42	03 41 42	-14 30 58	1578	8	301	23	285	15	2.117	.035	6.6	1.4	6.1	
PGC 13741	UGC	2843		03 41 20	46 02 42	4860	14	261	42	244	28	2.032	.077	2.8	.9	3.4	
PGC 13760	NGC	1438		03 43 07	-23 09 30	1555	6	309	19	302	13	9.999	9.999	4.2	1.0	5.5	
PGC 13781	MCG	8-	7-13	03 42 10	46 31 02	5588	8	135	23	132	15	9.999	9.999	999.9	99.9	3.9	
PGC 13817	UGC	2854		03 43 18	36 35 00	5652	20	231	60	220	40	1.993	.128	1.3	.7	2.0	
PGC 13820	MCG	-1-10-	35	03 44 07	-04 36 25	3788	2	441	7	426	5	2.296	.008	16.1	.9	18.5	
PGC 13830	MCG	-1-10-	36	03 44 27	-03 36 59	4020	21	453	62	393	41	2.297	.063	4.4	1.1	3.9	
PGC 13832	NGC	1459		03 44 51	-25 40 36	4161	4	298	11	265	8	2.213	.018	8.7	.7	16.5	
PGC 13833	UGC	2857		03 43 40	38 28 49	6439	14	370	42	354	28	2.352	.051	2.6	.8	3.3	
PGC 13837	ESO	302-	7	03 45 15	-37 31 54	5741	6	237	18	229	12	2.070	.037	4.6	1.2	6.3	
PGC 13858	UGC	2862		03 44 51	13 05 56	6703	18	466	55	411	37	2.412	.054	2.6	.7	4.2	
PGC 13860	MCG	-1-10-	37	03 45 10	-04 30 23	4198	7	222	21	205	14	2.045	.047	2.9	.7	6.8	
PGC 13871	ESO	549-	18	03 46 03	-21 37 36	1587	7	233	20	232	13	2.076	.041	1.9	.7	4.0	
PGC 13977	MCG	-1-10-	44	03 49 00	-07 49 00	4062	7	246	21	224	14	1.998	.043	7.4	1.3	7.3	
PGC 14031	UGC	2886		03 49 54	34 49 00	5371	22	194	65	139	43	1.989	.187	1.6	.7	3.6	
PGC 14045	UGC	2889		03 50 20	37 06 59	5634	18	380	54	335	36	2.268	.066	4.5	1.3	3.9	
PGC 14071	NGC	1484		03 52 27	-37 07 00	1040	3	173	9	168	6	1.829	.027	8.2	1.2	10.4	
PGC 14076	UGC	2899		03 51 48	06 27 00	3462	5	249	16	244	11	2.015	.032	4.8	1.1	5.8	
PGC 14148	UGC	2904		03 54 12	16 20 00	8014	4	312	13	288	9	9.999	9.999	5.0	.5	12.2	
PGC 14154	ESO	419-	12	03 55 08	-29 01 12	4027	12	289	35	280	24	2.089	.057	.9	.4	3.2	
PGC 14259	ESO	483-	6	03 58 20	-25 19 18	4128	3	399	8	383	5	2.248	.009	12.0	.8	18.1	
PGC 14276	UGC	2920		03 57 33	34 52 20	4157	3	368	9	360	6	2.211	.011	7.5	.8	11.6	
PGC 14314	UGC	2927		03 58 41	22 58 00	6251	8	251	24	212	16	2.093	.048	5.6	.8	8.4	
PGC 14505	ESO	420-	3	04 05 45	-29 59 30	4131	9	292	26	266	18	2.166	.043	10.5	2.1	6.4	
PGC 14514	NGC	1519		04 05 52	-17 19 30	1833	6	205	18	189	12	1.908	.044	4.8	.9	7.8	
PGC 14564	NGC	1517		04 06 29	08 31 01	3485	4	206	13	179	9	9.999	9.999	10.6	1.2	13.2	
PGC 14573	ESO	550-	14	04 07 22	-21 54 12	4443	4	196	13	170	9	2.024	.034	7.2	.9	13.1	
PGC 14600	MCG	-1-11-	4	04 08 07	-07 17 47	2938	4	238	13	222	8	1.985	.026	7.0	.9	11.0	*
PGC 14606	MCG	-2-11-	23	04 08 26	-09 45 32	9523	9	517	26	510	17	2.405	.022	2.9	.7	4.2	
PGC 14617	ESO	420-	9	04 09 03	-31 32 12	1367	3	163	8	157	5	1.922	.025	5.7	.7	12.6	

PGC 14650	UGC	2978	04 09 00	34 47 15	5979	10	256	31	247	21	2.030	.059	1.7	.7	3.6
PGC 14665	UGC	2983	04 10 16	02 14 33	4976	7	489	20	401	14	2.331	.019	9.7	.8	14.3
PGC 14670	IC	2040	04 11 04	-32 40 42	1338	8	163	25	115	16	9.999	9.999	2.9	.6	8.9
PGC 14709	UGC	2991	04 10 40	36 43 08	6001	9	302	27	219	18	2.239	.046	7.7	1.0	10.5
PGC 14768	MCG	-3-11- 19	04 13 57	-16 52 17	1956	3	194	10	168	6	1.869	.026	8.8	.8	17.3
PGC 14791			04 14 30	-07 35 00	8899	10	515	30	514	20	2.375	.025	2.4	1.0	2.7
PGC 14937	UGC	3016	04 18 00	36 39 00	2458	14	141	41	72	27	1.639	.186	1.7	.5	6.4
PGC 14951	UGC	3019	04 18 20	36 36 47	5664	11	423	34	402	23	2.365	.036	5.0	1.1	4.5
PGC 15031	UGC	3027	04 21 04	30 48 04	6926	9	92	27	91	18	1.538	.158	.6	.5	2.7
PGC 15090	NGC	1577	04 23 56	-10 12 44	9336	18	445	54	410	36	9.999	9.999	2.4	.7	3.5
PGC 15197	UGC	3052	04 25 00	39 30 52	4242	4	292	11	287	7	2.226	.017	7.5	1.1	8.8
PGC 15331	NGC	1586	04 28 04	-00 24 42	3562	8	313	23	297	15	2.184	.034	6.9	1.4	6.1
PGC 15342	NGC	1589	04 28 11	00 45 25	3793	24	688	71	607	48	2.495	.046	5.3	1.1	3.9
PGC 15356	UGC	3070	04 28 28	-02 06 37	2515	3	188	8	163	6	1.919	.024	7.1	.5	19.6
PGC 15534	MCG	-2-12-41	04 31 31	-11 48 30	5124	10	470	29	427	19	2.317	.028	9.2	1.4	7.1
PGC 15592	UGC	3094	04 32 38	19 04 07	7408	7	609	21	604	14	2.468	.015	7.4	1.4	4.7
PGC 15611	NGC	1618	04 33 36	-03 14 57	4893	6	389	19	373	13	2.248	.023	7.3	1.2	7.1
PGC 15635	NGC	1622	04 34 05	-03 17 24	4852	8	607	24	577	16	2.444	.017	8.4	1.1	7.4
PGC 15654	NGC	1625	04 34 36	-03 24 15	4759	5	483	15	479	10	2.344	.014	7.7	.9	6.3
PGC 15674	NGC	1628	04 35 07	-04 48 59	3705	5	445	16	405	11	2.292	.017	16.3	1.5	12.4
PGC 15691	IC	382	04 35 31	-09 37 00	4995	3	358	10	342	7	2.285	.013	14.4	1.2	13.7
PGC 15734	ESO	485- 4	04 37 05	-24 16 42	4409	9	296	26	248	18	2.078	.044	5.3	.8	8.3
PGC 15754	MCG	-2-12-53	04 37 23	-13 20 50	9149	4	92	11	83	7	1.743	.066	1.5	.3	10.2
PGC 15788	UGC	3120	04 36 56	40 09 35	5676	16	261	49	168	33	2.081	.105	2.7	.6	6.0
PGC 15789	UGC	3127	04 37 48	-02 07 16	3351	5	206	15	169	10	1.890	.039	4.9	.6	12.8
PGC 15846	UGC	3135	04 39 11	19 57 00	7399	8	436	25	398	17	2.465	.026	6.7	.9	8.0
PGC 15903	NGC	1645	04 41 35	-05 33 30	4900	12	289	35	259	23	9.999	9.999	4.3	1.4	5.0
PGC 15910	UGC	3145	04 41 38	00 15 32	6031	6	226	17	198	11	2.150	.038	5.4	.7	10.1
PGC 15950	MCG	-3-13- 4	04 43 39	-17 22 08	3489	3	255	10	223	7	2.112	.020	15.2	1.1	17.9
PGC 15971			04 43 54	-03 57 00	2933	2	38	5	30	4	.868	.209	3.7	.5	21.5
PGC 15972	UGC	3146	04 41 42	63 46 00	4040	10	280	29	257	19	2.064	.050	10.7	2.2	5.5
PGC 15975	UGC	3157	04 43 39	18 22 13	4619	8	314	25	298	17	2.369	.037	3.3	.7	5.5
PGC 16027	UGC	3147	04 41 52	72 46 13	2887	8	252	25	236	17	2.073	.049	6.7	1.7	5.6
PGC 16036	ESO	485-12	04 45 59	-25 19 00	4562	7	366	20	346	13	2.207	.025	5.2	.8	7.5
PGC 16067	IC	2095	04 46 25	-05 12 44	2847	10	195	30	148	20	1.849	.084	2.2	.5	7.3
PGC 16128	MCG	-3-13-16	04 47 59	-17 21 05	9499	12	165	35	154	23	1.812	.109	1.0	.4	3.5
PGC 16144	IC	2098	04 48 16	-05 30 12	2819	12	355	35	317	24	2.179	.047	6.6	1.4	5.6
PGC 16168	MCG	-1-13-22	04 48 56	-03 12 21	4577	9	372	27	367	18	2.218	.033	2.1	.7	3.5
PGC 16187	IC	2101	04 49 15	-06 18 48	4505	10	391	30	347	20	2.228	.036	5.4	.9	6.9
PGC 16199	ESO	361-15	04 50 06	-33 15 36	1176	6	213	18	183	12	1.918	.042	10.4	1.4	10.2
PGC 16239	NGC	1686	04 50 38	-15 25 46	5703	7	498	20	496	13	2.359	.017	2.6	.7	4.0
PGC 16241			04 50 30	-05 37 00	3082	6	138	19	125	13	1.799	.074	6.5	1.6	6.9
PGC 16242	UGC	3194	04 50 23	01 14 57	8217	7	451	22	445	15	2.337	.021	2.0	.5	4.6
PGC 16284			04 51 48	-05 42 00	4536	1	41	2	30	1	.858	.082	6.4	.3	58.7
PGC 16302	MCG	-2-13-19	04 52 19	-12 17 00	4930	8	323	25	282	16	2.146	.036	9.3	1.3	8.3
PGC 16317	ESO	361-19	04 53 08	-37 24 00	2324	5	152	14	115	9	1.732	.051	8.9	1.0	14.1
PGC 16324	ESO	-2-13- 21	04 52 44	-10 46 08	4540	999	443	999	448	999	2.316	9.999	11.1	1.2	9.0
PGC 16359	UGC	3207	04 53 34	02 04 40	4568	8	521	24	499	16	2.380	.020	4.1	.8	6.5
PGC 16367	IC	2104	04 54 03	-15 52 34	5518	13	406	39	366	26	2.343	.044	8.7	1.7	5.2
PGC 16369	UGC	3209	04 53 48	02 57 15	8365	7	370	20	370	13	2.267	.024	2.8	.9	3.4

PGC 16373	IC	2106		04 54 35		-28 34 48		4975		5		379		16		373		11		2.293		.019		7.0		1.4		6.1	
PGC 16379	MCG	-2-13- 25		04 54 24		-10 40 07		4101		5		282		16		255		11		2.108		.028		10.8		1.3		10.5	
PGC 16420	UGC	3214		04 55 23		-00 12 09		4904		5		560		15		543		10		2.410		.012		6.2		.8		9.2	
PGC 16421	UGC	3204		04 53 06		64 55 00		4011		10		284		30		272		20		2.086		.050		3.6		1.1		4.1	
PGC 16423	IC	396		04 52 43		68 14 39		890		9		216		27		210		18		2.077		.062		3.0		1.1		3.7	
PGC 16465	ESO	552-40		04 56 39		-21 38 36		6790		22		498		65		460		43		2.394		.058		3.8		1.2		3.0	
PGC 16482	UGC	3223		04 56 30		04 54 03		4683		13		443		38		427		26		2.352		.038		2.7		.8		3.6	
PGC 16485	NGC	1720		04 56 56		-07 56 03		4186		6		432		18		432		12		2.428		.019		3.1		.8		3.7	
PGC 16493	NGC	1723		04 57 06		-11 03 06		3741		7		428		22		393		15		2.356		.024		9.8		1.1		8.5	
PGC 16495	NGC	1728		04 57 06		-11 11 49		3763		11		452		33		410		22		2.320		.033		7.6		1.2		6.3	
PGC 16499	NGC	1730		04 57 18		-15 53 58		3969		6		538		17		533		12		2.419		.014		4.1		.8		5.5	
PGC 16502	ESO	486-3		04 57 28		-22 46 24		1763		3		163		10		147		7		1.797		.032		8.0		1.0		13.8	
PGC 16504	ESO	552- 43		04 57 24		-19 16 24		6766		6		317		18		286		12		2.163		.027		6.0		.8		9.9	
PGC 16507	MCG	-2-13-31		04 57 20		-11 20 43		3674		9		345		27		335		18		2.178		.035		5.5		1.4		4.4	
PGC 16529	NGC	1729		04 57 45		-03 25 33		3632		4		188		13		157		9		2.100		.036		8.9		.9		14.2	
PGC 16530	MCG	-2-13-34		04 57 59		-12 45 52		3753		4		266		11		261		8		2.059		.020		7.3		1.0		8.9	
PGC 16541	ESO	486- 7		04 58 38		-25 08 54		11272		11		438		34		429		23		2.328		.034		2.2		.8		3.3	
PGC 16568	MCG	-3-13-51		04 59 18		-16 14 17		6640		11		516		32		505		21		2.375		.027		4.9		1.1		3.8	
PGC 16579	ESO	361-25		04 59 52		-34 06 12		5269		13		261		39		213		26		2.010		.075		5.1		1.2		5.7	
PGC 16600	NGC	1752		04 59 45		-08 18 41		3577		4		452		11		447		7		2.323		.010		11.4		1.3		9.4	
PGC 16605	MCG	-2-13-38		04 59 58		-10 25 36		3985		4		385		12		374		8		2.253		.013		8.6		.9		10.5	
PGC 16639	MCG	-1-13-50		05 00 48		-03 00 00		4329		4		432		13		415		8		2.286		.013		8.4		.7		11.3	
PGC 16654	NGC	1762		05 01 01		01 30 15		4753		8		422		25		406		16		2.383		.026		4.3		.9		5.6	
PGC 16660	ESO	362- 3		05 02 16		-36 06 00		12707		9		481		27		477		18		2.342		.025		2.6		.9		3.3	
PGC 16672	IC	401		05 01 57		-10 08 40		3363		4		336		13		319		9		2.174		.018		12.2		1.3		10.8	
PGC 16772				05 05 12		-11 42 00		2367		7		241		20		224		13		1.990		.041		5.9		1.1		7.1	
PGC 16811	NGC	1811		05 06 46		-29 20 24		3687		20		254		59		231		39		2.014		.114		1.0		.5		2.7	
PGC 16842	ESO	486- 32		05 07 45		-25 39 54		10647		9		374		28		358		18		2.382		.033		2.0		.5		5.0	
PGC 16850	MCG	-2-14- 2		05 07 47		-15 00 29		1969		5		216		14		190		9		1.926		.032		9.3		1.1		12.4	
PGC 16858	UGC	3250		05 05 49		63 06 12		4524		9		443		27		415		18		2.452		.027		5.4		1.1		6.3	
PGC 16863	HICK	33C		05 07 50		17 57 31		7752																					
PGC 16874	ESO	553- 16		05 08 54		-18 29 18		3570		6		239		18		223		12		1.986		.038		4.8		.8		7.5	
PGC 16875	MCG	-2-14- 3		05 08 45		-09 26 59		2673		3		302		8		275		5		2.102		.012		2.4		.4		22.7	
PGC 16892	ESO	553- 20		05 09 29		-20 29 12		4049		7		411		20		396		14		2.292		.022		5.1		.8		6.8	
PGC 16909	MCG	1-14- 3		05 09 27		05 24 07		4586		39		521		117		471		78		9.999		9.999		.9		.6		1.9	
PGC 16934	ESO	553- 26		05 11 11		-22 17 00		9119		8		404		23		385		15		2.263		.026		2.8		.6		6.3	
PGC 16977	MCG	1-14- 5		05 12 12		06 11 38		8943		7		369		20		368		14		2.222		.025		1.8		.4		3.9	
PGC 16982	MCG	1-14- 7		05 12 34		06 12 32		4487		13		118		40		101		27		9.999		9.999		1.7		.8		3.5	
PGC 16989	MCG	1-14- 9		05 12 48		07 08 00		8939		11		401		33		404		22		2.293		.036		1.7		.9		1.6	
PGC 17056	IC	407		05 15 28		-15 34 32		2819		5		377		14		338		9		2.209		.017		19.1		1.6		14.1	
PGC 17084	UGC	3277		05 14 12		65 24 59		5120		5		379		16		374		11		2.248		.019		3.5		.7		6.2	
PGC 17104	UGC	3253		05 06 37		83 59 48		4119		12		367		37		341		25		2.293		.047		5.5		1.5		4.5	
PGC 17143	UGC	3293		05 17 56		08 45 31		4685		7		389		20		330		13		2.274		.024		17.8		1.3		12.2	
PGC 17152	MCG	1-14-28		05 18 18		03 11 29		8291		12		448		36		430		24		2.425		.036		1.7		.4		4.0	
PGC 17162	UGC	3284		05 15 11		72 40 00		4688		9		207		28		191		19		2.028		.069		2.3		.8		4.9	
PGC 17174	NGC	1886		05 19 44		-23 51 36		1737		19		386		56		336		37		2.216		.068		2.9		.8		4.0	
PGC 17217	MCG	-2-14- 15		05 20 56		-11 28 13		2479		9		344		26		317		18		9.999		9.999		6.1		1.2		6.5	
PGC 17221	UGC	3300		05 19 51		43 30 44		6318		8		327		25		289		17		2.367		.036		6.6		1.1		7.9	
PGC 17240	MCG	12- 6- 4		05 18 48		71 09 00		3276		10		189		31		180		21		1.958		.084		1.7		.7		3.6	
PGC 17291	UGC	3305		05 22 36		54 23 00		7213		9		397		27		397		18		2.251		.030		2.8		1.0		2.5	

\*

\*

\*

\*

c

\*

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

11

PGC 17319	UGC	1924	05 25 35	-05 20 59	2541	999	280	999	286	999	2.233	9.999	5.9	1.0	7.4	
PGC 17330	UGC	3312	05 25 36	22 04 00	5654	32	428	96	369	64	2.291	.104	2.4	.9	2.5	
PGC 17395	MCG	-2-15- 1	05 29 18	-10 25 45	2588	47	514	141	358	94	2.320	.135	2.6	1.2	2.7	
PGC 17402	IC	2130	05 29 44	-23 10 48	1823	6	184	17	157	12	1.857	.050	6.2	1.0	9.8	
PGC 17455	ESO	423- 20	05 32 09	-28 29 54	3927	5	239	16	218	11	2.214	.033	9.9	1.7	9.7	
PGC 17483	UGC	3325	05 31 48	40 53 00	6694	10	360	31	332	20	2.320	.039	3.2	.6	5.6	*
PGC 17525	ESO	487-30	05 35 18	-26 27 36	1486	2	144	7	133	5	1.736	.026	6.0	.6	17.1	
PGC 17556	MCG	-3-15- 7	05 37 02	-17 03 00	4302	6	250	18	234	12	9.999	9.999	999.9	99.9	7.7	
PGC 17572	ESO	554-23	05 38 05	-22 01 42	9049	8	243	24	215	16	2.137	.049	3.0	.6	7.1	
PGC 17597	ESO	554-24	05 39 08	-18 18 06	3276	4	260	11	244	7	2.128	.020	11.7	1.2	13.1	
PGC 17657	NGC	2049	05 41 20	-30 06 00	2998	19	445	58	428	39	2.324	.058	1.2	.7	2.5	
PGC 17662	ESO	424- 13	05 41 34	-30 31 00	1308	2	123	5	115	3	1.846	.020	15.3	1.1	23.7	
PGC 17675	UGC	3344	05 39 29	69 09 00	4282	6	324	18	286	12	2.229	.026	11.2	1.3	11.1	
PGC 17776	UGC	3351	05 41 42	58 40 00	4455	9	508	28	501	19	2.367	.024	5.9	1.1	3.9	
PGC 17804	NGC	2076	05 44 34	-16 47 59	2142	5	429	15	381	10	9.999	9.999	30.7	2.0	15.1	
PGC 17810	IC	2143	05 44 42	-18 44 42	3060	7	351	21	327	14	2.206	.028	14.5	2.1	7.7	
PGC 17823	UGC	3356	05 44 15	17 32 42	5613	11	197	34	128	22	1.973	.099	3.3	.7	7.7	
PGC 17831	UGC	3354	05 43 04	56 05 37	3085	6	419	18	403	12	2.271	.019	14.1	2.1	7.6	
PGC 17891	ESO	554- 38	05 46 25	-18 41 12	2071	11	331	32	299	21	9.999	9.999	3.2	.8	5.7	
PGC 17965			05 47 54	-10 19 00	895	1	175	3	155	2	1.986	.009	38.6	1.2	48.9	
PGC 17969	ESO	555- 2	05 48 16	-19 44 24	2381	3	344	10	328	7	2.173	.014	10.4	.9	13.6	
PGC 18000	IC	2150	05 49 37	-38 19 54	3119	5	372	16	351	10	2.223	.019	16.3	1.9	9.9	
PGC 18010			05 49 12	-11 20 00	6691	5	235	16	213	11	2.156	.035	6.4	.8	9.6	
PGC 18013	UGC	3368	05 48 06	39 49 05	5198	4	337	13	320	9	2.170	.018	8.9	1.1	10.6	
PGC 18015	ESO	555-5	05 49 28	-18 02 05	3049	4	131	12	116	8	1.835	.047	4.4	.7	12.0	
PGC 18027			05 49 48	-11 08 00	903	3	82	9	77	6	1.702	.059	4.2	.7	11.4	
PGC 18031	MCG	-2-15-13	05 49 55	-14 07 16	7160	9	159	28	157	18	9.999	9.999	1.9	.8	2.9	
PGC 18032	MCG	8-11-10	05 48 27	46 49 38	6713	15	362	44	193	30	2.129	.069	6.8	.8	8.9	
PGC 18033	UGC	3369	05 48 39	41 46 25	4356	11	260	32	243	21	2.030	.060	3.9	1.0	4.4	
PGC 18089	UGC	3375	05 51 24	51 54 12	5794	9	508	28	482	19	2.419	.024	11.8	1.7	6.0	
PGC 18095			05 53 24	-15 41 00	7566	12	211	37	194	25	2.057	.089	2.2	.7	3.8	
PGC 18140	ESO	555-14	05 55 27	-18 35 48	10639	5	228	14	219	10	2.020	.031	3.3	.6	7.9	
PGC 18147	NGC	2124	05 55 43	-20 05 18	2982	5	441	14	421	9	2.304	.014	21.5	2.3	11.1	
PGC 18148	IC	2152	05 55 48	-23 11 06	1875	9	225	27	202	18	2.079	.059	6.5	1.5	6.1	
PGC 18169	ESO	488- 49	05 56 38	-25 25 06	1794	3	173	8	157	5	1.819	.024	12.3	1.1	17.3	
PGC 18175	ESO	488- 51	05 56 48	-23 20 30	5664	11	544	34	472	22	2.396	.028	8.0	1.0	7.8	
PGC 18223	ESO	555-18	05 58 14	-19 42 36	8343	12	450	36	447	24	2.364	.035	2.5	.8	2.4	
PGC 18259	ESO	555- 22	05 59 01	-21 44 12	1748	3	219	8	192	6	1.941	.019	16.9	1.2	20.4	
PGC 18369	ESO	555- 29	06 02 17	-20 21 00	2893	6	283	17	272	11	2.077	.028	3.4	.7	7.1	
PGC 18373	MCG	-2-16- 2	06 02 16	-12 37 16	2215	5	280	14	232	9	2.048	.025	20.8	1.7	15.8	
PGC 18388	IC	2158	06 03 19	-27 51 06	1558	9	185	26	165	17	2.060	.072	3.2	.9	5.9	
PGC 18445	ESO	489- 6	06 05 39	-23 28 48	2226	6	217	17	200	11	1.993	.039	7.0	1.1	8.4	
PGC 18487	ESO	425-11	06 07 00	-29 08 48	3202	7	233	21	231	14	1.984	.043	3.4	1.1	4.1	
PGC 18511	ESO	555-40	06 07 27	-20 05 42	6728	8	397	25	367	17	2.239	.029	6.2	.9	7.0	
PGC 18557	UGC	3403	06 04 45	71 23 43	1269	9	268	28	242	19	2.053	.051	10.1	2.2	6.0	
PGC 18566	ESO	364-39	06 09 02	-33 52 21	8890	9	384	28	375	18	2.414	.032	3.2	.9	4.1	
PGC 18705	UGC	3433	06 12 36	00 12 23	2421	4	110	11	73	7	1.572	.058	9.8	1.0	18.5	
PGC 18708	ESO	556- 5	06 12 57	-19 24 00	5639	12	314	35	293	23	2.183	.052	3.8	1.1	4.4	
PGC 18736	NGC	2206	06 14 00	-26 45 00	6280	3	542	8	537	5	2.456	.006	14.2	1.0	12.0	*
PGC 18764	UGC	3413	06 07 19	81 09 14	4204	8	303	25	276	17	2.287	.039	11.1	1.9	6.8	*

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

12

PGC 18781	ESO	556-12	06 15 41	-21 02 24	2574	2	227	6	222	4	2.014	.012	6.0	.5	17.2	
PGC 18800	UGC	3436	06 14 00	63 28 00	4314	6	218	17	170	12	9.999	9.999	5.4	.6	12.6	*
PGC 18805	MCG	-3-16-23	06 16 50	-16 55 33	6173	8	413	25	400	16	2.266	.027	8.8	1.5	5.2	
PGC 18815	UGC	3437	06 14 42	64 21 00	4242	7	206	21	201	14	2.021	.051	2.2	.8	4.5	
PGC 18857			06 18 36	-05 50 00	786	3	128	8	117	6	1.679	.035	8.8	.9	14.8	
PGC 18872	UGC	3449	06 17 30	51 08 00	5586	7	354	21	345	14	2.191	.026	3.7	.6	5.7	
PGC 18886	ESO	426- 1	06 19 44	-27 32 05	1804	2	163	5	147	3	1.789	.016	15.1	.9	28.3	
PGC 18895	ESO	365- 10	06 20 12	-36 31 48	9310	7	395	20	390	14	2.250	.023	4.2	1.1	4.7	
PGC 18953	ESO	489-47	06 21 46	-23 10 00	7201	9	363	28	347	19	2.367	.035	4.2	.8	4.9	
PGC 18964	UGC	3459	06 21 20	04 44 17	2891	16	323	48	286	32	2.297	.070	2.4	.7	4.1	
PGC 18992	MCG	8-12-24	06 21 03	49 32 14	5892	12	377	35	371	23	2.367	.041	1.5	.6	2.9	
PGC 19024	ESO	426- 8	06 23 54	-27 57 24	7056	10	395	31	386	20	2.245	.035	4.4	1.0	3.7	
PGC 19026	UGC	3458	06 20 59	64 45 59	4300	8	646	23	640	15	2.480	.015	3.8	.8	4.4	
PGC 19030	NGC	2227	06 23 51	-21 58 30	2258	3	280	10	264	7	2.141	.017	11.7	1.1	13.8	
PGC 19073	UGC	3467	06 23 26	49 38 40	5782	17	444	52	406	35	2.401	.053	3.8	1.0	3.8	
PGC 19121	ESO	490- 5	06 27 05	-27 17 36	7122	17	451	51	381	34	2.286	.052	4.5	.8	5.1	
PGC 19186	UGC	3477	06 27 29	50 07 45	6502	5	402	15	386	10	2.254	.016	6.7	.9	9.5	
PGC 19201	ESO	490-10	06 29 57	-26 43 54	1820	2	173	6	168	4	1.912	.016	9.9	.9	17.2	
PGC 19229	ESO	365-27	06 31 00	-34 05 24	7022	6	406	19	394	13	2.373	.021	5.2	.9	6.5	
PGC 19250	ESO	365-28	06 31 46	-34 13 18	7041	12	391	36	367	24	2.300	.042	8.0	1.6	4.5	
PGC 19255	ESO	490- 14	06 31 40	-24 56 42	2707	3	245	9	230	6	2.137	.018	9.6	.9	14.7	
PGC 19260	NGC	2255	06 32 11	-34 46 24	6873	7	366	20	361	13	2.260	.024	7.5	1.4	4.8	
PGC 19281	ESO	557- 5	06 32 52	-19 25 18	11125	9	601	27	590	18	2.445	.019	3.3	.8	4.5	
PGC 19292	UGC	3498	06 32 29	15 01 13	3800	6	356	18	341	12	2.196	.023	5.4	1.1	7.6	
PGC 19304	MCG	7-14- 6	06 32 40	39 27 22	6986	12	278	37	271	25	9.999	9.999	1.1	99.9	2.8	
PGC 19311	ESO	308-18	06 34 48	-37 44 24	9531	18	611	55	580	37	2.447	.039	7.0	1.6	3.3	
PGC 19337	ESO	490-17	06 35 55	-25 57 18	499	1	56	2	51	1	1.406	.023	8.4	.4	51.7	
PGC 19341	UGC	3503	06 35 00	22 40 59	1389	4	142	12	104	8	1.692	.048	7.0	.8	16.8	
PGC 19343			06 35 48	-14 59 00	749	3	207	8	196	5	1.934	.019	17.5	1.6	15.5	
PGC 19355	NGC	2263	06 36 25	-24 48 06	2743	2	334	5	318	3	2.230	.007	14.1	.7	26.6	
PGC 19360	ESO	557- 9	06 36 33	-20 14 23	2659	3	269	9	254	6	2.088	.017	12.4	1.0	14.8	
PGC 19363	ESO	366- 4	06 36 58	-35 12 48	6666	10	359	31	344	20	2.198	.039	4.7	1.3	4.4	
PGC 19387	MCG	7-14-07	06 36 00	43 25 01	7185	10	418	31	404	20	9.999	9.999	999.9	99.9	4.3	
PGC 19402	ESO	490-28	06 38 21	-27 02 54	2148	4	198	12	185	8	1.891	.029	12.9	1.4	11.4	
PGC 19405	ESO	490-29	06 38 27	-26 59 30	2155	7	217	22	182	15	1.919	.054	12.5	1.8	8.5	
PGC 19418	ESO	366- 6	06 39 11	-37 00 54	9873	11	500	34	494	22	2.360	.029	3.1	.8	3.1	
PGC 19439	UGC	3510	06 38 02	40 13 04	6337	6	284	19	257	13	2.198	.032	6.2	.8	9.1	
PGC 19461	ESO	490- 31	06 40 22	-26 50 36	1991	6	232	19	217	13	1.998	.041	3.9	.8	7.0	
PGC 19469	UGC	3512	06 39 12	42 28 00	6043	13	257	40	243	27	2.034	.075	2.9	.9	3.3	
PGC 19472	ESO	366- 9	06 41 03	-35 31 12	1988	3	232	9	224	6	2.058	.018	10.3	1.1	12.7	
PGC 19475	UGC	3513	06 39 20	41 28 14	7358	19	347	56	301	37	2.188	.077	2.2	.7	3.8	
PGC 19512	UGC	3524	06 41 12	12 27 15	3930	5	431	16	405	11	2.320	.017	6.6	.7	10.5	
PGC 19518	ESO	490-36	06 42 08	-27 07 18	1934	7	246	21	234	14	2.005	.041	7.6	1.7	6.0	
PGC 19522	ESO	490- 37	06 42 21	-26 03 24	2512	3	359	8	347	5	9.999	9.999	17.7	1.5	15.9	
PGC 19526	IC	2171	06 42 14	-17 52 48	784	6	146	18	124	12	1.728	.068	9.8	1.6	8.7	
PGC 19549	UGC	3534	06 42 36	22 28 00	4465	3	239	10	212	7	2.004	.021	5.8	.5	17.3	
PGC 19574	ESO	490- 41	06 44 20	-26 03 12	2344	4	472	12	455	8	9.999	9.999	17.7	1.9	11.9	
PGC 19576	UGC	3535	06 42 47	43 52 43	6298	11	378	32	345	21	2.387	.039	2.9	.6	5.8	
PGC 19577	ESO	366-18	06 44 42	-36 49 54	9494	32	173	96	132	64	1.793	.309	.7	.5	2.1	
PGC 19589	ESO	490- 45	06 44 46	-26 25 12	1707	2	205	5	189	3	1.934	.012	23.4	1.3	27.8	

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

13

PGC 19606	ESO	490- 46	06 45 19	-25 33 36	2837	6	258	19	258	13	2.037	.036	6.6	1.7	3.8	
PGC 19645	ESO	427- 8	06 46 52	-32 02 12	2815	12	181	36	147	24	1.823	.108	3.4	.9	5.2	
PGC 19665	MCG	7-14-16	06 45 55	44 29 19	6419	7	81	20	66	13	1.517	.143	.6	.2	6.8	
PGC 19682	MCG	4-16- 3	06 46 54	25 41 00	4835	8	592	23	552	16	2.559	.017	14.4	1.6	8.7	
PGC 19697	UGC	3554	06 46 50	43 06 43	5652	8	393	25	390	17	2.303	.028	4.0	1.2	3.4	
PGC 19710	ESO	427-11	06 48 49	-28 53 48	6735	11	225	34	184	23	2.077	.079	5.3	1.2	5.9	
PGC 19788	UGC	3576	06 49 15	50 05 44	5966	4	369	13	364	9	2.276	.016	2.8	.5	7.2	
PGC 19861	ESO	491- 9	06 53 24	-26 32 30	2053	4	280	11	264	7	2.069	.018	18.3	1.9	12.7	
PGC 19862	ESO	491-10	06 53 25	-26 41 36	2055										a	
PGC 19875	UGC	3601	06 52 21	40 03 55	5133	22	289	65	265	43	9.999	9.999	999.9	99.9	2.5	c
PGC 19876	MCG	7-15- 2	06 52 21	40 45 32	6275	9	187	26	181	17	9.999	9.999	999.9	99.9	3.9	
PGC 19883	ESO	366-28	06 54 12	-36 52 18	9493	9	291	26	260	17	2.321	.042	7.6	1.2	7.0	
PGC 19885	ESO	491-11	06 54 03	-26 12 48	2349	11	182	34	174	23	1.853	.095	1.9	.7	3.3	
PGC 19920	ESO	491-12	06 55 21	-24 39 30	2575	7	362	20	354	13	2.203	.025	8.6	1.8	5.4	
PGC 19924	UGC	3608	06 53 52	46 28 14	6538	19	187	56	106	37	1.866	.182	1.5	.5	5.0	
PGC 19927	UGC	3612	06 54 13	39 09 13	5161	13	373	38	342	25	2.358	.047	5.9	1.3	4.8	
PGC 19931	UGC	3606	06 53 06	63 45 00	3991	7	249	20	233	14	2.045	.040	4.9	1.0	6.8	
PGC 19941	UGC	3614	06 54 38	45 07 26	5729	8	208	23	193	15	9.999	9.999	2.9	.7	6.0	
PGC 19949	NGC	2308	06 54 58	45 16 46	5851	28	434	83	396	55	2.389	.086	1.6	.8	2.4	
PGC 19970	ESO	491-13	06 57 19	-25 49 48	2680	5	346	16	321	11	9.999	9.999	10.1	1.3	10.1	
PGC 19981	IC	2175	06 56 30	35 31 41	8344	11	468	34	409	23	2.356	.033	7.0	1.1	7.0	
PGC 19996	ESO	491-15	06 58 42	-27 17 48	2681	3	364	9	354	6	2.205	.012	9.6	1.0	12.4	
PGC 19997	ESO	558- 5	06 58 34	-21 10 30	8953	8	548	25	538	16	2.460	.019	2.3	.6	4.9	
PGC 20008	UGC	3630	06 58 27	01 58 57	1771	4	375	13	348	9	2.266	.016	11.3	1.2	12.8	*
PGC 20131	UGC	3664	07 02 16	33 54 16	8775	20	377	60	346	40	2.322	.074	3.0	.9	3.0	
PGC 20141	NGC	2321	07 02 06	50 49 57	6318	13	327	40	321	27	2.311	.056	2.3	1.0	2.5	
PGC 20151	UGC	3667	07 02 48	39 15 00	6967	9	284	27	285	18	2.104	.044	2.1	.8	2.5	
PGC 20158	UGC	3660	07 01 49	63 55 36	4274	15	463	45	448	30	2.370	.042	2.3	.8	3.1	
PGC 20187	ESO	427- 34	07 05 26	-28 08 48	2386	3	238	8	222	5	2.047	.016	17.5	1.3	17.6	
PGC 20213	MCG	5-17-12	07 04 48	31 45 00	4791	22	198	65	152	44	1.988	.180	.8	.4	3.3	
PGC 20256	UGC	3702	07 06 00	28 47 00	4980	5	88	16	57	10	9.999	9.999	2.9	.5	11.6	
PGC 20324	ESO	310- 2	07 09 05	-38 08 12	5681	7	458	22	456	15	2.321	.021	7.6	2.0	3.9	
PGC 20335	UGC	3726	07 08 02	25 59 57	7647	12	511	35	495	23	2.391	.030	3.4	.8	4.0	
PGC 20351	UGC	3728	07 08 15	30 15 53	6547	27	722	80	649	54	2.583	.049	7.1	1.5	3.3	
PGC 20353	UGC	3724	07 07 42	48 19 22	5922	5	412	15	396	10	2.360	.016	8.0	1.0	9.3	
PGC 20363	ESO	492- 2	07 09 39	-26 37 12	2592										c	
PGC 20384	UGC	3738	07 09 30	07 20 00	8496	12	411	36	407	24	2.333	.039	.7	.4	2.5	
PGC 20389	UGC	3736	07 09 19	23 27 55	9886	12	505	37	477	25	2.358	.032	5.2	.9	4.6	
PGC 20418	UGC	3717	07 07 00	73 55 38	4188	8	399	24	384	16	2.267	.027	4.6	.8	5.8	
PGC 20504	ESO	428- 9	07 13 17	-29 11 30	2236	10	304	30	285	20	2.110	.047	2.9	.8	4.9	
PGC 20526	UGC	3749	07 10 36	68 04 00	1155	7	205	20	199	14	1.915	.049	5.1	1.3	4.9	
PGC 20576	ESO	428-18	07 15 14	-29 29 24	2079	6	178	18	163	12	1.835	.051	5.7	.9	7.7	
PGC 20608	UGC	3784	07 14 54	26 44 00	2587	5	205	15	200	10	1.915	.035	4.0	.9	6.5	
PGC 20637	ESO	428-20	07 16 39	-29 16 48	2013	10	190	31	160	21	1.854	.086	2.9	.7	5.8	
PGC 20647	ESO	367-15	07 17 02	-34 57 24	9095	12	371	35	357	23	2.212	.042	1.3	.6	3.8	
PGC 20676	ESO	367- 17	07 17 38	-35 33 48	2785	5	365	15	351	10	2.224	.018	13.4	1.7	9.1	
PGC 20679	UGC	3789	07 15 11	59 26 53	3325	24	441	73	390	49	9.999	9.999	1.7	.7	3.1	
PGC 20755	ESO	367-18	07 19 18	-34 17 54	7838	11	393	34	351	22	2.305	.039	4.7	.7	6.1	
PGC 20825	ESO	428- 23	07 20 11	-29 08 18	3026	6	336	17	332	11	2.239	.023	5.3	1.1	5.6	
PGC 20827	MCG	-1-19- 1	07 19 43	-05 50 00	1618	18	301	53	232	35	2.072	.089	3.1	.8	4.9	

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

14

PGC 20867	ESO	428-25	07 20 58	-31 59 42	2274	7	227	22	224	15	1.982	.047	2.4	.8	3.9	
PGC 20903	ESO	428-28	07 21 41	-29 57 06	2258	8	400	23	377	16	2.246	.027	6.6	.9	6.8	
PGC 20904	ESO	367-22	07 21 52	-36 34 18	2710	3	219	10	192	7	2.124	.023	11.7	.9	17.0	
PGC 20908	ESO	428-29	07 21 44	-29 33 12	1962	3	257	10	242	7	2.235	.019	14.0	1.4	13.4	
PGC 20911	UGC	3829	07 20 30	33 32 50	4031	14	282	43	170	29	2.165	.086	3.1	.6	7.5	
PGC 20933	UGC	3828	07 20 21	58 04 01	3518	6	260	17	254	11	2.100	.031	2.8	.6	5.9	
PGC 20953	UGC	3831	07 21 13	49 35 28	5950	2	100	7	74	5	1.786	.041	3.8	.3	23.9	
PGC 20956	ESO	428-31	07 23 07	-32 23 48	1915	4	292	11	280	8	2.094	.018	10.8	1.1	11.0	
PGC 20957	MCG	5-18-11	07 21 55	27 25 27	7784	14	248	42	242	28	9.999	9.999	.9	.5	2.4	
PGC 20965	ESO	492-14	07 23 10	-26 53 00	7332	10	468	29	442	20	2.343	.028	10.4	1.7	5.7	
PGC 20983	ESO	428-32	07 23 44	-30 18 18	2158	1	148	4	120	2	1.980	.013	28.4	.9	48.4	
PGC 21011	ESO	368- 1	07 24 30	-35 13 48	2861	7	227	22	209	15	2.051	.048	4.3	.8	6.6	
PGC 21020	UGC	3845	07 23 02	47 11 43	3034	7	227	22	211	15	2.089	.049	5.1	1.1	6.2	*
PGC 21028	MCG	-1-19- 2	07 24 28	-07 26 48	2490	3	262	10	248	7	2.300	.018	8.9	.8	13.2	
PGC 21044	MCG	3-19-13	07 24 26	19 44 20	9849											c
PGC 21045	MCG	3-19-14	07 24 30	19 43 00	9852											c
PGC 21067	UGC	3855	07 23 57	58 36 32	3167	8	476	23	470	15	2.336	.021	1.8	.5	4.4	
PGC 21101	UGC	3863	07 25 08	49 14 30	5918	18	492	55	461	37	2.371	.049	2.4	.7	3.3	
PGC 21161	ESO	428-37	07 28 22	-31 29 36	2084	2	303	7	289	5	2.144	.011	19.4	1.1	19.0	
PGC 21195	UGC	3885	07 26 49	59 35 16	3820	28	195	84	116	56	2.077	.256	2.7	1.3	3.3	
PGC 21380	UGC	3922	07 32 36	55 10 00	8790	11	525	34	487	22	2.372	.028	4.7	.7	5.8	a
PGC 21419	UGC	3934	07 34 12	35 46 13	3998	3	324	9	308	6	2.345	.013	8.8	.7	14.7	
PGC 21539	ESO	429- 9	07 38 22	-30 50 12	5068	4	330	11	314	7	2.153	.016	6.6	.7	12.3	
PGC 21558	NGC	2424	07 37 16	39 20 58	3353	3	431	9	425	6	2.288	.009	10.4	1.1	11.0	
PGC 21569	ESO	429-12	07 39 03	-31 57 18	2715	6	294	18	285	12	2.113	.028	11.2	2.0	6.3	
PGC 21687			07 42 18	-13 00 00	2306	2	132	6	119	4	1.800	.024	16.0	1.1	22.0	
PGC 21759	ESO	560- 12	07 44 12	-18 25 30	3302	3	387	8	371	5	2.240	.009	18.7	1.1	18.3	
PGC 21768			07 44 18	-05 40 00	1328	3	143	10	132	6	1.994	.036	8.8	1.2	12.4	
PGC 21799	ESO	493-10	07 45 12	-25 44 48	4273	6	242	18	230	12	2.068	.037	999.9	99.9	7.0	
PGC 21822	ESO	560- 13	07 45 38	-18 37 24	3237	3	515	10	500	7	2.371	.008	15.5	1.2	14.0	
PGC 21860	NGC	2446	07 44 41	54 44 08	5668	6	466	19	450	13	2.376	.018	10.3	1.4	7.3	
PGC 21863	ESO	493-16	07 46 40	-26 07 12	2659	3	248	9	211	6	2.027	.018	999.9	99.9	21.5	a
PGC 21886	ESO	493-18	07 47 08	-26 16 06	2674											c
PGC 21898	ESO	429- 19	07 47 27	-29 13 42	4801	7	389	21	383	14	2.239	.024	999.9	99.9	4.8	
PGC 21970	UGC	4043	07 46 48	54 29 18	3405	14	452	41	414	28	2.300	.041	6.3	1.4	4.8	
PGC 22045	ESO	493-24	07 50 15	-25 00 54	4590	9	383	26	379	17	2.256	.030	3.3	1.0	3.5	
PGC 22127	UGC	4057	07 47 59	74 30 59	3833	9	497	27	489	18	2.356	.024	4.0	1.3	4.0	
PGC 22137	NGC	2470	07 51 42	04 35 28	4051	12	667	35	655	23	2.495	.022	2.6	.7	3.6	
PGC 22175	UGC	4079	07 51 05	55 50 07	6108	11	247	32	231	21	2.058	.063	2.7	.7	4.3	
PGC 22195	ESO	494- 4	07 53 20	-22 35 48	2587	30	488	90	390	60	2.315	.087	3.0	1.0	3.4	
PGC 22272	ESO	494- 7	07 54 47	-24 46 24	1558	1	294	4	282	3	2.096	.007	30.6	1.2	29.9	
PGC 22306	ESO	561- 3	07 55 14	-19 06 30	3519	5	345	16	331	11	2.176	.022	9.3	1.3	8.1	
PGC 22327	NGC	2469	07 54 02	56 48 58	3489	11	260	34	223	22	2.152	.065	6.9	1.6	5.8	
PGC 22366	NGC	2499	07 56 12	07 38 00	9779	13	251	39	245	26	2.116	.073	1.6	.7	2.6	
PGC 22400	UGC	4149	07 57 00	-01 30 51	3595	5	200	14	198	9	1.939	.035	3.9	.8	6.0	
PGC 22428	UGC	4133	07 56 00	56 31 00	8905	25	258	74	196	50	1.992	.150	1.1	.5	3.3	
PGC 22438	UGC	4128	07 55 56	60 25 33	5953	16	348	49	310	33	2.291	.066	4.2	1.3	4.0	
PGC 22546	ESO	494-12	08 00 02	-22 48 06	5792	6	418	18	412	12	2.293	.019	5.5	1.1	5.5	
PGC 22561	UGC	4169	07 58 12	61 31 50	1592	3	226	8	178	6	1.985	.019	17.4	.9	26.6	*
PGC 22712	ESO	494-21	08 03 20	-22 46 48	1585	4	173	11	157	7	1.819	.034	10.8	1.4	12.3	

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

15

PGC 22721	NGC 2525	08 03 17	-11 17 07	1585	6	237	17	210	12	2.104	.037	9.7	1.4	9.8	
PGC 22736	ESO 494-25	08 03 55	-27 15 06	1030	1	145	3	123	2	9.999	9.999	41.6	1.4	51.4	
PGC 22746	ESO 494-26	08 04 07	-27 23 00	968	1	259	3	216	2	2.125	.006	89.9	2.0	62.7	
PGC 22788	ESO 430-20	08 05 04	-27 54 24	1020	2	184	5	157	3	1.856	.014	17.6	.8	35.4	
PGC 22802	UGC 4226	08 03 59	40 32 36	7907	6	383	18	377	12	2.432	.021	3.9	.8	5.6	
PGC 22829	UGC 4239	08 05 18	05 21 00	8763	10	149	30	145	20	9.999	9.999	1.2	99.9	3.0	
PGC 22883	UGC 4253	08 06 42	-00 13 14	5410	10	385	31	373	21	2.234	.036	3.8	1.0	4.0	
PGC 22895	IC 498	08 06 48	05 25 00	10143	9	153	26	113	17	9.999	9.999	2.6	.5	7.7	
PGC 22909	UGC 4252	08 06 38	40 15 03	6133	8	302	24	300	16	2.133	.037	3.2	1.3	3.3	
PGC 22962	NGC 2538	08 08 45	03 47 02	3999	26	321	77	289	51	9.999	9.999	1.2	.6	2.4	
PGC 22980	ESO 561-23	08 09 36	-18 09 00	4624	15	531	45	481	30	2.374	.038	6.7	1.4	5.0	
PGC 22998	ESO 561-24	08 10 00	-19 10 24	4645	6	266	18	260	12	2.049	.032	5.6	1.1	5.5	
PGC 23103	UGC 4280	08 10 40	54 57 12	3513	10	364	31	349	21	2.203	.039	5.7	1.1	4.3	
PGC 23109	ESO 430-26	08 12 40	-31 11 42	1655	3	226	9	211	6	1.961	.019	11.5	1.1	16.0	
PGC 23125	ESO 561-32	08 12 45	-21 51 48	5156	6	376	18	344	12	2.211	.022	6.6	.7	10.0	
PGC 23128	NGC 2523	08 09 14	73 43 55	3482	29	431	88	383	59	2.370	.093	5.6	2.2	2.5	
PGC 23149	ESO 561-33	08 13 20	-20 43 24	4337	5	220	14	206	9	2.043	.031	5.6	.9	9.5	
PGC 23218	ESO 494-40	08 14 52	-25 13 00	1484	12	130	35	87	24	1.685	.162	2.4	.8	5.9	
PGC 23219	ESO 494-39	08 14 52	-23 16 24	6381	11	269	33	175	22	2.069	.068	5.6	.8	9.0	
PGC 23242	ESO 431- 1	08 15 36	-29 34 30	1654	2	167	7	156	5	2.027	.022	10.3	.9	17.2	
PGC 23259	NGC 2555	08 15 21	00 54 03	4365	30	545	89	455	59	2.525	.075	2.3	.7	3.3	
PGC 23345	ESO 495- 6	08 17 16	-24 37 42	1681	7	348	21	306	14	9.999	9.999	8.3	1.1	9.9	
PGC 23350	MCG -1-22- 1	08 17 06	-06 52 54	4695	10	231	30	191	20	2.115	.068	4.1	.8	6.6	
PGC 23378	MCG -2-22- 1	08 17 42	-10 19 47	4595	3	132	10	112	7	1.957	.042	5.4	.6	15.0	
PGC 23410	UGC 4349	08 18 09	-01 12 02	4324	12	465	35	423	23	2.313	.034	7.0	1.0	5.9	
PGC 23418	NGC 2574	08 18 24	-08 45 59	2865	6	365	18	350	12	2.258	.022	8.7	1.4	7.8	
PGC 23428	ESO 495- 8	08 18 51	-23 37 18	789	7	112	21	99	14	1.613	.101	2.4	.7	6.3	
PGC 23437	ESO 495- 9	08 19 10	-25 36 48	1466	13	185	40	170	26	1.854	.110	5.4	2.2	3.4	
PGC 23440	NGC 2578	08 19 03	-13 09 32	4601	10	504	29	502	19	9.999	9.999	3.8	1.3	2.8	
PGC 23451	UGC 4358	08 19 03	-00 16 03	1808	6	137	19	71	12	9.999	9.999	999.9	99.9	13.6	
PGC 23485	UGC 4370	08 19 55	-00 53 06	4504	10	251	29	200	19	2.062	.060	8.1	1.2	7.7	
PGC 23486	MCG -2-22- 5	08 20 05	-11 15 19	4614	8	421	24	405	16	2.274	.026	4.5	.9	5.7	
PGC 23518	MCG -1-22- 7	08 20 42	-04 48 06	6788	11	425	32	406	21	2.294	.034	5.0	1.1	4.6	
PGC 23519	UGC 4381	08 20 40	-00 42 14	4618	5	351	15	346	10	2.190	.019	6.3	1.0	6.8	
PGC 23523	NGC 2584	08 20 46	-04 48 29	6866	6	333	18	322	12	2.223	.024	4.6	.7	6.8	
PGC 23537	NGC 2585	08 20 57	-04 45 15	6877											
PGC 23558	ESO 495-12	08 21 44	-25 40 30	1776	6	222	19	202	13	1.945	.044	4.7	.9	7.9	
PGC 23564	MCG -1-22-11	08 21 31	-06 43 57	6522	9	360	28	354	19	2.220	.035	2.9	.8	3.6	
PGC 23579	IC 2367	08 21 55	-18 36 42	2448	3	304	9	297	6	2.267	.014	11.2	1.1	12.1	
PGC 23603	NGC 2586	08 22 03	-04 43 29	6756	8	317	25	302	17	2.209	.037	4.9	1.0	5.3	
PGC 23608	NGC 2551	08 19 12	73 34 28	2344	11	217	34	190	23	2.030	.080	4.1	1.1	5.0	
PGC 23616	NGC 2590	08 22 28	-00 25 42	4996	8	507	23	491	15	2.371	.020	10.0	2.4	6.1	
PGC 23697		08 24 42	-15 41 00	9185											
PGC 23723	MCG -2-22- 17	08 25 13	-12 35 29	2798	3	227	9	211	6	2.076	.020	9.9	.9	15.1	
PGC 23727		08 25 24	-14 37 00	9293	11	348	33	329	22	2.221	.043	1.7	.5	4.5	
PGC 23761	MCG -2-22-18	08 25 59	-11 58 29	1609	4	82	12	72	8	1.693	.081	5.1	.9	10.2	
PGC 23780	ESO 370-15	08 26 43	-37 03 12	5412	6	521	17	506	11	2.412	.014	14.9	1.8	8.1	
PGC 23781	NGC 2550A	08 22 58	73 54 53	3963	24	789	73	158	49	2.585	.070	7.3	1.1	10.3	
PGC 23784	ESO 562- 7	08 26 29	-21 34 12	5740	5	444	15	434	10	2.308	.015	8.5	1.2	8.0	
PGC 23847	MCG -1-22- 14	08 27 28	-07 22 00	1528	3	173	8	168	5	1.830	.022	7.7	1.0	12.5	

c

a

c



PGC 23850	UGC	4438	08 26 16	52 51 53	4252	7	249	21	234	14	9.999	9.999	1.8	.4	6.6	
PGC 23942	ESO	495-15	08 30 05	-24 16 06	5941	15	298	46	271	31	2.094	.074	2.8	.8	3.7	
PGC 23986	ESO	562- 13	08 30 57	-20 43 36	6940	5	349	15	337	10	2.274	.020	6.6	1.1	8.2	
PGC 23992	ESO	562-14	08 31 01	-17 47 06	4561	5	426	16	399	11	2.275	.017	9.8	.9	10.7	
PGC 23996	UGC	4461	08 29 39	52 42 05	4993	4	323	13	318	8	2.158	.018	6.5	1.0	7.6	
PGC 24043	MCG	-2-22-21	08 31 36	-12 15 00	4452	15	300	44	295	29	2.126	.067	1.8	.8	2.3	
PGC 24071	NGC	2615	08 32 01	-02 22 32	4222	10	458	30	439	20	2.385	.029	2.1	.6	5.0	
PGC 24189	MCG	- 2-22-22	08 34 07	-11 39 23	5900	5	336	15	330	10	2.167	.020	4.5	.8	7.0	
PGC 24219	ESO	563- 2	08 34 58	-22 04 36	1652	6	188	18	168	12	1.858	.050	5.9	.9	8.4	
PGC 24238	MCG	-1-22-29	08 35 10	-06 32 31	8106	13	387	39	376	26	2.321	.045	2.1	.7	3.1	
PGC 24259	MCG	-2-22-23	08 35 36	-09 38 39	4330	13	382	38	345	25	2.256	.045	4.3	.9	5.2	
PGC 24328	MCG	-2-22-25	08 36 44	-14 33 48	4113	7	220	20	208	13	2.009	.045	3.9	.8	6.2	
PGC 24370	ESO	371- 3	08 38 06	-34 13 47	1923	5	110	15	83	10	1.652	.080	4.3	.8	11.2	
PGC 24398	ESO	432- 2	08 38 49	-31 52 00	2865	5	346	16	329	11	2.176	.022	12.9	2.0	8.7	
PGC 24414	MCG	-1-22-34	08 38 48	-04 32 07	4408	5	336	15	309	10	2.248	.021	9.2	1.1	11.3	
PGC 24417	ESO	563-10	08 39 07	-20 05 06	4582	18	269	53	256	36	2.050	.095	3.5	1.5	2.4	
PGC 24427	ESO	563- 11	08 39 20	-20 08 12	5718	18	437	53	414	36	2.335	.054	2.8	1.0	3.0	
PGC 24429	ESO	563- 12	08 39 24	-20 33 48	1896	2	194	6	178	4	1.925	.016	10.3	.7	22.4	
PGC 24479	ESO	563-14	08 40 41	-19 52 18	1703	2	333	6	315	4	2.160	.008	26.4	1.2	23.7	
PGC 24525	MCG	-2-23-001	08 41 35	-12 40 43	5717	5	477	15	471	10	2.395	.013	6.7	1.0	6.8	
PGC 24545	UGC	4549	08 40 24	59 01 17	1289	2	163	7	147	5	1.990	.023	8.8	.7	19.5	
PGC 24558	ESO	563-17	08 42 15	-20 10 06	3454	8	410	23	392	15	2.326	.025	8.6	1.4	6.4	
PGC 24634	NGC	2665	08 43 45	-19 07 12	1734	2	172	7	158	4	1.969	.020	16.3	1.3	19.8	
PGC 24676	ESO	371-16	08 45 05	-33 34 42	2257	4	283	11	269	7	9.999	9.999	19.5	2.0	11.8	
PGC 24685	ESO	563- 21	08 45 01	-19 51 00	4579	4	674	13	645	9	2.494	.008	22.2	1.7	13.8	
PGC 24737	MCG	-0-23-02	08 45 48	-02 49 59	3968	6	249	19	233	12	2.059	.036	4.7	.8	7.4	
PGC 24778	MCG	-1-23-02	08 46 33	-07 39 00	2900	7	248	20	222	13	2.103	.039	4.4	.7	8.6	
PGC 24836	MCG	-3-23-09	08 48 01	-16 23 35	5503	8	369	25	353	17	2.351	.031	5.0	1.0	5.5	
PGC 24840	ESO	563-26	08 48 09	-19 20 30	3404	8	199	23	172	15	1.885	.060	4.2	.8	7.4	
PGC 24854	ESO	563-28	08 48 32	-21 46 24	2574	25	491	75	403	50	2.322	.071	5.2	1.3	3.9	
PGC 24860	ESO	371-20	08 48 56	-34 20 54	2368	4	407	11	391	7	2.272	.012	19.3	1.7	12.6	
PGC 24870	MCG	-3-23-10	08 48 48	-17 22 33	2001	2	322	6	306	4	2.154	.009	17.9	1.0	21.4	*
PGC 24885	ESO	563-29	08 49 20	-21 27 24	2529	8	172	24	165	16	1.826	.070	2.5	.9	4.6	
PGC 24889	UGC	4638	08 49 06	-02 09 57	3323											c
PGC 24941	ESO	496-13	08 50 46	-25 06 48	5177	4	247	12	226	8	9.999	9.999	6.4	.7	12.7	
PGC 24967	ESO	496-16	08 51 30	-26 19 12	4667	6	264	17	259	12	2.052	.031	4.3	1.0	5.5	
PGC 24970	IC	520	08 48 20	73 40 46	3486	12	324	35	318	23	2.369	.049	5.3	2.0	2.9	
PGC 25053	ESO	496-19	08 53 10	-24 54 00	5135	12	283	36	264	24	2.139	.061	4.6	1.2	4.1	
PGC 25089	ESO	371-28	08 54 03	-37 00 12	2503	3	259	10	248	7	2.047	.019	10.4	1.1	11.7	
PGC 25102	NGC	2706	08 53 41	-02 22 17	1631	5	331	16	321	11	2.167	.022	6.3	.9	7.2	
PGC 25116	ESO	432-13	08 54 24	-31 47 30	2117	5	173	16	157	10	1.842	.047	7.3	1.3	8.9	
PGC 25148	MCG	-1-23-11	08 54 39	-08 31 57	9399	10	534	29	520	19	2.388	.023	3.4	.8	4.6	
PGC 25152	ESO	496-22	08 54 55	-24 33 24	2368	5	217	16	200	10	2.187	.036	10.3	1.5	9.0	
PGC 25197	MCG	-1-23- 13	08 55 41	-06 00 15	4862	4	336	13	319	9	2.186	.018	9.1	1.1	10.7	
PGC 25221	NGC	2722	08 56 15	-03 30 57	2760	3	259	8	244	5	2.139	.015	7.1	.6	17.4	
PGC 25223	ESO	496-24	08 56 40	-26 45 00	9428	8	491	24	487	16	2.354	.021	5.0	1.0	3.8	
PGC 25231	NGC	2721	08 56 24	-04 42 25	3712	3	324	9	308	6	2.259	.013	15.4	1.4	15.0	
PGC 25258	NGC	2710	08 56 04	55 54 05	2526	4	280	12	265	8	2.112	.020	9.9	1.0	11.8	*
PGC 25290	UGC	4713	08 56 44	52 41 18	9040	7	535	21	519	14	2.590	.017	3.1	.4	6.5	
PGC 25291	ESO	497-1	08 58 11	-25 40 24	1911	6	173	17	157	11	1.820	.051	7.5	1.4	8.1	

PGC 25300	ESO	496-25	08 58 20	-25 02 24	4677	24	327	73	164	49	2.044	.132	3.0	.8	5.3
PGC 25346	ESO	564- 6	08 59 08	-19 17 06	5228	17	242	51	196	34	1.970	.109	3.2	.9	4.2
PGC 25412	ESO	564-12	09 00 39	-17 49 48	3552	11	216	32	184	21	1.920	.076	3.6	.9	5.7
PGC 25416	ESO	497- 4	09 00 50	-23 36 36	807	4	112	12	90	8	1.599	.062	5.3	.7	12.8
PGC 25502	ESO	564-15	09 02 50	-18 19 06	4486	8	268	24	256	16	2.050	.043	3.5	.8	5.2
PGC 25515	NGC	2758	09 03 13	-18 50 36	1960	3	238	8	200	5	1.970	.017	26.6	1.4	25.4
PGC 25527	ESO	433- 1	09 03 46	-31 23 54	4722	11	330	34	319	22	2.156	.047	2.8	.8	3.6
PGC 25563	MCG	-1-23-20	09 04 08	-06 22 08	3759	6	318	17	311	11	2.139	.025	4.9	.8	6.1
PGC 25585	MCG	-1-23-21	09 04 31	-07 11 37	5834	10	427	30	386	20	2.380	.032	3.9	.8	6.8
PGC 25618	ESO	433- 4	09 05 15	-31 58 24	1466	4	158	11	149	8	1.781	.037	8.2	1.2	10.0
PGC 25654	NGC	2772	09 05 28	-23 25 06	3426	9	514	26	476	18	2.377	.023	11.0	1.3	7.5
PGC 25694	ESO	564-23	09 06 06	-22 16 54	7740	11	332	34	324	23	2.160	.047	2.8	.8	3.2
PGC 25757	NGC	2756	09 05 25	54 03 06	3979	10	378	31	362	21	2.330	.038	4.1	1.0	4.4
PGC 25822	ESO	564-26	09 07 28	-21 08 00	2791	5	203	15	196	10	1.909	.037	4.1	.7	6.9
PGC 25886	MCG	-1-24-01	09 08 23	-08 42 00	1838	4	534	11	518	7	2.388	.009	21.9	1.7	12.8
PGC 25910	UGC	4824	09 08 04	51 27 36	2184	5	259	14	253	9	2.043	.026	5.3	1.0	7.1
PGC 25932	ESO	497-22	09 09 49	-26 37 18	2424	8	230	24	211	16	1.997	.052	4.4	.8	6.2
PGC 25976	UGC	4844	09 09 35	49 50 40	3996	5	249	14	233	9	2.210	.027	8.8	1.2	9.9
PGC 26028	ESO	372- 9	09 11 51	-34 51 42	2400	4	238	11	232	7	2.038	.023	9.8	1.4	9.0
PGC 26056	ESO	564- 32	09 12 21	-21 45 54	2760	4	259	13	232	9	2.022	.025	8.5	1.0	12.8
PGC 26057	ESO	564- 31	09 12 19	-19 20 36	5159	7	373	22	343	15	2.221	.028	8.9	1.3	8.0
PGC 26068	UGC	4867	09 11 30	41 05 16	2494	5	206	15	190	10	2.119	.037	7.9	1.2	9.1
PGC 26083	UGC	4871	09 11 42	39 28 00	2506	6	145	18	130	12	1.734	.064	3.1	.7	7.7
PGC 26086	UGC	4872	09 11 48	40 16 00	8209	8	435	23	436	16	2.295	.023	3.1	1.0	2.9
PGC 26093	UGC	433-10	09 12 55	-28 03 12	2119	999	248	999	253	999	2.186	9.999	11.3	1.4	10.8
PGC 26112	ESO	372-12	09 13 33	-35 26 18	2272	9	362	26	340	17	9.999	9.999	4.6	.8	6.0
PGC 26122	ESO	497-29	09 13 29	-23 29 36	3422	14	235	41	208	27	1.969	.087	2.5	.7	4.2
PGC 26144	MCG	-1-24- 4	09 13 37	-08 56 34	1668	4	177	12	160	8	1.928	.035	8.5	1.1	12.0
PGC 26151	NGC	2811	09 13 50	-16 06 11	2368	29	290	86	274	58	2.089	.140	.9	.6	1.6
PGC 26192	NGC	2821	09 14 36	-26 36 24	2436	6	379	19	371	13	2.225	.023	9.1	1.8	5.7
PGC 26223	NGC	2817	09 14 41	-04 32 36	3534	3	270	10	254	7	2.314	.018	12.8	1.3	13.8
PGC 26246	NGC	4906	09 14 08	53 12 16	2285	999	365	999	370	999	2.212	9.999	7.0	1.0	7.7
PGC 26258	IC	531	09 15 17	-00 04 07	5246	14	369	42	350	28	2.208	.052	1.7	.7	3.5
PGC 26276	ESO	564-36	09 15 52	-18 13 54	4433	5	262	16	247	10	2.201	.029	4.0	.9	8.6
PGC 26289	UGC	4896	09 13 48	70 01 00	4396	9	415	28	399	18	2.266	.030	6.3	1.4	5.0
PGC 26306	NGC	2845	09 16 37	-37 48 00	2530	6	551	19	546	13	9.999	9.999	6.8	1.4	5.0
PGC 26390	IC	2461	09 16 51	37 24 10	2260	2	376	7	370	5	2.222	.008	11.2	.9	14.4
PGC 26411	MCG	-1-24-010	09 17 53	-07 39 59	3440	7	377	22	340	15	2.253	.027	12.9	1.7	8.8
PGC 26437	ESO	372-15	09 18 40	-34 13 42	2439	10	225	30	208	20	1.973	.067	5.5	1.3	4.7
PGC 26443	UGC	4964	09 17 54	29 05 00	6619	16	335	48	294	32	2.147	.067	4.0	.9	4.3
PGC 26455	ESO	372- 16	09 18 55	-32 58 48	2422	16	432	48	376	32	2.271	.051	11.8	2.7	4.9
PGC 26463	ESO	433- 15	09 19 01	-31 40 42	1848	1	215	4	204	3	2.045	.010	23.5	1.2	29.4
PGC 26476	ESO	372-18	09 19 17	-34 13 00	4662	10	352	31	344	21	2.189	.040	8.0	1.9	3.6
PGC 26517	UGC	4978	09 19 30	04 06 00	4135	2	132	7	127	5	1.964	.028	4.8	.8	13.4
PGC 26561	IC	2469	09 20 53	-32 14 06	1664	7	503	21	493	14	2.361	.018	9.4	1.8	5.6
PGC 26607	NGC	2861	09 21 01	02 21 07	5086	3	156	10	148	7	9.999	9.999	2.5	.4	10.6
PGC 26608	ESO	498- 3	09 21 24	-26 39 54	2368	12	322	35	301	23	2.137	.051	10.8	2.4	4.4
PGC 26631	NGC	2854	09 20 40	49 25 07	2771	11	269	34	221	23	2.040	.064	4.9	1.0	6.4
PGC 26648	NGC	2856	09 20 54	49 27 47	2864	21	323	64	200	43	2.109	.108	5.0	1.2	5.3
PGC 26699	ESO	372-23	09 23 00	-36 57 12	8156	10	518	29	506	19	2.375	.024	5.6	1.3	4.3

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

18

PGC 26713	NGC 2883	09 23 13	-33 53 12	1178	1	184	4	168	3	1.850	.011	38.3	1.7	35.6	
PGC 26766	UGC 5013	09 22 23	61 35 00	11238	17	503	51	458	34	2.421	.045	2.4	.8	4.1	
PGC 26773	NGC 2884	09 23 58	-11 20 19	5410	16	573	49	524	33	9.999	9.999	4.4	1.1	4.5	
PGC 26905	MCG -2-24-27	09 26 36	-14 35 18	2026	6	121	17	104	11	1.864	.075	3.3	.7	8.5	
PGC 26907	ESO 315-12	09 27 00	-37 37 18	4695	6	369	17	361	12	2.212	.021	7.9	1.5	6.3	
PGC 27006	ESO 373- 5	09 28 49	-35 28 00	2398	2	156	5	144	3	9.999	9.999	17.7	1.1	25.4	
PGC 27021	ESO 434-10	09 29 01	-29 59 36	2543	7	214	20	191	13	1.923	.047	5.1	.9	8.0	
PGC 27027	UGC 5052	09 26 18	74 01 50	3115	8	131	23	127	15	1.802	.090	2.6	1.1	4.2	
PGC 27045	ESO 434-11	09 29 26	-30 05 12	2579	5	248	16	202	11	2.003	.034	11.3	1.1	13.2	
PGC 27108	UGC 5077	09 29 05	59 58 06	11986	16	334	48	331	32	2.185	.065	1.7	1.1	1.9	
PGC 27214	NGC 2921	09 32 12	-20 41 54	2961	5	443	14	425	9	2.302	.014	12.7	1.2	10.2	
PGC 27300	ESO 498-15	09 33 42	-24 45 24	8867	13	424	40	410	27	2.317	.042	2.1	.6	3.3	
PGC 27437	UGC 5129	09 35 06	25 43 15	4059	6	313	19	308	13	2.156	.029	3.1	.8	4.9	
PGC 27450	ESO 373-12	09 36 00	-33 42 06	2645	4	185	11	179	7	1.943	.030	8.1	1.4	9.1	
PGC 27468	ESO 373- 13	09 36 13	-33 38 06	2660											
PGC 27606	ESO 373-19	09 38 20	-32 36 54	2802	15	414	45	389	30	2.262	.049	3.8	1.0	3.7	c
PGC 27690	ESO 434-23	09 39 30	-27 57 48	2530	5	257	16	245	11	2.104	.029	2.3	.5	7.9	
PGC 27735	MCG -1-25-22	09 39 42	-04 29 06	4466	6	371	19	368	13	2.217	.023	3.4	.7	4.8	
PGC 27773	MCG -1-25-26	09 40 19	-06 30 41	5913	7	463	22	456	15	2.322	.021	5.2	1.1	4.8	
PGC 27810	MCG -2-25-13	09 40 50	-09 43 00	2701	2	323	6	307	4	2.234	.008	17.0	.9	24.0	*
PGC 27845	NGC 2977	09 38 52	75 05 27	3044	12	356	36	340	24	2.223	.047	3.1	1.0	3.8	
PGC 27904	ESO 434-32	09 42 25	-29 05 36	2406	10	163	31	147	21	1.899	.102	2.0	.7	4.5	
PGC 27991	NGC 2993	09 43 24	-14 08 15	2317											c
PGC 28033	IC 564	09 43 45	03 18 08	5990	8	473	24	459	16	2.340	.022	7.2	1.2	5.5	
PGC 28053	ESO 499- 4	09 44 17	-23 41 12	4461	18	329	55	298	37	2.165	.079	3.2	1.0	3.3	
PGC 28074	ESO 373-26	09 44 39	-33 22 23	2462	2	99	6	73	4	1.711	.034	14.5	1.1	28.7	
PGC 28117	ESO 499- 5	09 44 56	-24 36 24	4287	4	400	11	368	7	2.250	.012	13.7	.9	16.8	
PGC 28147	IC 2510	09 45 33	-32 36 18	2802	11	268	34	253	22	2.101	.060	2.6	.7	4.1	
PGC 28189	ESO 434-43	09 46 27	-31 49 30	2506	17	377	51	340	34	2.234	.063	2.8	.8	3.8	
PGC 28196	NGC 2998	09 45 34	44 18 50	4784	2	389	7	373	4	2.281	.008	14.6	.9	20.9	
PGC 28246	IC 2511	09 47 15	-32 36 30	2902	10	445	30	380	20	2.282	.032	6.1	1.0	8.3	
PGC 28276	NGC 3028	09 47 33	-18 57 06	4047	9	116	28	105	19	1.774	.131	2.3	.9	4.3	
PGC 28285	ESO 499- 8	09 47 42	-24 46 30	2441	5	223	14	219	9	2.051	.030	8.3	1.6	6.5	
PGC 28290	IC 2513	09 47 52	-32 39 06	2868	11	477	34	445	23	2.328	.032	3.0	.5	5.4	a
PGC 28313	ESO 499- 9	09 48 00	-22 47 24	2078	7	327	22	285	14	2.177	.031	6.9	1.1	9.6	
PGC 28354	MCG -1-25-48	09 48 18	-09 06 00	5706	7	137	21	124	14	9.999	9.999	1.1	.3	6.0	
PGC 28356	MCG -1-25-49	09 48 25	-04 45 50	6585	9	454	27	444	18	2.325	.026	3.4	.8	4.4	
PGC 28366	UGC 5286	09 48 26	09 14 35	5198	4	325	12	310	8	2.275	.017	8.2	.9	11.7	
PGC 28376	NGC 3038	09 49 05	-32 31 12	2788	4	408	13	392	9	2.320	.014	13.0	1.4	10.7	
PGC 28388	MCG -1-25-50	09 48 56	-04 52 09	6293											c
PGC 28401	UGC 5277	09 47 44	65 43 42	3365	3	65	8	39	5	9.999	9.999	8.5	1.0	21.0	
PGC 28415	NGC 3035	09 49 25	-06 35 17	4354	10	290	30	284	20	2.335	.049	2.4	.8	3.3	
PGC 28416	ESO 374- 3	09 49 47	-32 50 24	2931	4	263	11	250	7	2.059	.020	10.2	1.2	11.7	
PGC 28452	NGC 3039	09 49 54	02 23 25	5007	7	413	21	412	14	2.309	.023	4.4	1.1	3.5	
PGC 28461	ESO 435- 4	09 50 23	-28 50 00	4512	18	257	55	223	37	2.011	.107	2.3	.8	3.4	
PGC 28493	ESO 566-22	09 50 56	-18 24 36	2252	6	266	18	253	12	2.077	.033	6.7	1.0	7.0	
PGC 28510	ESO 566-24	09 51 12	-19 20 48	3501	7	343	21	324	14	2.391	.028	8.7	1.3	7.0	
PGC 28513	NGC 3058	09 51 10	-12 14 47	7470	9	645	28	632	19	2.502	.018	5.0	.9	4.6	
PGC 28534	ESO 435- 5	09 51 46	-31 03 54	4573	7	336	21	309	14	2.156	.030	6.3	1.0	8.0	
PGC 28565	ESO 374- 8	09 52 12	-32 52 48	1523	10	192	30	175	20	1.872	.080	4.2	1.1	4.7	

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

19

PGC 28581 IC 2515	09 51 38   37 38 44   5800   16   442   48   424   32   2.297   .048   4.1   1.2   3.0
PGC 28607 IC 2523	09 52 59   -32 58 24   2613   10   215   30   187   20   1.997   .071   10.3   2.2   5.8
PGC 28638 NGC 3064	09 53 11   -06 07 34   5163   10   308   29   306   19   2.132   .042   2.6   .9   2.8
PGC 28663 ESO 316- 4	09 53 57   -37 31 54   4828   4   180   13   166   9   1.999   .039   6.2   1.0   9.8
PGC 28664 ESO 499-22	09 53 49   -26 52 06   2213   6   269   19   254   13   2.049   .033   6.1   .9   7.2
PGC 28667 ESO 566-30	09 53 48   -21 45 06   3292   7   248   20   233   13   2.082   .038   4.2   .9   6.9
PGC 28685 ESO 435-10	09 54 09   -31 03 42   2508   12   230   36   213   24   1.985   .078   3.5   1.0   3.9
PGC 28749 NGC 3072	09 55 02   -19 07 00   3616   41   208   124   132   82   9.999   9.999   .4   .4   2.2
PGC 28778 ESO 435- 14	09 55 32   -28 16 00   2663   4   296   12   283   8   2.099   .018   10.4   1.2   11.1
PGC 28781 ESO 435-15	09 55 36   -30 46 18   2418   10   231   29   216   20   1.969   .063   3.0   .8   4.6
PGC 28792 ESO 374-14	09 55 49   -32 37 48   4449   11   156   32   138   21   9.999   9.999   2.4   .8   4.5
PGC 28801 ESO 499-25	09 55 56   -24 48 12   2415   14   250   42   210   28   1.992   .085   2.9   .7   4.8
PGC 28822 ESO 435-16	09 56 32   -28 22 54   980   1   141   4   104   3   1.827   .015   19.3   .7   52.6
PGC 28830 UGC 5354	09 55 41   47 58 32   1168   2   184   5   168   3   1.904   .013   17.1   .8   29.1
PGC 28840 ESO 435-19	09 56 52   -30 00 36   2811   3   289   8   264   5   2.079   .013   23.5   1.5   20.4
PGC 28841 NGC 3084	09 56 50   -26 53 18   2542   8   110   25   104   17   1.751   .121   1.0   .5   4.0   *
PGC 28862 ESO 435-22	09 57 06   -30 29 42   2692   3   191   8   153   6   9.999   9.999   11.1   .7   23.3
PGC 28874 ESO 499-32	09 57 12   -26 37 24   2450   8   334   25   294   16   2.249   .035   5.4   .8   8.2
PGC 28882 NGC 3089	09 57 21   -28 05 24   2713   14   312   41   286   27   2.190   .062   2.1   .7   4.1   *
PGC 28915 IC 2532	09 57 53   -33 59 30   2822   9   123   27   112   18   1.881   .117   1.4   .6   4.5
PGC 28955 ESO 435-28	09 58 25   -31 31 00   3007   8   154   24   146   16   1.769   .082   2.8   .8   4.5
PGC 28956 ESO 435-29	09 58 26   -32 07 30   2563   3   42   10   31   7   1.033   .416   2.8   .6   11.9
PGC 29022 ESO 567- 5	09 59 11   -20 08 36   3727   5   250   14   234   10   2.010   .028   7.0   .8   9.6
PGC 29083 ESO 499-35	10 00 17   -26 39 36   372   5   58   16   40   11   1.174   .217   1.3   .4   8.9
PGC 29127 IC 587	10 00 32   -02 09 27   6260   27   516   82   355   55   2.355   .078   3.2   .6   4.7
PGC 29136 MCG -2-26-027	10 00 52   -14 41 59   4856   8   346   25   331   16   2.216   .033   5.8   1.2   5.6
PGC 29148 ESO 374-25	10 01 15   -37 09 06   7097   16   191   47   153   31   2.079   .133   2.0   .7   4.2
PGC 29157 IC 2536	10 01 18   -33 42 30   2728   12   282   37   262   25   2.073   .062   4.5   1.1   4.1
PGC 29181 IC 2538	10 01 45   -34 33 54   9135   14   527   43   476   29   2.429   .036   5.1   1.1   5.2
PGC 29203 IC 2539	10 02 03   -31 07 06   2834   4   293   13   284   9   2.098   .020   10.2   1.4   8.8
PGC 29229 UGC 5421	10 01 18   55 34 00   1115   3   119   8   110   5   1.648   .037   4.4   .5   14.3
PGC 29278 NGC 3120	10 03 10   -33 58 36   2791   2   218   6   209   4   2.080   .014   11.6   1.0   18.3
PGC 29298 ESO 374-30	10 03 30   -36 50 36   4804   2   343   6   331   4   2.214   .008   5.2   .7   20.3
PGC 29346 MCG -3-26-21	10 03 50   -15 46 51   5011   9   373   27   365   18   2.218   .032   6.1   1.5   4.1
PGC 29428 UGC 5456	10 04 40   10 36 25   544   3   88   9   58   6   1.501   .065   6.5   .8   19.2
PGC 29461 IC 2548	10 05 44   -34 59 06   4403   8   271   23   257   15   9.999   9.999   7.0   1.4   5.8
PGC 29487 ESO 435-44	10 06 12   -34 45 00   2200   4   142   12   139   8   1.737   .044   5.5   1.2   7.0
PGC 29550 UGC 5475	10 06 06   58 42 00   2198   7   185   21   165   14   1.886   .060   5.6   1.2   7.2
PGC 29578	10 07 36   -12 24 00   3526
PGC 29641 ESO 435-50	10 08 35   -30 10 36   2715   3   198   10   189   6   1.894   .024   6.7   .8   11.7
PGC 29691 NGC 3157	10 09 28   -31 23 42   2841   3   319   10   304   6   2.137   .014   11.0   1.0   13.9
PGC 29698 UGC 5495	10 09 08   16 41 23   8251   5   549   16   532   11   2.401   .013   6.8   .8   8.6
PGC 29715 UGC 5499	10 09 28   28 06 33   4753   5   433   14   416   9   2.286   .014   9.3   1.0   10.2
PGC 29727 IC 2556	10 10 24   -34 28 54   2507   5   217   15   200   10   1.989   .034   6.7   1.1   9.5
PGC 29811 ESO 374-45A	10 11 30   -34 36 36   4481   9   266   28   249   19   9.999   9.999   2.2   .6   5.0
PGC 29813 UGC 5514	10 10 59   18 22 25   3670
PGC 29841 ESO 567-26	10 11 42   -21 43 42   3615   6   406   18   388   12   2.255   .020   9.5   1.4   8.2
PGC 29853 ESO 374-47	10 12 00   -33 59 54   2745   5   199   16   191   11   1.898   .040   5.5   1.0   6.8
PGC 29892 NGC 3175	10 12 25   -28 37 24   1101   5   332   16   297   11   2.146   .023   12.9   1.2   12.0
PGC 29895 IC 2558	10 12 31   -34 05 24   2622   8   201   25   171   17   1.933   .065   10.0   1.5   7.2

c

c

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

20

PGC 29898 IC 2559	10 12 32	-33 48 42	2987	4	270	11	265	7	2.081	.019	4.5	.8	8.6
PGC 29903 ESO 436- 4	10 12 31	-28 42 36	1095	8	326	24	297	16	2.140	.034	9.7	1.3	7.4
PGC 29980 NGC 3178	10 13 43	-15 32 32	3486	8	260	23	212	15	2.089	.045	6.1	.8	9.6
PGC 29993 IC 2560	10 14 04	-33 18 54	2925	2	398	7	371	5	2.318	.008	39.2	2.0	25.1
PGC 29997 UGC 5540	10 13 24	38 01 47	1162	4	124	13	111	9	1.661	.058	6.2	1.2	9.6
PGC 30064 NGC 3155	10 13 22	74 35 55	2944	3	252	10	249	7	2.152	.020	7.3	1.2	8.7
PGC 30100	10 16 11	-33 28 13	2902	7	117	22	112	15	9.999	9.999	1.4	.5	4.3
PGC 30176 NGC 3182	10 16 12	58 27 24	2072	12	299	36	297	24	2.303	.056	1.6	.9	2.2
PGC 30211 ESO 567-53	10 17 46	-21 28 12	3510										
PGC 30248 ESO 317-16	10 18 32	-37 31 36	7667	7	135	20	118	13	9.999	9.999	1.8	.4	7.1
PGC 30257 ESO 500-31	10 18 34	-26 41 00	9972	7	542	22	541	15	2.399	.018	4.4	.9	3.3
PGC 30487 MCG -1-27-07	10 21 36	-05 22 47	5281	11	315	32	298	21	2.129	.048	2.2	.6	4.4
PGC 30498 NGC 3241	10 22 01	-32 13 42	3019	4	408	11	392	8	2.374	.013	11.6	1.2	12.1
PGC 30657 NGC 3249	10 24 07	-34 42 29	3402	8	174	25	169	17	2.064	.073	2.2	.8	3.8
PGC 30667 ESO 568-10	10 24 06	-21 03 36	5509	5	316	15	306	10	2.133	.022	5.8	.8	7.9
PGC 30683 ESO 568- 11	10 24 16	-18 47 42	9095	3	308	10	276	6	2.231	.015	4.5	.5	19.0
PGC 30688 ESO 568-12	10 24 21	-21 36 24	5697	5	322	14	312	10	2.143	.021	3.7	.5	8.1
PGC 30716 ESO 375-26	10 24 48	-35 58 18	3122	6	345	18	342	12	2.181	.024	5.4	1.3	4.7
PGC 30808 MCG 3-27-46	10 25 30	18 52 00	8062	16	328	49	321	33	2.217	.069	1.6	.7	2.2
PGC 30813 NGC 3212	10 23 13	80 04 47	9714	16	275	48	271	32	2.149	.081	2.3	1.5	2.0
PGC 30814 IC 2580	10 26 01	-31 15 48	3139	2	111	5	100	4	9.999	9.999	11.4	.8	22.9
PGC 30880 IC 2582	10 26 52	-30 05 18	4161	7	85	20	56	14	1.646	.149	3.3	.8	8.6
PGC 30892 NGC 3251	10 26 30	26 21 20	5086	9	465	27	460	18	2.325	.026	4.1	1.3	3.5
PGC 30971 UGC 5698	10 27 18	44 23 00	8694	9	437	26	415	17	2.289	.026	4.3	.7	6.1
PGC 31011 UGC 5689	10 26 42	74 08 18	2827	10	279	29	261	19	2.065	.050	7.4	1.7	5.0
PGC 31036 UGC 5700	10 27 18	72 22 00	6648	6	212	17	208	11	9.999	9.999	5.4	1.2	5.4
PGC 31075 UGC 5713	10 28 52	26 14 26	6297	999	474	999	479	999	2.350	9.999	3.3	1.1	2.4
PGC 31090 NGC 3281	10 29 36	-34 36 00	3200	22	185	65	127	43	1.851	.200	1.7	.7	3.7
PGC 31094 NGC 3258D	10 29 40	-35 09 06	2476	16	259	48	243	32	2.096	.089	3.2	1.4	2.9
PGC 31154 ESO 436- 34	10 30 24	-28 21 18	3624	7	559	20	543	13	2.409	.016	4.8	.6	6.9
PGC 31164 MCG -5-25- 11	10 30 30	-30 00 00	3486	6	143	17	127	12	1.899	.065	3.1	.7	8.0
PGC 31186 ESO 501-11	10 30 48	-24 17 12	3762	10	321	29	319	19	2.146	.041	1.3	.6	2.8
PGC 31242 ESO 436-39	10 31 40	-29 54 42	3495	12	424	36	422	24	2.282	.038	2.0	.9	2.2
PGC 31276 ESO 436-40	10 32 03	-31 55 42	4431	8	300	23	292	15	2.128	.035	6.2	1.5	5.0
PGC 31336 UGC 5746	10 32 10	45 20 43	7547	8	447	25	431	17	2.394	.025	4.8	.9	5.5
PGC 31348 ESO 375-69	10 33 03	-36 37 12	3171	16	144	48	128	32	1.893	.178	2.6	1.4	2.9
PGC 31435 UGC 5760	10 33 42	13 58 17	2999	8	291	23	275	15	2.092	.037	3.6	.7	6.1
PGC 31485 ESO 568-19	10 34 23	-17 50 48	6087	12	415	36	401	24	2.344	.038	1.8	.6	3.7
PGC 31493 ESO 437- 14	10 34 34	-32 05 18	2860	3	377	9	371	6	2.231	.011	9.7	1.0	11.0
PGC 31508 NGC 3303	10 34 17	18 23 48	6281	15	381	46	321	31	2.362	.058	2.8	.6	5.2
PGC 31551 NGC 3313	10 35 03	-25 03 29	3706	2	225	7	214	5	2.200	.016	16.6	1.3	16.2
PGC 31557 ESO 501-51	10 35 07	-26 03 24	3348	6	505	18	500	12	2.427	.016	3.1	.7	5.2
PGC 31560 UGC 5765	10 33 54	69 05 00	1823	12	226	35	211	24	1.958	.078	6.1	1.9	3.9
PGC 31570 ESO 437-16	10 35 18	-32 11 06	6857	10	330	29	333	19	2.162	.040	1.6	.8	1.8
PGC 31590 ESO 437-18	10 35 32	-30 24 36	3361	8	332	25	306	17	2.150	.036	7.8	1.3	6.6
PGC 31621 UGC 5757	10 33 30	79 38 00	1959	7	166	21	159	14	1.821	.066	6.3	1.9	4.9
PGC 31638 ESO 501- 65	10 36 12	-27 28 36	4409	9	175	27	148	18	1.942	.082	3.0	.7	6.3
PGC 31653 NGC 3321	10 36 21	-11 23 00	2487	3	280	8	265	5	2.120	.014	18.0	1.5	17.2
PGC 31677 ESO 437- 30	10 36 55	-30 02 18	3756	4	441	12	426	8	2.296	.012	10.9	1.0	11.4
PGC 31695 ESO 501-69	10 37 03	-23 29 36	3976	5	221	15	213	10	1.952	.033	4.5	.8	7.3

c

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

21

PGC 31723	NGC 3333	10 37 33	-35 46 30	4137	12	488	35	432	24	2.331	.033	11.0	1.5	6.6
PGC 31730	ESO 437-33	10 37 38	-29 56 00	4366	12	312	37	300	24	2.263	.054	2.7	.8	3.5
PGC 31738	ESO 437-35	10 37 44	-30 00 24	3398	9	245	26	228	17	2.011	.052	4.6	1.1	5.4
PGC 31758	UGC 5804	10 37 25	38 44 54	10305	20	393	59	363	39	2.349	.068	1.2	.6	3.0
PGC 31761	NGC 3347A	10 38 04	-36 09 06	2732	10	355	29	252	19	2.166	.041	12.8	1.2	10.9
PGC 31797	NGC 3347C	10 38 36	-36 01 36	2655	6	142	17	126	11	1.954	.064	5.8	1.2	8.1
PGC 31805	ESO 501-75	10 38 36	-26 49 18	4750	7	359	22	325	14	2.249	.028	5.8	.8	8.6
PGC 31841	ESO 437-42	10 39 08	-31 31 06	2647	2	91	7	61	5	9.999	9.999	8.9	.8	24.1
PGC 31857	ESO 376-8	10 39 28	-36 52 54	4236	17	317	50	313	34	2.142	.073	3.0	1.6	1.9
PGC 31875	NGC 3347B	10 39 42	-36 40 24	3184	8	356	24	340	16	2.190	.031	7.9	1.6	5.8
PGC 31885	ESO 376-11	10 39 54	-36 53 42	3140										
PGC 31909	ESO 437-47	10 40 09	-30 37 24	2483	13	185	39	162	26	1.888	.111	4.8	1.4	4.1
PGC 31919	ESO 501-80	10 40 14	-23 40 24	1041	1	173	3	136	2	1.798	.011	21.2	.6	57.9
PGC 31929	ESO 568-23	10 40 23	-20 26 12	3533	16	252	48	212	32	1.997	.097	3.2	.9	4.2
PGC 31941	NGC 3354	10 40 45	-36 06 06	2999	8	432	25	356	16	2.493	.027	12.5	1.2	11.0
PGC 31951	ESO 501-82	10 40 49	-25 59 18	4527	5	382	15	378	10	2.270	.018	6.1	1.1	6.0
PGC 31987	ESO 501-86	10 41 24	-24 06 18	3727	6	338	17	330	12	2.212	.023	4.7	1.0	6.3
PGC 31990	ESO 501-85	10 41 24	-22 33 12	3795	10	158	31	141	21	9.999	9.999	4.2	1.3	4.6
PGC 31995	ESO 318-4	10 41 34	-38 00 00	2955	13	430	40	383	26	2.272	.042	11.5	2.1	5.5
PGC 32030	ESO 501-88	10 41 54	-22 33 48	3883	13	394	39	325	26	2.346	.047	9.4	1.6	6.6
PGC 32037	ESO 376-18	10 42 06	-36 10 48	3027	6	102	17	98	11	1.686	.089	3.1	1.0	5.3
PGC 32039	ESO 437-56	10 42 04	-31 56 48	2912	20	354	60	239	40	2.276	.088	6.8	1.5	5.5
PGC 32059	ESO 3329	10 40 31	77 04 23	1892										
PGC 32100	ESO 569-3	10 42 56	-22 23 48	3731	7	254	21	228	14	2.012	.041	8.1	1.0	7.9
PGC 32118	ESO 376-19	10 43 25	-36 50 00	2969	6	137	19	134	13	1.720	.071	2.7	.8	4.8
PGC 32184	ESO 376-20	10 44 20	-36 05 18	4220	7	249	20	247	14	2.019	.039	4.1	1.1	4.2
PGC 32197	MCG -3-28-3	10 44 24	-15 53 00	8123	17	560	51	448	34	9.999	9.999	2.3	.4	6.3
PGC 32224	NGC 3383	10 44 55	-24 10 30	3649	9	308	27	276	18	2.319	.042	5.7	1.0	6.7
PGC 32270	NGC 3450	10 45 38	-20 35 06	4027	4	274	13	272	9	9.999	9.999	4.8	.9	6.2
PGC 32271	NGC 3390	10 45 42	-31 16 06	3047	16	469	49	450	33	2.324	.046	2.1	.7	3.0
PGC 32274	ESO 569-7	10 45 40	-20 31 24	4042	6	290	19	270	12	2.084	.031	5.2	.8	8.1
PGC 32300	NGC 3393	10 46 00	-24 53 48	3750	5	231	14	190	9	9.999	9.999	11.6	1.0	14.6
PGC 32311	ESO 569-9	10 46 04	-21 22 12	3820	7	229	22	218	15	2.044	.048	3.6	.9	5.4
PGC 32314	NGC 3364	10 44 51	72 41 19	2731	3	163	9	158	6	9.999	9.999	4.9	.7	11.6
PGC 32321	UGC 5904	10 45 16	66 37 35	6555	17	601	51	553	34	2.435	.037	5.2	1.1	4.3
PGC 32364	UGC 5923	10 46 31	07 11 00	712	8	172	24	136	16	9.999	9.999	3.0	.6	8.2
PGC 32369	ESO 437-65	10 46 52	-31 02 24	3222	5	206	16	190	10	1.949	.038	4.3	.8	8.8
PGC 32453	NGC 3420	10 47 42	-16 58 39	5998	30	503	91	376	60	9.999	9.999	4.0	.9	3.8
PGC 32466	NGC 3404	10 47 48	-11 50 32	4606	6	575	19	572	13	2.426	.014	4.7	.9	4.5
PGC 32495	NGC 3394	10 47 19	65 59 33	3408										
PGC 32514	NGC 3421	10 48 29	-12 11 00	4444	12	340	35	318	23	2.357	.047	2.4	.6	4.5
PGC 32527	UGC 5957	10 48 24	20 26 09	4190	13	404	38	388	26	2.253	.043	2.8	.8	3.6
PGC 32531	NGC 3431	10 48 47	-16 44 33	5378										
PGC 32548	MCG -2-28-16	10 48 52	-09 52 00	2482	5	227	14	222	9	9.999	9.999	4.0	.8	6.8
PGC 32565	ESO 376-23	10 49 14	-35 12 30	4759	10	363	31	345	21	2.199	.039	6.7	1.5	4.7
PGC 32573		10 49 09	-16 51 20	5476	5	523	14	500	10	2.398	.012	9.0	1.0	11.2
PGC 32625	ESO 437-67	10 49 55	-32 24 18	3191	3	143	9	129	6	9.999	9.999	5.4	.6	14.3
PGC 32666	NGC 3449	10 50 31	-32 39 36	3274	6	537	18	521	12	2.390	.015	15.9	1.9	7.5
PGC 32714	NGC 3440	10 50 46	57 23 11	1904	3	226	10	222	6	1.967	.020	13.5	1.8	10.0
PGC 32821	ESO 437-71	10 52 57	-30 12 06	2166	2	127	7	119	4	1.871	.028	9.8	.9	16.4

c

c

c \*

c \*

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

22

PGC 32846	MCG	-2-28-21	10	53	18	-09	35	35	8357	18	314	55	187	37	2.219	.097	3.0	.6	6.2	
PGC 32869	ESO	437-72	10	53	52	-31	40	18	3340	12	402	36	357	24	2.239	.041	2.9	.5	6.0	
PGC 32912	NGC	3469	10	54	28	-14	02	00	4646	7	422	20	394	13	2.362	.021	5.7	.7	8.8	
PGC 32946	ESO	502- 6	10	55	14	-25	14	06	3904	12	308	37	273	24	2.165	.057	2.7	.5	5.2	
PGC 33032	MCG	- 2-28-26	10	56	12	-15	15	37	7620	6	107	18	81	12	1.569	.098	2.2	.5	9.1	
PGC 33040	NGC	3470	10	55	40	59	46	41	6548	8	316	25	289	16	2.291	.037	6.0	1.1	6.8	
PGC 33080	MCG	-2-28-29	10	56	45	-09	31	34	8194	12	157	37	93	24	1.738	.143	2.1	.5	6.8	
PGC 33101	MCG	3478	10	56	35	46	23	27	6674	999	500	999	505	999	2.402	9.999	3.4	.9	4.5	
PGC 33167	MCG	-2-28-32	10	57	52	-09	42	57	8190	12	469	35	443	23	2.352	.033	5.2	1.0	4.8	
PGC 33188	UGC	6080	10	57	36	61	36	00	2185	6	189	17	183	11	1.874	.044	3.8	.9	6.3	
PGC 33215	ESO	318-30	10	58	42	-37	43	48	3585	6	152	17	133	12	1.873	.061	8.7	1.4	8.5	
PGC 33242	ESO	3488	10	58	23	57	56	45	2994	999	248	999	254	999	2.150	9.999	8.4	1.2	8.9	*
PGC 33306	NGC	3502	10	59	50	-13	52	03	4607	14	194	41	179	27	9.999	9.999	1.7	.6	3.3	
PGC 33329	ESO	502-11	11	00	06	-25	53	54	3962	7	260	21	251	14	2.062	.039	6.2	1.3	5.5	
PGC 33401	MCG	-3-28-33	11	01	06	-17	12	33	8077	12	599	37	579	25	2.441	.027	5.1	.9	4.1	
PGC 33463	UGC	6138	11	01	54	28	00	00	2573	6	216	19	190	13	1.944	.046	8.5	1.4	8.7	
PGC 33464	UGC	6136	11	01	46	46	15	18	7521	11	347	32	315	21	2.178	.043	4.3	.9	5.8	
PGC 33552	ESO	570- 2	11	03	22	-20	31	18	3528	6	303	17	276	11	2.142	.026	8.6	.9	10.3	
PGC 33601	ESO	377- 10	11	04	10	-37	22	54	2883	22	451	65	405	44	2.297	.066	3.1	1.0	3.3	
PGC 33647	NGC	3533	11	04	45	-36	54	06	3100	10	429	31	402	20	2.279	.032	9.6	1.9	5.6	
PGC 33659	MCG	-2-28-49	11	04	43	-10	58	06	4307	27	309	80	259	53	2.100	.126	2.9	1.1	2.8	
PGC 33744	ESO	377-12	11	05	58	-37	21	06	3472	8	233	24	230	16	2.111	.051	2.1	.7	3.5	
PGC 33862	UGC	6207	11	07	14	24	31	42	6169											c
PGC 33941	ESO	377-19	11	08	22	-35	04	42	2995	11	248	33	233	22	2.043	.064	3.6	1.0	4.2	
PGC 33962	ESO	377- 21	11	08	33	-35	42	36	2759	5	294	14	281	10	2.117	.023	9.3	1.2	8.9	
PGC 33982	IC	674	11	08	18	43	54	20	7526	11	533	33	506	22	2.410	.027	3.7	.7	5.1	
PGC 34101	ESO	377-24	11	10	10	-36	09	12	2928	13	214	40	216	27	2.207	.091	5.3	2.4	1.3	
PGC 34171			11	10	54	-05	59	00	2533	5	101	15	95	10	1.684	.082	1.9	.6	6.5	
PGC 34260	UGC	6271	11	11	56	30	35	14	2009	11	266	34	220	22	2.027	.064	2.9	.6	6.4	
PGC 34333	IC	2668	11	13	01	-13	53	57	4817	7	314	22	304	14	2.164	.032	3.1	.6	5.4	
PGC 34393	UGC	6292	11	13	46	29	35	59	13887	20	449	59	391	39	2.356	.060	2.7	.8	4.0	
PGC 34445	ESO	377-34	11	14	39	-34	40	54	2612	2	233	6	223	4	1.985	.012	18.5	1.3	19.9	
PGC 34487	ESO	438-18	11	15	07	-27	37	18	7178	9	364	28	360	19	2.246	.035	3.4	1.0	3.4	
PGC 34504	ESO	503- 11	11	15	17	-25	46	00	2047	4	168	13	164	9	1.894	.040	7.0	1.6	6.9	
PGC 34508	UGC	6309	11	14	57	51	45	01	2874	14	248	42	190	28	2.045	.089	4.3	1.1	5.7	
PGC 34675	UGC	6340	11	17	21	-00	36	24	7386	16	450	49	424	32	2.345	.048	3.5	1.2	3.4	
PGC 34688	NGC	3638	11	17	37	-07	49	56	7465	24	386	71	364	48	2.238	.084	.9	.5	2.2	
PGC 34691	ESO	570-19	11	17	43	-21	11	48	1340	2	172	5	161	4	1.902	.016	16.5	1.2	22.0	
PGC 34718	NGC	3625	11	17	39	58	03	21	1940	4	248	13	232	9	2.009	.026	9.4	1.3	10.5	
PGC 34733	UGC	6355	11	18	00	31	29	46	2187	9	183	26	175	17	1.856	.071	6.2	2.2	4.4	
PGC 34852	MCG	-2-29-21	11	19	23	-12	16	03	4839	8	238	24	237	16	2.092	.048	2.2	.8	3.1	
PGC 34864	UGC	6383	11	19	19	43	05	40	3174											c
PGC 34869	UGC	6378	11	19	00	69	55	00	1306	4	166	13	156	9	1.804	.041	10.6	1.8	9.0	
PGC 34874	ESO	319-16	11	19	43	-37	47	24	2883											c
PGC 34917	NGC	3652	11	19	56	38	02	28	1997	4	248	12	232	8	2.020	.023	16.0	1.7	12.0	
PGC 34929	UGC	6390	11	19	48	64	21	00	1015	3	168	10	158	7	1.810	.031	9.6	1.2	11.7	
PGC 35019	UGC	6415	11	21	29	27	18	00	9986	12	558	36	528	24	2.405	.028	2.8	.6	5.0	
PGC 35025	NGC	3654	11	21	09	69	41	12	1570	9	247	27	232	18	2.076	.053	3.8	.9	5.1	
PGC 35123	NGC	3668	11	22	36	63	43	11	3508	6	505	17	468	11	2.476	.015	5.5	.6	11.7	
PGC 35124	UGC	6433	11	22	50	38	20	11	2114	4	118	13	99	9	1.710	.062	5.4	.7	11.2	

PGC 35235	UGC	6454	11 24 37	38 56 22	6350	7	274	20	264	13	2.061	.035	3.6	.8	5.8	
PGC 35249	NGC	3683	11 24 43	57 09 14	1716	6	385	18	369	12	2.260	.022	18.9	2.5	7.5	
PGC 35250	ESO	439-10	11 25 04	-28 54 06	7294	14	173	42	166	28	1.855	.123	.9	.5	2.5	
PGC 35288	ESO	378-03	11 25 38	-36 16 00	3022	2	281	5	254	3	2.140	.008	33.4	1.4	34.8	
PGC 35321	NGC	3690	11 25 44	58 50 23	3324											c
PGC 35341	ESO	378- 5	11 26 18	-34 45 36	3139	6	243	17	211	11	2.213	.034	6.6	.7	11.1	
PGC 35376	NGC	3683A	11 26 24	57 24 29	2427	5	269	14	264	9	2.199	.024	12.8	2.2	6.9	
PGC 35437	UGC	6497	11 27 24	38 54 03	6318	11	409	32	374	22	2.252	.036	4.6	1.0	5.9	
PGC 35469	IC	2889	11 27 57	-12 48 57	6279	10	316	30	294	20	2.205	.045	3.3	.7	5.2	
PGC 35480	MCG	-2-29- 39	11 28 13	-15 00 49	6571	6	282	19	274	13	2.279	.031	4.3	.9	5.8	
PGC 35507	NGC	3712	11 28 30	28 50 38	1580	3	152	8	136	5	1.787	.027	7.6	.7	18.2	
PGC 35540	NGC	3715	11 29 00	-13 57 23	2124	9	298	27	281	18	2.210	.042	3.9	.8	5.3	
PGC 35569	UGC	6517	11 29 22	36 58 28	2491	5	248	15	232	10	2.083	.030	6.2	1.0	9.1	
PGC 35581	NGC	3719	11 29 39	01 05 48	5879	7	397	22	359	15	2.364	.026	6.8	.9	8.7	
PGC 35608	NGC	3752	11 29 28	74 54 22	1913	12	226	36	211	24	1.983	.080	2.8	1.0	3.8	
PGC 35669	NGC	3728	11 30 36	24 43 00	6970	4	430	13	406	9	2.423	.013	3.1	.5	12.5	
PGC 35674	UGC	6538	11 30 36	49 34 00	3087	2	60	7	38	5	9.999	9.999	5.3	99.9	22.4	
PGC 35704			11 31 12	-15 30 00	3666	8	271	23	266	16	2.059	.040	3.5	1.0	4.3	
PGC 35775	ESO	320- 4	11 32 16	-37 58 24	2861	11	170	32	154	21	1.829	.099	3.7	1.1	4.3	
PGC 35803	UGC	6559	11 32 30	16 14 00	5116	7	287	22	263	14	2.076	.036	2.8	.5	7.5	
PGC 35833	NGC	3742	11 33 05	-37 40 54	2718	13	440	40	435	27	2.428	.040	6.5	2.4	2.4	
PGC 35861	NGC	3749	11 33 24	-37 43 12	2702	13	536	38	456	25	2.369	.032	13.4	1.6	7.3	
PGC 35900	UGC	6575	11 33 41	58 28 04	1214	5	218	14	212	9	1.950	.031	13.6	2.3	7.2	
PGC 35907	NGC	3763	11 33 58	-09 34 11	5875	8	281	24	268	16	9.999	9.999	4.1	.8	5.4	
PGC 35927	MCG	-2-30-10	11 34 12	-12 43 00	5022	7	315	20	304	14	2.132	.030	2.3	.6	5.9	
PGC 35991	UGC	6594	11 35 00	16 49 57	1045	4	173	12	157	8	1.818	.036	7.9	1.1	11.6	
PGC 36026	MCG	-3-30- 3	11 35 28	-16 57 27	6546	8	557	24	546	16	2.409	.018	6.4	1.2	5.1	
PGC 36029	UGC	6603	11 35 23	35 28 51	1635	5	194	14	178	9	1.881	.037	7.8	1.2	9.8	
PGC 36079	UGC	6610	11 36 06	34 04 58	1851	2	211	7	205	5	1.930	.016	9.2	.9	14.9	
PGC 36101	NGC	3783	11 36 33	-37 27 42	2917	2	154	7	145	5	9.999	9.999	9.8	1.0	15.5	
PGC 36192	NGC	3795	11 37 23	58 53 21	1210	6	237	17	221	11	1.986	.035	7.3	1.3	8.1	
PGC 36245	ESO	571-15	11 38 28	-22 12 00	7117	14	481	42	423	28	2.323	.040	5.9	1.0	5.6	
PGC 36324	MCG	-2-30-16	11 39 39	-10 29 50	6670	19	478	58	331	38	2.412	.060	6.9	1.2	6.4	
PGC 36386	NGC	3901	11 40 00	77 40 00	1686	18	233	53	198	35	1.995	.116	8.1	3.0	3.6	
PGC 36493	NGC	3835	11 41 23	60 23 52	2466	11	418	33	403	22	2.290	.035	3.5	1.0	4.2	
PGC 36551	MCG	-1-30-27A	11 42 02	-03 31 25	1634	4	205	13	189	9	1.907	.033	8.7	1.2	10.3	*
PGC 36759	UGC	6758	11 44 32	13 59 05	3107	3	185	9	179	6	9.999	9.999	5.6	.8	11.0	
PGC 36836	UGC	6774	11 45 24	55 19 00	2385	14	300	43	220	29	2.064	.075	3.4	.7	6.4	
PGC 36907	NGC	3895	11 46 25	59 42 41	3302											c
PGC 36928	UGC	6793	11 46 49	-00 48 13	6252	17	548	52	524	35	2.401	.042	3.3	.8	3.1	
PGC 36930	UGC	6792	11 46 46	40 02 57	847	3	181	10	170	6	1.846	.027	11.1	1.3	12.7	
PGC 36954	ESO	504-18	11 47 08	-23 53 42	7068	18	331	55	283	37	2.138	.080	2.4	.6	4.0	
PGC 36988	UGC	6804	11 47 36	07 16 00	6005	7	309	21	298	14	2.122	.031	4.2	.8	5.8	
PGC 37014	NGC	3914	11 47 58	06 50 45	6158	22	431	65	381	44	2.321	.069	4.8	1.2	3.4	
PGC 37183	NGC	3935	11 49 49	32 40 55	3103	17	206	51	190	34	1.952	.126	1.2	.5	2.7	
PGC 37243	ESO	379- 6	11 50 31	-36 21 36	2986	17	438	52	351	34	2.264	.056	9.6	1.9	5.6	
PGC 37280	ESO	504-24	11 51 06	-26 43 00	1894	6	102	17	98	12	1.739	.091	2.0	.6	5.2	
PGC 37282	UGC	6865	11 51 03	43 44 10	5886	9	415	28	393	19	2.283	.030	7.0	1.1	5.6	
PGC 37304	IC	2974	11 51 15	-04 53 26	5744	14	579	43	531	28	2.417	.032	9.1	1.5	5.1	
PGC 37318	ESO	572-12	11 51 24	-19 51 42	1688	4	111	12	95	8	1.642	.058	4.9	.7	11.8	



table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

24

PGC 37377	ESO	504-28	11	52	22	-26	58	18	2025	10	118	29	105	19	9.999	9.999	2.5	.9	4.4	
PGC 37415	MCG	-1-30-48	11	52	48	-06	12	00	2482	8	195	25	169	17	1.870	.067	3.2	.7	6.7	
PGC 37497	NGC	3977	11	53	32	55	40	13	5807	5	223	15	217	10	9.999	9.999	5.3	1.0	6.9	
PGC 37549	ESO	320- 35	11	54	14	-37	54	48	2997	4	228	13	215	9	2.094	.028	13.2	1.9	9.8	
PGC 37566	ESO	572-24	11	54	26	-19	42	24	1882	31	269	94	246	63	2.053	.169	1.3	.8	1.7	
PGC 37616	NGC	3994	11	55	02	32	33	26	3206											c
PGC 37663	ESO	572-29	11	55	38	-21	31	48	9868	7	551	21	548	14	2.406	.016	4.9	1.0	4.1	
PGC 37678	UGC	6958	11	55	50	-01	59	56	5904	10	195	31	173	21	2.115	.083	2.0	.6	5.0	
PGC 37686	NGC	4012	11	55	54	10	18	00	4180	4	393	13	388	8	2.249	.014	4.9	.8	8.0	
PGC 37707	ESO	572- 32	11	56	12	-19	33	54	1638	2	89	5	83	3	1.711	.031	6.3	.6	20.1	
PGC 37719	IC	750	11	56	17	43	00	02	701	4	374	11	347	7	2.227	.014	18.6	1.3	15.3	
PGC 37727	ESO	572- 34	11	56	25	-18	44	53	1114	2	88	5	62	3	1.481	.033	7.3	.5	35.5	
PGC 37738	NGC	4025	11	56	35	38	04	16	3211	3	194	9	176	6	1.953	.025	7.2	.7	15.3	
PGC 37898	ESO	379-20	11	58	25	-34	54	54	10079	16	141	49	85	32	1.678	.211	1.4	.6	4.8	
PGC 37899	ESO	379-21	11	58	28	-34	56	12	9811	15	667	46	642	31	2.490	.030	4.1	.9	3.5	
PGC 37921	ESO	379- 22	11	58	47	-33	35	53	3027	14	206	41	158	27	2.015	.107	3.3	.9	5.4	
PGC 37935	NGC	4034	11	58	56	69	36	06	2367	13	227	40	211	26	2.082	.086	3.2	1.3	3.5	
PGC 37969	NGC	4039	11	59	20	-18	36	24	1616											c
PGC 38037	ESO	440-44	12	00	12	-28	48	54	2198	2	121	7	94	5	1.705	.035	13.4	1.1	22.9	
PGC 38054	IC	756	12	00	24	05	07	00	6269	9	403	26	400	17	2.290	.028	5.6	1.4	3.3	
PGC 38117	UGC	7035	12	01	06	02	55	06	1225	12	153	35	125	23	1.743	.125	2.0	.6	5.0	
PGC 38126	ESO	505- 9	12	01	17	-27	19	24	2143	6	167	18	153	12	1.816	.057	4.1	.9	7.2	
PGC 38188	UGC	7057	12	01	46	01	50	43	6243	19	646	56	561	37	2.460	.039	2.2	.4	5.1	
PGC 38212	NGC	4081	12	02	02	64	43	00	1444	14	279	43	243	29	2.068	.076	5.5	1.5	4.5	
PGC 38223	ESO	440-47	12	02	07	-30	58	48	7311	18	292	53	245	35	2.071	.089	2.5	.8	4.1	
PGC 38244	NGC	4080	12	02	18	27	16	20	594	19	227	58	169	38	1.937	.136	3.1	.9	4.2	
PGC 38250	UGC	7070	12	02	24	58	23	00	2605	4	120	13	89	9	1.728	.063	9.1	1.0	13.7	
PGC 38347	UGC	7086	12	03	27	77	47	03	2008	10	302	31	279	21	2.104	.049	9.2	2.3	5.1	
PGC 38410	UGC	7100	12	04	07	17	59	51	4318	7	344	20	334	13	2.176	.026	2.7	.6	5.9	
PGC 38423	NGC	4108	12	04	15	67	26	28	2570	7	323	22	296	15	2.377	.032	11.3	1.8	7.7	
PGC 38431	ESO	379- 27	12	04	18	-35	59	36	2860	5	204	15	196	10	1.950	.036	5.5	1.0	7.4	
PGC 38454	MCG	3-31- 41	12	04	36	17	16	30	6532											c
PGC 38460	NGC	4114	12	04	37	-13	54	26	4064	32	528	97	445	65	2.391	.084	2.3	.9	2.9	
PGC 38464	IC	3005	12	04	39	-29	44	42	1724	2	290	7	264	5	2.081	.012	22.0	1.2	23.2	
PGC 38496	MCG	-2-31-19	12	05	04	-14	41	29	5375	9	364	27	357	18	2.292	.033	5.8	1.4	4.1	
PGC 38501	ESO	441- 5	12	05	09	-31	44	30	6614	3	73	8	48	5	9.999	9.999	4.5	.5	19.8	
PGC 38529	MCG	-3-31 23	12	05	36	-15	31	33	5247	13	104	39	93	26	1.595	.204	1.1	.5	3.1	
PGC 38536	ESO	441- 7	12	05	41	-31	43	54	2226	6	184	17	163	11	1.846	.048	8.4	1.4	9.2	
PGC 38553	NGC	4120	12	06	04	69	49	28	2246	6	232	18	217	12	1.975	.037	10.5	1.7	7.7	
PGC 38581	ESO	379-28	12	06	18	-35	47	36	6602	6	461	17	459	11	2.322	.016	6.1	1.1	4.7	
PGC 38588	IC	3015	12	06	25	-31	14	30	2034	5	364	16	349	11	2.203	.020	14.3	1.9	8.5	
PGC 38628	ESO	441-11	12	06	50	-28	31	24	2132	6	192	18	168	12	1.865	.048	6.2	1.1	9.3	
PGC 38635	ESO	441-12	12	06	52	-32	14	12	2182	10	295	29	283	19	2.098	.046	6.3	1.4	4.3	
PGC 38637	UGC	7138	12	06	56	26	30	13	11025	17	134	51	65	34	1.725	.254	.5	.2	5.0	
PGC 38667	UGC	7143	12	07	14	25	18	13	2573	3	225	10	214	7	1.998	.022	8.1	.7	11.9	
PGC 38669	NGC	4141	12	07	17	59	07	38	1897	8	182	23	164	16	1.987	.067	6.9	1.3	6.2	
PGC 38680	UGC	7153	12	07	23	62	33	00	2615	13	258	39	222	26	2.013	.076	6.4	1.7	4.9	
PGC 38712	ESO	441-14	12	07	39	-29	48	06	2146	8	264	23	231	15	2.038	.043	4.2	.6	8.1	
PGC 38799	ESO	441-17	12	08	32	-30	50	54	2117	3	201	8	186	5	1.905	.020	15.0	1.2	17.2	
PGC 38984	UGC	7221	12	10	41	29	06	51	3815	11	282	34	244	22	2.075	.059	5.2	.9	5.8	

PGC 39082	NGC 4195	12 11 48	59 53 00	4350	12	112	36	72	24	9.999	9.999	4.3	1.4	5.6
PGC 39139	ESO 380- 2	12 12 18	-35 19 18	2688	9	328	27	298	18	2.182	.038	9.3	1.4	6.7
PGC 39143	NGC 4205	12 12 30	64 03 35	1417	9	244	28	186	19	1.976	.061	6.2	1.0	8.5
PGC 39163	ESO 441-22	12 12 32	-30 29 18	6481	4	565	13	552	9	2.420	.010	8.9	1.7	9.8
PGC 39184	NGC 4210	12 12 52	66 15 48	2732	7	278	20	273	14	2.292	.034	3.6	1.1	4.7
PGC 39212	ESO 380- 6	12 12 57	-35 21 06	2947	6	452	17	439	11	2.336	.016	10.1	1.4	7.9
PGC 39253	ESO 441-24	12 13 20	-28 46 36	3329	7	252	22	218	15	2.001	.045	7.1	1.0	8.4
PGC 39341	NGC 4229	12 14 09	33 50 18	6704	17	333	50	299	33	9.999	9.999	2.5	.7	3.8
PGC 39366	NGC 4238	12 14 32	63 41 18	2762	11	286	34	251	22	2.075	.057	5.8	1.2	5.7
PGC 39440	UGC 7327	12 15 05	17 00 25	6683	10	373	30	353	20	2.212	.037	5.2	1.2	5.0
PGC 39452	ESO 573- 6	12 15 09	-21 53 48	7644	11	267	32	234	21	2.099	.058	3.3	.6	5.8
PGC 39568	NGC 4256	12 16 21	66 10 37	2528	14	551	41	529	28	2.400	.033	3.7	.9	3.8
PGC 39775	NGC 4284	12 17 48	58 22 00	4204	4	360	13	351	9	2.246	.017	7.1	1.1	8.4
PGC 39819	UGC 7394	12 17 54	01 44 47	1600	5	197	16	178	11	1.883	.041	5.5	.8	9.3
PGC 39839	ESO 573-12	12 18 02	-18 23 18	8200	6	534	19	523	13	2.413	.015	3.9	.5	6.4
PGC 39851	MCG -2-32- 5	12 18 09	-13 31 39	4333	6	213	18	198	12	1.963	.042	6.2	1.1	7.6
PGC 39859	NGC 4290	12 18 23	58 22 10	3032	9	357	28	333	18	2.317	.036	6.6	1.2	5.9
PGC 39909	ESO 573-13	12 18 38	-17 39 36	7879	5	471	16	464	11	2.336	.015	3.8	.6	6.5
PGC 39920	ESO 573-14	12 18 40	-21 43 06	6890	11	293	33	286	22	2.184	.052	1.7	.6	3.3
PGC 39991	ESO 506- 4	12 19 13	-23 53 30	4022	9	507	28	492	18	2.409	.024	3.6	.8	4.9
PGC 39992	ESO 506- 3	12 19 13	-24 48 00	3977	8	329	24	318	16	2.160	.033	9.0	1.8	5.1
PGC 40023	ESO 380-19	12 19 24	-35 30 54	2936	7	473	20	457	13	2.329	.019	5.9	.9	6.9
PGC 40040	IC 3215	12 19 36	26 20 00	999	10	169	30	112	20	1.758	.106	2.8	.6	7.8
PGC 40080	ESO 573-16	12 19 48	-20 55 00	6067	7	403	21	395	14	2.255	.023	7.3	1.2	5.3
PGC 40091	ESO 573-17	12 19 53	-22 04 06	10023	8	541	23	542	15	2.475	.018	1.1	.5	2.6
PGC 40148	ESO 380-21	12 20 15	-33 55 00	2981	7	185	21	147	14	1.873	.063	6.4	.8	9.3
PGC 40192	NGC 4326	12 20 38	06 21 00	7119	6	302	19	283	13	2.289	.030	2.1	.4	7.7
PGC 40205	NGC 4338	12 20 48	29 10 00	574	8	166	25	153	17	1.802	.079	2.1	.7	5.2
PGC 40208	ESO 380-23	12 20 41	-37 06 18	2740	15	355	44	349	29	2.194	.055	2.2	1.0	2.3
PGC 40273	IC 3259	12 21 16	07 27 58	1420	9	184	27	178	18	1.890	.074	1.9	.7	3.7
PGC 40394	ESO 380-25	12 21 56	-35 07 54	2806	13	203	39	160	26	1.878	.104	3.5	1.0	5.3
PGC 40738	ESO 573-22	12 24 08	-21 44 12	1645	4	126	12	121	8	1.678	.051	3.7	.7	7.8
PGC 40988	NGC 4448	12 25 46	28 53 50	661	6	390	19	377	13	2.250	.022	2.0	.4	6.7
PGC 41119	UGC 7617	12 26 40	44 55 53	6949	15	502	44	423	30	2.337	.041	8.8	1.4	6.2
PGC 41150	NGC 4462	12 26 43	-22 53 24	1792	4	389	13	378	8	2.248	.015	7.0	.9	9.8
PGC 41213	ESO 380-35	12 27 05	-32 52 00	6100	8	146	25	121	17	1.934	.094	2.9	.6	6.6
PGC 41436	NGC 4500	12 29 03	58 14 25	3111	13	356	38	318	25	2.302	.050	7.0	1.4	5.2
PGC 41579	UGC 7689	12 30 01	39 52 00	6202	12	443	35	421	23	2.296	.035	4.5	1.0	4.5
PGC 41702	ESO 442- 2	12 30 43	-28 27 06	3562	9	207	26	202	17	1.921	.061	3.2	1.1	3.9
PGC 41733	ESO 506-18	12 31 04	-23 24 12	2823	7	207	22	187	14	1.908	.053	3.5	.7	7.0
PGC 41755	NGC 4525	12 31 23	30 33 14	1177	4	161	11	149	8	1.845	.037	6.7	1.0	10.9
PGC 41763	IC 800	12 31 26	15 37 51	2266	27	355	82	274	55	2.322	.114	1.4	.5	3.4
PGC 41786	ESO 506-19	12 31 29	-26 00 48	3395	9	264	28	255	18	2.065	.050	3.0	.8	4.1
PGC 41839	NGC 4539	12 32 04	18 28 40	1397	22	279	66	264	44	2.083	.112	.8	.5	2.1
PGC 41888	ESO 380-46	12 32 18	-36 35 30	4214	5	97	15	78	10	1.685	.087	5.9	1.0	9.9
PGC 41911	NGC 4541	12 32 36	00 03 17	6885	5	489	14	481	9	2.375	.012	3.5	.6	7.8
PGC 41955	NGC 4562	12 33 06	26 07 34	1353	3	134	8	128	5	1.705	.030	5.7	.6	13.1
PGC 42166	NGC 4574	12 35 02	-35 14 30	2955	5	270	15	254	10	2.147	.027	7.2	1.1	9.1
PGC 42229	ESO 380-50	12 35 39	-35 20 30	2945	13	562	39	554	26	2.496	.030	2.3	.7	2.9
PGC 42317	UGC 7820	12 36 37	00 59 28	5090	5	215	14	203	9	9.999	9.999	4.9	.8	9.0

PGC 42453	NGC 4599	12 37 52	01 28 14	1836	19	491	56	369	37	9.999	9.999	1.7	.3	6.1
PGC 42483	ESO 381- 6	12 37 58	-36 28 00	3207	18	415	55	364	37	2.252	.061	6.2	1.4	4.1
PGC 42504	IC 3639	12 38 11	-36 29 00	3275	5	208	15	174	10	9.999	9.999	11.7	1.1	12.6
PGC 42520	UGC 7848	12 38 48	63 47 00	2513	14	298	41	272	27	2.128	.065	4.9	1.5	4.2
PGC 42819	ESO 574-24	12 40 54	-20 34 06	6821	8	465	23	460	16	2.365	.022	4.2	.8	4.1
PGC 42898		12 41 48	-05 15 00	2672	5	203	14	188	9	1.902	.035	6.6	1.0	9.6
PGC 42919	UGC 7922	12 42 18	56 25 00	4753	8	366	24	333	16	2.197	.030	8.7	1.3	7.7
PGC 42950	ESO 574-28	12 42 10	-20 30 42	3539	13	256	39	238	26	2.021	.074	2.5	.8	3.7
PGC 43021	ESO 507 - 7	12 43 01	-25 58 12	5285	8	591	24	568	16	2.434	.018	11.4	1.8	6.6
PGC 43022	ESO 507- 8	12 43 02	-26 21 36	3037	4	134	13	130	9	1.973	.052	5.2	1.1	7.1
PGC 43078	UGC 7956	12 45 44	83 41 13	6154	23	332	69	289	46	2.245	.099	4.3	1.5	3.0
PGC 43081	MCG 8-23- 92	12 44 04	48 30 33	895	10	67	30	40	20	1.267	.322	.6	.2	5.7
PGC 43084	MCG 442-21	12 43 43	-29 27 06	9083	999	428	999	435	999	2.297	9.999	2.6	.9	3.0
PGC 43141	NGC 4693	12 45 15	71 26 59	1670	4	247	11	243	8	2.015	.022	12.1	2.1	8.4
PGC 43199	ESO 574-32	12 45 15	-21 39 18	3325	20	281	59	225	39	2.055	.106	3.0	.9	4.0
PGC 43224	ESO 507-13	12 45 25	-27 18 18	3211	5	358	16	351	11	2.197	.020	5.4	.9	6.6
PGC 43245	ESO 574-34	12 45 42	-20 01 12	6340	15	467	45	450	30	2.323	.042	4.3	1.3	3.1
PGC 43321	NGC 4699	12 46 26	-08 23 36	1394	4	396	11	359	7	2.401	.013	25.8	1.6	18.0
PGC 43342	NGC 4703	12 46 43	-08 50 12	4459	11	537	32	523	21	2.391	.026	3.7	.9	4.1
PGC 43350	NGC 4705	12 46 50	-04 55 25	4298	3	432	10	417	7	2.298	.010	18.1	1.4	13.7
PGC 43397	UGC 7982	12 47 17	03 07 30	1155	5	231	16	228	11	1.979	.034	6.5	1.4	5.3
PGC 43426	NGC 4750	12 48 19	73 08 51	1623	7	301	21	295	14	9.999	9.999	8.2	2.2	4.7
PGC 43463	NGC 4718	12 47 57	-05 00 37	4720	4	377	12	362	8	2.231	.015	9.1	.8	10.9
PGC 43470	UGC 7991	12 48 05	01 44 09	1271	5	185	15	181	10	1.864	.041	2.7	.7	6.0
PGC 43527	NGC 4749	12 49 23	71 54 26	1689	12	302	37	272	25	2.099	.059	3.3	.9	4.8
PGC 43852	NGC 4777	12 51 22	-08 30 17	3524	11	279	34	261	23	2.091	.059	2.1	.7	4.2
PGC 43871	ESO 575-21	12 51 26	-19 54 42	4003	8	215	24	211	16	2.161	.056	2.2	.7	3.7
PGC 43897	ESO 443- 3	12 51 37	-31 30 36	3607	7	134	21	121	14	1.696	.083	4.2	1.1	6.2
PGC 43928	MCG -2-33-52	12 52 00	-11 20 00	6265	6	452	18	449	12	2.313	.017	4.7	1.0	4.8
PGC 43939	NGC 4793	12 52 15	29 12 30	2494	4	334	11	296	7	2.210	.015	19.6	1.2	18.5
PGC 43968	D 26-8	12 52.12	-17 42 00	6007	6	172	18	162	12	9.999	9.999	3.7	.9	6.4
PGC 43975	UGC 8052	12 53 11	73 26 59	1546	9	234	28	214	19	1.975	.060	5.8	1.6	5.3
PGC 44166	IC 3908	12 54 04	-07 17 25	1296	4	281	11	260	8	2.095	.020	10.5	.9	13.4
PGC 44191	NGC 4818	12 54 12	-08 15 19	1065	31	316	94	261	62	2.122	.145	1.6	.9	2.5
PGC 44246	MCG -2-33-68	12 54 28	-12 00 08	6331	7	493	22	466	15	2.350	.020	7.0	1.0	7.7
PGC 44388	NGC 4843	12 55 26	-03 21 07	4916	8	633	23	619	15	9.999	9.999	4.8	.8	5.8
PGC 44506	MCG -1-33-61	12 56 12	-05 50 30	1600	3	164	9	147	6	1.791	.027	7.2	.6	16.6
PGC 44672	UGC 8120	12 58 18	73 58 00	1665	5	192	15	187	10	1.937	.040	7.1	1.6	6.2
PGC 44761	NGC 4877	12 57 48	-15 00 51	4925	8	642	24	576	16	2.481	.017	16.0	1.3	10.4
PGC 44871	ESO 575-47	12 58 30	-17 55 42	4877	7	330	21	330	14	2.344	.029	3.2	1.0	3.5
PGC 44894	NGC 4903	12 58 39	-30 39 54	4971	10	240	30	202	20	2.202	.065	1.8	.4	6.5
PGC 44959	HICK 63D	12 59 20	-32 30 23	9287										
PGC 44966	ESO 381-51	12 59 22	-32 51 00	5000	18	513	54	467	36	2.359	.047	6.2	1.2	4.0
PGC 45000	UGC 8164	13 01 18	78 48 00	6637	8	353	24	352	16	2.279	.030	2.1	.9	3.1
PGC 45015	NGC 4932	13 00 24	50 43 00	7088	4	175	12	160	8	9.999	9.999	6.7	.9	11.3
PGC 45096	ESO 443-41	13 00 39	-31 58 00	4878	11	500	32	495	21	2.377	.028	2.2	.8	3.0
PGC 45098	ESO 443- 42	13 00 46	-29 33 30	2912	8	397	23	369	15	2.239	.026	6.9	1.0	7.6
PGC 45127	MCG -1-33-76	13 01 11	-04 51 58	4007	7	379	22	365	15	2.228	.027	5.4	1.1	5.9
PGC 45322	UGC 8186	13 03 24	04 13 00	7006	8	467	24	463	16	2.328	.023	4.2	.9	3.9
PGC 45538	NGC 4986	13 06 05	35 28 23	4822	5	288	16	257	11	2.132	.027	10.5	1.2	11.0

\*

c

a

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

27

PGC 45590	ESO	443-74	13 06 18	-28 57 30	4501	11	211	33	194	22	1.921	.079	3.4	.9	4.3
PGC 45596	NGC	4980	13 06 26	-28 22 24	1429	2	182	6	168	4	1.864	.016	28.2	1.4	23.2
PGC 45614	UGC	8233	13 06 48	07 16 00	3620	13	289	38	255	26	2.105	.064	3.0	.8	4.9
PGC 45632	NGC	4999	13 07 00	01 56 21	5647	8	468	25	446	17	2.564	.024	3.9	.7	6.1
PGC 45650	NGC	-3-34- 4	13 07 05	-16 20 14	2576	999	333	999	338	999	9.999	9.999	15.8	1.7	10.3
PGC 45772	ESO	576- 5	13 08 37	-19 33 48	2753	22	331	67	283	44	2.137	.097	3.5	.9	3.3
PGC 45807	UGC	8282	13 09 48	60 30 00	2073	13	206	40	189	27	1.926	.099	2.8	1.1	3.6
PGC 45856	ESO	443-81	13 09 32	-27 36 48	9600	11	425	32	386	21	2.269	.034	4.1	.6	6.2
PGC 45862	NGC	5015	13 09 47	-04 04 27	3162	7	178	21	154	14	2.036	.064	10.6	1.8	7.6
PGC 45915	UGC	8304	13 11 00	50 52 00	8899	12	532	37	498	25	2.380	.031	2.7	.6	5.0
PGC 45953	NGC	5022	13 10 49	-19 16 54	3001	8	396	25	378	17	2.243	.028	7.9	1.4	5.8
PGC 46194	NGC	5051	13 13 35	-28 01 18	4413	12	505	35	492	23	2.405	.030	3.6	.8	3.7
PGC 46252	IC	4216	13 14 24	-10 30 00	2844	5	259	16	244	10	2.066	.029	5.8	.9	8.8
PGC 46270	IC	863	13 14 31	-16 59 33	2519	5	227	14	218	9	9.999	9.999	5.6	.8	8.1
PGC 46301	ESO	382-31	13 14 51	-37 01 00	1873	6	194	19	165	12	1.866	.051	13.0	1.9	9.4
PGC 46304	IC	4214	13 14 56	-31 50 18	2313	4	378	13	368	9	2.290	.016	7.6	1.1	8.9
PGC 46321	IC	871	13 15 30	04 39 43	6246	19	460	56	54	37	2.027	.114	4.1	.6	10.9
PGC 46363	IC	4219	13 15 43	-31 22 00	3653	15	228	44	169	30	9.999	9.999	2.6	.7	5.4
PGC 46366	IC	4221	13 15 51	-14 20 00	2895	5	217	14	179	9	1.989	.034	7.1	.8	14.1
PGC 46373	ESO	576-26	13 15 52	-21 02 12	1946	10	173	31	159	21	1.823	.094	2.5	.8	4.2
PGC 46452	ESO	382-41	13 16 40	-34 50 24	1757	9	196	26	169	17	1.873	.069	8.1	1.8	6.6
PGC 46477	NGC	5089	13 17 19	30 31 10	2142	5	259	16	238	11	2.075	.030	8.2	1.1	9.7
PGC 46479	IC	879	13 16 55	-27 09 59	2233										
PGC 46491	ESO	576-32	13 17 09	-22 01 00	1627	5	160	15	144	10	1.923	.049	4.7	.7	9.3
PGC 46494			13 17 13	-17 03 07	2689	3	126	10	115	7	1.913	.043	5.4	.8	11.9
PGC 46549	ESO	444-10	13 17 41	-30 38 48	8941	19	503	56	444	37	2.348	.050	3.4	.8	4.3
PGC 46710	MCG	-3-34-63	13 19 42	-16 27 56	4959	12	555	35	531	24	2.410	.028	2.7	.6	4.6
PGC 46742	NGC	5144	13 21 27	70 46 26	3135	9	238	26	212	18	2.099	.055	5.7	1.2	6.5
PGC 46768	IC	4231	13 20 28	-26 02 24	2261	11	291	32	266	22	2.084	.053	4.0	.9	5.1
PGC 46786	ESO	444-21	13 20 43	-29 51 12	4265	4	248	13	243	9	2.014	.025	4.5	.8	7.6
PGC 46827	NGC	5125	13 21 31	09 58 08	6980	8	503	23	486	15	2.560	.020	3.9	.7	6.2
PGC 46848	NGC	5122	13 21 37	-10 23 38	2859	32	365	96	254	64	2.189	.134	2.6	1.0	3.4
PGC 46896	NGC	5121	13 21 54	-37 25 24	1473	7	283	20	252	13	2.232	.033	1.3	.6	9.4
PGC 46926	ESO	576-51	13 22 27	-19 30 24	5205	17	333	50	276	33	2.278	.073	2.7	.7	4.7
PGC 46928	ESO	382-58	13 22 23	-33 23 48	7720	6	626	17	624	12	2.466	.012	5.6	1.0	4.9
PGC 47011	NGC	5149	13 23 53	36 11 38	5660	8	462	25	453	17	2.424	.024	6.6	1.2	4.6
PGC 47161	IC	4253	13 24 46	-27 36 42	10150	10	497	30	495	20	2.394	.026	1.8	.7	2.7
PGC 47169	NGC	5150	13 24 49	-29 18 12	3884	11	355	34	325	23	2.365	.044	5.3	1.1	5.2
PGC 47176	IC	4254	13 24 59	-26 57 42	3503	4	240	12	233	8	9.999	9.999	6.4	1.0	8.5
PGC 47187	NGC	5152	13 25 03	-29 21 36	4147	12	432	35	424	23	2.298	.036	2.8	1.1	3.1
PGC 47201	ESO	509-19	13 25 11	-25 35 48	10680	5	830	15	825	10	2.595	.008	2.8	.4	6.3
PGC 47255	ESO	444-47	13 25 36	-31 36 00	4389	3	295	9	285	6	2.105	.015	9.8	1.0	12.6
PGC 47276	ESO	383- 2	13 25 45	-37 18 54	6173	7	348	22	341	15	2.226	.029	3.9	1.0	4.7
PGC 47324	NGC	5201	13 27 16	53 20 23	8798	9	514	27	506	18	2.470	.022	3.3	.8	4.1
PGC 47345	ESO	383- 5	13 26 33	-34 00 54	3604	5	452	16	425	11	2.304	.016	14.0	1.5	10.7
PGC 47422	NGC	5185	13 27 34	13 40 27	7385	10	588	30	579	20	2.452	.022	2.6	.7	3.8
PGC 47474	IC	4267	13 27 50	-25 59 54	4457	23	367	69	275	46	2.183	.093	3.3	.8	4.3
PGC 47489	NGC	5182	13 27 53	-27 53 36	4370	5	282	14	276	10	2.208	.024	3.5	.8	7.0
PGC 47505	ESO	577- 1	13 28 14	-21 35 24	7358	13	381	38	365	26	2.246	.046	5.4	1.3	3.6
PGC 47549	NGC	5188	13 28 37	-34 32 18	2425	6	334	19	328	13	2.193	.026	3.9	.9	5.3

c

a

PGC 47599	ESO	509-45	13	29	24	-22	41	42	5055	21	318	62	269	41	2.178	.094	3.6	1.1	3.6
PGC 47600	ESO	509-44	13	29	23	-24	36	18	7791	7	435	22	430	15	2.293	.022	4.9	1.1	4.3
PGC 47603	NGC	5218	13	30	27	63	01	27	2880	23	419	70	361	47	2.383	.078	7.7	2.4	3.4
PGC 47612	NGC	5207	13	29	48	14	08	40	7650	7	520	20	515	13	2.450	.017	4.1	.9	4.8
PGC 47717	MCG	-3-35- 4	13	30	31	-15	53	02	6329	14	227	42	196	28	2.069	.093	2.2	.7	4.3
PGC 47767	ESO	383-19	13	30	54	-37	28	30	7371	9	389	27	375	18	2.488	.032	3.6	.9	4.8
PGC 47784	UGC	8543	13	31	30	05	00	00	6853	2	392	6	396	4	2.253	.007	4.1	1.1	4.7
PGC 47869	NGC	5221	13	32	29	14	05	15	6986	8	586	25	570	17	2.443	.019	4.5	.7	5.5
PGC 47905	IC	4290	13	32	32	-27	46	00	4822	7	175	20	159	13	2.055	.059	3.4	.8	7.0
PGC 47948	ESO	509-74	13	32	56	-23	49	06	2581	7	351	21	334	14	2.183	.027	7.7	1.3	6.9
PGC 47971	NGC	5240	13	33	41	35	50	32	2234	8	259	23	243	16	2.195	.044	3.6	.8	5.9
PGC 47972	NGC	5220	13	33	05	-33	11	54	4195	6	528	18	524	12	2.386	.015	2.9	.7	5.0
PGC 47985	IC	902	13	33	59	50	12	53	1618	6	262	19	257	13	2.042	.035	6.0	1.4	5.2
PGC 47988	UGC	8604	13	34	30	66	33	00	3076	3	153	10	143	6	1.938	.033	7.0	1.0	12.2
PGC 47999	MCG	1-35-13	13	33	36	03	45	00	6947	15	401	45	370	30	2.243	.051	1.9	.6	4.0
PGC 48036	IC	4298	13	33	48	-26	17	54	6709	20	500	59	462	40	2.399	.053	2.9	.8	3.3
PGC 48094	ESO	444-82	13	34	18	-30	43	42	526	21	237	63	199	42	1.965	.135	2.3	.8	3.2
PGC 48125	ESO	383-44	13	34	36	-32	45	06	3779	4	249	12	244	8	2.066	.023	6.1	1.0	8.1
PGC 48206	UGC	8630	13	36	10	33	22	21	2422	10	250	31	202	20	1.986	.063	6.7	1.2	7.2
PGC 48207	IC	903	13	35	52	00	01	29	3726	4	331	12	324	8	2.181	.016	5.3	.7	9.0
PGC 48330	NGC	5257	13	37	20	01	05	40	6802	9	484	26	453	18	2.398	.024	8.0	1.0	6.8
PGC 48346	IC	4315	13	37	16	-25	13	18	5154	18	337	53	310	36	2.157	.074	4.0	1.2	3.2
PGC 48358	UGC	8650	13	37	40	02	43	56	6918	6	496	17	494	12	2.357	.015	4.5	.8	4.6
PGC 48371	NGC	5260	13	37	34	-23	36	18	6502	7	283	20	272	13	9.999	9.999	5.0	1.0	6.0
PGC 48380	ESO	383- 60	13	37	38	-33	24	12	3920	3	132	10	116	6	1.822	.039	5.9	.7	14.5
PGC 48394	MCG	-1-35- 08	13	38	05	-07	30	00	6483	7	427	22	400	14	2.330	.023	6.2	.9	7.9
PGC 48421	UGC	8657	13	38	30	05	21	00	7014	8	236	24	229	16	2.198	.050	3.1	1.0	4.3
PGC 48534	UGC	8684	13	40	33	61	01	41	2195	13	236	38	215	26	1.979	.081	3.5	1.2	4.0
PGC 48617	IC	4319	13	40	36	-29	33	12	4697	23	433	70	388	47	2.291	.074	3.6	.9	3.0
PGC 48629	ESO	383-67	13	40	46	-32	40	00	4099	16	254	48	232	32	2.015	.091	2.6	.9	3.3
PGC 48786	MCG	-1-35- 10	13	43	01	-05	44	06	1450	1	184	4	168	3	1.937	.012	22.0	1.0	33.6
PGC 48830	ESO	445-26	13	43	41	-30	37	48	5190	8	416	25	400	17	2.267	.027	5.0	.9	5.5
PGC 48862	UGC	8713	13	44	47	34	08	36	4959	17	297	52	290	35	2.106	.082	3.1	2.0	2.0
PGC 48908	IC	4325	13	44	49	-29	11	05	3834	7	335	21	318	14	2.180	.028	1.4	.3	6.9
PGC 48909	NGC	5292	13	44	48	-30	41	30	4466	5	424	16	413	10	2.520	.016	4.7	.8	7.7
PGC 48917	NGC	5303	13	45	35	38	33	13	1419	7	237	21	168	14	2.000	.048	9.8	1.1	12.3
PGC 48925	UGC	8726	13	45	40	40	44	11	2334	4	194	13	175	9	1.876	.034	7.5	1.0	11.6
PGC 48930	NGC	5305	13	45	45	38	04	29	5658	10	381	29	363	19	2.359	.034	2.5	.6	5.0
PGC 48953	UGC	8737	13	46	56	68	20	17	1781	17	368	52	335	34	2.200	.065	1.6	.9	3.6
PGC 48976	ESO	577-38	13	45	42	-18	37	30	1892	5	156	16	134	11	1.761	.055	8.5	1.3	9.9
PGC 48985	NGC	5298	13	45	45	-30	10	48	4083	16	146	47	120	31	1.756	.176	1.3	.6	3.6
PGC 49017	MCG	-1-35-13	13	46	21	-06	56	54	7605	13	566	40	528	27	2.409	.031	5.5	.9	4.9
PGC 49041	UGC	8739	13	47	02	35	30	17	5048	14	467	41	386	27	2.299	.041	8.8	1.4	6.8
PGC 49050	ESO	383-87	13	46	23	-35	48	48	326	1	49	2	33	2	1.187	.099	26.8	1.3	55.4
PGC 49063	ESO	383-88	13	46	40	-32	49	18	4236	7	340	20	333	13	2.194	.027	3.0	.7	5.2
PGC 49138	UGC	8756	13	48	30	42	47	16	1354	18	290	54	261	36	2.079	.090	2.8	1.1	3.3
PGC 49157	NGC	5326	13	48	42	39	49	18	2520	10	337	30	335	20	2.220	.040	1.8	.8	2.7
PGC 49180	ESO	445-57	13	48	17	-30	32	00	5655	4	238	12	231	8	2.134	.024	6.4	.8	9.2
PGC 49190	ESO	384- 3	13	48	25	-37	22	54	3931	19	248	58	175	39	1.960	.126	4.0	1.3	4.6
PGC 49234	NGC	5327	13	49	29	-01	57	30	4364	3	99	8	85	5	1.783	.045	7.6	.9	16.8

a

\*

PGC 49250	NGC 5336	13 50 07	43 29 20	2338	5	216	16	211	10	9.999	9.999	5.3	1.2	6.1	
PGC 49257	UGC 8811	13 51 22	72 58 43	10976	29	513	88	458	59	2.539	.078	3.9	1.6	2.6	
PGC 49267	ESO 384- 5	13 49 19	-37 12 36	1640	2	139	5	133	3	1.723	.019	14.3	1.1	19.5	
PGC 49275	NGC 5337	13 50 15	39 56 01	2102	31	429	93	370	62	2.308	.100	3.3	1.4	2.6	
PGC 49294	UGC 8793	13 50 30	38 56 00	2433	20	212	60	160	40	1.900	.154	2.1	.8	3.8	
PGC 49303	UGC 8787	13 50 17	02 30 34	4355	4	315	12	305	8	2.137	.018	10.5	1.1	10.0	
PGC 49310	NGC 5335	13 50 24	03 03 38	4650	3	298	8	283	5	2.216	.013	7.9	.6	16.9	
PGC 49322	NGC 5346	13 50 54	39 49 36	2519	8	250	25	222	17	2.035	.049	4.1	.9	7.0	
PGC 49337	UGC 8806	13 51 05	38 28 23	3512	4	310	12	301	8	2.124	.017	10.5	1.3	9.7	
PGC 49388	NGC 5339	13 51 22	-07 41 07	2736	3	206	10	200	7	9.999	9.999	5.8	.9	10.2	
PGC 49413	MCG -1-35-20	13 51 35	-04 36 06	4330	3	257	8	232	5	2.201	.015	16.0	1.0	21.0	
PGC 49427	ESO 510-11	13 51 37	-26 19 48	5852	12	441	35	438	23	2.337	.035	3.2	1.0	2.6	
PGC 49464	NGC 5362	13 52 47	41 33 32	2182	6	280	19	264	13	2.099	.032	7.1	1.3	7.3	*
PGC 49473	ESO 510-13	13 52 15	-26 32 06	3455	9	575	28	565	19	2.516	.021	4.1	1.0	4.2	
PGC 49480	UGC 8841	13 53 01	40 24 44	2422	5	224	14	213	9	2.019	.030	5.6	.9	8.9	
PGC 49489	NGC 5376	13 53 37	59 45 11	2016	40	402	120	350	80	2.316	.139	2.2	1.5	1.9	a
PGC 49508	NGC 5379	13 53 56	59 59 16	1607	5	164	15	150	10	9.999	9.999	6.8	1.3	8.7	
PGC 49521	MCG -1-35-22	13 53 08	-05 45 30	1985	5	230	16	161	11	1.944	.039	9.4	.8	16.0	
PGC 49533	UGC 8844	13 53 25	-01 01 04	7383	6	312	18	303	12	2.153	.027	3.9	.8	6.2	
PGC 49540	IC 959	13 53 37	13 44 55	6863	18	488	55	415	37	2.396	.052	5.1	1.0	4.8	
PGC 49598	NGC 5378	13 54 42	38 02 37	2715											c
PGC 49728	ESO 445-85	13 55 35	-31 32 00	4285	7	265	20	258	13	2.046	.035	2.8	.6	5.3	
PGC 49739	NGC 5394	13 56 25	37 41 51	3472	8	601	24	510	16	2.532	.018	18.3	1.3	12.1	
PGC 49815	ESO 384-25	13 56 53	-33 26 12	3678	7	153	20	120	14	1.787	.074	2.6	.5	9.1	
PGC 49820	NGC 5403	13 57 43	38 25 27	2746	5	511	15	497	10	2.367	.013	23.1	2.2	8.5	
PGC 49827	ESO 325-43	13 56 59	-37 37 18	10479	12	404	35	387	24	2.464	.039	4.4	1.1	4.0	
PGC 49855	ESO 384-27	13 57 32	-34 22 42	4250	8	271	24	259	16	2.058	.043	2.8	.6	5.1	
PGC 49881	NGC 5430	13 59 08	59 34 10	2961	13	344	39	307	26	2.273	.053	5.5	1.4	5.0	*
PGC 49889	NGC 5425	13 58 52	48 41 01	2074	7	249	20	236	13	2.021	.038	6.8	1.4	6.5	
PGC 49939	ESO 510-43	13 58 46	-22 53 54	3027	5	222	14	212	10	2.051	.032	10.3	1.5	8.2	
PGC 49970	ESO 510-46	13 59 09	-25 17 54	6351	12	296	36	261	24	9.999	9.999	3.7	.8	5.3	
PGC 49993	NGC 5443	14 00 28	56 03 21	1803	8	364	23	359	16	2.224	.029	4.7	1.3	4.1	
PGC 50007	ESO 384-35	13 59 37	-33 09 30	4034	4	116	11	108	7	1.846	.052	3.8	.7	9.7	
PGC 50066	ESO 446- 1	14 00 22	-31 06 30	7124	10	359	31	345	20	2.306	.039	6.0	1.3	4.3	
PGC 50074	ESO 510- 51	14 00 31	-26 19 12	6647	20	282	61	200	41	2.026	.114	2.4	.6	4.6	
PGC 50075	ESO 578-19	14 00 34	-22 19 00	9691	7	245	21	228	14	9.999	9.999	5.9	.9	6.9	
PGC 50084	NGC 5427	14 00 48	-05 47 25	2618	3	405	10	328	7	2.428	.012	39.2	1.8	26.7	
PGC 50110	ESO 446- 2	14 00 48	-32 28 36	3891	9	250	26	247	17	2.019	.049	1.2	.4	3.3	
PGC 50120	IC 971	14 01 13	-09 54 00	3327	4	213	11	194	7	1.996	.025	11.6	1.1	13.9	
PGC 50142	UGC 8987	14 01 48	16 34 00	4225	10	139	29	113	19	1.698	.115	2.0	.6	5.8	
PGC 50152	ESO 510-56	14 01 26	-25 24 00	6215	9	182	26	149	17	2.080	.077	3.4	.6	7.1	
PGC 50156	MCG -2-36-10	14 01 49	-14 57 55	8715	17	473	50	420	33	2.317	.048	7.0	1.2	4.6	
PGC 50183	UGC A 382	14 01 48	-24 35 36	2314											c
PGC 50229	MCG 0-36-18	14 02 35	-03 07 53	1622	3	218	9	205	6	2.018	.020	10.4	1.0	14.5	
PGC 50230	IC 4366	14 02 15	-33 31 18	4621	5	260	16	240	10	2.269	.029	8.4	.9	9.6	
PGC 50322	ESO 446- 8	14 03 38	-32 20 18	10149	5	352	15	325	10	2.296	.020	3.9	.4	11.3	
PGC 50325	ESO 384-53	14 03 37	-34 04 30	4847	4	142	11	120	7	1.968	.042	5.5	.7	14.3	
PGC 50334	UGC 9024	14 04 24	22 16 00	2323	2	131	5	115	3	9.999	9.999	8.4	.5	29.0	
PGC 50404	ESO 325-55	14 04 41	-37 55 48	4028	10	264	30	248	20	2.039	.055	4.6	1.3	4.7	
PGC 50420	ESO 446-17	14 05 05	-31 48 48	4135	4	313	12	305	8	2.260	.017	6.0	.9	9.3	

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

30

PGC 50474	ESO	446-18	14 05 45	-29 20 00	4774	9	430	27	407	18	2.281	.028	6.7	1.3	6.0
PGC 50581	UGC	9071	14 08 24	54 27 00	1825	6	218	17	205	11	1.942	.038	6.2	1.0	7.8
PGC 50629	IC	4381	14 08 40	25 43 54	9286	10	408	30	372	20	2.461	.033	5.7	1.0	6.4
PGC 50657	UGC	9078	14 08 55	17 44 33	4739	10	274	29	244	20	2.192	.052	3.5	.7	6.1
PGC 50675	ESO	446-23	14 08 42	-30 09 54	6936	8	491	24	481	16	2.349	.022	4.4	1.0	4.8
PGC 50728	NGC	5520	14 10 32	50 34 59	1877	6	289	17	282	11	2.153	.027	6.9	1.4	6.3
PGC 50729	NGC	5495	14 09 31	-26 52 24	6737	9	302	27	300	18	2.325	.041	1.8	.7	3.0
PGC 50732	NGC	5494	14 09 29	-30 24 36	2604	2	244	6	224	4	9.999	9.999	15.7	.8	23.9
PGC 50784	UGC	9101	14 11 00	27 15 00	5306	3	377	8	372	5	2.278	.009	11.1	1.1	12.9
PGC 50832	NGC	5526	14 12 18	+58 00 18	2004	24	333	71	271	47	2.133	.103	4.0	1.4	3.5
PGC 50865	NGC	5519	14 11 54	07 45 00	7450	6	368	17	369	12	2.286	.021	2.8	.8	3.5
PGC 50878	ESO	446-35	14 11 42	-29 19 30	6905	12	275	35	248	23	9.999	9.999	5.1	1.3	4.9
PGC 50897	UGC	9117	14 12 27	14 21 28	4981	5	368	16	352	10	2.257	.019	7.6	1.0	8.8
PGC 50939	ESO	579- 9	14 12 46	-20 25 54	4624	8	241	24	227	16	2.028	.048	4.6	1.2	5.5
PGC 51042	ESO	579-11	14 14 44	-19 38 00	8275	10	202	31	171	21	2.149	.081	4.3	.9	5.8
PGC 51052	ESO	511-18	14 14 49	-23 57 12	6339	3	106	10	88	7	1.821	.053	4.9	.5	14.4
PGC 51059	IC	991	14 15 04	-13 38 35	4652	5	368	16	352	11	2.304	.020	7.8	1.0	8.6
PGC 51061	IC	4393	14 14 53	-31 07 06	2753	6	348	19	330	13	2.179	.025	9.7	1.2	7.5
PGC 51127	ESO	446-48	14 15 54	-30 23 48	6411	3	84	9	70	6	9.999	9.999	4.3	.6	14.8
PGC 51143	ESO	385- 8	14 16 04	-34 37 24	3746	14	300	41	284	27	2.104	.064	4.1	1.4	3.4
PGC 51169	ESO	511- 30	14 16 30	-26 24 48	6712	4	294	13	247	9	2.233	.022	11.4	1.0	16.6
PGC 51250	ESO	511-33	14 17 49	-27 09 24	7896	11	513	32	503	21	2.370	.027	4.7	1.0	3.7
PGC 51265	ESO	446-51	14 17 59	-28 47 36	7226	11	338	34	324	22	2.165	.046	3.3	.9	3.9
PGC 51287	ESO	511-34	14 18 20	-27 02 00	6440	19	324	57	271	38	2.353	.085	2.0	.5	4.0
PGC 51289	ESO	385- 12	14 18 14	-35 59 54	3708	10	191	31	165	20	1.959	.084	4.9	1.3	5.5
PGC 51343			14 19 37	-17 26 44	9169	2	72	5	57	3	9.999	9.999	4.9	.5	27.3
PGC 51349	ESO	385-15	14 19 26	-34 08 12	3981	14	483	43	437	29	2.351	.040	2.6	.7	5.0
PGC 51368	UGC	9213	14 20 43	38 13 18	8217	14	465	42	428	28	2.344	.041	2.9	.7	4.6
PGC 51404	IC	4407	14 20 59	-05 45 00	2720	3	217	8	200	6	1.978	.020	9.7	.8	16.7
PGC 51410	ESO	579-22	14 20 53	-19 13 06	10832	9	181	28	165	18	2.025	.079	1.5	.5	5.0
PGC 51448	NGC	5616	14 22 15	36 41 10	8437	6	638	19	636	13	2.475	.013	4.3	.9	4.2
PGC 51450	NGC	5610	14 22 07	24 50 23	5063	22	422	65	385	43	2.270	.070	2.8	.9	3.0
PGC 51455	UGC	9232	14 22 18	33 10 00	2043	15	259	45	232	30	2.157	.085	2.5	.8	3.8
PGC 51456	NGC	5597	14 21 41	-16 32 10	2697	6	281	17	190	12	2.257	.033	17.2	1.4	17.0
PGC 51471	NGC	5604	14 22 07	-02 59 14	2748	4	334	11	307	7	2.200	.015	12.3	1.1	15.8
PGC 51475	UGC	9234	14 22 32	26 22 00	10891	12	587	37	552	25	2.474	.027	5.7	1.0	5.1
PGC 51492	NGC	5605	14 22 25	-12 56 18	3394	7	322	20	286	13	2.381	.029	7.2	.9	9.7
PGC 51509	UGC	9245	14 23 52	56 32 37	1885	4	126	12	109	8	1.806	.051	5.0	.7	12.0
PGC 51526	ESO	511-40	14 23 03	-23 45 18	5992	5	262	15	254	10	2.132	.026	4.5	.7	7.5
PGC 51541	NGC	5622	14 24 24	48 47 14	3861	16	357	48	318	32	2.252	.063	4.6	1.3	4.1
PGC 51626	ESO	385-25	14 24 31	-33 43 12	7664	6	298	19	280	13	2.275	.030	5.5	.8	7.7
PGC 51641	ESO	5671	14 26 57	69 54 58	8983	999	362	999	368	999	2.338	9.999	1.8	.6	3.4
PGC 51676	ESO	511-42	14 25 23	-23 39 00	7151	9	440	26	426	18	2.296	.026	4.0	.9	5.0
PGC 51702	ESO	385-28	14 25 30	-34 29 12	4155	5	186	15	175	10	2.070	.040	5.2	.8	8.2
PGC 51768	ESO	511-44	14 26 32	-22 42 30	7752	11	454	33	417	22	2.317	.033	5.1	.8	5.9
PGC 51820	ESO	385-32	14 27 07	-36 44 30	2837	6	289	17	276	11	2.168	.028	10.6	1.8	7.5
PGC 51822	ESO	385-33	14 27 14	-34 00 48	3051	2	195	6	158	4	2.061	.016	21.8	1.0	33.9
PGC 51830	NGC	5667	14 28 58	59 41 31	1943	4	226	12	200	8	2.072	.026	12.9	1.3	14.8
PGC 51831	NGC	5656	14 28 20	35 32 28	3150	7	366	21	350	14	2.387	.026	6.1	1.0	6.5
PGC 51851	ESO	511-46	14 27 49	-27 13 54	4383	4	222	13	206	9	2.140	.029	6.4	.7	10.5

\*

PGC 51890	ESO	447-17	14 28 27	-28 31 42	6572	5	558	15	537	10	2.424	.012	12.0	1.1	10.4	
PGC 51900	ESO	579-25	14 28 39	-22 08 48	7165	3	298	10	290	7	2.177	.016	5.7	.6	10.5	
PGC 51922	MCG	10-21- 6	14 30 29	58 09 00	1923	5	416	14	404	10	9.999	9.999	999.9	99.9	8.7	
PGC 51948	ESO	447-19	14 29 27	-28 09 30	3868	12	346	37	333	24	2.178	.048	4.0	1.2	3.6	
PGC 51956	ESO	447-21	14 29 31	-29 42 12	6888	14	412	42	398	28	2.293	.046	2.7	.8	3.1	
PGC 51982	MCG	-2-37- 6	14 30 09	-12 45 19	4167	4	215	13	203	9	2.032	.031	7.0	1.0	9.3	
PGC 52036	UGC	9376	14 31 47	40 18 00	7676	19	490	57	398	38	2.378	.054	1.9	.4	5.2	
PGC 52042	NGC	5674	14 31 22	05 40 43	7474	9	282	27	233	18	9.999	9.999	3.5	.6	8.0	
PGC 52103	ESO	512- 5	14 31 50	-25 13 30	6821	6	282	19	276	13	2.079	.032	3.8	.9	5.2	
PGC 52108	ESO	385- 47	14 31 45	-32 45 36	4109	3	143	9	137	6	1.823	.031	4.1	.6	11.7	
PGC 52226	MCG	9-24-22	14 35 06	51 41 00	2359	18	138	54	96	36	1.795	.230	1.1	.5	3.8	
PGC 52235	NGC	5696	14 35 00	42 02 45	5471	5	358	16	341	10	2.377	.020	7.5	1.0	9.1	
PGC 52247	UGC	9422	14 35 20	43 54 42	3312	7	313	20	299	13	2.127	.030	4.8	.9	6.7	
PGC 52251	NGC	5698	14 35 15	38 40 20	3679	6	303	17	287	11	2.155	.026	3.7	.7	8.2	
PGC 52266	NGC	5707	14 35 50	51 46 44	2212	3	407	9	402	6	2.261	.009	13.4	1.3	11.1	*
PGC 52291	NGC	5691	14 35 20	-00 10 53	1870	8	217	23	156	15	2.148	.058	7.7	1.1	10.6	
PGC 52328	NGC	5720	14 36 47	51 04 00	7790	6	416	18	406	12	2.380	.019	4.2	.8	6.6	
PGC 52344	UGC	9448	14 37 12	51 22 00	2185	8	276	24	249	16	2.055	.042	5.2	1.1	7.1	
PGC 52368	ESO	327- 4	14 36 09	-37 38 18	5612	8	184	25	176	16	1.968	.068	2.6	.8	4.6	
PGC 52446	ESO	386- 6	14 37 42	-34 56 06	4543	10	305	29	291	19	2.113	.044	5.0	1.2	4.6	
PGC 52476	UGC	9476	14 39 41	44 43 35	3262	8	260	23	233	16	2.173	.044	4.7	.8	7.3	
PGC 52507	NGC	5729	14 39 26	-08 47 48	1819	1	294	4	278	3	2.094	.007	32.9	1.3	31.1	
PGC 52552	ESO	512-16	14 39 54	-23 59 54	3302	8	191	25	172	17	1.867	.068	2.5	.6	5.9	
PGC 52600	ESO	512-19	14 40 43	-24 15 18	3818	12	237	36	218	24	2.034	.075	.8	.3	4.1	
PGC 52607	NGC	5751	14 42 15	53 36 41	3287	8	260	24	233	16	2.081	.045	2.1	.4	7.2	
PGC 52618	MCG	-2-38- 1	14 41 17	-12 44 27	2915	4	134	12	116	8	9.999	9.999	4.6	.7	12.1	
PGC 52620	ESO	386-16	14 40 57	-35 55 24	7283	7	368	21	362	14	2.211	.026	3.4	.8	4.8	
PGC 52669	NGC	5745	14 42 17	-13 44 14	7066	20	555	59	537	39	2.509	.046	2.2	.9	2.4	
PGC 52707	NGC	5742	14 42 54	-11 36 00	3999	22	395	65	325	44	9.999	9.999	1.7	.6	4.0	
PGC 52713	IC	1056	14 44 08	50 36 14	4027	6	249	17	223	11	2.168	.033	9.0	1.2	10.0	
PGC 52742	UGC	9515	14 44 08	13 13 43	14008	10	390	31	362	20	2.366	.036	2.3	.5	5.6	
PGC 52802	MCG	-2-38-10	14 44 34	-13 06 53	1994	13	197	39	154	26	1.989	.108	3.8	1.0	5.3	
PGC 52811	IC	1055	14 44 40	-13 30 30	2905	5	408	14	382	9	2.265	.015	9.6	1.0	12.1	
PGC 52816	ESO	580-27	14 44 36	-22 04 12	3289	8	193	25	132	17	1.932	.075	8.4	1.3	9.7	
PGC 52824	ESO	580-29	14 44 44	-19 33 24	2596	6	352	18	339	12	2.187	.024	7.9	1.2	7.0	
PGC 52825	NGC	5756	14 44 48	-14 38 42	2141	5	311	14	295	9	2.148	.021	8.5	1.0	10.0	
PGC 52827	ESO	580-30	14 44 47	-17 51 42	2650	2	114	6	103	4	1.835	.030	7.0	.7	19.0	
PGC 52839	NGC	5757	14 44 57	-18 52 18	2678											c
PGC 52846	ESO	580-34	14 45 05	-18 55 30	2727											c
PGC 52853	MCG	-2-38-15	14 45 11	-14 04 23	2046	1	211	3	200	2	9.999	9.999	23.3	.8	40.0	
PGC 52867	ESO	327-20	14 45 03	-37 37 00	4457	4	213	13	198	9	2.148	.030	8.7	1.2	10.4	
PGC 52877	UGC	9537	14 46 24	35 12 16	8822	9	642	27	615	18	2.472	.018	11.1	1.5	6.2	
PGC 52906	ESO	580-37	14 46 10	-20 38 24	6137	18	318	53	304	35	2.198	.077	2.0	.8	2.5	
PGC 52914	ESO	366-26	14 46 01	-36 28 36	6554	7	287	21	278	14	2.086	.034	2.8	.6	5.4	
PGC 52935	MCG	- 2-38-17	14 46 48	-09 58 07	1834	2	168	6	126	4	1.842	.021	1.7	.3	33.5	
PGC 52991	ESO	580-41	14 47 48	-17 56 42	2945	3	245	9	239	6	2.007	.018	7.8	.9	11.2	
PGC 53035	ESO	580-45	14 48 21	-20 14 12	3265	5	216	16	200	10	1.974	.036	8.4	1.2	8.9	
PGC 53067	NGC	5772	14 49 44	40 48 11	4900	7	507	20	502	13	2.453	.017	5.5	1.2	4.8	
PGC 53075	IC	1060	14 49 07	-07 01 43	4628	6	373	17	355	11	2.255	.020	8.7	1.0	8.7	
PGC 53083	UGC	9569	14 50 09	43 55 28	2493	4	163	13	136	8	2.031	.042	9.7	1.1	13.5	



PGC 53089	NGC 5768	14 49 32	-02 19 27	1962	2	194	6	179	4	2.089	.016	14.0	.9	22.4	*
PGC 53183	ESO 580-49	14 50 18	-19 32 00	3980	5	284	15	272	10	2.078	.025	7.6	.9	8.4	
PGC 53303	MCG -3-38-25	14 51 51	-17 12 20	3007	10	302	29	265	19	2.135	.047	6.1	1.2	6.7	
PGC 53346	ESO 513-4	14 52 25	-25 16 18	2406	3	152	9	126	6	1.910	.031	9.2	.8	19.3	
PGC 53361	ESO 327-31	14 52 25	-38 04 30	4541	7	365	22	339	15	2.199	.028	14.6	2.0	7.6	
PGC 53391	ESO 386-33	14 52 58	-37 29 36	2936	10	429	29	420	19	9.999	9.999	4.6	1.2	3.9	
PGC 53392	ESO 386-34	14 52 59	-37 26 42	7372	10	394	31	381	21	2.426	.036	3.1	.7	4.1	
PGC 53395	ESO 386-35	14 53 02	-37 22 12	7328	31	453	93	370	62	2.291	.097	3.4	1.1	3.0	
PGC 53409	ESO 386-39	14 53 16	-37 24 00	2806	10	229	29	190	20	2.055	.066	8.6	1.5	6.8	
PGC 53417	NGC 5781	14 53 53	-17 02 30	1907	3	258	10	243	6	2.094	.018	12.3	1.0	14.2	
PGC 53423	MCG 2-38-27	14 54 24	09 42 00	3062	8	153	24	135	16	9.999	9.999	999.9	99.9	6.0	
PGC 53437	NGC 5804	14 55 27	49 52 08	4136	18	324	53	287	35	9.999	9.999	1.7	.5	3.7	
PGC 53473	ESO 327-34	14 54 40	-37 40 36	6229	13	206	39	191	26	1.940	.094	2.0	.8	3.5	
PGC 53498	ESO 386-43	14 55 11	-37 21 18	7815	5	546	15	540	10	2.420	.012	2.5	.6	6.5	
PGC 53546	ESO 581-10	14 56 32	-19 49 12	4157	5	236	14	229	9	2.091	.029	5.1	.8	7.5	
PGC 53568	MCG -1-38-14	14 57 02	-06 47 33	2095	3	144	8	136	5	1.738	.028	6.7	.8	14.2	
PGC 53594	ESO 386-44	14 57 15	-37 09 48	7604	8	302	23	299	15	2.202	.035	2.5	.9	3.9	
PGC 53608	ESO 386-45	14 57 25	-36 54 18	4600	8	193	23	181	15	1.879	.061	3.3	.9	5.4	
PGC 53624	NGC 5809	14 58 06	-13 58 07	2826	3	310	10	298	7	9.999	9.999	14.4	1.4	12.6	
PGC 53628	ESO 386-46	14 57 47	-35 48 12	2965	9	182	27	165	18	1.843	.078	3.3	.8	5.2	
PGC 53634	MCG -2-38-27	14 58 13	-14 55 32	2930	4	211	11	191	8	1.921	.027	8.2	.9	13.4	
PGC 53655	ESO 328- 5	14 58 20	-37 47 48	4572	15	396	44	390	29	2.247	.049	1.3	.8	2.3	
PGC 53668	ESO 328- 6	14 58 33	-37 44 54	4389	6	100	19	98	12	9.999	9.999	2.2	.8	4.6	
PGC 53676	NGC 5827	14 59 43	26 09 33	6612	12	398	37	370	25	2.400	.042	3.8	.7	4.7	
PGC 53680	ESO 328- 7	14 58 51	-37 46 24	6080	12	326	35	297	23	2.143	.051	7.3	1.4	5.0	
PGC 53697		14 59 34	-17 26 57	3098	2	195	7	190	4	1.890	.017	6.7	.7	14.3	
PGC 53711	NGC 5810	14 59 54	-17 40 18	3281	7	204	22	181	14	2.027	.054	4.3	.6	7.4	
PGC 53750	MCG 0-38-19	15 01 09	-03 06 31	6355	7	288	21	262	14	2.199	.035	7.3	1.2	7.9	
PGC 53758	UGC 9684	15 02 00	42 18 34	5058	7	299	20	292	13	2.162	.031	3.0	1.0	5.3	
PGC 53764	UGC -2-38-31	15 01 18	-10 32 00	2440	999	196	999	243	999	1.932	9.999	4.6	1.0	5.4	
PGC 53779	MCG -1-38-20	15 01 33	-07 01 44	1855	17	195	51	147	34	1.985	.144	1.2	.4	4.3	
PGC 53796	MCG -2-38-32	15 01 41	-14 14 46	2929	2	227	6	222	4	1.977	.013	9.8	.9	15.4	
PGC 53802	UGC 9682	15 01 54	-00 39 28	1815	7	226	22	211	14	1.958	.047	6.2	1.3	6.4	
PGC 53884	ESO 387- 2	15 02 35	-36 05 18	2949	9	181	26	165	17	1.846	.073	4.6	1.1	5.4	
PGC 53899	ESO 387- 3	15 02 48	-35 46 42	7075	10	185	31	180	21	1.864	.084	.9	.4	3.1	
PGC 53960	UGC 9734	15 06 06	66 21 00	3341	9	235	26	203	17	2.107	.055	5.7	.9	7.2	
PGC 53995	NGC 5857	15 05 11	19 47 27	4766											
PGC 53996	NGC 5843	15 04 18	-36 08 14	4220	14	485	43	426	29	2.413	.040	6.2	1.3	5.6	c
PGC 54044	IC 1091	15 05 30	-10 57 00	5006	16	367	47	335	31	2.357	.059	1.6	.4	3.9	
PGC 54067	ESO 448-14	15 05 41	-28 56 24	6120	12	412	36	375	24	2.262	.040	2.6	.5	5.4	
PGC 54103	MCG -2-39- 4	15 06 41	-10 30 20	7317	9	220	28	148	18	9.999	9.999	5.5	.8	9.5	
PGC 54110	NGC 5876	15 08 07	54 41 48	3276	8	490	25	475	17	2.383	.022	3.0	.7	5.4	
PGC 54154	UGC 9759	15 09 18	55 32 08	3420	8	329	25	299	17	2.143	.035	8.5	1.3	7.2	
PGC 54155	ESO 581-21	15 07 48	-21 50 18	4297	6	205	19	175	13	2.146	.049	5.7	.7	9.2	
PGC 54160	NGC 5863	15 07 58	-18 14 30	4265	9	329	28	302	19	9.999	9.999	7.8	1.2	6.0	
PGC 54265	IC 1110	15 11 30	67 33 00	3373	14	458	41	438	27	2.313	.039	3.4	.8	3.7	
PGC 54364	NGC 5878	15 10 59	-14 05 06	1991	2	460	7	434	4	2.343	.006	26.3	1.2	25.3	*
PGC 54373	ESO 387-10	15 10 43	-36 43 24	4357	8	181	24	166	16	1.869	.068	3.9	1.0	5.7	
PGC 54377	UGC 9780	15 12 16	44 46 27	5173	5	315	15	310	10	2.135	.021	6.0	1.1	6.9	
PGC 54393	UGC 9777	15 12 00	20 39 45	4693	6	325	17	298	11	2.216	.024	7.2	.9	10.2	

PGC 54535	ESO	387-17	15 13 47	-34 17 18	5339	4	157	13	145	9	1.995	.045	6.1	1.0	9.3	
PGC 54565	ESO	582- 1	15 14 24	-22 06 54	6630	8	441	25	426	17	2.318	.026	9.3	1.6	5.3	
PGC 54611			15 15 10	-16 08 21	7548	11	108	34	63	22	1.532	.196	.6	.2	6.3	
PGC 54619	ESO	387-21	15 15 00	-33 14 12	5384	3	213	9	202	6	2.140	.021	11.1	1.2	13.2	
PGC 54670	ESO	514- 5	15 16 07	-23 38 24	2288	61	536	182	276	121	2.290	.185	2.0	.9	2.7	
PGC 54677	ESO	514- 6	15 16 14	-24 15 00	2736	11	92	32	75	21	1.700	.199	.9	.4	4.4	
PGC 54690	NGC	5918	15 17 44	46 03 40	5160	5	401	16	384	11	2.279	.018	7.6	1.0	8.6	
PGC 54706	ESO	449- 4	15 16 44	-31 13 48	5707	7	95	20	65	13	1.593	.127	2.0	.4	8.9	
PGC 54716	ESO	514- 7	15 17 03	-23 44 36	2300	5	125	15	109	10	1.777	.067	3.0	.5	9.0	
PGC 54730	ESO	449- 5	15 17 13	-31 15 06	5658	11	254	33	233	22	2.077	.063	4.9	1.3	4.7	
PGC 54754	ESO	582- 4	15 17 55	-18 10 12	2211	4	233	11	210	8	2.018	.024	10.3	.9	14.1	
PGC 54755	ESO	387-26	15 17 35	-36 45 12	4374	4	470	11	462	8	2.387	.011	15.7	1.5	9.5	
PGC 54761	NGC	5913	15 18 19	-02 23 54	2004	11	372	32	346	21	2.233	.039	2.9	.7	5.4	
PGC 54776	IC	4538	15 18 15	-23 28 42	2857	4	248	13	222	9	2.191	.027	5.6	.6	12.6	*
PGC 54877	ESO	328-46	15 19 10	-38 01 18	5180	7	367	22	331	15	2.294	.028	5.6	1.1	8.6	
PGC 54911	UGC	9829	15 20 26	-01 10 11	8287	32	335	96	258	64	2.153	.143	.7	.4	2.8	
PGC 54944	MCG	-1-39- 5	15 20 42	-03 58 30	1999	7	205	20	190	13	1.984	.049	4.8	.9	6.9	
PGC 54975	ESO	514-15	15 20 45	-26 06 00	3796	3	132	9	116	6	1.844	.036	6.5	.8	15.7	
PGC 55022	NGC	5939	15 24 25	68 54 14	6687	24	478	71	430	47	2.382	.067	3.9	1.2	3.1	
PGC 55047	UGC	9849	15 23 54	53 35 00	3484	8	261	25	232	17	2.028	.047	6.0	1.1	7.0	
PGC 55065	UGC	9853	15 24 20	52 37 08	5839	13	502	40	479	27	2.356	.035	4.8	1.2	4.0	
PGC 55070			15 22 52	-30 05 51	5896											c
PGC 55080	NGC	5930	15 24 20	41 51 05	2530											c
PGC 55082	ESO	449-10	15 23 09	-30 01 36	5902											c
PGC 55097	UGC	9856	15 24 42	41 27 48	2497	4	225	13	219	9	1.963	.029	4.4	.8	7.5	
PGC 55122	UGC	409A	15 24 24	-11 57 39	3396	2	122	5	110	4	1.791	.024	13.7	1.0	23.6	
PGC 55131	ESO	388- 1	15 24 05	-36 42 24	4828	17	214	50	158	33	2.084	.128	4.1	1.3	4.7	
PGC 55224			15 26 37	-12 04 31	3375	5	235	15	233	10	1.990	.030	3.8	.8	5.5	
PGC 55241	ESO	514-20	15 26 44	-26 01 42	6559	16	334	49	289	33	2.144	.070	1.8	.4	4.3	
PGC 55243	NGC	5945	15 28 00	43 05 28	5516	19	456	57	356	38	9.999	9.999	3.7	.6	5.4	
PGC 55251	ESO	582- 13	15 27 04	-18 26 48	7080	8	500	24	464	16	2.408	.021	5.2	.7	8.2	
PGC 55272	ESO	449-12	15 27 28	-32 15 30	7101	15	294	46	270	30	2.114	.074	2.4	.8	3.5	
PGC 55281	NGC	5937	15 28 09	-02 39 35	2807	6	344	18	339	12	2.251	.024	5.2	1.1	5.3	
PGC 55305	NGC	5950	15 29 42	40 35 56	2597	6	226	19	216	13	2.008	.042	4.8	.9	6.0	
PGC 55319	UGC	9896	15 31 21	67 43 27	6471	10	273	29	257	19	9.999	9.999	4.5	1.2	4.8	
PGC 55328	ESO	514-22	15 28 59	-24 36 12	4441	8	295	24	286	16	2.100	.037	3.7	.8	4.8	
PGC 55335	ESO	514- 23	15 29 01	-27 27 36	3864	4	187	13	150	9	1.839	.038	9.2	.9	14.9	
PGC 55345	ESO	388- 2	15 29 05	-35 35 30	4461	7	203	21	178	14	1.929	.054	3.8	.6	7.8	
PGC 55410	MCG	-1-40- 1	15 30 38	-08 32 02	6975											c
PGC 55426	MCG	-1-40- 3	15 30 54	-08 36 00	7032											c
PGC 55494	NGC	5958	15 32 45	28 49 16	2021	5	173	16	147	11	9.999	9.999	4.3	.7	10.2	*
PGC 55546	ESO	388- 3	15 32 37	-37 11 42	4657	6	194	18	179	12	2.053	.046	6.8	1.1	7.7	
PGC 55594	ESO	582-21	15 33 46	-18 37 18	6510	10	445	31	425	21	2.314	.031	3.9	.7	4.8	
PGC 55601	IC	4566	15 35 00	43 42 13	5767	30	326	89	289	59	2.233	.129	1.5	.7	2.2	
PGC 55620	IC	4567	15 35 31	43 27 40	5737	8	337	25	320	17	2.306	.034	6.0	1.1	5.7	
PGC 55689	IC	515- 3	15 36 01	-22 30 12	5771	999	390	999	396	999	2.367	9.999	4.4	.7	8.5	
PGC 55695	ESO	515- 4	15 36 03	-25 48 48	2253	6	194	18	175	12	2.067	.049	5.7	.9	8.2	
PGC 55701	UGC	9959	15 37 26	44 01 36	5715	24	350	71	305	47	2.240	.096	1.0	.5	3.0	
PGC 55738	NGC	5968	15 36 51	-30 23 30	5458	6	329	17	315	12	9.999	9.999	8.5	1.3	7.6	
PGC 55849	ESO	388- 7	15 39 32	-36 39 42	6988	15	261	46	249	31	2.111	.085	2.8	1.1	2.7	

PGC 55909	ESO	450-11	15	41	14	-28	09	00	2171	3	201	9	195	6	1.905	.022	7.0	.7	11.5	
PGC 56008	NGC	6011	15	46	54	72	19	28	7477	9	114	28	113	19	1.652	.130	.8	.6	2.6	
PGC 56013	ESO	450-13	15	43	39	-28	34	36	2204	1	173	4	157	2	2.003	.011	24.8	1.1	37.2	
PGC 56023	NGC	5996	15	44	43	18	02	22	3297	2	206	6	190	4	2.007	.016	14.9	1.0	21.5	*
PGC 56025	UGC	10030	15	44	25	-00	50	13	8953	7	232	20	194	13	2.024	.044	3.5	.5	9.8	
PGC 56033	ESO	450-14	15	44	09	-28	37	12	2199	5	167	15	112	10	1.756	.052	6.3	.6	15.6	
PGC 56093	ESO	388-11	15	45	28	-34	00	36	5804	13	235	39	224	26	1.990	.081	2.0	.7	3.2	
PGC 56126	ESO	450-18	15	46	14	-28	45	00	4101	6	292	19	255	13	2.078	.032	10.3	1.3	10.1	
PGC 56145	NGC	6000	15	46	45	-29	14	02	2193	1	290	4	274	3	9.999	9.999	28.5	1.1	31.0	*
PGC 56147	ESO	583-7	15	46	58	-20	53	54	7296	18	555	54	516	36	2.457	.042	4.4	1.1	3.7	
PGC 56254	ESO	389-1	15	48	47	-37	30	00	4380	24	317	71	289	47	2.137	.106	4.0	1.5	2.4	
PGC 56292	ESO	515-13	15	49	58	-27	08	36	8556	13	330	38	321	25	2.167	.052	1.5	.7	3.0	
PGC 56362	ESO	389-3	15	51	30	-37	26	12	5773	11	415	33	400	22	2.382	.035	4.2	1.1	4.1	
PGC 56425	ESO	450-23	15	53	06	-31	22	36	7528	18	456	55	435	37	2.310	.054	2.9	.9	2.8	
PGC 56429	ESO	450-24	15	53	14	-31	25	24	7639	6	278	19	273	13	2.087	.032	2.3	.6	5.0	
PGC 56436	ESO	389-4	15	53	12	-36	45	18	5781	12	381	36	339	24	2.213	.043	8.9	1.5	5.8	
PGC 56497	ESO	451-1	15	54	44	-28	14	12	4675	5	194	15	181	10	9.999	9.999	7.5	1.3	8.4	
PGC 56500	ESO	583-8	15	54	52	-22	21	12	7399	11	534	33	517	22	2.441	.027	3.9	.8	4.3	
PGC 56670	ESO	389-6	15	57	41	-35	33	30	5925	9	433	26	409	17	2.331	.027	11.4	1.8	6.3	
PGC 56701	ESO	451-5	15	58	12	-31	26	00	4641	3	328	10	316	7	2.344	.014	8.4	.8	12.1	
PGC 56852	ESO	584-4	16	00	17	-22	11	06	5557	6	352	19	350	13	2.284	.025	4.0	.8	4.4	
PGC 56917	UGC	10194	16	03	30	63	50	53	868	9	153	27	132	18	1.753	.095	6.4	1.8	5.8	
PGC 57013	ESO	389-12	16	01	47	-33	23	06	12711	7	127	21	89	14	1.678	.097	6.3	1.1	9.3	
PGC 57125	UGC	10197	16	03	54	20	56	18	4732											c
PGC 57129	UGC	10214	16	05	00	55	33	00	9401	15	94	44	51	29	1.454	.310	.8	.5	4.7	
PGC 57140	ESO	451-8	16	03	10	-29	08	48	4719	7	507	21	481	14	2.360	.018	7.0	.8	8.1	
PGC 57173	UGC	10205	16	04	41	30	14	06	6556	14	564	42	548	28	2.480	.032	2.0	.6	3.3	
PGC 57178	UGC	10207	16	04	45	32	01	34	8599	5	409	15	404	10	2.306	.016	4.2	.7	6.7	
PGC 57205	NGC	6063	16	04	48	08	06	40	2847	5	289	15	267	10	2.135	.025	6.8	.9	10.4	
PGC 57261	IC	1197	16	05	53	07	40	00	1370	2	220	7	209	5	1.947	.015	13.0	1.0	17.7	
PGC 57268	ESO	451-9	16	05	15	-32	25	18	5939	6	214	17	207	12	1.936	.040	2.5	.6	6.0	
PGC 57271	ESO	516-8	16	05	33	-24	53	18	7126	10	354	30	343	20	2.190	.039	3.8	1.1	4.0	
PGC 57291	ESO	451-10	16	05	54	-31	37	30	3347	11	163	32	157	22	1.922	.102	.8	.5	3.1	
PGC 57312	ESO	451-11	16	06	23	-28	52	24	4287											c
PGC 57331	ESO	451-14	16	06	39	-28	52	36	4412											c
PGC 57399	ESO	451-15	16	07	49	-32	12	54	3458	8	204	24	191	16	1.907	.059	4.1	.9	5.5	
PGC 57407	UGC	10257	16	09	20	38	22	43	3829	5	311	15	301	10	2.126	.022	6.4	1.1	8.0	
PGC 57608	UGC	10295	16	13	00	31	12	00	6775	4	248	13	244	9	2.044	.025	3.3	.5	7.2	
PGC 57627	UGC	10297	16	13	08	19	01	54	2305	4	232	11	225	7	1.977	.023	4.0	.6	9.6	
PGC 57694	UGC	10306	16	14	10	00	22	07	9183	6	559	18	548	12	2.426	.014	4.5	.8	6.6	
PGC 57706	NGC	6100	16	14	19	00	57	47	4854	6	355	18	323	12	9.999	9.999	7.8	1.0	10.2	
PGC 57723	MCG	-2-41-1	16	14	29	-11	36	36	975	1	167	2	157	2	1.950	.007	38.8	1.1	51.6	
PGC 57731	UGC	10331	16	16	29	59	26	26	4471	12	257	37	225	24	2.013	.071	4.3	1.2	5.0	
PGC 57746	IC	4597	16	14	25	-34	14	36	4461	10	432	31	433	20	9.999	9.999	3.8	1.7	2.2	
PGC 57772	IC	4598	16	15	03	-31	19	18	3676	6	296	18	263	12	2.095	.030	9.4	1.2	10.2	
PGC 57891	ESO	390-4	16	17	44	-36	01	24	4448	6	432	18	398	12	2.301	.019	23.7	2.0	10.2	
PGC 57984	NGC	6142	16	21	33	37	22	24	10175											c
PGC 58115	NGC	6155	16	24	44	48	28	40	2415	999	206	999	211	999	2.061	9.999	3.6	1.1	4.1	
PGC 58226	ESO	452-3	16	25	01	-28	59	12	4176	7	426	20	423	13	2.297	.021	4.9	.9	4.3	
PGC 58305	UGC	10425	16	28	29	64	18	51	5944	13	442	40	424	27	2.297	.040	1.9	.7	3.6	

PGC 58336	UGC 10413	16 27 18	21 27 00	2986	1	248	4	244	3	2.034	.008	15.5	.9	24.0	
PGC 58338	NGC 6182	16 28 30	55 37 00	5138	10	130	30	128	20	1.698	.118	.7	.5	2.7	
PGC 58369	ESO 452- 4	16 26 57	-30 26 18	4102	13	223	40	164	27	1.914	.098	2.6	.6	6.0	
PGC 58390	NGC 6177	16 28 48	35 09 47	9308	9	398	28	368	18	2.383	.031	2.5	.6	6.4	
PGC 58418	UGC 10437	16 29 35	43 27 00	2596	4	231	11	217	8	9.999	9.999	12.5	1.5	11.5	
PGC 58439	ESO 452- 5	16 28 33	-27 59 42	4175	6	282	17	273	11	2.341	.028	4.8	1.0	6.8	
PGC 58440	NGC 6189	16 30 52	59 43 59	5638	5	411	15	407	10	2.313	.016	8.6	1.4	6.4	
PGC 58451	ESO 452- 6	16 28 52	-29 26 54	5278	7	358	22	352	15	2.210	.027	3.7	.8	4.6	
PGC 58458	NGC 6190	16 31 14	58 32 41	3351	4	228	11	222	7	9.999	9.999	6.3	1.0	9.1	
PGC 58459	ESO 452- 7	16 29 04	-27 59 06	4088	5	567	16	555	11	2.439	.012	7.9	1.0	7.8	
PGC 58517	UGC 10456	16 33 00	53 03 00	8491	14	413	43	376	29	2.337	.048	3.7	1.0	4.5	
PGC 58523	NGC 6186	16 32 16	21 38 40	11345	8	120	24	102	16	1.797	.110	1.1	.4	6.0	
PGC 58574	MCG -1-42- 2	16 33 19	-05 01 04	8180	7	377	22	363	15	9.999	9.999	5.0	1.1	6.0	
PGC 58582	ESO 517-11	16 33 03	-26 06 00	4110	5	259	15	244	10	2.030	.027	8.9	1.0	9.4	
PGC 58596	NGC 6195	16 34 50	39 07 38	9051	37	601	112	487	75	2.538	.086	3.7	1.1	2.9	
PGC 58603	ESO 517-12	16 33 45	-23 47 00	5138	8	213	25	195	16	2.134	.058	3.7	.8	5.9	
PGC 58634	UGC 10502	16 38 21	72 28 16	4304	7	271	21	245	14	9.999	9.999	6.2	1.3	8.1	
PGC 58661	MCG -1-42- 3	16 35 30	-04 43 35	1580	5	184	15	157	10	1.859	.044	8.1	1.2	11.2	
PGC 58691	ESO 452-10	16 36 00	-28 53 00	6260	6	245	18	224	12	9.999	9.999	4.7	.7	8.6	
PGC 58798	MCG -1-42- 4	16 39 25	-04 56 00	1562	2	290	5	285	3	2.164	.008	36.9	2.4	19.0	
PGC 58866	UGC 10536	16 43 36	62 10 00	5584	12	369	37	353	25	2.238	.046	5.4	1.7	3.7	
PGC 58960	UGC 10561	16 46 06	62 54 00	5709	8	526	24	522	16	2.384	.020	8.8	1.9	3.7	
PGC 58987	ESO 586-2	16 44 28	-20 03 12	6630	9	261	26	191	17	1.997	.052	5.4	.8	10.1	
PGC 58993	ESO 453- 5	16 44 22	-29 16 00	6335	17	292	52	133	35	2.165	.111	4.6	.8	7.3	
PGC 59077	NGC 6246	16 48 53	55 37 43	5326											c
PGC 59133	MCG -1-43- 2	16 48 55	-03 00 49	7170	16	440	48	414	32	2.532	.049	6.5	1.7	3.5	
PGC 59251	MCG 7-35-4	16 53 24	43 08 22	10148											c
PGC 59305	UGC 10627	16 55 50	46 57 00	7234	12	432	37	398	25	2.279	.039	4.3	1.0	5.1	
PGC 59338	ESO 586- 6	16 55 08	-21 11 54	5999	7	323	22	287	15	9.999	9.999	7.0	.8	8.6	
PGC 59351	ESO 453-13	16 55 22	-28 24 36	6251	10	487	29	476	20	2.422	.026	4.7	1.3	4.1	
PGC 59452	IC 1241	17 01 06	63 45 40	4870	25	335	75	235	50	2.255	.115	4.0	1.4	4.1	
PGC 59473	ESO 453-15	16 59 11	-27 46 42	4539	8	115	23	104	15	1.642	.107	1.9	.7	5.3	
PGC 59479	ESO 587- 2	16 59 37	-19 44 00	5343	14	343	42	334	28	2.175	.056	2.5	.9	2.7	
PGC 59498	NGC 6292	17 02 27	61 06 53	3411	6	278	17	274	12	2.127	.029	7.7	1.7	5.2	
PGC 59517	ESO 587- 3	17 00 32	-19 06 18	9579	17	483	50	479	34	2.343	.045	2.2	1.0	1.8	
PGC 59551	UGC 10713	17 05 26	72 30 45	1077	4	268	13	231	9	2.032	.024	5.5	.5	15.1	*
PGC 59582	UGC 10692	17 03 18	23 14 00	9329	6	550	19	520	13	2.398	.015	3.4	.4	9.5	
PGC 59662	NGC 6310	17 07 21	61 03 13	3419	20	497	59	459	40	2.346	.053	2.9	.9	3.3	
PGC 59681	NGC 6301	17 06 58	42 24 05	8344	10	459	29	440	19	2.412	.028	3.9	.7	5.1	
PGC 59735	IC 1251	17 11 04	72 28 10	1168	7	222	21	192	14	2.065	.048	10.0	1.7	8.5	
PGC 59769	UGC 10738	17 08 39	05 54 51	6722	10	591	29	580	20	2.437	.021	4.4	1.0	4.1	
PGC 59838	NGC 6314	17 10 33	23 19 45	6691	12	232	35	204	23	1.988	.075	2.1	.6	5.0	
PGC 59908	UGC 10791	17 15 29	72 27 00	1330	7	156	20	150	14	9.999	9.999	3.7	1.3	4.9	
PGC 59987	UGC 10779	17 14 05	06 29 09	7020	8	436	24	419	16	2.320	.025	3.0	.7	5.8	
PGC 59997	UGC 10796	17 16 18	61 58 00	3110	14	184	41	142	28	1.990	.124	3.4	1.0	5.0	
PGC 60052	UGC 10806	17 17 36	49 56 00	932	3	184	9	157	6	1.843	.027	18.9	1.6	18.0	
PGC 60238	UGC 10837	17 22 42	25 00 51	8150	14	441	43	387	29	2.332	.045	5.8	1.2	5.3	
PGC 60291	NGC 6395	17 27 10	71 08 01	1165	7	226	21	210	14	1.972	.047	11.3	2.3	6.5	
PGC 60346	UGC 10862	17 25 41	07 27 40	1691	2	152	6	136	4	9.999	9.999	11.4	1.0	21.3	
PGC 60369	UGC 10892	17 30 18	74 18 00	1927	4	182	13	177	9	1.856	.036	6.0	1.2	7.4	

PGC 60418	NGC 6378	17 28 12	06 19 00	6669	15	522	45	457	30	2.471	.039	3.3	.6	5.6	
PGC 60497	UGC 10908	17 32 24	50 25 00	5816	11	198	34	193	23	1.947	.086	4.0	1.8	2.8	
PGC 60498	UGC 10899	17 31 30	20 48 00	3228	8	249	24	233	16	2.089	.047	5.5	1.3	5.8	
PGC 60568	IC 1265	17 35 05	42 07 01	2169	9	288	27	261	18	2.101	.045	4.1	.8	6.3	
PGC 60573	NGC 6434	17 37 40	72 07 03	2483	10	331	30	305	20	2.179	.042	9.4	2.0	5.6	
PGC 60722	UGC 10943	17 39 42	03 13 22	6800	7	435	22	430	15	2.315	.022	5.3	1.3	4.6	
PGC 60766	NGC 6433	17 42 11	36 49 08	7524	11	630	33	612	22	2.466	.022	6.7	1.2	4.4	
PGC 60805	UGC 10966	17 43 03	18 09 27	3061	13	396	38	384	25	2.247	.043	8.3	2.8	3.3	
PGC 60829	NGC 6447	17 44 30	35 35 20	6748	16	284	48	214	32	2.149	.087	2.8	.7	5.4	
PGC 60886	UGC 10990	17 46 29	34 07 01	6649	7	468	20	461	13	2.328	.018	3.3	.7	5.3	
PGC 60925	NGC 6460	17 47 21	20 46 38	3339	7	314	22	286	15	2.203	.033	10.0	1.6	7.9	
PGC 61058	UGC 11036	17 52 51	58 21 26	3405	23	328	68	228	46	2.099	.108	3.7	1.1	4.5	
PGC 61082	UGC 11030	17 52 03	02 53 13	1755	5	186	16	173	11	1.865	.043	11.1	2.0	8.1	
PGC 61161	UGC 11055	17 54 45	12 14 41	2941											c
PGC 61165	UGC 11057	17 54 55	12 11 03	2872	3	312	9	296	6	2.164	.013	12.5	.9	15.6	
PGC 61210	UGC 11073	17 56 37	10 32 36	6427	10	354	31	332	21	2.244	.041	6.4	1.3	5.0	
PGC 61214	UGC 11074	17 56 42	07 09 00	1895	2	226	6	211	4	2.005	.012	13.6	.7	24.9	
PGC 61220	NGC 6532	17 58 20	56 13 51	5498	9	356	27	330	18	2.233	.035	4.9	1.2	6.2	
PGC 61297	NGC 6527	17 59 35	19 44 00	5440	11	401	32	385	21	2.393	.036	2.0	.5	4.3	
PGC 61399	NGC 6549	18 03 38	18 31 57	6704	10	458	31	449	21	2.320	.030	3.1	.9	3.6	
PGC 61423	UGC 11124	18 05 40	35 33 23	1613	3	163	9	136	6	9.999	9.999	17.7	1.5	18.7	
PGC 61441	IC 4688	18 05 48	11 41 00	6027	7	258	21	250	14	2.215	.039	2.3	.6	5.1	
PGC 61469	UGC 11132	18 07 45	38 47 02	2837	4	327	13	320	9	2.153	.019	9.2	1.5	7.9	
PGC 61487	UGC 11131	18 07 53	01 32 43	1803	4	205	11	200	8	1.943	.027	5.4	.9	8.9	
PGC 61495	UGC 11134	18 08 06	05 43 00	6477	9	311	28	306	19	2.129	.041	3.2	.9	3.6	
PGC 61515	UGC 11140	18 09 29	39 09 28	2818	4	265	13	253	9	2.043	.023	15.3	2.0	10.0	
PGC 61518	IC 1279	18 09 29	35 59 38	6477	7	487	20	475	14	2.345	.018	7.4	1.3	6.1	
PGC 61553	NGC 6585	18 10 43	39 37 08	2835	6	313	19	293	12	2.124	.028	10.0	1.4	8.1	
PGC 61558	UGC 11152	18 10 20	18 35 14	2734											c
PGC 61565	UGC 11155	18 10 30	25 25 00	4589	6	190	19	173	12	2.067	.050	3.7	.7	7.6	
PGC 61611	UGC 11168	18 11 41	13 15 41	2294	4	259	13	232	9	2.150	.025	14.3	1.4	13.0	
PGC 61698	UGC 11194	18 15 56	26 44 05	4743	7	389	20	363	13	2.293	.023	7.9	1.1	8.6	
PGC 61782	NGC 6636	18 22 06	66 35 42	4393	25	560	76	448	50	2.380	.063	3.5	1.0	4.3	
PGC 61791	ESO 395- 2	18 19 05	-35 42 00	5605	11	555	33	519	22	2.400	.026	12.8	1.9	5.8	
PGC 61802	UGC 11214	18 20 34	12 24 16	2669	4	131	13	94	9	1.907	.059	5.2	.7	14.6	*
PGC 61836	NGC 6651	18 25 05	71 34 23	5768	6	413	19	374	13	2.294	.021	9.0	.9	10.5	
PGC 61918	UGC 11246	18 26 18	22 42 09	4071	15	212	44	199	29	1.933	.104	.6	.3	2.9	
PGC 61984	UGC 11263	18 29 18	30 57 00	2957	7	185	20	169	13	2.003	.055	3.5	.8	7.0	
PGC 61995	ESO 457-15	18 28 41	-31 49 54	5997	6	428	19	409	13	2.343	.020	12.2	1.3	7.8	
PGC 62037	UGC 11275	18 31 48	32 06 00	5458	7	391	21	391	14	2.244	.024	3.3	1.0	3.2	
PGC 62097	UGC 11289	18 33 40	22 25 44	3997	6	313	19	287	12	2.236	.028	6.3	.9	9.0	
PGC 62104	UGC 11291	18 34 06	30 47 00	2895	9	197	27	80	18	1.768	.093	3.9	.6	12.3	
PGC 62107	ESO 336- 6	18 32 42	-37 59 12	4388	11	458	32	439	21	2.342	.031	16.3	3.6	4.6	
PGC 62149	NGC 6675	18 35 48	40 00 46	2495	4	269	11	253	7	2.199	.019	3.6	.4	12.7	
PGC 62229	UGC 11315	18 38 15	24 09 08	4024	7	666	20	650	13	2.534	.013	8.1	1.1	6.9	
PGC 62231	UGC 11320	18 38 36	23 38 00	3700	6	183	18	171	12	1.852	.050	4.1	.7	6.9	
PGC 62245	UGC 11325	18 38 58	36 06 58	6053	7	457	22	444	15	2.314	.021	7.9	1.4	5.8	
PGC 62296	NGC 6695	18 41 04	40 18 58	5487	13	440	39	427	26	2.405	.039	4.3	1.3	3.3	
PGC 62314	NGC 6701	18 42 35	60 36 08	3965	10	164	29	126	19	9.999	9.999	3.9	.9	6.9	
PGC 62338	UGC 11344	18 42 11	24 05 30	3836	4	409	13	393	9	2.306	.015	12.2	1.4	10.4	

PGC 62376	NGC 6700	18 44 12	32 13 35	4588	9	397	26	374	17	2.371	.029	4.4	.8	6.2	
PGC 62380	UGC 11350	18 44 10	22 33 41	4696	5	346	14	319	9	2.435	.018	9.3	.9	12.4	
PGC 62489	UGC 11367	18 49 00	35 18 00	6536	12	397	35	370	23	2.260	.040	4.9	1.2	4.9	
PGC 62509	UGC 11371	18 49 54	26 25 33	3750	6	378	19	362	13	2.237	.023	3.3	.5	7.3	
PGC 62548	UGC 11375	18 52 12	24 35 00	4320	3	325	9	319	6	2.204	.012	8.7	1.0	11.5	
PGC 62550	ESO 396- 7	18 51 02	-34 40 30	5851	14	488	43	452	29	2.377	.039	6.4	1.5	4.5	
PGC 62595	UGC 11380	18 55 05	36 33 20	2893	18	386	54	274	36	2.196	.071	5.1	1.0	6.0	
PGC 62651	UGC 11385	18 57 25	19 21 23	3114	6	291	17	265	11	2.150	.028	8.2	1.1	9.8	
PGC 62700	ESO 396-16	18 59 14	-36 26 42	5284	4	258	13	247	9	9.999	9.999	10.6	1.5	9.7	
PGC 62717	UGC 11394	19 01 30	27 32 00	4226	6	388	17	372	11	2.234	.020	6.8	.9	8.2	*
PGC 62725	UGC 11397	19 01 59	33 46 12	4521	999	421	999	427	999	2.353	9.999	3.9	.7	5.9	
PGC 62773	ESO 592-10	19 03 21	-20 01 24	5773	7	447	20	426	14	2.320	.020	9.7	1.4	7.6	
PGC 62781	UGC 11404	19 05 05	28 55 38	3908	4	420	11	404	7	2.395	.011	9.9	.9	12.9	*
PGC 62831	ESO 397- 4	19 06 17	-33 26 12	5730	6	347	18	312	12	2.370	.024	7.1	.8	10.8	
PGC 62845	UGC 11411A	19 09 24	60 02 05	7438	6	408	19	397	12	2.260	.020	3.6	.8	6.5	
PGC 62882	ESO 593- 3	19 08 48	-21 15 00	8225	10	417	29	407	19	2.271	.030	5.6	1.3	4.1	
PGC 62889	ESO 459- 6	19 08 55	-32 12 36	5745	6	485	18	471	12	2.352	.016	7.6	.9	7.5	
PGC 62961		19 12 20	-17 01 30	7138	7	466	21	453	14	2.323	.020	5.6	.9	6.2	
PGC 63121	NGC 6796	19 20 50	61 02 56	2189	6	407	19	391	12	2.257	.021	11.2	1.7	7.4	
PGC 63166	UGC 11435	19 22 48	55 43 00	3746	16	320	47	286	31	2.127	.070	3.5	1.0	4.0	
PGC 63173	ESO 397-18	19 20 53	-35 16 48	5416	7	374	22	340	15	2.207	.027	5.1	.8	8.5	
PGC 63282	UGC 11446	19 27 53	41 11 59	4797	8	206	25	201	17	9.999	9.999	4.5	1.5	3.8	
PGC 63286	UGC 11455	19 30 32	72 00 24	5401	16	645	48	611	32	2.472	.032	8.6	1.9	3.9	
PGC 63299	UGC 11448	19 28 48	35 40 00	4565	5	207	14	191	9	2.048	.034	4.6	.7	9.8	
PGC 63374	UGC 11457	19 33 18	52 59 00	2458	7	172	21	171	14	1.831	.062	2.0	.7	3.8	
PGC 63464	ESO 460- 18	19 35 34	-29 55 24	6077	12	567	37	532	24	2.428	.028	6.8	1.2	5.2	
PGC 63471	UGC 11461	19 36 45	08 41 39	3121	4	302	12	286	8	2.108	.018	8.1	.9	11.7	
PGC 63540	MCG -3-50-03	19 39 33	-15 59 11	6000	13	515	39	483	26	2.365	.033	7.9	1.6	4.7	
PGC 63552	UGC 11466	19 41 25	45 10 45	816	2	239	7	195	5	9.999	9.999	999.9	99.9	29.9	
PGC 63556	MCG -1-50- 1	19 40 30	-07 03 35	1498	3	215	10	126	7	1.859	.029	19.5	1.1	27.9	*
PGC 63557	UGC 11467	19 41 37	41 55 54	5184	7	523	21	507	14	2.493	.017	6.4	1.0	6.6	
PGC 63584	ESO 460-29	19 40 53	-28 36 30	5204	6	566	17	543	11	2.446	.013	11.2	1.1	9.2	
PGC 63592	ESO 460-31	19 41 16	-27 31 36	5803	4	495	13	486	9	2.354	.011	10.3	1.1	8.8	
PGC 63602	ESO 460-32	19 41 33	-28 06 00	5828	19	384	57	338	38	2.277	.069	3.2	.9	3.8	
PGC 63629	UGC 11473	19 43 54	43 01 02	4655	3	292	9	288	6	2.195	.014	8.9	1.2	10.5	
PGC 63635		19 43 10	-06 25 51	10178	14	572	42	536	28	2.437	.032	5.2	1.0	4.5	
PGC 63655	UGC 11475	19 45 48	59 35 00	3253	12	229	35	217	23	2.039	.074	3.3	1.2	3.7	
PGC 63667	NGC 6829	19 46 18	59 47 00	3287	12	460	35	451	24	2.319	.034	3.0	1.0	3.2	
PGC 63711	ESO 526- 7	19 46 31	-26 33 30	5959	3	416	9	396	6	2.402	.010	9.6	.7	16.4	
PGC 63728	ESO 461- 3	19 47 33	-28 23 24	7712	6	461	17	434	11	2.320	.016	3.8	.4	10.1	
PGC 63744	UGC 11488	19 49 00	03 26 00	7322	6	341	17	339	12	2.368	.023	2.5	.7	4.6	
PGC 63755	UGC 11489	19 49 32	04 38 36	5821	5	329	16	311	11	2.334	.023	4.8	.7	8.8	
PGC 63810	UGC 11493	19 52 32	05 44 28	3330	4	228	13	190	9	2.127	.030	11.5	1.1	15.0	*
PGC 63822	UGC 11497	19 53 06	02 02 55	7593	8	240	25	202	17	2.130	.053	4.0	.6	7.8	
PGC 63900	ESO 461-25	19 55 07	-31 54 30	6436	7	365	21	340	14	2.328	.026	12.2	1.7	7.9	
PGC 63967	ESO 399-14	19 57 21	-34 55 00	5422	1	142	4	117	3	1.974	.016	16.8	.8	38.5	
PGC 64016	UGC 11505	19 59 55	01 30 26	7986	15	508	46	479	30	2.377	.040	2.3	.7	3.8	
PGC 64030	IC 1309	20 00 09	-17 22 20	7930	5	262	16	246	10	2.177	.029	5.8	.9	8.9	
PGC 64059	UGC 11511	20 01 48	07 16 00	5955	4	154	11	128	7	9.999	9.999	6.0	.7	15.4	
PGC 64060	ESO 595-10	20 01 25	-19 12 17	2231	5	235	14	227	9	1.983	.028	8.0	1.3	7.9	

table2.A

Mon Aug 04 15:38:14 1997

38

PGC 64119	MCG	8-36-17	20 05 24	49 37 00	7092	16	452	49	439	33	9.999	9.999	999.9	99.9	2.6
PGC 64140	ESO	595-14	20 04 42	-21 16 18	2314	2	166	7	144	5	1.951	.023	17.5	1.3	22.1
PGC 64300	UGC	11529	20 12 54	66 08 00	3420	9	430	27	415	18	2.330	.028	6.8	1.6	5.0
PGC 64318	UGC	11527	20 11 19	-01 18 37	5487	8	475	24	458	16	2.332	.022	6.1	1.0	6.0
PGC 64352	UGC	11531	20 14 00	58 18 00	5424	15	340	45	335	30	9.999	9.999	999.9	99.9	2.1
PGC 64358	ESO	399-26	20 11 50	-37 23 24	6061	11	310	32	304	22	2.185	.048	4.5	1.4	3.1
PGC 64377	MCG	-1-51- 1	20 13 11	-03 03 18	5518	5	347	16	320	11	2.184	.021	7.3	.8	10.8
PGC 64410	ESO	400- 5	20 13 36	-37 08 30	5997	4	359	12	353	8	2.258	.015	11.5	1.6	8.4
PGC 64431	UGC	11535	20 14 54	05 05 00	5038	10	284	29	279	19	9.999	9.999	3.9	1.3	3.3
PGC 64458	UGC	11537	20 16 03	-00 18 25	5416	2	508	6	492	4	2.373	.005	15.8	.8	22.5
PGC 64460	UGC	11538	20 17 24	54 15 00	7234	8	409	23	408	16	2.265	.025	3.4	.9	3.4
PGC 64506	ESO	527-19	20 17 48	-24 17 12	3117	4	250	12	240	8	2.117	.023	7.5	1.1	9.9
PGC 64534	MCG	-2-52-03	20 19 03	-10 38 59	5655	7	430	21	421	14	2.288	.022	4.5	1.0	5.3
PGC 64548	MCG	-3-52-02	20 19 20	-16 57 07	3342	4	140	12	131	8	1.998	.045	7.4	1.3	9.4
PGC 64553	UGC	11541	20 19 53	00 08 02	3820	5	195	15	180	10	1.958	.040	3.1	.5	9.0
PGC 64568	ESO	462-13	20 19 42	-31 43 24	3029	5	193	15	172	10	1.957	.040	9.0	1.1	10.2
PGC 64605	ESO	462- 16	20 20 35	-28 26 18	3054	6	224	18	204	12	2.086	.040	10.6	1.7	8.5
PGC 64613	IC	4999	20 20 56	-26 10 36	3133	6	253	18	234	12	2.085	.035	6.6	1.1	8.1
PGC 64619	ESO	596-30	20 21 13	-20 19 30	3110	2	127	7	114	5	1.925	.031	9.9	1.0	18.2
PGC 64627	MCG	2-52- 3	20 21 58	12 24 45	4528	9	298	28	267	19	9.999	9.999	999.9	99.9	6.4
PGC 64637	UGC	11552	20 22 14	12 16 48	4518	8	475	25	424	17	2.319	.024	9.3	1.4	9.0
PGC 64638	UGC	11551	20 22 09	06 44 51	4865	18	420	53	392	35	2.267	.056	4.1	1.4	3.3
PGC 64640	MCG	-2-52- 5	20 21 54	-12 09 00	6149	5	119	16	112	11	9.999	9.999	2.7	.7	6.9
PGC 64657	IC	5005	20 22 20	-25 59 30	3101	6	226	18	194	12	2.198	.041	14.7	2.1	10.2
PGC 64668	ESO	400- 19	20 22 33	-32 42 30	5699	5	197	15	181	10	2.021	.040	4.7	.8	9.0
PGC 64670	ESO	400- 20	20 22 36	-34 21 24	3901	4	324	12	318	8	2.157	.017	7.9	1.2	8.5
PGC 64685	IC	1320	20 23 54	02 44 46	4961	18	347	55	321	37	2.254	.074	3.1	1.2	3.0
PGC 64690	ESO	400-21	20 23 25	-32 37 36	5747	6	277	17	269	12	2.080	.029	6.8	1.1	6.3
PGC 64696	UGC	11562	20 24 10	02 31 47	5328	11	305	32	307	21	9.999	9.999	1.3	.8	1.9
PGC 64715	NGC	6917	20 25 02	07 55 58	4692	6	319	17	307	11	2.266	.024	4.8	.9	7.4
PGC 64724	ESO	400- 25	20 24 29	-33 07 24	2173	4	173	12	169	8	1.835	.034	5.9	1.1	8.2
PGC 64759	UGC	11568	20 25 54	10 35 20	4233	8	485	25	447	17	2.346	.023	8.9	1.0	7.9
PGC 64781	UGC	11571	20 26 37	10 30 32	4764	8	389	23	352	15	2.235	.027	6.1	.8	8.5
PGC 64806	MCG	-2-52- 6	20 26 48	-12 40 18	3929	8	545	24	539	16	2.422	.019	5.6	1.1	4.2
PGC 64825	ESO	528-11	20 27 17	-23 12 18	6078	7	212	21	209	14	1.993	.048	2.3	.7	4.1
PGC 64844	UGC	11577	20 28 02	01 12 21	3763	3	218	8	201	6	2.120	.019	11.9	1.0	16.7
PGC 64856	UGC	11582	20 28 36	20 07 00	3689	4	228	12	223	8	2.024	.025	5.3	.8	8.2
PGC 64857	UGC	11580	20 28 24	07 55 00	4391	13	291	40	278	27	2.091	.065	2.8	.8	3.2
PGC 64870	ESO	400- 37	20 28 03	-33 38 48	3073	4	249	11	233	7	2.105	.021	8.1	.9	12.8
PGC 64932	NGC	6928	20 30 24	09 45 30	4707	6	464	19	459	12	2.325	.018	6.0	1.1	5.1
PGC 64939	NGC	6926	20 30 30	-02 11 57	6009										
PGC 65007	UGC	11595	20 32 32	01 46 00	4017	4	335	11	330	7	2.166	.015	5.5	.8	9.2
PGC 65009	ESO	528-21	20 32 07	-25 30 48	6195	16	348	48	289	32	2.239	.066	3.3	.7	5.0
PGC 65010	NGC	6949	20 34 23	64 37 45	2761	9	334	26	321	17	9.999	9.999	12.8	2.9	5.0
PGC 65022	MCG	-1-52- 8	20 32 52	-06 25 01	5798	5	526	15	519	10	2.383	.012	6.1	.8	7.1
PGC 65054	NGC	6941	20 33 46	-04 47 28	6224	8	391	25	386	17	2.364	.029	7.2	1.9	3.8
PGC 65059	MCG	2-52-21	20 34 06	09 16 00	4482	7	202	22	194	15	2.003	.055	2.6	.8	4.9
PGC 65060	UGC	11599	20 34 10	11 19 13	4448	4	378	12	351	8	2.417	.014	10.9	.8	14.8
PGC 65086	NGC	6951	20 36 36	65 55 48	1424	5	332	14	316	10	9.999	9.999	23.6	2.9	9.7
PGC 65121	MCG	2-52-25	20 36 13	11 59 52	9334	6	134	18	128	12	9.999	9.999	999.9	99.9	5.7

\*

c

PGC 65131 MCG - 1-52-16	20 36 15	-05 49 02	3900	6	391	18	382	12	2.240	.020	5.0	.9	6.4
PGC 65158	20 37 30	-04 30 00	3993	10	274	30	241	20	2.055	.053	5.6	1.2	6.2
PGC 65193 NGC 6947	20 38 09	-32 40 00	5583	35	465	104	407	69	2.416	.102	2.6	1.2	2.3
PGC 65216 ESO 401- 4	20 38 49	-33 00 12	5800	8	211	23	203	15	2.015	.053	3.6	.9	4.8
PGC 65237 ESO 528-34	20 39 32	-24 19 54	5893	10	376	30	327	20	2.253	.037	6.8	1.0	7.5
PGC 65255 UGC 11635	20 45 42	79 58 20	4804	6	504	18	490	12	2.390	.016	10.2	1.6	7.3
PGC 65396 IC 1331	20 45 06	-10 10 51	5725	14	348	43	345	29	9.999	9.999	1.2	.7	2.1
PGC 65400 ZW 425- 8	20 45 42	13 33 00	8384	12	328	36	325	24	2.242	.049	1.7	.7	2.4
PGC 65466 UGC 11638	20 47 17	16 40 43	5691	5	412	15	401	10	2.351	.016	5.0	.7	8.3
PGC 65491 MCG 2-53- 5	20 47 42	13 20 00	4687	11	211	33	195	22	9.999	9.999	999.9	99.9	4.2
PGC 65501 ESO 597-41	20 47 24	-19 36 48	8120	4	79	12	67	8	1.558	.084	2.3	.4	10.8
PGC 65625 NGC 6977	20 49 50	-05 56 09	6005										
PGC 65671 ESO 529-11	20 50 57	-25 39 42	6072	6	301	19	296	13	2.343	.030	3.8	.8	4.9
PGC 65718 UGC 11649	20 52 52	-01 25 04	3798	4	287	12	275	8	2.242	.020	7.8	1.1	10.4
PGC 65775 UGC 11651	20 55 06	25 46 00	1522	2	268	6	264	4	2.054	.010	18.5	1.6	16.1
PGC 65788 ESO 529-13	20 54 51	-24 49 00	5869	4	141	12	132	8	9.999	9.999	3.8	.6	9.5
PGC 65799 IC 1339	20 55 06	-18 08 12	8430	13	567	38	540	25	2.489	.029	4.5	.9	4.5
PGC 65857 UGC 11658	20 57 13	-02 04 07	5829	9	222	28	131	18	1.985	.073	7.3	.9	10.7
PGC 65943 MCG -1-53-20	20 59 24	-06 29 40	7758	11	243	34	193	22	9.999	9.999	1.2	.3	6.6
PGC 65994 ESO 464-19	21 00 25	-28 03 12	5852	9	212	27	208	18	2.100	.064	3.7	1.3	3.3
PGC 66030 ESO 598-20	21 01 32	-21 58 58	8633	19	415	57	356	38	2.450	.064	2.4	.7	4.2
PGC 66070 MCG -1-53-23	21 02 48	-07 57 00	8515	5	440	15	414	10	2.291	.016	6.9	.6	10.8
PGC 66146 UGC 11680	21 05 10	03 40 05	7767	17	501	51	485	34	2.480	.045	2.0	.7	2.7
PGC 66154 UGC 11686	21 07 02	65 32 00	7162	12	452	35	431	23	9.999	9.999	3.0	.9	4.4
PGC 66225 UGC 11689	21 08 45	65 57 51	2888	7	203	21	172	14	2.031	.053	8.5	1.5	8.8
PGC 66239 ESO 342-13	21 06 51	-37 42 24	2668	14	259	41	169	28	1.991	.088	6.3	1.2	7.1
PGC 66242 MCG -1-54- 3	21 07 28	-03 54 22	2236	5	194	15	190	10	1.947	.040	3.5	.9	6.2
PGC 66328 UGC 11697	21 09 46	11 27 14	5086	10	274	31	267	21	2.166	.053	1.5	.5	3.4
PGC 66396 UGC 11706	21 12 06	15 02 54	4736	7	326	22	327	15	2.155	.031	1.5	.7	2.7
PGC 66423 ESO 402-20	21 12 16	-33 26 06	5264	8	225	24	216	16	2.027	.052	2.9	.7	4.7
PGC 66428 UGC 11710	21 13 12	24 09 00	4691	6	111	19	95	13	9.999	9.999	3.0	.8	7.2
PGC 66461 NGC 7047	21 13 52	-01 02 14	5626	21	201	62	154	41	1.929	.167	.9	.4	3.5
PGC 66552 UGC 11720	21 16 48	05 48 00	3920	9	196	26	173	17	2.086	.068	2.1	.4	6.2
PGC 66558 UGC 11722	21 17 22	21 45 32	4954	7	379	20	363	13	2.227	.024	7.0	1.1	6.9
PGC 66566 NGC 7051	21 17 10	-08 59 43	2513	4	209	13	185	9	2.161	.032	8.4	.8	12.5
PGC 66579 UGC 11723	21 17 42	-01 53 43	4899	5	433	16	427	11	2.291	.016	6.0	.9	6.3
PGC 66585 UGC 11726	21 18 29	37 22 18	7735	9	507	28	480	19	2.368	.025	9.6	1.4	6.0
PGC 66608 UGC 11728	21 18 54	26 03 00	7998	10	150	31	93	20	9.999	9.999	2.0	.4	7.7
PGC 66648 ESO 402- 26	21 19 26	-36 53 42	2708	8	482	23	456	15	2.347	.021	9.6	1.4	7.4
PGC 66791 UGC 11748	21 25 48	45 16 00	5348	16	263	47	167	31	1.992	.099	3.3	.8	6.4
PGC 66812 ESO 342-50	21 25 09	-38 04 48	2661	7	261	20	252	13	2.095	.036	11.8	2.1	5.9
PGC 66826 UGC 11749	21 26 30	20 17 33	5301	6	273	17	243	11	2.267	.031	6.9	.9	10.4
PGC 66867 UGC 11757	21 28 27	41 37 23	4338	18	356	55	315	37	2.301	.073	3.3	1.0	3.7
PGC 66872 ESO 403- 3	21 27 33	-33 52 12	7659	6	406	17	403	12	2.261	.019	5.3	1.3	4.9
PGC 66965 UGC 11767	21 31 48	41 36 00	4327	7	92	20	67	14	1.495	.130	2.0	.5	8.1
PGC 66972 NGC 7091	21 31 04	-36 52 30	2569	2	143	6	100	4	1.762	.024	20.0	1.0	35.2
PGC 67094 UGC 11784	21 36 48	38 17 00	8836	13	303	39	301	26	2.142	.059	1.3	.7	2.2
PGC 67125 ESO 403-12	21 36 50	-36 15 48	5151	11	241	32	234	21	2.181	.063	2.4	1.0	3.3
PGC 67153 MCG 2-55- 7	21 37 55	12 07 53	5900	8	474	24	467	16	2.335	.022	1.5	.4	4.4
PGC 67158 ESO 531- 22	21 37 35	-26 45 12	3395	4	377	13	361	9	2.219	.016	10.6	1.3	10.6

c

\*





PGC 68332	UGC 11955	22 11 36	38 59 17	5366	9	131	28	99	19	1.733	.122	4.5	1.1	6.5	
PGC 68344	NGC 7229	22 11 13	-29 37 54	4304	6	207	19	105	13	1.947	.058	18.3	1.5	16.2	
PGC 68345	ESO 533- 4	22 11 14	-27 11 12	2596	3	334	9	323	6	2.161	.012	8.9	.8	14.2	
PGC 68349	ESO 404-45	22 11 16	-32 29 06	4298	9	335	27	316	18	2.158	.037	6.1	1.2	5.5	
PGC 68381	UGC 11961	22 12 39	41 55 56	4204	6	441	19	431	12	2.298	.019	4.9	.7	6.3	
PGC 68391	ESO 467-30	22 12 05	-28 10 54	4025	5	315	14	310	9	2.142	.020	6.6	1.2	7.0	
PGC 68420	UGC 11964	22 13 06	-18 58 00	1420	5	153	14	149	10	1.771	.048	4.0	.9	6.3	
PGC 68455	IC 5179	22 13 12	-37 05 50	3419	15	409	44	371	30	2.300	.050	8.0	1.8	4.4	*
PGC 68511	NGC 7247	22 14 54	-23 59 00	2469	10	276	31	259	21	2.138	.054	4.1	1.1	4.5	
PGC 68548	IC 5186	22 15 51	-37 03 16	4918	18	370	54	333	36	2.322	.068	4.0	1.1	3.6	
PGC 68571	UGC 11986	22 17 18	41 00 00	4195	6	244	19	242	12	2.007	.036	3.8	.9	4.6	
PGC 68658	UGC 7264	22 20 00	36 08 04	4275	999	560	999	565	999	2.416	9.999	3.5	.9	3.3	
PGC 68689	UGC 12009	22 20 28	37 43 22	1236	5	216	14	199	9	1.987	.032	8.0	1.0	10.2	
PGC 68691	NGC 7260	22 20 06	-04 23 00	4901	8	375	23	352	15	2.380	.028	5.3	.9	6.9	
PGC 68726	ESO 467- 51	22 20 28	-29 14 06	1808	3	181	9	147	6	1.824	.026	18.4	1.4	21.9	
PGC 68749	UGC 12020	22 21 33	35 08 10	6052	7	393	20	389	13	9.999	9.999	2.8	.7	4.6	
PGC 68780	NGC 7267	22 21 30	-33 56 48	3355	12	185	35	158	23	1.986	.100	1.8	.5	4.9	*
PGC 68861	NGC 7277	22 23 21	-31 24 06	4001	5	284	16	251	11	2.092	.027	14.0	1.3	11.6	
PGC 68880	UGC 12039	22 24 33	35 15 53	6030	7	456	22	450	15	2.546	.021	1.5	.6	4.6	a
PGC 68917	UGC 12042	22 25 30	37 12 00	6346	9	187	26	181	17	9.999	9.999	999.9	99.9	3.9	
PGC 68919	UGC 12044	22 25 35	38 19 54	5444	8	461	25	439	17	2.318	.024	6.0	1.0	6.3	
PGC 68953	NGC 7285	22 25 52	-25 05 48	4425											c
PGC 68958	MCG -3-57- 8	22 26 06	-15 20 00	2711	9	295	28	283	18	2.308	.044	9.8	2.6	4.5	
PGC 68991	UGC 12056	22 27 38	36 27 47	7479	6	362	17	341	11	2.289	.021	4.3	.9	8.9	
PGC 68996	IC 1447	22 27 24	-05 22 40	2967	9	323	28	291	19	2.192	.041	4.8	.9	6.5	
PGC 69097	ESO 533-45	22 29 44	-25 55 12	5751	5	247	14	245	9	2.196	.026	4.0	1.0	5.9	
PGC 69114	MCG -2-57-15	22 30 12	-14 22 00	2515	7	190	21	168	14	1.875	.059	3.7	.8	7.3	
PGC 69132	NGC 7306	22 30 30	-27 30 18	3538	4	345	11	318	7	2.203	.015	14.8	1.1	15.2	
PGC 69180	UGC 12089	22 32 14	50 09 17	9313	21	304	62	247	41	2.108	.101	2.5	.7	3.8	
PGC 69193	ESO 533-48	22 31 48	-22 57 06	5608	7	323	22	298	15	2.150	.032	5.3	.8	7.4	
PGC 69198	NGC 7312	22 32 04	05 33 30	8292	11	481	32	465	21	2.404	.029	.6	.2	4.3	
PGC 69287	NGC 7321	22 34 03	21 21 38	7139	6	446	18	430	12	2.411	.018	5.7	.8	7.8	
PGC 69309	ESO 602-30	22 34 09	-20 04 00	2320	15	200	46	148	31	2.016	.127	3.2	.9	4.9	
PGC 69344	NGC 7337	22 35 9	34 06 48	6581	15	317	44	311	29	2.312	.063	2.9	1.5	2.3	
PGC 69375	MCG -1-57-17	22 35 37	-07 17 45	2862	15	141	46	110	31	9.999	9.999	.7	.3	3.9	
PGC 69376	UGC 12141	22 38 00	80 25 00	2088	6	238	19	236	13	1.996	.039	7.4	2.0	4.1	
PGC 69383	UGC 12135	22 37 06	72 15 00	4044	10	290	29	285	19	2.132	.046	4.2	1.5	3.3	
PGC 69398	ESO 534- 9	22 35 56	-26 06 36	3386	3	408	10	395	7	2.259	.011	8.6	.8	12.4	
PGC 69412	NGC 7341	22 36 22	-22 55 36	4432	5	496	15	490	10	2.369	.013	5.2	.9	6.8	
PGC 69428	UGC 12133	22 37 00	08 22 00	7460	14	358	42	335	28	2.190	.054	2.6	.8	3.7	
PGC 69448	MCG -1-57-21	22 37 41	-02 41 09	2970	5	227	16	211	11	2.042	.035	5.4	.9	8.7	
PGC 69472	UGC 12160	22 39 45	74 54 15	1555	3	244	8	236	5	2.214	.015	20.9	2.2	14.8	
PGC 69488	NGC 7349	22 38 32	-22 03 24	4493	11	286	34	253	23	2.091	.057	3.7	.8	5.5	
PGC 69531	MCG -1-57-23	22 39 30	-03 02 00	4972	14	329	43	305	29	2.224	.061	5.3	1.5	3.8	
PGC 69557	ESO 603- 6	22 40 05	-21 25 42	2984	4	114	12	91	8	1.665	.058	6.8	.8	13.5	
PGC 69605	UGC 12173	22 41 35	38 06 43	4774	5	368	14	352	10	2.288	.018	6.1	.8	9.6	
PGC 69626	UGC 12176	22 42 12	48 30 00	8959	5	98	14	80	10	9.999	9.999	2.7	.5	10.1	
PGC 69630	NGC 7364	22 41 50	-00 25 25	4852	12	391	35	375	23	9.999	9.999	7.5	1.8	4.0	
PGC 69653	ESO 534- 24	22 42 32	-22 59 36	3060	8	281	23	265	16	2.163	.040	5.1	1.1	5.9	
PGC 69678	ESO 603- 12	22 43 24	-19 40 42	3023	2	270	7	265	5	2.057	.013	10.4	1.0	12.8	



PGC 71677 IC 1498	23 29 19	-05 17 00	5190	13	514	39	487	26	2.370	.033	3.7	1.0	4.3	
PGC 71699 NGC 7691	23 29 52	15 34 28	4045	3	228	8	223	5	2.153	.017	5.6	.7	12.1	
PGC 71703 UGC 12653	23 30 00	14 34 00	4035	4	262	12	258	8	2.056	.022	3.9	.7	7.9	
PGC 71731 IC 5329	23 30 48	20 57 00	5755	18	446	53	173	35	2.155	.073	6.6	.9	9.5	
PGC 71740 UGC 12662	23 30 55	20 51 30	5717	19	430	56	393	37	2.282	.059	6.3	1.4	3.5	
PGC 71784 IC 5334	23 32 02	-04 48 40	2209	4	331	11	327	7	2.167	.015	9.4	1.2	8.5	
PGC 71819 UGC 12687	23 32 48	12 40 00	6158	6	292	17	263	12	2.225	.028	6.1	.8	10.2	
PGC 71820 ESO 605-11	23 32 44	-17 41 48	4457	11	243	32	215	21	1.997	.065	3.8	.8	5.4	
PGC 71858 UGC 12695	23 33 30	12 34 59	6189	6	79	18	63	12	9.999	9.999	2.8	.8	7.7	
PGC 71895 UGC 12707	23 34 12	17 15 00	2602	3	197	10	181	7	1.989	.027	11.9	1.4	13.3	
PGC 71909 ESO 605-16	23 34 31	-20 44 30	7907	6	240	17	232	12	9.999	9.999	4.8	1.1	6.3	
PGC 71912 NGC 7713A	23 34 30	-37 53 00	3008	9	165	26	122	17	1.892	.089	7.1	1.3	8.1	
PGC 72020 UGC 12720	23 36 38	05 12 25	5644	10	335	30	316	20	2.159	.042	5.1	1.0	4.9	
PGC 72057 MCG -2-60- 7	23 37 14	-12 05 43	6461	8	238	24	204	16	2.128	.052	5.0	.7	7.7	
PGC 72092 ESO 536-17	23 38 09	-24 58 18	6832	13	371	40	300	26	2.196	.051	3.2	.5	6.6	
PGC 72098 ESO 471- 2	23 38 17	-28 37 00	8421	13	577	38	511	25	2.430	.029	5.4	.8	6.7	
PGC 72117 IC 1504	23 38 45	03 44 25	6276	6	435	18	429	12	2.298	.018	7.3	1.4	5.5	
PGC 72131 NGC 7732	23 39 00	03 26 50	2905	4	238	12	190	8	1.979	.026	12.6	1.0	18.3	
PGC 72139 MCG -1-60- 21	23 39 13	-03 56 44	6601	16	166	49	84	33	1.711	.189	1.6	.5	5.7	
PGC 72156 MCG -1-60-23	23 39 27	-04 29 35	5713	6	264	18	247	12	2.135	.034	5.6	.9	7.7	
PGC 72204 UGC 12750	23 40 47	49 42 07	8945	17	692	50	640	33	2.540	.031	5.7	.9	4.5	
PGC 72217 UGC 12753	23 41 00	12 55 00	11859	9	453	27	447	18	2.513	.026	3.2	.9	3.7	
PGC 72247 NGC 7738	23 41 28	00 14 22	6762	12	446	36	418	24	2.463	.036	1.5	.3	4.8	
PGC 72252 MCG -1-60- 26	23 41 36	-06 27 00	2108	3	184	9	157	6	1.908	.026	11.2	.9	19.1	
PGC 72260 NGC 7742	23 41 42	10 29 25	1663	1	89	4	73	2	9.999	9.999	8.5	.5	36.9	*
PGC 72424 ESO 606- 8	23 44 57	-18 49 54	4505	8	189	23	169	15	1.982	.063	2.7	.5	6.6	
PGC 72430 IC 5359	23 45 04	-02 35 42	6966											c
PGC 72491 NGC 7757	23 46 11	03 53 43	2956	2	164	6	148	4	1.942	.018	11.6	.7	24.9	
PGC 72503 ESO 606-11	23 46 25	-19 58 12	5790	9	219	28	203	18	2.077	.063	4.7	1.2	5.0	
PGC 72510 UGC 12795	23 46 40	46 16 32	4659	8	433	24	416	16	2.340	.025	6.4	.9	5.9	
PGC 72613 UGC 12809	23 48 32	46 26 45	13786	7	284	22	264	15	9.999	9.999	3.6	.7	6.7	
PGC 72659 UGC 12816	23 49 18	02 48 17	5327	9	308	26	263	18	2.168	.041	7.0	1.1	8.1	
PGC 72686 MCG 8- 1- 3	23 49 42	47 06 00	5297	16	235	48	166	32	1.933	.111	2.5	.7	5.4	
PGC 72738 MCG -1-60-45	23 50 30	-04 04 00	5858	10	162	30	142	20	9.999	9.999	1.9	.5	5.0	
PGC 72835	23 52 00	-14 48 32	5507	12	245	36	228	24	2.042	.072	3.7	1.1	3.9	
PGC 72859 MCG -1- 1- 2	23 52 39	-04 01 31	6469	15	521	44	514	29	2.445	.036	2.3	.9	2.4	
PGC 72860 ESO 472-10	23 52 40	-24 06 42	3935	7	273	22	260	14	2.087	.038	4.7	.9	5.9	
PGC 72922 IC 1515	23 53 30	-01 16 01	6665	12	300	35	299	23	2.333	.053	1.0	.5	2.3	
PGC 72985 MCG -1- 1- 6	23 54 15	-03 37 41	6746											c
PGC 72987 MCG -1- 1- 7	23 54 15	-03 38 21	6737											c
PGC 72996 UGC 12860	23 54 25	10 33 01	5210	13	372	40	348	26	2.209	.049	4.8	1.3	4.1	
PGC 73027 ESO 471- 49	23 54 54	-29 19 30	8839	11	601	33	563	22	2.484	.024	2.0	.5	5.9	
PGC 73035 MCG -1- 1- 8	23 54 58	-03 11 18	7064	9	239	26	233	17	2.195	.051	2.9	.8	4.1	
PGC 73101 MCG 8- 1-15	23 56 00	47 39 00	4282	16	186	49	98	33	9.999	9.999	999.9	99.9	5.9	
PGC 73143 IC 1524	23 56 36	-04 24 19	5788	11	357	32	353	22	2.214	.041	1.5	.7	2.8	

[C10]



# HI SURVEY OF DENIS/LEDA SPIRAL GALAXIES

G.Theureau <sup>2</sup>, G.Paturel <sup>1</sup>, I.Vauglin <sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Observatoire de Lyon, France.*

<sup>2</sup> *ARPEGES/URA1757, Observatoire de Paris-Meudon, France.*



## Abstract

DENIS is the first survey made directly from CCD photometry and provides us with I, J, K band photometry for the whole southern sky. A programme of semi-automatic galaxy recognition has been started at the Observatoire de Lyon using I-band strips. Images are regularly analyzed and galaxies are cross-identified with the help of the LEDA extragalactic database. The result is a set of I-band parameters for each DENIS galaxy (I, logD, logR, ...). However, spectroscopic measurements are an essential complement to these photometric data. We proposed an HI follow-up of DENIS as a key project for the Nançay radiotelescope, whose next renovation will largely increase its sensitivity (FORT project). We would like to report preliminary results obtained during the test phase of the project.

## 1 Introduction

The DENIS catalogue has clearly numerous advantages for a Tully-Fisher analysis, especially in the zone of avoidance. Its homogeneity, its large sky coverage, the simultaneous good three bands photometry in *I*, *J* and *K*, and the good resolution (1 arcsec per pixel), allow both morphological description and a study of matter distribution up to  $z=0.06$ . Fig. 1 shows the distribution of apparent *I* magnitude; the completeness in *I*-band reaches 14.5 mag. The study of the distance scale and peculiar motions still requires complementary spectroscopic data. We are presently performing a preliminary limited HI observational programme ( $\simeq 80$  hours) with the Nançay Radiotelescope, to decide for an optimal follow up of newly discovered DENIS spiral galaxies. We will report here on these preliminary attempts.

We recall that DENIS I-images consist of a series of strips divided into 12'x12' fields (768x768 CCD-pixels) on which stars and galaxies have to be recognized and reliably separated. Objects are detected automatically above the constant sky background on the basis of shape recognition

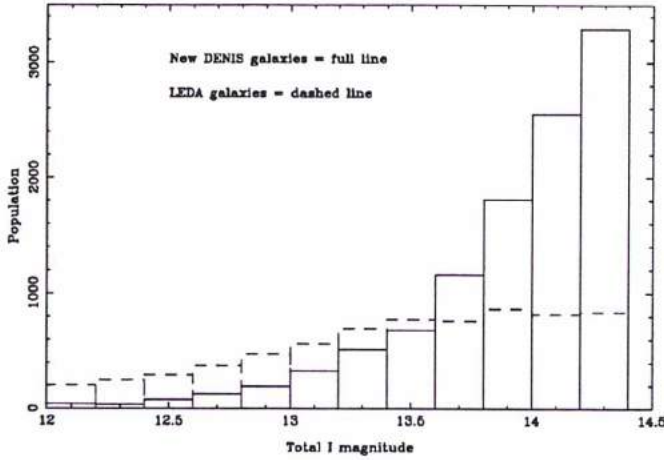


Figure 1: *I*-band completeness of DENIS galaxies. Comparison with present LEDA deepness

programs and stored in matrixes. The selection criteria are the following: diffraction cross in stellar objects, multiple objects (two non-connex maxima), elongated objects (generally galaxies), objects cut up by the edge of the field, ratio of maximal intensity and the surface of the object on the sky (there is typically a factor 1000 between stars and galaxies), brightness gradient from the boundary to the center of the object. The selection is particularly robust, because applied after a  $2\sigma$  threshold of the analyzed images. Each extracted matrix which has been recognized as a galaxy is then checked by eye.

Each field is cross-identified with the Guide Star Catalogue to improve the astrometry and adjust at best the positions. Objects recognized as galaxies are then cross-identified with galaxies catalogued in LEDA extragalactic database (see Vauglin et al. 1997).

The field displayed in Fig.2 contains 4 galaxies, 3 being already known in LEDA, 1 being a new galaxy. Their corresponding matrix-images are presented in Fig. 3; the images being rebinned for reason of file compression, each point is the average intensity over 4 pixels ( $2 \times 2$ ).

## 2 Extraction of astrophysical parameters:

For each galaxy, the following parameters are extracted: center, barycenter, maximum intensity, major and minor axis, position angle, magnitude. This is done for three different isophotes corresponding to three intensity levels 65, 130, and 260 ADU on the CCD plate. The first level represent the boundary of the object on the sky: for a threshold at  $2\sigma$ , it corresponds to a surface brightness of  $23.2 \text{ mag (arsec)}^{-2}$ ; the DENIS detection level at  $1\sigma$  is equal to  $23.58 \text{ mag (arsec)}^{-2}$ . The two other isophotes are used to characterize the light profile and to define an equivalent of the morphological type. An example is given in Fig.4 for one of the above objects.

The magnitude within each isophote ( $i=1, 2, 4$ ) is defined as follows:

$$I(i) = -2.5 \log \sum_{\text{pixel}} (\text{intensity}) + 24. + \text{Corr}. \quad (1)$$

where the correction term ( $\simeq 0.32$ ) is used to adjust the magnitudes to the Mathewson system. An atmospheric correction 0.045 is applied so that  $I_{\text{corr.}} = I - 0.045 (\cos z)^{-1}$ .

The total magnitude  $I_t$ , extrapolated and integrated on the total brightness profile, and the parameter  $a$  type connected with the morphological type are calculated as follows:

$$I_t = 2(I(1) - I(2)) \quad (2)$$

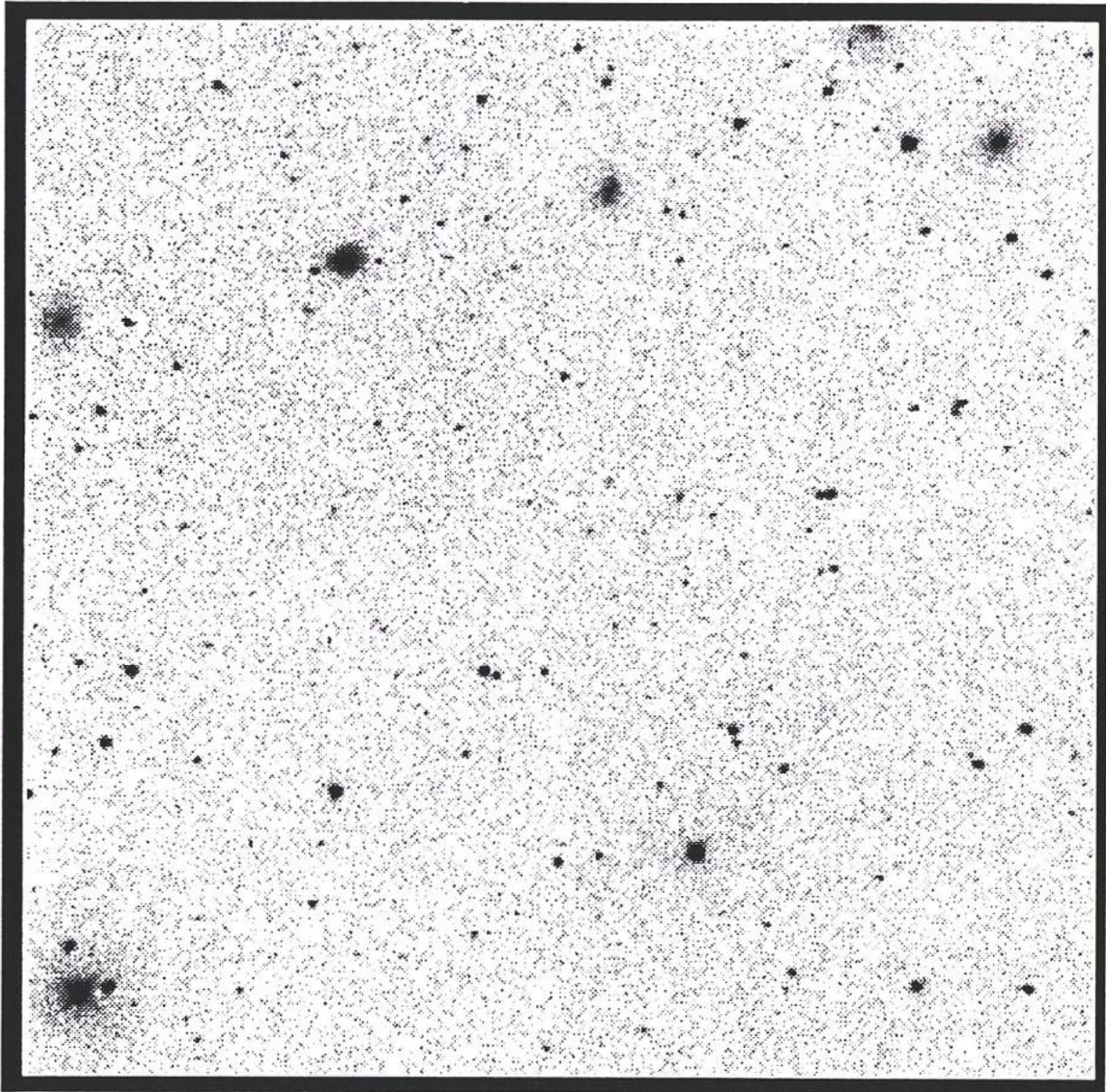


Figure 2: a DENIS 12'x12' field in I-band

LEDA 15754

LEDA 15777

LEDA 15786

LEDA 0

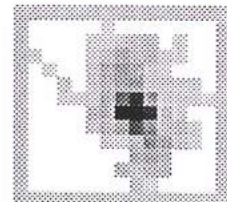
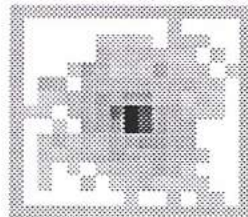
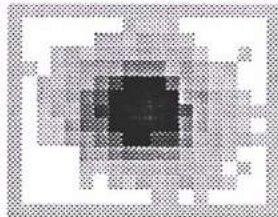
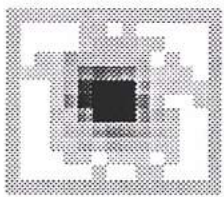


Figure 3: Matrixes of DENIS objects. The last one, LEDA0 is a newly discovered galaxy



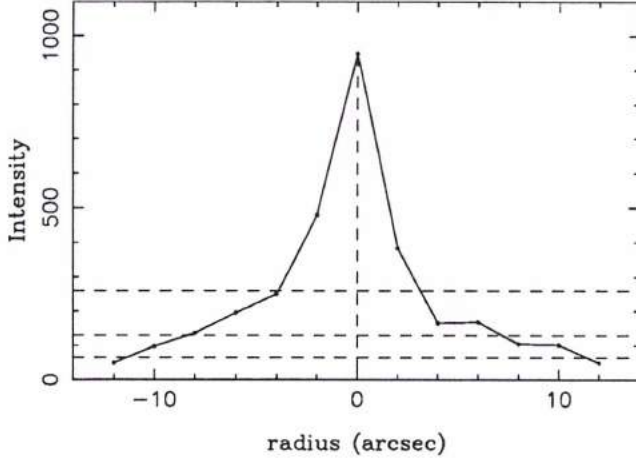


Figure 4: photometric profile of LEDA0

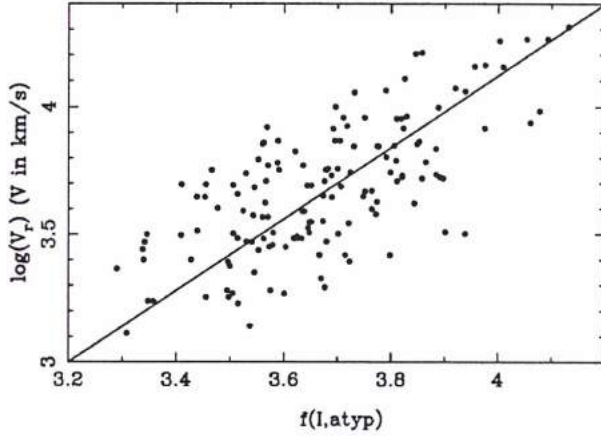


Figure 5: correlation between logarithm of radial velocity  $\log V$  and  $f(I_t, \log(atype))$

$$atype = I(4) - I(1) \quad (3)$$

### 3 Preparation of an HI follow up:

To be efficient, the HI-detection of a galaxy mainly requires two informations: 1) its radial velocity with a reasonable uncertainty, given the available radiotelescope bandwidth. 2) its morphological type, to select exclusively spiral galaxies.

The radial velocity range is estimated using the correlation between morphological type and intrinsic luminosity (on the basis of the subsample common to DENIS and LEDA). From its magnitudes and  $atype$  parameter we defined the following velocity indicator:

$$\log V_{est} = f(I_t, \log(atype)) = aI_t + b\log(atype) + c \quad (4)$$

the corresponding correlation is displayed in Fig. 5. The correlation coefficient is  $r = 0.69$  and the dispersion  $\sigma = 0.186$ . A bandwidth of 25 MHz, typically the frequency band covered with the Nançay radiotelescope (present state) in velocity search mode at  $\lambda=21$  cm, is enough to cover the corresponding velocity range up to  $V_{est} = 6000 \text{ km s}^{-1}$ .

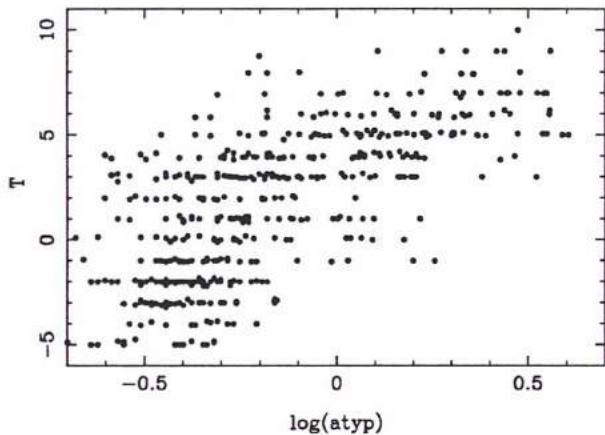


Figure 6: correlation between morphological type  $T$  and  $\log(\text{atype})$

The selection in morphological type is done using the  $\text{atype}$  parameter defined above: its correlation with the classical morphological type is seen in Fig.6. For  $\log(\text{atype}) \geq 0.2$  we are confident to select exclusively a type greater than 2 (i.e. Sab and later). However, the probability of selecting a dwarf (Irregular galaxy) is not negligible. With a less conservative cut-off at  $\log(\text{atype}) = 0.2$ , we may keep some lenticular, while the large majority of selected objects will be classical spirals.

With a maximum of four hours of integration time per galaxy, we obtained about 25% of success with the most conservative selection, and almost 100% for  $0 \leq \log(\text{atype}) \leq 0.2$ . We recall some of the results in terms of detection rate obtained by Theureau et al. (1997) with the same instrument, on the basis of a sample of 2700 galaxies: (1) the detection rate depends on type (15% better for Sm than for Sa spirals). (2) for velocities less than  $10\,000 \text{ km s}^{-1}$ , it is close to 90% in normal mode, and close to 60% in velocity search mode. (3) it doesn't depend on distance (4) it doesn't depend on inclination (inclined objects have a large HI profile with a low signal to noise ratio). Note that newly discovered DENIS galaxy are generally faint and small, except in the zone of avoidance where the probability to discover a large object is higher. Fig. 7 shows examples of successful HI detections.

However, this run was done in looking toward the future: the renovated Radiotelescope. it will be available at the end of the year 1998 through the FORT project), which will significantly increase the sensitivity of the receiver and improve widely the detection. The system temperature will decrease from  $\simeq 45 \text{ K}$  to  $\simeq 23 \text{ K}$ , leading to an improvement of a factor 5.8 (at 21 cm) in terms of integration time. The possibility of observing simultaneously in horizontal and vertical polarizations on a very large frequency band will double this factor in velocity search mode: what was detected in 4 hours will be observed in 20 minutes!. The new autocorrelator will have more than 8000 channels (1024 today), divided in 8 independent banks (4 today), each covering up to 100 MHz (instead of 6.4 MHz): it will be possible to cover a range of  $32,000 \text{ km s}^{-1}$  in one observation instead of only  $4,800 \text{ km s}^{-1}$ . This makes the future Nançay radiotelescope an ideal instrument for the DENIS HI follow up in the Northern hemisphere ( $d \geq -38^\circ$ ).

## 4 Conclusions

- the complementary use of J and K bands should improve the type determination and then reduce the expected velocity range. These bands are a very good tool for the study of the

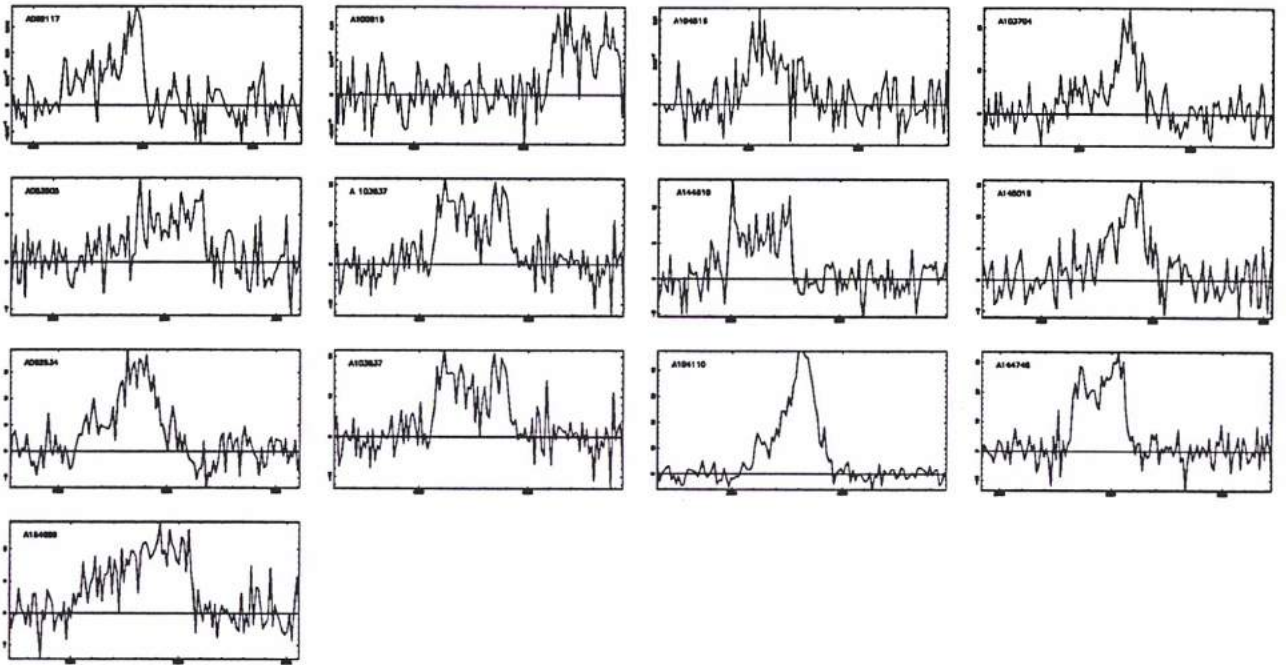


Figure 7: examples of HI detection

ZOA, where the probability of detecting a new object at relatively small radial velocity is considerably high.

- The new Nançay radiotelescope will be an efficient instrument for this kind of survey for  $d \geq -38^\circ$ . For  $d \leq -38^\circ$ , to complete the coverage of DENIS, a complementary programme with the Parkes radiotelescope should be the optimal choice.
- Before the first lights of the FORT project, the priority should be given to objects with known optical velocity. A complementary spectroscopic survey (FLAIR) can be an important preliminary step.
- From the end of 1998, the detection rate will be equivalent in normal and velocity search mode. As an example, one year of dedicated telescope time should provide us with HI measurements for more than 10,000 new objects.

## References

G. Theureau, L. Bottinelli, N. Coudreau-Durand, L. Gouguenheim, N. Hallet, M. Loulergue, G. Patrel, P. Teerikorpi, 1997, A&ASS in preparation

I. Vauglin, 1997, Proceedings of the Moriond Conference

# II

## La relation Tully-Fisher

Cette seconde partie est consacrée à l'étude détaillée de la relation Tully-Fisher (TF) sur la base des données de l'échantillon KLUN qui a été présenté dans la première partie de cette thèse. Nous ferons appel parallèlement à deux formes de la relation:

- **la relation en diamètre**,  $\log D = a_D p + b_D = a_D \log V_m + b_D$ , qui relie le logarithme du diamètre linéaire (intrinsèque) d'une galaxie spirale à la vitesse maximale de rotation dans le disque (déduite de la largeur de la raie 21-cm de l'hydrogène neutre; voir Ch. 3).
- **la relation en magnitude**,  $-M = a_M p + b_M = a_M \log V_m + b_M$ , qui relie la magnitude absolue d'une galaxie spirale à la vitesse maximale de rotation.

Nous utiliserons les relation directe (ci-dessus) et inverse ( $p = \log V_m = a'_D \log D + b'_D$ ,  $p = \log V_m = a'_M (-M) + b'_M$ ) et discuterons des propriétés et usages respectifs des ces deux méthodes en terme de biais statistiques et d'évaluation des distances.

Notre argumentation s'articule autour de trois questions importantes:

- **la bonne connaissance des biais statistiques** liés à la fonction de sélection de l'échantillon et au type de méthode utilisé.
- **l'introduction de paramètres observables supplémentaires** au tandem  $(M, \log V_m)$  ou  $(\log D, \log V_m)$ , permettant de réduire la dispersion interne de la relation TF.
- **la compréhension de la relation TF en termes physiques**, à l'aide de modèles de distribution de masse dans les galaxies spirales.

Nous verrons dans le Chapitre 6 les différents aspects du biais de Malmquist d'un point de vue général, ainsi que notre méthode des distances normalisées utilisée pour extraire de l'échantillon total, un sous-échantillon de distances non-biaisées. Le Chapitre 7 présentera une étude statistique exhaustive, en termes de densités de probabilités, des relations directe et inverse. Nous verrons en particulier sous quelles hypothèses ces relations s'appliquent aux galaxies de champ ou aux amas de galaxies, et quelles sont les influences des erreurs de mesures ou des modèles employés sur l'évaluation des distances ou le calcul de la constante de Hubble. Nous soulignerons les similitudes et différences des méthodes de traitement employées par différents auteurs, au sein d'un même formalisme mathématique. Le Chapitre 8 illustrera comment, en prenant en compte les variations de la relation TF avec le type morphologique ou la brillance superficielle moyenne, on peut réduire à la fois l'incertitude sur les distances et l'influence du biais de Malmquist. Nous verrons comment la dépendance de la relation vis-à-vis du type ou de la brillance s'interprète physiquement en termes de variations du rapport Masse-Luminosité, suivant les influences respectives des différentes composantes dynamiques: bulbe et disque stellaires, gaz et poussières, masse noire, qui composent une galaxie spirale.

Pour finir, le Chapitre 9 donnera un exemple de l'utilisation de la magnitude 21-cm, i.e. du flux HI, pour l'évaluation des distances. La relation TF en magnitude 21-cm est particulièrement utile dans la zone d'absence (la zone d'obscurcissement Galactique), où les rayonnements optique et infrarouge sont très absorbés.

# Chapitre 6

## Biais de Malmquist et distances normalisées

### 6.1 Les biais de Malmquist

Le principe d'utilisation d'un indicateur de distance statistique tel que la relation Tully-Fisher (TF) pour les galaxies spirales, ou les relations Faber-Jackson et  $D_n-\sigma$  pour les elliptiques, consiste à mesurer la magnitude apparente  $m$  d'une galaxie, à "deviner" sa magnitude absolue  $M_0$  à partir d'un paramètre  $p$  indépendant (vitesse maximale de rotation  $\log V_m$ , ou dispersion interne des vitesses  $\sigma$ ), et à en déduire la distance au moyen de la relation  $m - M_0 = 5 \log d + 25$ , où la distance  $d$  est exprimée en Mpc. Pour une valeur du paramètre  $p$  fixée, on estime donc la distance en attribuant à chaque fois à l'objet la magnitude absolue  $M_0 = ap + b$  déduite du critère de distance utilisé. Chaque détermination individuelle souffre d'une imprécision due à l'écart entre la magnitude absolue exacte et la valeur moyenne  $M_0$  adoptée (erreur due à la dispersion de la relation). Quand on s'intéresse à un grand nombre d'objets, on détermine donc un ensemble de distances dont chacune est affectée d'une erreur, les unes étant surestimées, les autres sous-estimées; on espère cependant qu'elles soient exactes en moyenne. Malmquist (1920) a montré que ce n'est pas le cas si l'échantillon utilisé est sélectionné en magnitude apparente, qu'il s'agisse d'une catégorie d'objets de même magnitude  $m_0$ , ou d'un catalogue complet jusqu'à une certaine magnitude limite. L'échantillon contient alors, en effet, une plus grande proportion d'objets intrinsèquement plus lumineux que  $M_0$ , et une moins grande proportion d'objets moins lumineux. La magnitude absolue moyenne de l'ensemble des galaxies du catalogue n'est donc pas égale, mais inférieure à  $M_0$ . Il s'en suit qu'en sous-estimant ainsi la luminosité moyenne des galaxies observées, on sous-estime leurs distances.

Ce que l'on appelle communément "le biais de Malmquist" fait en réalité référence à différentes formes de biais, liés à des situations et des points de vue différents (voir Teerikorpi 1995, 1997). Il convient en effet de séparer l'erreur faite sur le module de distance moyen d'une classe de galaxies situées à une distance observée constante

(typiquement, un couple  $(m, p)$  donné), de celle faite sur le module de distance moyen d'un ensemble d'objets situés à une distance vraie fixée (un amas de galaxies par exemple).

Le premier type de biais (type I) est celui rencontré par Kapteyn (1914) lorsqu'il se pose le problème suivant: "considérons un groupe d'étoiles jeunes de type spectral  $B$ , dispersées sur un large intervalle de distance; connaissant la magnitude apparente moyenne de toutes les étoiles plus brillantes que  $m_0$ , quelle est la parallaxe du groupe?". C'est aussi celui traité par Malmquist (1920) alors qu'il cherche à exprimer la fonction de luminosité des étoiles d'un type spectral donné, connaissant la distribution des magnitudes apparentes jusqu'à une certaine magnitude limite. Supposant que la fonction de distribution des magnitudes absolues est gaussienne (de moyenne  $M_0$  et d'écart type  $\sigma_M$ ), et invariante avec la distance, il donne une formule pour estimer la valeur moyenne  $\langle M \rangle_m$  pour une magnitude apparente donnée. Il obtient:

$$\langle M \rangle_m = M_0 - \sigma_M^2 \frac{d[\ln a(m)]}{dm}$$

où  $a(m)$  est la fonction de distribution des magnitudes apparentes.

Si l'on suppose que les étoiles (ou les galaxies) sont distribuées uniformément dans l'espace, on obtient la formule bien connue:

$$\langle M \rangle_m = M_0 - 1.382\sigma_M^2$$

Ce résultat est valide quelle que soit la magnitude apparente; la magnitude absolue moyenne d'un échantillon complet en magnitude apparente s'exprime donc de la même façon, indépendamment de la magnitude limite (voir Fig. 6.1). En ce sens, on peut assimiler ce biais à un effet de volume.

Le second type de biais (type II), qui dépend directement de la magnitude apparente limite, apparaît sous forme intuitive dans un autre article de Malmquist en 1922, sans que la question y soit explicitement développée. C'est encore Kapteyn (1914) qui fut le premier à l'exprimer de façon littérale, en cherchant à estimer la distance d'un amas d'étoiles. Son problème était posé comme suit: "soit un groupe de jeunes étoiles de type spectral  $B$ , toutes situées approximativement à la même distance du soleil; connaissant la magnitude apparente moyenne  $\langle m \rangle$  de tous les membres plus brillants que  $m_0$ , quelle est la parallaxe du groupe?". En supposant que pour ces étoiles, la distribution des magnitudes absolues est gaussienne (de moyenne  $M_0$  et d'écart type  $\sigma_M$ ), il obtint:

$$\langle m \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{m_{lim}} m e^{-\frac{(m-\mu-M_0)^2}{2\sigma_M^2}} dm}{\int_{-\infty}^{m_{lim}} e^{-\frac{(m-\mu-M_0)^2}{2\sigma_M^2}} dm}$$

Connaissant  $M_0$  et  $\sigma_M$ , on peut résoudre cette équation et expliciter  $\mu$ . Ce biais est donc lié à la distance et à la magnitude limite de l'échantillon considéré (voir Fig. 6.2).



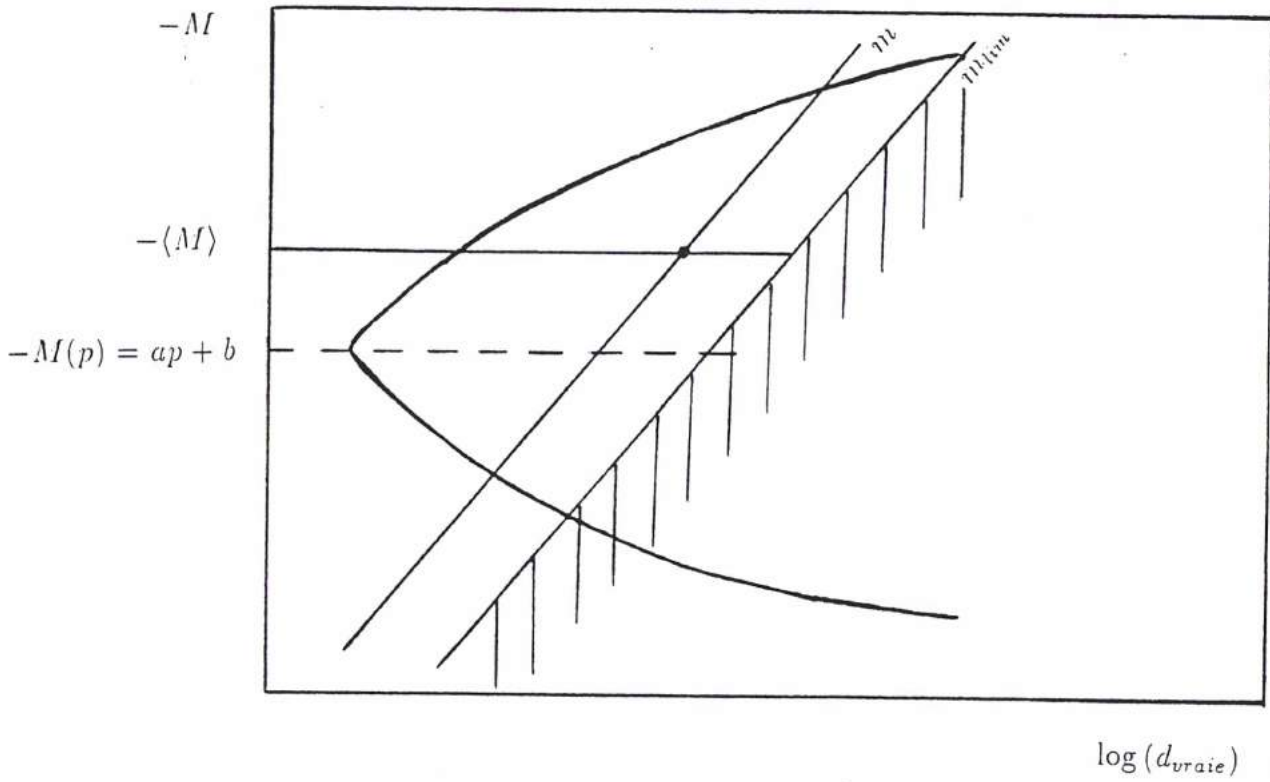


Figure 6.1: Biais moyen de type I: pour un couple  $(m, p)$  donné, le biais est indépendant de la magnitude limite et est égal à  $1.38\sigma^2$  si on suppose une densité de matière uniforme ( $\sigma$  est la dispersion de la relation TF ou l'écart type de la distribution des magnitudes absolues pour un  $p$  fixé. La zone hachurée figure la coupure en magnitude apparente; en moyenne sur l'ensemble de l'échantillon, si  $\sigma$  ne varie pas avec  $p$ , le biais est aussi égal à  $1.38\sigma^2$

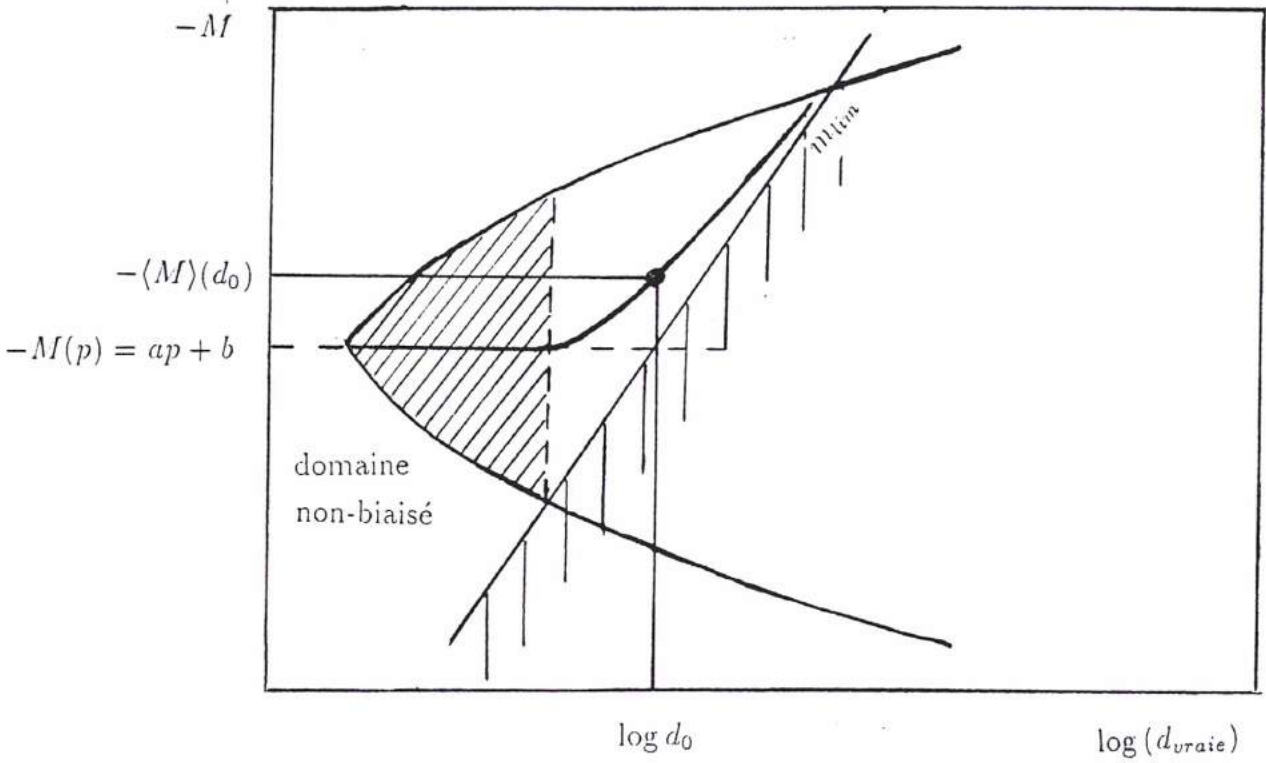


Figure 6.2: Biais moyen à la distance  $r$  (biais de Malmquist de type II). Pour un  $p$  donné, le biais évolue avec la distance (courbe), il dépend à la fois de la distance vraie, de la dispersion  $\sigma$ , et de la magnitude limite de l'échantillon. La zone en grisé représente la partie non biaisée de notre échantillon (pour une certaine valeur de  $p$ ).

De plus, on se rend immédiatement compte que, si l'échantillon est complet en volume (e.g. le sous-échantillon qui apparaît en grisé sur la Figure 6.2), la valeur moyenne  $\langle M \rangle$  coïncide avec  $M_0$ .

Ces deux types de biais se retrouvent dans l'utilisation de tout indicateur de distance statistique basé sur l'estimation de la luminosité intrinsèque des objets, et en particulier dans l'utilisation de la relation TF, où il s'exprime comme un écart de la magnitude absolue moyenne d'une classe de galaxies par rapport à la valeur  $\langle M(p) \rangle_p$  fournie par la relation. On notera toutefois que la régression inverse ( $p = a'(-M) + b'$ ) est indépendante de toute coupure en magnitude apparente. Schechter (1980) a en effet montré que, s'il n'y a pas de sélection en  $p$ , la relation inverse peut être utilisée comme un indicateur de distance non-biaisé. Dans le cas idéal en effet, le paramètre  $p = \log V_m$  de la relation TF ne rencontre aucune limite équivalente à  $M_{lim} = \mu - m_{lim}$ . La distribution des  $p$  observés correspondants à une magnitude  $M$  fixée, et plus spécialement sa moyenne  $\langle p \rangle_M$ , est la même quelle que soit la distance. On verra dans la section suivante que pour un amas de galaxies à la distance  $r = e^{\alpha(\mu-25)}$ , la moyenne des  $\mu_i = m_i + \frac{1}{\alpha}(p_i - b')$  converge à une constante près vers la vraie valeur de  $\mu$ . Cependant, si l'on a mal estimé la pente inverse, on récupère un biais résiduel qui augmente lui aussi de manière catastrophique avec la distance. Cet effet est d'autant plus important qu'on utilise avec la relation inverse l'ensemble de l'échantillon, et non plus un sous-échantillon limité en volume comme dans le cas de la relation directe (voir le chapitre suivant).

Il apparaît clairement d'après ce qui précède que le biais de Malmquist distance-dépendant (second type) est une fonction de la magnitude limite (resp. du diamètre limite, si on utilise la relation en diamètre  $\log D = ap + b$ ). La prise en compte de ce biais et sa correction éventuelle nécessite donc une bonne maîtrise de la sélection de l'échantillon. On sait par exemple que les effets d'extinction ou d'opacité font que la limite de complétude varie avec la latitude galactique ou l'inclinaison des objets. Par ailleurs, un échantillon sélectionné pour être complet en diamètre apparent n'est pas complet en magnitude apparente. En particulier, si on subdivise cet échantillon en sous-échantillons de même type morphologique ou de même brillance superficielle, la limite en magnitude apparente va varier d'un sous-échantillon à l'autre. On verra plus loin que la méthode des distances normalisées est bien adaptée pour gérer ce genre de problèmes.

On peut reconnaître comme une autre facette du biais de Malmquist les erreurs systématiques dont souffrent une autre catégorie d'indicateurs de distance: ceux basés sur la reconnaissance du ou des plus brillants objets d'un groupe, où l'on considère que la luminosité moyenne de ces objets est approximativement une constante. On utilise en effet souvent comme "chandelles standards" la ou les  $N$  étoiles les plus brillantes d'une galaxie, la ou les nébuleuses planétaires les plus brillantes, la galaxie la plus brillante d'un amas etc ... Outre que la luminosité de ces "chandelles standards" soit très probablement fortement influencée, dans le cas des deux premiers, par la métallicité de la galaxie hôte, ces indicateurs souffrent d'un biais d'ordre statistique. Considérons deux groupes de  $N_1$  et  $N_2$  objets, tels

que  $N_1 < N_2$ , décrits par une même fonction de luminosité  $\Phi(M)$ , la probabilité d'observer un objet plus brillant qu'une certaine magnitude absolue  $M_0$  est plus grande pour le groupe 2 que pour le groupe 1. Par conséquent, la luminosité de l'objet le plus brillant dépend de la taille du groupe dont il fait partie, et par exemple, plus une galaxie est grosse (ou intrinsèquement lumineuse), plus son étoile la plus brillante est intrinsèquement lumineuse. De plus, plus on va sélectionner des galaxies lointaines, plus elles seront lumineuses intrinsèquement (du fait de la limite en magnitude apparente de tout échantillon). Ainsi, plus on "va loin", plus la dite "chandelle standard" est lumineuse. Si l'on ne prend pas cet effet en compte, on sous-estime progressivement les distances.

## 6.2 La méthode des distances normalisées

Nous venons d'avoir un aperçu de l'éventail des difficultés que l'on peut rencontrer lorsqu'on utilise un indicateur de distances tel que la relation de Tully-Fisher.

La méthode des distances normalisées, qui fut élaborée en 1986 par Bottinelli et al. et que nous allons reprendre et réactualiser ici, a pour but non pas de corriger du biais de Malmquist, mais d'extraire de l'échantillon dont nous disposons un sous-ensemble de données non biaisées. Nous verrons cependant plus loin que si l'on peut prédire la forme générale du biais en fonction de la distance normalisée, on peut extrapoler le domaine non-biaisé et construire pour un échantillon donné une méthode de correction intrinsèque des distances. Pour pouvoir calculer la fonction de biais, ce type de correction nécessite en général une hypothèse supplémentaire: l'uniformité de la densité spatiale, hypothèse forte qui n'est pas nécessaire pour l'extraction des données non-biaisées. Cependant, si l'échantillon dont on dispose peut être considéré comme isotrope sur l'ensemble de la sphère céleste, cette hypothèse peut se soutenir dans le sens que si l'on admet qu'à une distance donnée ces irrégularités se compensent, la densité  $\delta(r)$  obtenue par moyenne sur l'ensemble de la sphère de rayon  $r$  est alors invariante avec la distance. On en verra une application dans la partie III.

### 6.2.1 Description

Le fait que notre échantillon soit limité en magnitude apparente ou en diamètre apparent, implique que pour une fonction de luminosité (ou de taille) donnée, correspondant par exemple à une certaine valeur de  $p = \log V_M$ , il existe une distance limite au delà de laquelle la distribution des objets échantillonnés ne suit plus cette fonction, mais commence à être tronquée dans la partie correspondant aux plus faibles luminosités (ou aux plus petites tailles). En d'autres termes, l'échantillon commence à être biaisé du point de vue du biais de Malmquist à partir de cette distance limite qui reste donc à déterminer avec précision. Le problème est que cette distance limite va non seulement dépendre de  $p$ , ou plutôt de la distribution des magnitudes absolues associées à  $p$ , mais aussi d'un certain nombre d'autres paramètres.

Tout d'abord, rappelons que l'utilisation de la relation Tully-Fisher veut qu'à un  $p = \log V_m$  fixé, on associe la valeur de la magnitude absolue (ou du diamètre) la plus vraisemblable au sens des moindres carrés. Cette valeur est entachée d'une certaine erreur liée à la dispersion intrinsèque de la relation. Pour deux  $p = \log V_m$  différents, on aura donc deux distributions de luminosité différentes liées à la probabilité conditionnelle  $P(M|p)$ . A une distance donnée, le biais dû à la coupure en éclat ou en diamètre apparent sera donc lui aussi différent suivant la valeur de  $p$ . Nous allons pour simplifier supposer qu'à  $p$  fixé la distribution des luminosités ou des diamètres apparaît sensiblement gaussienne avec un écart type  $\sigma(M)_p$  à peu près constant et voisin de la dispersion moyenne de la relation Tully-Fisher. Dans ce cas, les fonctions de luminosité associées à deux valeurs de  $p$  différentes  $p_1$  et  $p_2$  sont donc à peu près identiques au décalage près  $\Delta M = a_{TF}(p_1 - p_2)$ , où  $a_{TF}$  est la pente de la relation Tully-Fisher. Rappelons que Giovanelli et al. (1996), ou encore Sandage (1994b) soutiennent que  $\sigma(M)_p$  est plus grand pour les faibles valeurs de  $p$ . Mais, outre qu'elle est difficile à quantifier, une telle tendance n'a pas été mise en évidence avec notre échantillon (voir Fig. 6.3). Nous nous en tiendrons donc à l'hypothèse faite plus haut. Notons cependant que si  $\sigma(M)_p$  pouvait être connue précisément pour chaque  $p$ , la méthode des distances normalisées serait tout à fait à même, par son formalisme, de tenir compte d'éventuelles variations de cette dispersion.

On verra de plus que pour une valeur donnée de  $p$ , on peut associer non pas une magnitude absolue ou un diamètre unique, mais une suite discrète ou continue de valeurs qui dépend du type morphologique ou de la brillance superficielle moyenne des galaxies considérées (décalage de point zéro de la relation TF décrit aux Chapitres 7 et 8). Donc, si on se restreint à un  $p$  donné, le biais sera différent d'un type à l'autre ou d'une brillance à une autre.

Notons qu'il nous faudra aussi prendre en compte le fait que deux galaxies absolument identiques sont perçues différentes selon leur inclinaison par rapport à la ligne de visée ou leur direction dans le ciel. Nous savons en effet que les phénomènes d'opacité ou d'absorption Galactique peuvent modifier notablement la magnitude ou le diamètre mesuré (quoique l'effet de l'opacité sur les diamètres photométriques soit relativement mineur d'après Bottinelli et al., 1995). En somme, une galaxie vue de face et située à haute latitude galactique peut se trouver dans l'échantillon, alors que la même vue de profil et située à basse latitude galactique peut rester invisible ou à l'extérieur de la limite de complétude de l'échantillon. La limite de complétude effective varie donc avec ces paramètres.

Plus généralement, à une distance donnée, deux échantillons sélectionnés différemment (typiquement, de flux limite ou de diamètre limite différents) sont biaisés différemment. Il est en outre nécessaire que l'échantillon ou les échantillons traités soient complets, et ce strictement, jusqu'à une limite en flux ou en diamètre apparent bien déterminée. Ainsi, si l'échantillon est comme dans notre cas sélectionné en diamètre (c.a.d. "tous les objets jusqu'à  $D_{25} = D_0$ ") et si l'on s'intéresse à des sous-catégories comme le type ou un domaine de brillance superficielle moyenne, la limite de complétude en diamètre va bien être la même partout, mais la limite de complétude en magnitude

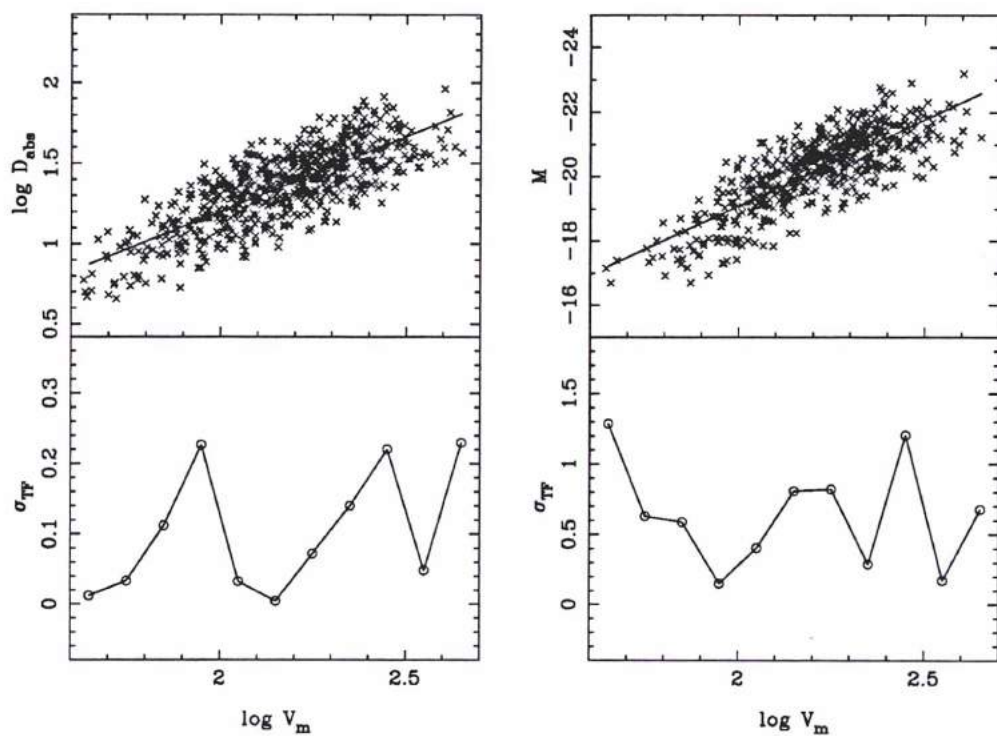


Figure 6.3: Régressions directes pour les relations en diamètre et en magnitude (panneaux supérieurs) et évolution des résidus avec  $p = \log V_m$  (panneaux inférieurs). On n'observe aucun effet systématique.

apparente va elle varier de façon importante d'un type à l'autre ou d'un domaine de brillance à l'autre (voir Partie 1). Par exemple, pour notre échantillon qui est complet jusqu'à  $D_{25}=1.6'$ , la limite en magnitude varie de 13.25 pour le type 1 (Sa) à 14.5 pour le type 7 (Sd).

En résumé, pour un même  $\log V_m$ , un même type ou une même brillance superficielle moyenne, une même inclinaison (ou un même rapport d'axes), une même absorption galactique, et pour des échantillons ou sous-échantillons complets jusqu'à un même diamètre ou une même magnitude limite, le biais de Malmquist se comportera en moyenne de la même façon avec la distance (aux écart de densité près). Ainsi, si l'on construit une échelle de distances normalisées permettant de ramener virtuellement nos objets au même jeu de paramètres ( $\log V_m, \log(\frac{a_{25}}{b_{25}}), Ag, T$  ou  $\Sigma, m_{lim}$  ou  $D_{lim}$ ), l'effet du biais apparaît pour tous les objets à la même distance  $d_n$ . Cette distance normalisée est construite à partir de la distance cinématique  $d_{cin}$  (décrite en section 2 du chapitre VI) de la façon suivante:

$$d_n = d_{virgo} d_{cin} A(p) B(R_{25}) C(Ag) D(T, \Sigma) E_{lim}$$

où, dans le cas de la relation en diamètre:

$$A(p) = 10^{a_{TF}(p_0 - p)} \text{ normalise en } p$$

$$B(R_{25}) = 10^{-C \log \frac{a_{25}}{b_{25}}} \text{ tient compte de la correction d'opacité}$$

$$C(Ag) = 10^{-0.094 Ag} \text{ tient compte de de la correction d'extinction}$$

$$D(T, \Sigma) = 10^{-[b_{TF}(T) - b_{TF}(6)]} \text{ ou bien } 10^{-(b_{TF}(\Sigma) - b_{TF}(\Sigma_0))} \text{ tient compte de l'effet de type ou de brillance}$$

$$E_{lim} = 10^{\log D_{lim} - \log D_0} \text{ tient compte des différences de complétudes entre différents catalogues ou sous-échantillons}$$

Et, dans le cas de la relation en magnitude:

$$A(p) = 10^{0.2 a_{TF}(p - p_0)}$$

$$B(R_{25}) = 10^{0.2 a_r}$$

$$C(Ag) = 10^{0.2 Ag}$$

$$D(T, \Sigma) = 10^{0.2 [b_{TF}(T) - b_{TF}(6)]} \text{ ou bien } 10^{0.2 (b_{TF}(\Sigma) - b_{TF}(\Sigma_0))}$$

$$E_{lim} = 10^{-0.2 (\log m_{lim} - \log m_0)}$$

- $d_{Virgo}$  est la distance de Virgo en Mpc et  $d_{cin}$  est la distance cinématique en unité de distance de Virgo.  $d_{cin}$  est déduite de la vitesse radiale observée corrigée d'un modèle de chute sur Virgo (voir Sect. 4.2).
- Les corrections d'opacité  $C$  et  $a_r$  sont présentées dans la première partie de cette thèse consacrée à l'échantillon.
- Les paramètres  $A_g$ ,  $R_{25}$ ,  $\log D_{lim}$  ou  $m_{lim}$  sont respectivement l'absorption galactique, le rapport d'axe, et la limite de l'échantillon;  $a_{TF}$  et  $b_{TF}$  représentent la pente et le point zéro d'une relation TF "a priori".

## 6.2.2 Extraction de l'échantillon non-biaisé

Sur la figure 6.4 sont représentées les distributions associées à deux valeurs différentes de  $p$ ,  $p_0 > p'_0$ , dans un diagramme du type Spaenhauer ( $M$  vs.  $\mu_{cin}$ ). La courbe en gras représente la moyenne des magnitudes absolues, i.e. la moyenne des résidus TF pour les deux sous-échantillons  $E_0$  et  $E'_0$  associés à  $p_0$  et  $p'_0$ , pour deux valeurs différentes de la magnitude limite,  $m_{lim1}$  et  $m_{lim2}$ , représentant par exemple les magnitudes limites effectives associées à deux valeurs de la correction d'opacité ou à deux valeurs de la correction d'extinction. Les quantités  $\mu_{lim1}$ ,  $\mu_{lim2}$ ,  $\mu'_{lim1}$ , et  $\mu'_{lim2}$  représentent les modules de distance limites définissant la frontière du domaine non-biaisé, pour chaque classe d'objet.

La méthode développée par Sandage (1994, 1995, 1996) est basée sur ce type de diagramme. Elle nécessite la connaissance a priori de la dispersion intrinsèque de la relation TF  $\sigma_{TF}(p)$ , de la forme exacte de la fonction de luminosité  $\Phi(M)$ , et de la fonction de densité spatiale  $h(\mu)$ . Pour éviter cette série d'hypothèses très fortes, nous allons, sur la base de l'échelle des distances normalisées, déterminer le domaine non-biaisé en utilisant un autre type de représentation.

Nous ne ferons ici que les hypothèses suivantes:

- la dispersion de la relation TF est la même pour tous les  $p$
- la distribution des résidus est symétrique autour de  $M(p)$
- la constante de Hubble  $H_0$  est constante sur le domaine couvert par l'échantillon

Nous définissons le paramètre  $\log H = \frac{V_c}{d_{TF}}$  où  $V_c$  est la vitesses radiale corrigée d'un mouvement particulier de chute sur l'amas Virgo et  $d_{TF} = 10^{0.2(m+ap+b-25)}$  (resp.  $d_{TF} = 10^{(ap+b-\log D_{25})}$  pour la relation en diamètre). Nous admettons qu'en l'absence de biais  $10^{\frac{1}{N} \sum \log(\frac{V_c}{d_{TF}})}$  est un bon estimateur de  $H_0$ .

L'effet du biais de Malmquist étant de comprimer progressivement l'échelle des distances, la conséquence sur la valeur moyenne estimée de  $H_0$  est un accroissement catastrophique avec la distance à partir du moment où l'échantillon est biaisé: on



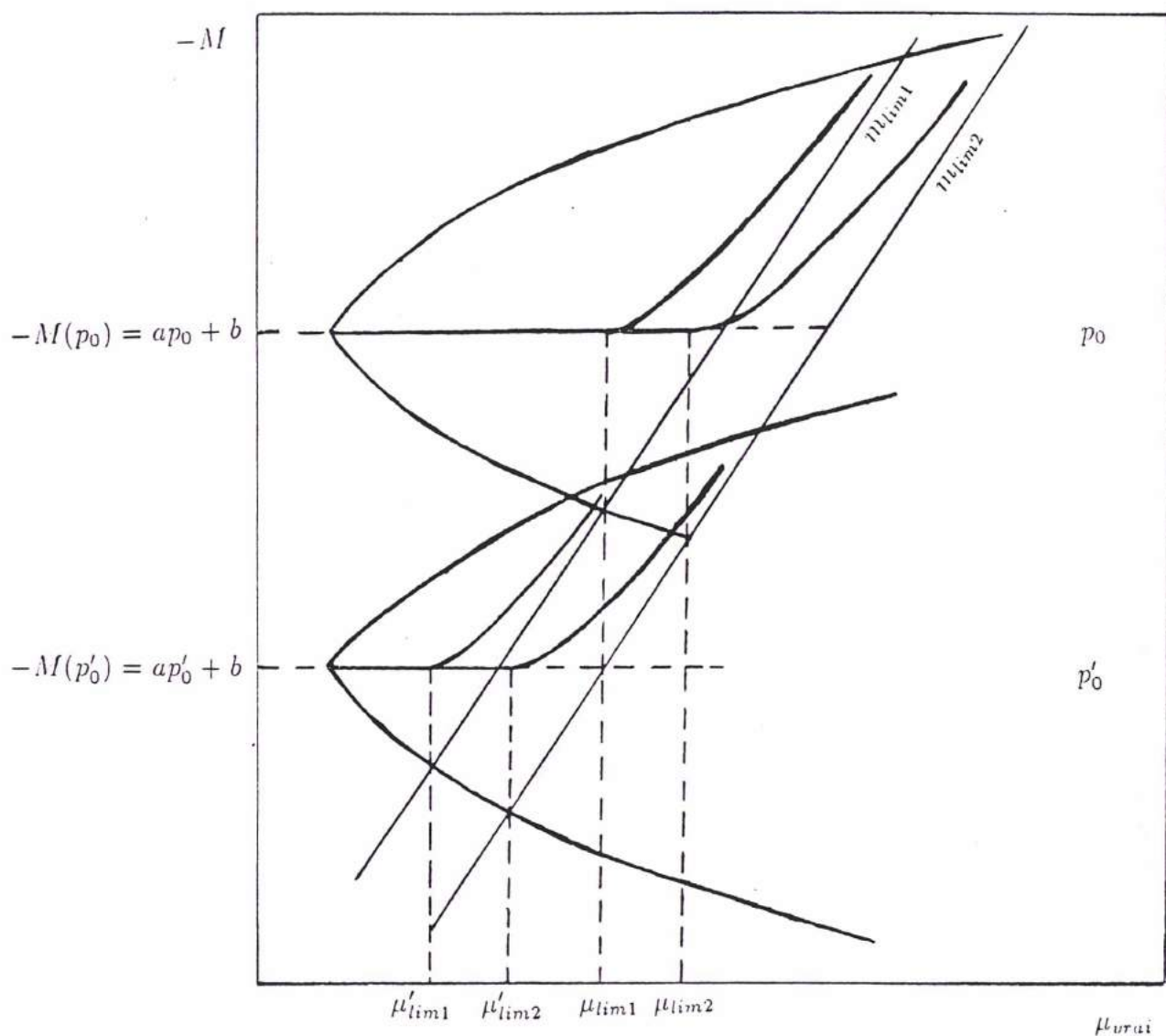


Figure 6.4: Pour deux valeurs du paramètre  $p = \log V_m$ , le biais évolue différemment: pour une petite valeur de  $p$ , correspondant à une classe de galaxies moins lumineuses, le biais apparaît plus tôt et le sous-échantillon non biaisé est plus restreint. Si toutefois la dispersion des résidus est la même pour tous les  $p$ , la forme de la courbe de biais est la même; les différentes courbes correspondant aux différents  $p$  se déplacent vers les grandes distances à mesure que  $p$  augmente. De même, si l'on considère deux sous-échantillons de magnitudes limites différentes (par exemple des classes d'objets d'inclinaison différentes ou situés à des latitudes différentes), le biais apparaît à plus grande distance pour l'échantillon le plus profond. L'idée de l'échelle de distances normalisée est de ramener toutes ces courbes à une même courbe de biais pour superposer les différents sous-échantillons non biaisés correspondant aux différentes classes de galaxies

montre aisément que l'écart  $\Delta \log H_0$  sur la constante de Hubble observée est proportionnel à l'écart en magnitude absolue  $\Delta M$  ou à l'écart en diamètre intrinsèque  $\Delta \log D$  produit par le biais de Malmquist.

Ainsi, pour une classe de galaxies "sosies" (pour reprendre une terminologie employée par Paturel, 1997c), définie par un même vecteur ( $p = \log V_m, \log R_{25}, Ag, \Sigma$  ou  $T, m_{lim}$  ou  $\log D_{lim}$ ) dans l'espace des paramètres, on peut montrer que le domaine non-biaisé se manifeste dans un diagramme  $\log[\frac{V}{d_{TF}}](i)$  .vs.  $d_{cin}$  sous la forme d'un plateau ( $\log H_{0,estimée} = const.$ ) jusqu'à une certaine distance limite (voir Ch. 7). La méthode des distances normalisées permet de ramener toutes les classes à une seule, i.e. toutes les courbes de biais à une seule, et donc de visualiser avec beaucoup plus de précision la limite d'un plateau commun. On obtient ainsi un échantillon non-biaisé contenant le plus grand nombre de points possible, où toutes les galaxies de distance normalisée  $d_n$  inférieure à un  $d_{n,lim}$  sont utilisables statistiquement (voir figures et commentaires).

### 6.2.3 Estimation des paramètres de la relation Tully-Fisher

La méthode décrite ci-dessus procède par itérations successives car pour construire les distances normalisées on a besoin de connaître une version "a priori" de la relation Tully-Fisher (c.a.d. essentiellement une valeur raisonnable de la pente). Nous avons utilisé comme point de départ les valeurs de  $a$  et  $b$  données par Bottinelli et al. (1995) et Fouqué et al. (1990):  $a_D=0.9, b_D=-1.0; a_M=-5.5, b_M=-8.0$ . Une première série d'itérations conduit à l'adoption d'une relation TF simple où aucune dépendance vis à vis du type ou de la brillance n'est prise en compte. Partant d'un couple  $(a, b)$  "arbitraire", on construit un premier ensemble de distances normalisées qui permet de définir un premier sous-échantillon de données non-biaisées (les données du plateau), puis on calcule à partir de cet échantillon des nouvelles valeurs  $a$  et  $b$  de la pente et du point zéro de la regression. Ces paramètres sont estimés par moindres carrés dans un diagramme  $\log D$  (ou  $M$ ) en fonction de  $p = \log V_m$ , où  $\log D$  et  $M$  sont calculés en utilisant la distance cinématique  $d_{cin}$  (voir section précédente), le diamètre apparent  $D_{25}$  ou la magnitude apparente en bande  $B$ . On remarquera ici que l'on n'a pas besoin d'une échelle de distance absolue (la constante de Hubble ou la distance de Virgo peuvent être fixées arbitrairement). Le point zéro que l'on calcule alors est seulement une valeur "relative"; les paramètres absolus seront obtenus plus tard sur la base d'un ensemble de calibrateurs primaires (voir Ch. 10). On répète plusieurs fois la même procédure (distances normalisées)  $\rightarrow$  (plateau)  $\rightarrow$  (paramètres TF) pour aboutir à ce qui constituera notre version définitive du couple  $(a, b)$ . A ce stade nous calculons aussi, à partir des données non biaisées du dernier plateau extrait, les paramètres "type-dépendants"  $(a, b(T))$  et " $\Sigma$ -dépendants"  $(a, b(\Sigma))$  qui constitueront les données d'entrée pour une seconde série d'itérations où les dépendances seront cette fois prises en compte dans la définition de la distance normalisée, selon la formule complète citée plus haut. Dans cette dernière étape, la régression est faite séparément pour chaque type ou

chaque intervalle de brillance superficielle moyenne. Nous verrons plus loin (chapitre 8), que la pente peut être considérée comme constante le long de la séquence des types et qu'elle est aussi invariante avec la brillance. Adoptant comme valeur la plus probable de la pente, sa moyenne  $\langle a \rangle$  sur l'ensemble des types (ou des brillances), nous serons alors en mesure de calculer les valeurs de point zéro correspondant à chaque type (ou chaque brillance).

Rappelons que la pente obtenue par régression linéaire doit bien sûr être corrigée de l'influence des erreurs de mesures sur les paramètres (voir Sect. 7.2.3.)

#### 6.2.4 Influence du modèle de champ de vitesse

Les paramètres TF obtenus par cette méthode sont-ils influencés ou non par le choix du modèle de chute ou la dispersion des vitesses particulières? Et dans le cas idéal d'un champ de vitesse parfaitement connu, obtient-on effectivement les "vraies" valeurs de ces paramètres? Nous nous reporterons ici à une étude faite par Ekholm (1996) sur la base de simulations de Monte-Carlo. Les résultats en sont les suivants:

- La pente TF ne dépend pas de la détermination précise de la limite du plateau; on peut même y inclure une partie du domaine biaisé.
- Le plateau, ainsi que la pente estimée, sont peu sensibles à la valeur adoptée pour la vitesse de chute du groupe Local sur Virgo.
- Le modèle linéaire de Peebles (1976), utilisé pour le calcul de la distance cinématique, semble être une excellente estimation (dans le cadre défini par Tolman-Bondi), lorsqu'une mesure très précise de la chute du Groupe Local n'est pas requise.
- Des dispersions de vitesses inférieures à  $100 \text{ km s}^{-1}$  n'influent pas sur les précédentes conclusions. Rappelons que l'on admet généralement pour  $\sigma_v$  une valeur de l'ordre de  $80\text{-}90 \text{ km s}^{-1}$  (Faber-Burstein, 1988) ou moins encore (Sandage, 1994b).

Nous présentons dans le chapitre suivant une étude plus complète de l'ensembles des effets systématiques induits par les erreurs de mesures, les écarts par rapport aux hypothèses posées, ou encore les méthodes utilisées pour évaluer les paramètres de la relation TF.



# Chapitre 7

## Modélisation statistique

Avant d'aborder d'un point de vue plus pratique le traitement de l'échantillon KLUN et la calibration proprement dite de la relation Tully-Fisher à partir des galaxies de champ, nous allons dans ce chapitre dégager les hypothèses sous-jacentes et les bases théoriques de notre méthode d'analyse dans le cadre du formalisme mathématique des densités de probabilité. Nous montrerons en particulier que nous pouvons décrire notre méthode des distances normalisées, la méthode de corrélation nulle de Stéphane Rauzy (1997), la méthode "Triple Entry Correction" d'Alan Sandage (1994b), et la méthode des sosies de Paturel et al. (1997c), au sein d'une seule et même théorie en jouant sur le choix des hypothèses. Nous verrons finalement comment ce formalisme statistique est apte à décrire de manière synthétique l'ensemble des problèmes posés par l'utilisation des relations directe ou inverse, incluant les effets de sélection, les erreurs de mesure, et l'amélioration du critère de distance par l'introduction de paramètres supplémentaires tels que le type morphologique ou la brillance superficielle moyenne.

En plus des paramètres qui apparaissent directement dans la relation TF (magnitude, diamètre,  $\log V_m$ , résidu-TF, et module de distance), il nous faudra, pour être tout à fait cohérents, prendre aussi en compte l'influence de l'inclinaison (ou du rapport d'axe) des galaxies, ainsi que les corrections d'opacité et d'extinction galactique qui modifient la fonction de sélection. L'utilisation d'une échelle de distance cinématique posera aussi le problème de l'influence des vitesses particulières.

Pour finir, un bilan des erreurs sur les paramètres et de leurs corrélations éventuelles est une étape incontournable si on veut, d'une part, éviter tout biais supplémentaire, et d'autre part, estimer de manière fiable l'incertitude sur les distances, le champ des vitesses propres, et la constante de Hubble.

Les termes et les notations employés, ainsi que l'esprit général de cette partie sont liés à mon étroite collaboration avec Stéphane Rauzy (CPT-Marseille-Luminy) et font référence en outre à une série de papiers publiés par S. Rauzy et R. Triay (Triay et al. 1994, Rauzy&Triay 1996, Rauzy 1997).

## 7.1 Problématique

L'utilisation de la relation de Tully-Fisher implique un certain nombre de paramètres qui apparaissent dans le modèle comme autant de variables aléatoires. En voici la liste exhaustive:

- la magnitude absolue  $M$
- le diamètre absolu  $D$  ou  $\log D$
- la magnitude apparente  $m$
- le diamètre photométrique  $D_{25}$  ou  $\log D_{25}$
- le paramètre  $p = \log V_m$
- le module de distance  $\mu = m - M = 5(\log D - \log D_{25}) + 25$
- le résidu de la relation TF  $\zeta_M$  ou  $\zeta_D$ , qui représente l'erreur intrinsèque dans la relation  $-M = a_M p + b_M$  ou  $\log D = a_D p + b_D$

Dans tout ce qui suit, nous supposons vraies les affirmations suivantes:

- 1) Il existe une relation de la forme  $-M = a_M p + b_M + \zeta_M$  ou  $\log D = a_D p + b_D + \zeta_D$ , telle que le résidu  $\zeta_M$  ou  $\zeta_D$  soit une variable aléatoire et suive une loi Normale centrée de dispersion  $\sigma_\zeta$  (dispersion intrinsèque de la relation TF)
- 2) Les  $N$  galaxies de l'échantillon sont des événements indépendants
- 3) La population de galaxies étudiée n'est soumise à aucun effet d'évolution, c'est-à-dire que ni  $M$ , ni  $\log D$ , ni  $p$  ne dépendent du module de distance  $\mu$ .

De manière générale, la densité de probabilité d'une galaxie de l'échantillon s'exprime alors comme suit:

$$dP = \frac{1}{A_M} \Psi(m, p, \mu) F(M, p) dM dp h(\mu) d\mu f(v, x) dv$$

ou bien

$$dP = \frac{1}{A_D} \Psi(\log D_{25}, p, \mu) F(\log D, p) d(\log D) dp h(\mu) d\mu f(v, x) dv$$

où

- $F(M, p)$  (resp.  $F(\log D, p)$ ) est la fonction de distribution du couple  $(M, p)$  (resp.  $(\log D, p)$ )
- $h(\mu)$  est la fonction de distribution spatiale des galaxies le long de la ligne de visée

- $\Psi(m, p, \mu)$  est la fonction de sélection appliquée à l'échantillon; elle prend en compte la sélection effective de l'échantillon, et les choix éventuels liés à la méthode d'analyse.
- $f(v, x)$  est la fonction de distribution spatiale des vitesses particulières; elle dépend en général de la position spatiale  $x = (r \cos l \cos b, r \sin l, r \sin b)$ , où  $l$  et  $b$  représentent les coordonnées sur le ciel en coordonnées galactiques.

Ce sont maintenant les choix ou hypothèses faits pour ces différentes fonctions qui vont déterminer les différences entre les méthodes d'analyse généralement employées. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, le choix de la relation directe ou inverse va amener par exemple des questions spécifiques. Il convient aussi de distinguer les différentes approches par les buts qu'elles se sont fixés: les contraintes sont différentes selon que l'on veut calibrer la relation TF dans le champ ou dans un amas, calculer  $H_0$ , ou estimer le champ des vitesses particulières à partir des distances TF individuelles.

Si l'on ne veut pas faire d'hypothèse sur la distribution spatiale des galaxies (la fonction  $h(\mu)$ ), on est contraint dans le cas de la relation directe de travailler avec un sous-échantillon non-biaisé, i.e. équivalent à un échantillon limité en distance. Comme on travaille à faible distance, on est alors obligé de prendre en compte le champ des vitesses particulières, en introduisant par exemple un mouvement de chute sur l'amas de la Vierge et une composante aléatoire de vitesse, puis d'étudier leur influence sur les résultats.

La méthode des sosies développée par G. Paturel et al. (1997c) permet de calculer  $H_0$  en se libérant du calcul de la pente TF (donc de l'influence des erreurs en  $p$ ) et des effets de type ou de correction d'inclinaison. La calibration primaire n'utilise pour chaque classe de sosies qu'un unique calibrateur. Le  $H_0$  le plus probable est alors la valeur moyenne obtenue sur l'ensemble des classes de sosies.

En considérant que la distribution de la matière est uniforme, ce qui est une hypothèse très forte étant donnée la profondeur des échantillons, on peut calibrer pente et point-zéro, et évaluer  $H_0$  en sélectionnant des objets lointains pour se libérer de l'influence des vitesses particulières. Ceci dit, l'échantillon ainsi sélectionné reste biaisé au sens où à une distance vraie donnée  $d_v$ , la moyenne des distances TF ne correspond pas à  $d_v$ . On ne peut donc pas l'utiliser pour étudier en détail le champ des vitesses propres  $v(x)$ , mais seulement pour mettre en évidence un mouvement d'ensemble à l'échelle de l'échantillon. On montre par exemple, que la valeur de  $H_0 = \langle \log V_{rad} \rangle + 0.2 \langle \mu_{TF} - 25 \rangle$  est juste si la correction de volume (correction homogène de Malmquist)  $\langle M \rangle_m = M_0 - 1.382\sigma^2$ , qui dépend de l'hypothèse sur la densité spatiale, est correcte (des tentatives ont été faites pour calculer une correction de Malmquist généralisée à toute forme de distribution spatiale: voir Landy&Szalay, 1992). S. Rauzy (1997) a montré que le résultat de la calibration est indépendant de la fonction de sélection  $\psi(m, p)$ . On peut alors sélectionner les galaxies de magnitude apparente supérieure à une magnitude donnée, c'est-à-dire des objets lointains dont la composante de vitesse propre est négligeable par rapport à l'expansion de Hubble.

Les méthodes de correction de biais permettent d'étudier le champ des vitesses propres au-delà du domaine non-biaisé en ramenant, à chaque distance vraie donnée (en pratique, une distance cinématique basée sur le décalage spectral), la moyenne des distances  $d_{TF}$  à cette distance vraie. Dans ce cadre, on n'a pas besoin de connaître la vraie valeur de  $H_0$ , mais seulement de faire l'hypothèse que l'expansion est bien linéaire. C'est le cas de la "Triple Entry Correction" de Sandage (1994b), du "grouping algorithm" de Willick (1994), ou de la méthode basée sur les distances normalisées que je développe dans la troisième partie de cette thèse.

Dans le cas de la relation inverse, on doit se poser le problème de la sélection en  $p = \log V_m$ , ainsi que de la forme de la distribution  $f_p(p)$ . Le calcul de la pente peut aussi être fortement biaisé par les erreurs de mesures sur les magnitudes ou les diamètres. D'autre part, l'usage dans le sens direct (estimation de  $M$  sachant  $p$ ) de la relation inverse implique certaines précautions. La relation directe permet d'estimer en un certain sens des modules de distance "individuels", tandis qu'il faut penser la relation inverse comme un indicateur de distance "collectif": on mesure le  $p$  moyen de l'échantillon, et on calcule le module de distance à partir de  $\langle m \rangle$  et  $\langle p \rangle$ . La restriction à une galaxie implique de restreindre la distribution des  $p$  à une DIRAC ( $\delta(p - p_0)$ ), ce qui n'est pas autorisé dans le cas de la relation inverse.

## 7.2 Cas de la relation directe

Dans le cas de la relation directe caractérisée par  $cov(p, \zeta) = 0$  (où  $cov(x, y)$  est la covariance du couple de variables aléatoires  $(x, y)$ ), la variable aléatoire  $\zeta = M(p) - M = -(a_M p + b_M) - M$  est indépendante de  $p$ ; la densité de probabilité  $F(M, p) dM dp$  s'écrit donc  $f_p(p) g(\zeta) dp d\zeta$ . La densité de probabilité d'une galaxie de l'échantillon est alors:

$$dP = \frac{1}{A_M} \Psi(m, p, \mu) f_p(p) g(\zeta) dp d\zeta h(\mu) d\mu f(v, x) dv$$

(On a évidemment la même expression dans le cas de la relation en diamètre, où il suffit de remplacer  $-M$  et  $-m$  par  $\log D$  et  $\log D_{25}$ , et  $a_M$  et  $b_M$  par  $a_D$  et  $b_D$ )

### 7.2.1 Pente et point zéro

Le principe de la régression directe des moindres carrés implique que la pente est calculée en résolvant l'équation  $cov(p, \zeta) = 0$ , qui suppose que toutes les erreurs sont sur l'axe des magnitudes (resp. des diamètres). Les échantillons de calibration primaire ne comptant que très peu d'objets, on préfère en général estimer cette pente au moyen des galaxies de champ, en supposant que l'échelle de distance cinématique (modulo  $H_0$  et corrigée d'un mouvement de chute sur Virgo) fournit une échelle relative satisfaisante.

$$cov(p, \zeta) = 0 \Rightarrow cov(p, \mu - (m + a_M p + b_M)) = 0$$



$$\text{cov}(p, \mu) - \text{cov}(p, m) - a_M \text{cov}(p, p) = 0$$

$$a_M = \frac{\text{cov}(p, m) - \text{cov}(p, \mu)}{\text{cov}(p, p)}$$

et avec  $\mu = 5 \log cz + \text{const.} = Z$ :

$$a_M = \frac{\text{cov}(p, m) - \text{cov}(p, Z)}{\text{cov}(p, p)}$$

on a de la même manière:

$$a_D = \frac{\text{cov}(p, 5 \log D_{25}) + \text{cov}(p, Z)}{5 \text{cov}(p, p)}$$

Le point zéro absolu est lui calculé à partir des calibrateurs primaires. On vérifiera en particulier que cet échantillon est bien complet en distance et représentatif de l'échantillon de galaxies de champ ( $\langle p \rangle_{\text{cal}} \simeq \langle p \rangle_{\text{champ}}$ ).

### 7.2.2 Distances normalisées et méthode du plateau

Le principe de la méthode du plateau est que l'on veut sélectionner uniquement les objets du domaine non-biaisé, c'est-à-dire, pour un  $p = \log V_m$  donné, le sous-échantillon limité en distance tel que la fonction de luminosité (resp. de diamètre) ne soit pas tronquée par la coupure en magnitude apparente (resp. en diamètre apparent).

On pose les hypothèses suivantes:

- $H1$  : Il n'y a pas de vitesses propres ( $\sigma_v=0$ ), i.e. le champ de vitesse est un pur flot de Hubble et le module de distance  $\mu$  s'écrit  $5 \log(cz) + \text{const.}$
- $H2$  :  $\Psi(m, p, \mu) = \psi_m(m) \psi_{p,\mu}(p, \mu)$
- $H3$  :  $\psi_m(m) = \theta(m_{\text{lim}} - m)$  (échantillon complet et strictement limité en magnitude)
- $H4$  :  $h(\mu)$  est quelconque
- $H5$  :  $g(\zeta)$  est centrée sur 0
- $H6$  : l'écart type  $\sigma_\zeta$  est constant et égal à la dispersion  $\sigma_{TF}$  de la relation Tully-Fisher

où  $\theta(x)$  est la fonction de Heaveside, qui vaut 0 pour  $x < 0$  et 1 pour  $x \geq 0$ . De même, la fonction  $\delta(x)$  représente la distribution de DIRAC qui vaut 1 en 0, et 0 partout ailleurs.

Dans sa version la plus simple, la distance normalisée est définie ainsi:

$$d_n = d_{cin} 10^{-0.2a_M(p-p_0)}$$

où  $\log d_{cin} = \log(cz) + const..$

On a donc  $\log d_n = 0.2(\mu - ap + ap_0)$ , soit, si on pose  $p_0 = -b/a$ ,  $5 \log d_n = m + \zeta$ . Dans un diagramme  $\log H = (\log cz - \log d_{TF})$  vs.  $d_n$ , on montre que  $\langle \log H \rangle (d_n) = \log H_0 + \text{biais}$ , où le biais s'exprime comme fonction de  $d_n$  uniquement.

Posons:

$$Y = \ln H = \ln cz - \ln d_{TF} = \ln cz - \ln [10^{-0.2(m+a_M p+b_M-25)}]$$

d'après H1, on peut écrire:  $cz = H_0 r$  où  $r$  est la distance vraie de l'objet. D'où, en posant  $\alpha = 0.2 \ln 10$ :

$$Y = \ln(H_0 r) - \alpha(m + a_M p + b_M - 25)$$

$$Y = \ln H_0 + \alpha(\mu - 25) - \alpha(m + a_M p + b_M - 25)$$

$$Y = \ln H_0 + \alpha(\mu - m - a_M p - b_M)$$

$$Y = \ln H_0 + \alpha \zeta$$

Voyons maintenant comment se comporte  $\langle Y \rangle$  à  $X = d_n$  fixé:

$$X = d_{cin} 10^{-0.2(a_M p + b_M)}$$

$$X = r \exp[-\alpha a_M p] \exp[-\alpha b_M]$$

$$X = \exp[\alpha(\mu - 25)] \exp[-\alpha a_M p] \exp[-\alpha b_M]$$

$$X = B \exp[\alpha(m + \zeta)], \text{ où } B = \exp(25\alpha)$$

$$X = d_0 \Rightarrow B \exp[\alpha(m + \zeta)] = d_0$$

D'où:  $m + \zeta = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{d_0}{B} = x_0$

A  $d_n$  fixée, la densité de probabilité d'une galaxie de l'échantillon s'exprime donc ainsi:

$$dP = \frac{1}{A} \delta(m + \zeta - x_0) \theta(m_{lim} - m) f_p(p) g(\zeta) dp d\zeta h(\mu) d\mu$$

où

$$A = \int \delta(m + \zeta - x_0) \theta(m_{lim} - m) f_p(p) g(\zeta) dp d\zeta h(m + a_M p + b_M + \zeta) dm$$

$$A = \int \theta(m_{lim} - m) g(x_0 - m) dm f_p(p) h(x_0 + a_M p + b_M) dp$$

$$A = \int \theta(m_{lim} - m) g(x_0 - m) dm \int f_p(p) h(x_0 + a_M p + b_M) dp$$

Calculons maintenant  $\langle Y \rangle = E(Y) = \ln H_0 + \alpha E(\zeta)$ .

$$E(\zeta) = \int \zeta dP$$

pour  $\zeta = x_0 - m$ , on a:

$$E(\zeta) = \frac{1}{A} \int (x_0 - m) \theta(m_{lim} - m) g(x_0 - m) dm \int f_p(p) h(x_0 + a_M p + b_M) dp$$

$$E(\zeta) = x_0 - \frac{\int_m^{m_{lim}} m g(x_0 - m) dm}{\int_m^{m_{lim}} g(x_0 - m) dm} = C(x_0)$$

D'où:

$$E(Y) = \ln H_0 + \alpha C(x_0)$$

Si la fonction  $g$  est centrée sur 0, on voit que la fonction  $C(x_0)$  s'annule si  $m_{lim} = +\infty$ , ou équivalent, si l'échantillon est complet en distance. A petite distance on a donc d'abord un plateau correspondant à  $\langle \ln H \rangle \simeq \ln H_0 = \text{constante}$ , puis l'effet du biais se manifeste par un écart progressif à ce plateau.

En supposant que la fonction  $g$  est une gaussienne, on obtient en intégrant sur  $m$ :

$$C(x_0) = \frac{2\sigma_\zeta}{\sqrt{2\pi}} \frac{\exp \frac{-1}{\sigma_\zeta^2} (x_0 - m_{lim})^2}{1 + \operatorname{erf} \left( \frac{x_0 - m_{lim}}{\sqrt{2}\sigma_\zeta} \right)}$$

où  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$

En pratique, pour sélectionner les données du plateau, on choisit pour la fonction de sélection  $\psi(p, \mu)$  une forme bien particulière, en décidant par exemple qu'à un  $p$

donné, la coupure en magnitude ne doit pas approcher à moins de  $3\sigma_\zeta$  la moyenne  $-M(p) = a_M p + b_M$ . On montre qu'une telle sélection revient bien à une sélection en distance normalisée du type  $d_n \leq d_0$  (cf la troisième équation ci-dessous).

On pose donc:

$$\psi_{p,\mu}(p, \mu) = \theta(M(p) + 3\sigma_\zeta - M_{lim})\psi_p(p)$$

$$\psi_{p,\mu}(p, \mu) = \theta(-a_M p - b_M + 3\sigma_\zeta - m_{lim} + \mu)\psi_p(p)$$

$$\psi_{p,\mu}(p, \mu) = \theta(\log d_n + 3\sigma_\zeta - m_{lim})\psi_p(p)$$

$$\psi_{p,\mu}(p, \mu) = \theta(m + \zeta + 3\sigma_\zeta - m_{lim})\psi_p(p)$$

On voit que, le premier facteur de  $\psi_{p,\mu}(p, \mu)$  étant plus fort que la sélection  $\psi_m(m) = \theta(m_{lim} - m)$ , on a finalement:

$$dP = \frac{1}{A} \theta(\mu - a_M p - b_M + 3\sigma_\zeta - m_{lim}) \psi_p(p) f_p(p) g(\zeta) dp d\zeta h(\mu) d\mu$$

et donc:

$$E(\zeta) = \frac{\int \zeta \theta(m + \zeta + 3\sigma_\zeta - m_{lim}) g(\zeta) d\zeta \psi_p(p) f_p(p) h(\mu) dp d\mu}{\int \theta(m + \zeta + 3\sigma_\zeta - m_{lim}) g(\zeta) d\zeta \psi_p(p) f_p(p) h(\mu) dp d\mu}$$

$$E(\zeta) \simeq \frac{\int \zeta g(\zeta) d\zeta \int \psi_p(p) f_p(p) h(\mu) dp d\mu}{\int g(\zeta) d\zeta \int \psi_p(p) f_p(p) h(\mu) dp d\mu}$$

Donc  $E(\zeta) \simeq 0$ , si  $\zeta$  suit une loi centrée sur 0, et  $E(Y) = \langle \ln cz \rangle - \langle d_{TF} \rangle = \ln H_0$ .

Ainsi, un estimateur non biaisé de la distance sachant la distance normalisée, i.e. tel que  $E(\tilde{d}|d_n) = d_{vraie}$ , s'écrira:

$$\ln \tilde{d} = \alpha(m + a_M p + b_M - 25) - \alpha C(x_0)$$

$$\ln \tilde{d} = \alpha(m + a_M p + b_M - 25) - \alpha C\left(\frac{\ln d_n}{\alpha} + 25\alpha\right)$$

On remarquera que la méthode du plateau revient, par le choix d'une fonction de sélection appropriée, à se mettre dans la situation où la covariance  $cov(\mu, \zeta)$  s'annule. C'est-à-dire que pour les données du plateau les résidus de la relation TF sont indépendants de la distance. Ainsi, le tracé de  $cov(\mu, \zeta)$  en fonction de  $d_{n,lim}$  fournit un test sur le réglage du plateau, et donc sur la stricte complétude en magnitude ou en diamètre apparent, requise par l'hypothèse  $H3$ .

Nous avons supposé dans tout ce qui précède que la pente  $a$  et le point zéro  $b$  étaient connus et correctement calibrés. En fait, la méthode des distances normalisées fournit une méthode itérative pour évaluer la pente de la relation dont la bonne valeur minimise la dispersion en  $\log H$  (Sect. 6.2.). Nous verrons son application aux chapitres 8 et 10.

### 7.2.3 Bilan des erreurs

#### Influence du champ des vitesses particulières

Nous avons calculé la pente et évalué la limite du domaine non biaisé en supposant comme champ des vitesses un pur flot de Hubble. En réalité la vitesse radiale  $cz$  mesurée s'exprime comme suit:

$$cz = H_0 r + V_p + \varepsilon_v$$

où  $V_p$  représente la somme des contributions de mouvements particuliers d'ensemble liés à l'environnement gravitationnel (Anomalie Locale, chute sur Virgo, Grand Attracteur, champ constant, etc...), et  $\varepsilon_v$  représente à la fois une composante d'agitation aléatoire et les erreurs de mesure ( $\varepsilon_v$  s'exprime généralement comme une variable aléatoire suivant une loi Normale centrée d'écart type  $\sigma_v$ ).

- Effet de ce champ de vitesse sur le calcul de la pente:

$$a'_M = \frac{\text{cov}(p, m) - \text{cov}(p, Z + \frac{1}{\alpha} \ln[1 + \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}])}{\text{cov}(p, p)}$$

$$\text{cov}(p, Z + \frac{1}{\alpha} \ln[1 + \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}]) \simeq \text{cov}(p, Z + \frac{1}{\alpha} \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}) = \text{cov}(p, Z) + \frac{1}{\alpha} \text{cov}(p, \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz})$$

D'où

$$a'_M = a_M + \frac{1}{\alpha} \frac{\text{cov}(p, \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz})}{\text{cov}(p, p)} \simeq a_M$$

On peut considérer que  $\text{cov}(p, \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz})$  est nulle, si la mesure de  $p$  n'est pas influencée par l'environnement de la galaxie. Cette hypothèse est valable si l'on exclue les galaxies très proches du centre des amas très riches, où les effets de marées sur la dynamique interne et la distribution de l'hydrogène neutre peuvent être relativement importants.

- Effet sur la limite du plateau, donc sur la détermination de  $H_0$ :

Pour être sûr du sous-échantillon non-biaisé, on doit s'assurer que les résidus de la relation TF ne sont pas corrélés avec la distance ( $\text{cov}(\mu, \zeta) = 0$ ). On sait:

$$\text{cov}(\mu, \zeta) = \text{cov}(\mu + \frac{1}{\alpha} \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}, -a_M p - m + \mu + \frac{1}{\alpha} \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz})$$

$$\text{cov}(\mu, \zeta) \simeq \text{cov}(\mu, \zeta) + \frac{1}{\alpha^2} \text{cov}\left(\frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}, \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}\right)$$

pour pouvoir négliger le second terme du membre de droite, on doit donc s'assurer que  $\frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}$  soit le plus petit possible: à l'échelle de notre sous-échantillon non biaisé ( $\langle cz \rangle \simeq 2500 \text{ km s}^{-1}$ ) la composante de vitesse particulière est dominée par un mouvement de chute en direction de l'amas de la Vierge. La prise en compte de cette composante de chute sur Virgo dans le champ des vitesses radiales, réduit donc considérablement l'influence de  $V_p$ . Nous prendrons donc pour  $Z$  la valeur de  $5 \log(cz - V_{\text{Virgo}})$  où  $V_{\text{Virgo}}$  est estimée dans le modèle linéaire de Peebles (1976) (voir Ch. 6). Nous verrons dans la troisième partie, consacrée à l'estimation de  $H_0$ , que l'écart type de la variable  $\log H$  est réduit de manière importante lorsque la vitesse radiale observée est corrigé de cette composante de chute sur Virgo.

La composante aléatoire  $\varepsilon_v$  n'a d'influence qu'à très petite distance, là où  $\sigma_v$  est comparable à la vitesse cosmologique. Cette composante aléatoire étant de l'ordre de 50- 100 km s<sup>-1</sup>, son influence est réduite si on ne sélectionne que les objets de vitesse radiale supérieure à 700 km s<sup>-1</sup>. Cette limite évite du même coup l'effet de l'Anomalie Locale du champ des vitesses (voir troisième partie).

### Influence des erreurs de mesure et de leurs corrélations éventuelles

Le principe de la régression directe suppose que toutes les erreurs sont rassemblées sur l'axe des magnitudes (resp. des diamètres); ce n'est évidemment pas vrai, même si le rapport des erreurs  $\frac{\varepsilon_m + \frac{1}{\alpha} \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}}{\varepsilon_p}$  va dans ce sens. On suppose aussi que les erreurs sur les deux axes ne sont pas corrélées.

Voyons ce qu'il advient du calcul de la pente, si on introduit les erreurs de mesure:

$$a_M = \frac{\text{cov}(m, p) - \text{cov}(p, Z)}{\text{cov}(p, p)}$$

$$\text{cov}(m, p) = \text{cov}(m_0 + \varepsilon_m, p_0 + \varepsilon_p) = \text{cov}(m_0, p_0) + \text{cov}(\varepsilon_m, \varepsilon_p)$$

$$\text{cov}(p, Z) = \text{cov}(p_0, Z_0) + \text{cov}\left(\varepsilon_p, \frac{1}{\alpha} \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}\right) = \text{cov}(p_0, Z_0)$$

$$\text{cov}(p, p) = \text{cov}(p_0, p_0) + \text{cov}(\varepsilon_p, \varepsilon_p) = \text{cov}(p_0, p_0) + \sigma_p^2$$

- $\text{cov}(\varepsilon_m, \varepsilon_p) \neq 0$ , du fait que l'inclinaison (ou le rapport d'axes) intervient à la fois dans  $\varepsilon_m$  et  $\varepsilon_p$  (par la correction d'opacité pour les magnitudes, par la correction d'inclinaison pour les largeurs HI). Dans le cas de la relation en diamètre,  $\varepsilon_{\log D}$  est par contre très peu corrélée à  $\varepsilon_p$ , car la correction d'opacité est très petite (cf Bottinelli et al. 1995 et Ch. 2).

- $\sigma_p$  est évidemment aussi différent de 0 et sa moyenne sur l'échantillon est évaluée à  $\simeq 0.01$ . Il convient donc de corriger la pente de cet effet. On notera toutefois que:

$$\sigma_p = \delta \log V_m = \frac{1}{\ln 10} \frac{\delta V_m}{V_m} = \frac{1}{\ln 10} \delta V_m 10^{-p}$$

$\delta V_m$  dépend de la résolution spectrale et du rapport signal sur bruit  $S/N$  du spectre HI (cf Ch. 3). A inclinaison fixée et type fixé (entendons,  $\frac{M_{HI}}{M_{tot}}$  fixé),  $\delta V_m$  ne dépend que de la résolution spectrale (flux HI et vitesse de rotation évoluent en fonction de  $M_{tot}$ , de sorte que  $S/N$  est conservé).  $\sigma_p$  décroît donc avec  $p$ . Nous supposons toutefois dans nos applications que l'utilisation de  $\langle \sigma_p \rangle$  n'introduit pas de biais important.

- $\varepsilon_p$  et  $\varepsilon_v$  sont en théorie corrélées par notre façon même de calculer ces erreurs à partir du spectre HI (voir Ch. 3). L'influence du terme  $\frac{\varepsilon_v}{cz}$  disparaît cependant très vite quand la distance augmente.

### 7.2.4 Introduction de paramètres supplémentaires:

#### relation Tully-Fisher en type, relation Tully-Fisher en brillance

Le fait qu'il existe deux relations TF, une en magnitude, l'autre en diamètre, qui conduisent toutes deux, en apparence indépendamment, à une évaluation de la distance d'une galaxie, nous pousse à nous poser la question suivante: "ne peut-on pas, en utilisant conjointement ces deux relations, construire un indicateur de distance plus fiable, i.e. peut-on réduire l'incertitude sur la distance estimée?". La solution qui consisterait à prendre la moyenne  $\frac{d_M + d_D}{2}$  est évidemment irrecevable, les deux "mesures" ou "événements"  $d_M$  et  $d_D$  étant fortement corrélées.

Mais envisageons le problème autrement, et écrivons le module de distance au moyen des deux relations suivantes:

$$\mu = m - M = a_1 p + b_1$$

$$\mu = 5(\log D - \log D_{25}) + 25$$

En combinant ces deux équations, on obtient:

$$5 \log D = a_1 p + b_1 + (m + 5 \log D_{25}) - 25$$

Soit

$$\log D = a'_1 p + b(\Sigma)$$

On vient de construire une relation linéaire dont le point zéro s'exprime en fonction de  $(m + 5 \log D_{25})$  qui est un paramètre intrinsèque, indépendant de la distance. On a en effet:

$$\begin{aligned}
 & -(5 \log D_{25} + m) = \\
 & -5(\log D_{25} + \log d) - m + 5 \log d + 25 - 25 = \\
 & -5 \log D - M + M_{\odot} - M_{\odot} - 25 = \\
 & -5 \log D + 2.5 \log \frac{L}{L_{\odot}} - M_{\odot} - 25 = \\
 & 2.5 \log \frac{L/L_{\odot}}{D^2} - M_{\odot} - 25 = \\
 & 2.5 \log \Sigma - M_{\odot} - 25 + 2.5 \log \pi/4
 \end{aligned}$$

où  $\Sigma$  est la brillance superficielle moyenne de la galaxie, exprimée en luminosité solaire par parsec carré.

On peut donc écrire la relation TF sous la forme:

$$\log D = ap + b(\Sigma)$$

ou

$$-M = a'p + b'(\Sigma)$$

De même, si on réduit la séquence des types morphologiques à une séquence discrète du rapport de luminosités du bulbe et du disque  $K = L_b/L_d$  (voir Simien & de Vaucouleurs, 1986), on peut écrire d'après la loi exponentielle:

$$\Sigma = f(K) = g(T)$$

d'où

$$\log D = a''p + b''(T)$$

et

$$-M = a'''p + b'''(T)$$



On verra dans les chapitres suivants qu'en effectuant la régression par type ou par tranche de brillance superficielle, la pente calibrée reste constante et le point zéro évolue de façon continue. En normalisant tous les objets à un même type ou un même brillance (i.e. à un même point zéro), on réduit alors considérablement la dispersion de la relation TF, et donc l'incertitude sur les distances. L'apparition du biais est repoussée plus loin et le plateau contient un plus grand nombre de galaxies (l'amplitude du biais est une fonction de la dispersion).

Si maintenant on regarde de près la corrélation de  $p$  avec  $\Sigma$  pour différents types  $T$  on s'aperçoit que celle-ci évolue de façon continue des types "early" aux types "late" tel que:  $cov(p, \Sigma) = f(T) \simeq \beta T$  (voir Fig. 7.1). Ceci implique que la pente de la relation  $-M = a'p + b'(\Sigma)$  varie avec  $T$ :  $a = a_0 - \beta'T$ . On construit ainsi une relation TF dépendant de tous les paramètres observables. Cet effet sur la pente est cependant très faible en amplitude et nous le négligerons dans nos applications (chapitre suivant).

### 7.2.5 L'approche bayésienne: la méthode de "corrélacion nulle" (S.Rauzy, 1997)

La méthode de Stéphane Rauzy développée dans un récent article peut être considérée comme complémentaire de la méthode des distances normalisées. Tout d'abord, on sélectionne des objets lointains, ce qui permet de tolérer la présence de mouvements particuliers non négligeables dans le champ des vitesses ( $V_p/cz$  reste petit). Il est par contre nécessaire de supposer une densité spatiale uniforme pour corriger du biais moyen de Malmquist (1920). L'hypothèse caractéristique du plateau  $cov(\mu, \zeta) = 0$  est remplacée ici par une autre,  $cov(m, \zeta) = 0$ , qui exprime l'indépendance des résultats vis à vis de la sélection en magnitude apparente.

Fondamentalement, la méthode du plateau adopte une approche "frequentist" (en référence à la terminologie employée par Hendry&Simmons, 1994) du problème, c'est-à-dire que son but est de gérer le biais de Malmquist de type II (cf Teerikorpi, 1994, et Chapitre 6), ou encore de faire coïncider à une distance vraie donnée, la vraie distance et la moyenne des distances estimées. La méthode de corrélation nulle adopte l'approche bayésienne (toujours selon Hendry&Simmons, 1994) qui gère le biais de Malmquist de type I (Teerikorpi, 1994, et Chapitre 6), et cherche quelle est, à une distance estimée donnée, entendons un couple  $(p, m)$  donné, la distribution des distances vraies.

Dans l'approche "frequentist", les distances n'ont de sens qu'en tant que valeur moyenne dans une couronne  $[r, r + \delta r]$  autour de nous; dans l'approche bayésienne, les distances estimées n'ont de sens qu'en tant que valeur moyenne dans un intervalle de magnitude apparente  $[m, m + \delta m]$  et un intervalle de  $p = \log V_m [p, p + dp]$ .

Les applications des deux méthodes vis à vis du champ des vitesses vont donc différer; elles se rejoignent cependant sur l'estimation de la constante de Hubble (moyenne sur toutes les distances, ou moyenne sur toutes les magnitudes), à ceci près que cette valeur va dépendre dans un cas de l'influence du champ des vitesses,

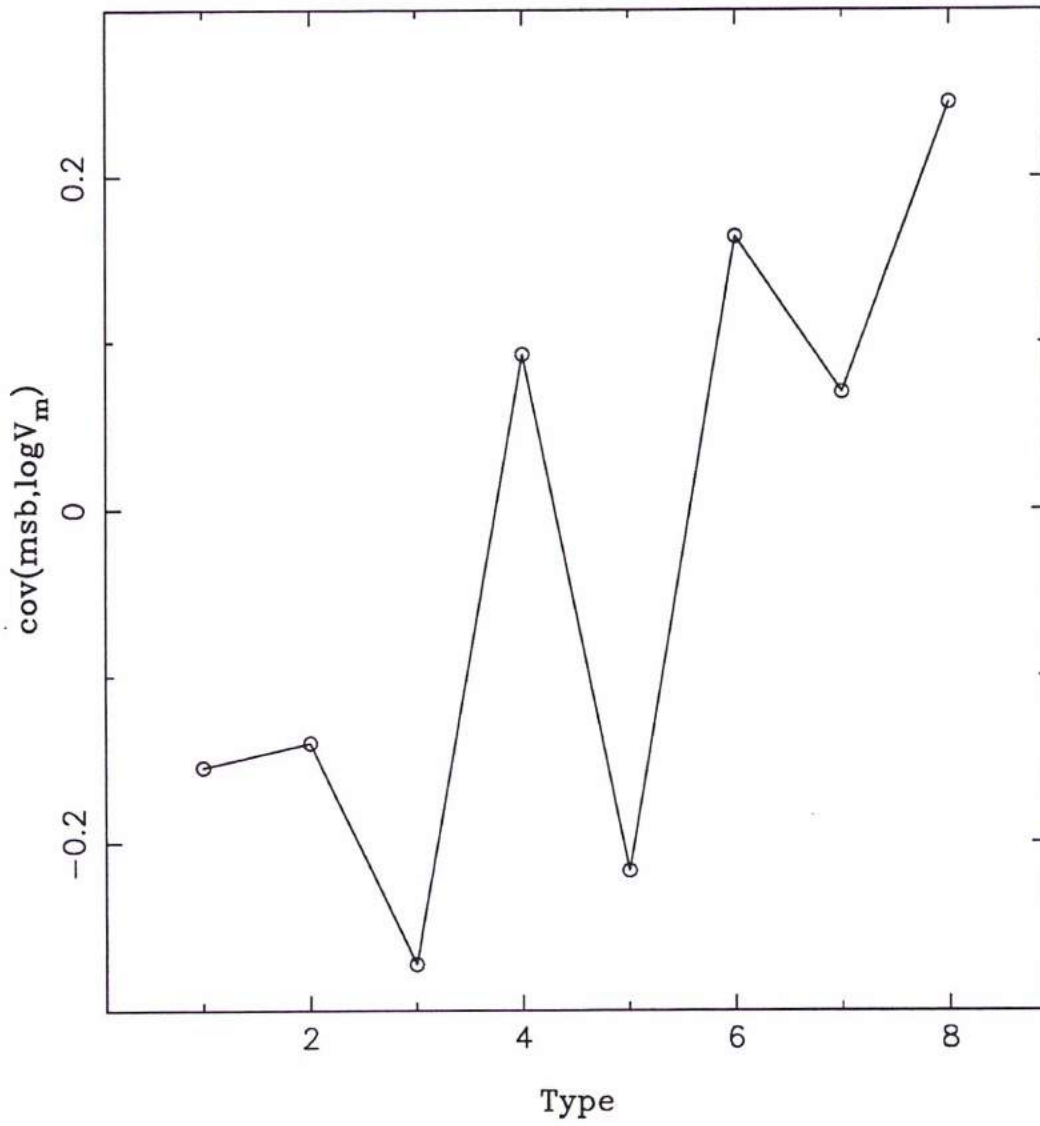


Figure 7.1: Covariance du couple  $\log V_m, \Sigma$  en fonction du type morphologique

et dans l'autre des variations de la densité spatiale avec la distance (à travers la correction homogène de Malmquist  $\Delta M = 1.382\sigma_M^2$ ).

Le jeu d'hypothèses est le suivant:

- $H1$  :  $\frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}$  est petit
- $H2$  : il n'y a pas d'effet de sélection en  $\mu$
- $H3$  :  $h(\mu) = \exp(3\alpha\mu)$  (homogénéité)
- $H4$  :  $g(\zeta)$  est gaussienne et centrée sur une constante
- $H5$  : l'écart type  $\sigma_\zeta$  est constant et égal à la dispersion  $\sigma_{TF}$  de la relation Tully-Fisher

La sélection en  $m$  ou  $p$  pouvant être quelconque, on introduit une coupure  $m + a_M p + b_M = \mu + \zeta \geq \mu_*$ , pour ne garder dans l'échantillon que les objets suffisamment éloignés pour que  $\frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}$  soit négligeable.

La densité de probabilité d'une galaxie de l'échantillon s'écrit alors pour un couple  $(m, p) = (m_0, p_0)$  fixé:

$$dP_{m_0, p_0} = \frac{1}{A_{m_0, p_0}} \delta(m - m_0) \delta(p - p_0) \Psi(m, p) f_p(p) dp g(\zeta) d\zeta \exp(3\alpha\mu) d\mu$$

$$A_{m_0, p_0} = \psi(m_0, p_0) f_p(p_0) \exp 3\alpha(m_0 + a_M p_0 + b_M) \exp\left(\frac{9}{2}\alpha^2\sigma_\zeta^2\right)$$

$$dP_{m_0, p_0} = G(\mu; m_0 + a_M p_0 + b_M + 3\alpha\sigma_\zeta^2, \sigma_\zeta) d\mu$$

où  $G(x; \tilde{x}, \sigma)$  est la fonction de distribution d'une loi normale centrée sur  $\tilde{x}$  et d'écart type  $\sigma$

La distance  $r$  estimée est donc:

$$E(r) = \int r dP_{m_0, p_0} = \exp[\alpha(m_0 + a_M p_0 + b_M - 25)] \exp\left[\frac{7}{2}\alpha^2\sigma_\zeta^2\right]$$

De même, le point zéro étant calibré indépendamment au moyen de calibrateurs primaires, on a:

$$H_0 = \frac{\text{cov}(p, \exp \alpha(m + a_M p))}{\text{cov}(p, cz)} \exp[\alpha(25 - b_M)] \exp\left[-\frac{7}{2}\alpha^2\sigma_\zeta^2\right]$$

(voir S.Rauzy (1997) pour le détail des calculs)

### 7.2.6 Distance d'un amas de galaxies

L'estimation de la distance d'un amas de galaxies soulève des questions particulières. Le fait que les objets d'un amas constituent naturellement un échantillon limité en distance a longtemps fait penser que l'estimation de sa distance pouvait être non-biaisée, l'absence d'effet de volume nous protégeant de l'effet classique du biais de Malmquist (type I). Ceci dit, l'échantillon reste limité en magnitude apparente et pour chaque  $p$  donné la distribution des magnitudes absolues est tronquée de sorte que  $M(p) = a_M p + b_M \neq \langle M \rangle_{obs}(p)$ . De plus, si la distance est fixée, la pente observée de la relation TF devient dépendante de la magnitude limite. Ce qui veut dire qu'inversement, pour une limite en magnitude donnée, la pente observée varie d'un amas à l'autre, suivant sa distance.

Supposons maintenant que la pente et le point-zéro de la relation TF nous soient connus, et que nous disposions donc de la "vraie" relation TF. On peut se demander quel estimateur va nous donner la distance vraie de l'amas, i.e. on cherche  $\tilde{r}$  tel que  $E(\tilde{r}) = r_{vrai}$ .

Reprenons notre densité de probabilité:

$$dP = \frac{1}{A_M} \Psi(m, p, \mu) f_p(p) g(\zeta) dp d\zeta h(\mu) d\mu$$

Avec les hypothèses suivantes:

- $H1$  :  $\zeta$  suit une loi Normale centrée sur 0 et d'écart type  $\sigma$
- $H2$  :  $f_p(p)$  est gaussienne, de moyenne  $p_0$  et d'écart type  $\sigma_p$
- $H3$  :  $\psi_m(m) = \theta(m_{lim} - m)$  (échantillon complet et strictement limité en magnitude)
- $H4$  : les galaxies de l'amas sont toutes situées à la même distance  $r_0$  de sorte que  $h(\mu) = \delta(\mu - \mu_0)$ , où  $r_0 = 10^{0.2(\mu_0 - 25)} = \exp \alpha(\mu_0 - 25)$  avec  $\alpha = \frac{\ln 10}{5}$
- $H5$  : Il n'y a aucun effet de sélection en  $p$

On a donc:

$$dP = \frac{1}{A_M} \theta(m_{lim} - m) G(p; p_0, \sigma_p) G(\zeta; 0, \sigma_\zeta) \delta(\mu - \mu_0) dp d\zeta d\mu$$

où

$$G(x; x_0, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp -\frac{(x - x_0)^2}{\sigma^2}$$

En intégrant sur  $\mu$ , on a:

$$A = \int \theta(m_{lim} - m) G(p; p_0, \sigma_p) G(-a_M p - b_M - m + \mu_0; 0, \sigma_\zeta) dp dm$$

De plus, d'après les propriétés des gaussiennes, on a:

$$G(-a_M p - b_M - m + \mu_0; 0, \sigma_\zeta) = -\frac{1}{a_M} G\left(p; \frac{-m - b_M + \mu_0}{a_M}, \frac{\sigma_\zeta}{a_M}\right)$$

et

$$\begin{aligned} & -G(p; p_0, \sigma_p) \frac{1}{a_M} G\left(p; \frac{-m - b_M + \mu_0}{a_M}, \frac{\sigma_\zeta}{a_M}\right) \\ &= -\frac{1}{a_M} G(p; p_1, \sigma_1) G\left(p_0; \frac{-m - b_M + \mu_0}{a_M}, \sqrt{\sigma_p^2 + \frac{\sigma_\zeta^2}{a_M^2}}\right) \\ &= G(p; p_1, \sigma_1) G\left(m; \mu_0 - a_M p_0 - b_M, \sqrt{a_M^2 \sigma_p^2 + \sigma_\zeta^2}\right) \end{aligned}$$

(voir en Appendice C pour le développement des formules)

Ainsi, en intégrant sur  $p$ , on obtient:

$$A = \int \theta(m_{lim} - m) G\left(m; \mu_0 - a_M p_0 - b_M, \sqrt{a_M^2 \sigma_p^2 + \sigma_\zeta^2}\right) dm$$

Posons maintenant:

$$\Delta(\mu_0, m_{lim}) = \int (m - \mu_0 + a_M p_0 + b_M) dP$$

et

$$\tilde{\mu} = m - \Delta(\mu_0) - a_M p_0 - b_M$$

on voit alors que:

$$E(\tilde{\mu}) = \int (m - \Delta(\mu_0, m_{lim}) - a_M p_0 - b_M) dP = \mu_0$$

$\Delta(\mu_0, m_{lim})$  représente le biais moyen à la distance  $\mu = \mu_0$ . En intégrant, on obtient:

$$\Delta(\mu_0, m_{lim}) = -\frac{2\sqrt{a_M^2 \sigma_p^2 + \sigma_\zeta^2} \exp\left[\frac{-1}{2(a_M^2 \sigma_p^2 + \sigma_\zeta^2)}(m_{lim} - \mu_0 + a_M p_0 + b_M)^2\right]}{\sqrt{2\pi} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{m_{lim} - \mu_0 + a_M p_0 + b_M}{\sqrt{2(a_M^2 \sigma_p^2 + \sigma_\zeta^2)}}\right)\right]}$$

où  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp -t^2 dt$

On retrouve ici une formule comparable à celle que l'on trouvait pour l'expression du biais en fonction de la distance normalisée. C'est aussi la même forme que trouve P. Teerikorpi (1984, Eq. 25) en passant par l'intermédiaire de la relation inverse, pour exprimer dans le champ l'évolution du biais avec la distance. Revenons brièvement sur ce résultat:

Remplaçons tout d'abord  $H1$  et  $H2$  par les hypothèses suivantes:

- $H1'$  : On peut écrire  $p = p(M) + \zeta' = a'_M(-M) + b'_M + \zeta'$ , où  $a'_M$  et  $b'_M$  sont les coefficients de la relation inverse, et  $\zeta'$  suit une loi Normale centrée sur 0 et d'écart type  $\sigma_I$
- $H2'$  : La fonction de luminosité, i.e. la fonction de distribution des magnitudes absolues  $\Phi_M(M)$  est gaussienne, de moyenne  $M_0$  et d'écart type  $\sigma_M$

Le biais moyen à la distance  $r_0 = \exp(\alpha\mu_0)$  s'écrit (Teerikorpi, 1994):

$$\Delta(\mu_0, m_{lim}) = -\frac{1}{1 + \frac{a'^2\sigma_M^2}{\sigma_I^2}} \frac{2\sigma_M}{\sqrt{2\pi}} \frac{\exp\left(\frac{-1}{2\sigma_M^2}(m_{lim} - \mu_0 - M_0)^2\right)}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{m_{lim} - \mu_0 - M_0}{\sqrt{2}\sigma_M}\right)}$$

Sachant que:

$$\frac{1}{a'} = \frac{a}{\rho^2} = a \frac{(a\sigma_p)^2 + \sigma^2}{(a\sigma_p)^2}$$

On a:

$$\sigma_M^2 = \frac{a}{a'} \sigma_p^2 = a^2 \frac{(a\sigma_p)^2 + \sigma^2}{(a\sigma_p)^2} \sigma_p^2 = (a\sigma_p)^2 + \sigma^2$$

et

$$\rho_0 = 1 + \frac{a'^2\sigma_M^2}{\sigma_I^2} = 1 + \frac{a^2\sigma_p^2}{\sigma^2}$$

On voit alors que:

$$\operatorname{biais}(\mu_0, M(p_0), m_{lim}) = \frac{1}{\rho_0} \operatorname{biais}(\mu_0, M_0, m_{lim})$$

où le facteur  $\rho_0$  rend compte du rapport entre la dispersion intrinsèque de la relation TF et la dispersion de la fonction de luminosité (resp. de la distribution des  $p$ ).

### 7.2.7 D'autres méthodes

De manière générale, les autres méthodes décrites dans la littérature s'apparentent à l'une des méthodes ci-dessus.

### Galaxies sosies

La méthode des sosies réduit la méthode des distances normalisées à une unique valeur de  $p$ , celle du calibrateur primaire choisi. Elle consiste de la même façon à reconnaître un plateau non-biaisé dans un diagramme  $\log H$  vs.  $d_{cin}$ . La principale différence est qu'il n'y a pas de pente TF à calculer: la distance estimée apparaît directement comme une distance relative au calibrateur  $\Delta\mu = m - m_{cal}$ . Rappelons qu'une classe de sosies rassemble les galaxies de même  $p$ , de même inclinaison, et de même type morphologique, qu'un calibrateur donné. On remarquera que la correction d'opacité (via l'inclinaison de la galaxie) n'entre plus en jeu, et cela décorrèle les erreurs sur  $p$  et les erreurs sur  $m$ :  $cov(\varepsilon_m, \varepsilon_p) = 0$ . De plus, le fait de sélectionner un type morphologique unique réduit naturellement la dispersion  $\sigma_\zeta$ . Le problème lié aux variations de  $\sigma_\zeta = \sigma_M(p)$  est aussi évacué. Toutefois, le plus petit nombre d'objets considérés réduit la précision sur la magnitude ou le diamètre apparent limite, sur la définition du plateau, et donc sur l'estimation de  $H_0$ . L'hypothèse supplémentaire "il existe des sosies" doit être discutée en fonction des erreurs sur les paramètres qui caractérisent une classe de sosies. Finalement, la réduction de la calibration absolue à un seul objet rajoute l'hypothèse suivante: "la distance du calibrateur est vraie" (on perd l'effet de moyenne lié à l'utilisation d'un ensemble de calibrateurs primaires). Cette hypothèse est en effet nécessaire si on veut estimer  $H_0$  en moyennant sur plusieurs classes de sosies.

### Le diagramme de Spaenhauer et la méthode d'A.Sandage

Dans la récente série d'articles "Bias Properties I-V" A.Sandage et ses collaborateurs (1994-1996) s'intéressent à la valeur du biais pour un triplet  $(m_{lim}, cz, p)$  donné. Elle se place en ce sens dans le cadre "frequentist", évaluant l'évolution du biais avec la distance. Son but est la correction de ce biais (Malmquist type II selon Teerikorpi 1994) en s'appuyant au préalable sur la reconnaissance de la partie non-biaisée de l'échantillon. C'est en fait une version plus empirique de la méthode des distances normalisées: on considère l'échantillon par tranche de  $p$ , et on évalue pour chaque valeur de  $p$ , la profondeur du plateau et la forme de la courbe de biais. Le domaine non-biaisé est naturellement statistiquement moins bien défini (moins de points), mais on a par contre la liberté de prendre en compte la variation éventuelle de la dispersion TF avec  $p$ , soit  $\sigma_M(p)$ . La connaissance, pour un  $p$  donné, de la valeur non-biaisée de la magnitude associée ( $\langle M \rangle = a_M p + b_M$ ) impose que la forme de la fonction de distribution des résidus soit parfaitement connue (l'hypothèse de symétrie ne suffit plus) et que la densité spatiale soit uniforme ( $h(\mu) = \exp(3\alpha\mu)$ ): on doit pouvoir superposer l'enveloppe théorique de l'échantillon et son enveloppe observée dans un diagramme  $-M$  vs.  $\log cz$  (diagramme de Spaenhauer). L'hypothèse d'un limite stricte en magnitude apparente (ou en diamètre apparent) est là aussi indispensable. La sélection du domaine non-biaisé peut aussi se tester en étudiant l'évolution de  $cov(\mu, \zeta)$  avec  $cz$ .

Là où la méthode des distances normalisées est plus puissante (outre un jeu



d'hypothèse plus restreint), c'est qu'elle permet par son formalisme de prendre en compte des effets plus subtils tels que la variation de  $m_{lim}$  avec l'extinction ou l'opacité, ainsi que la variation de  $-M(p)$  avec le type morphologique ou la brillance (on utilise toujours tous les points de l'échantillon dans un même diagramme  $\log H$  vs.  $d_n$ ).

### Distance d'amas et généralisation aux galaxies de champ: la méthode des "regroupements" de Willick (1994)

La méthode de Willick et collaborateurs repose sur les calculs ci-dessus en les généralisant à un ensemble d'amas issus de catalogues hétérogènes, de limites de flux variées. La méthode est ensuite étendue aux galaxies de champ en passant par l'intermédiaire d'un algorithme de "regroupement": les galaxies de champ remplissant certains critères de proximité en décalage spectral, distance angulaire, et distance TF, sont en effet assimilables à des amas au sens où elles sont situées à une même distance et vérifient donc l'hypothèse  $H_4$  de la section 7.2.6.

Le principe de la méthode est le suivant: dans un diagramme  $(-m, p)$ , des ensembles d'objets correspondant à des modules de distance différents apparaissent simplement translatés les uns par rapport aux autres d'une quantité  $\Delta\mu$ . Prenons un ensemble de galaxies situées à la distance  $\mu_0$ , et un autre à la distance  $\mu_1$ ; on a alors les relations suivantes:

$$-m = ap + b + \mu_0$$

$$-m = ap + b + \mu_1$$

où le couple  $(a, b)$  représente la pente et le point-zéro de la relation TF. Seulement, pour chaque ensemble ou regroupement, le couple  $(\tilde{a}, \tilde{b})$  observé (i.e. obtenu par régression linéaire) va être évidemment différent de  $(a, b)$  du fait de la sélection en magnitude apparente. Si on se reporte à la section précédente, le biais  $B(p, \mu_i)$  qui détermine la pente observée s'écrit:

$$B(p, \mu_i) = \int_{-\infty}^{m_{lim}} (m + ap + b - \mu_i) \Phi(m|p, \mu_i) dm$$

où  $\Phi(m|p, \mu_i)$  est la probabilité conditionnelle de  $m$  sachant  $p$  qui s'écrit:

$$\Phi(m|p, \mu_i) = G(m; \mu_i - ap - b, \sigma)$$

En pratique, on procède par itération en corrigeant à chaque étape la magnitude apparente de ce biais résiduel. Si  $m_{c,i}^n$  est la magnitude corrigée, à la nième étape, d'une galaxie du regroupement  $i$ , on a:

$$m_{c,i}^n = m_{c,i}^{n-1} - B_i^n(p, \mu_i) = m_i - \sum_{k=0}^n B_i^k(p, \mu_i)$$

Si on considère deux regroupements  $i$  et  $j$  de module de distance respectifs  $\mu_i$  et  $\mu_j$ , la différence  $\langle m_{c,i}^n \rangle - \langle m_{c,j}^n \rangle$  converge vers  $\Delta\mu = -(\mu_i - \mu_j)$  quand  $n$  tend vers l'infini. On peut donc ainsi construire une échelle de distance relative.



## 7.3 Cas de la relation inverse

Dans le cas de la relation inverse on fait la régression en minimisant les résidus selon  $p = \log V_m$ . On pose, pour la relation en magnitude:

$$p = p(M) + \zeta' = a'(-M) + b' + \zeta'$$

ou bien, pour la relation en diamètre:

$$p = p(\log D) + \zeta' = a'_D(\log D) + b'_D + \zeta'_D$$

avec comme hypothèse que les résidus  $\zeta'$  et les magnitudes absolues (resp. les diamètres absolus) ne sont pas corrélés, i.e.  $\text{cov}(-M, \zeta') = 0$  (resp.  $\text{cov}(\log D, \zeta'_D) = 0$ ). Les deux relations (magnitude et diamètre) étant équivalentes, je ne présenterai dans ce qui suit, que le point de vue de la relation en magnitude. Il suffit de remplacer  $-M$  par  $5 \log D + 25$  et  $-m$  par  $5 \log D_{25}$  pour retrouver les formules dans le cas de la relation en diamètre.

La densité de probabilité  $F(M, p)dMdp$  s'écrit:

$$\Phi_M(M)g(\zeta')dMd\zeta'$$

où  $\Phi_M(M)$  est la fonction de luminosité ou fonction de distribution des magnitudes absolues. La densité de probabilité d'une galaxie s'écrit alors:

$$dP_I = \frac{1}{A_I} \Psi(m, p, \mu) \Phi_M(M) g(\zeta') h(\mu) f(v, x) dM d\zeta' d\mu dv$$

avec les hypothèses suivantes:

- *H1* :  $\zeta'$  suit une loi Normale centrée sur 0 et d'écart type  $\sigma_I$
- *H2* : Il n'y a pas de sélection en  $p$ , i.e.  $\Psi(m, p, \mu) = \Psi(m, \mu)$
- *H3* : Il n'y a pas de mouvements particuliers, i.e. le champ des vitesses est assimilé à un pur flux de Hubble

### 7.3.1 Estimation de la pente

Dans le cas de la régression inverse, on suppose que toutes les erreurs sont sur l'axe des  $p = \log V_m$ , de sorte que  $\text{cov}(-M, \zeta') = 0$ . La pente  $a'$  est estimée à partir de cette dernière relation:

$$\text{cov}(-M, \zeta') = \text{cov}(m - \mu, p - a'(m - \mu) - b') = 0$$

$$\text{cov}(m, p) - a' \text{cov}(m, m) - \text{cov}(\mu, p) - a' \text{cov}(\mu, \mu) + a' [\text{cov}(m, \mu) + \text{cov}(\mu, m)] = 0$$

soit:

$$a' = \frac{\text{cov}(m, p) - \text{cov}(\mu, p)}{\text{cov}(m, m) + \text{cov}(\mu, \mu)}$$

Comme dans la section précédente, nous allons maintenant faire le bilan des erreurs et étudier leur influence sur le calcul de la pente. On a vu en section 7.2.3. que l'on pouvait écrire:

$$\text{cov}(m, p) = \text{cov}(\tilde{m}, \tilde{p}) + \text{cov}(\varepsilon_m, \varepsilon_p)$$

$$\text{cov}(\mu, p) = \text{cov}(Z, p) + \frac{1}{\alpha} \text{cov}\left(p, \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}\right) \simeq \text{cov}(Z, p)$$

$$\text{cov}(m, m) = \text{cov}(\tilde{m}, \tilde{m}) + \text{cov}(\varepsilon_m, \varepsilon_m) = \text{cov}(\tilde{m}, \tilde{m}) + \sigma_m^2$$

$$\text{cov}(\mu, \mu) = \text{cov}(Z, Z) + \frac{1}{\alpha^2} \text{cov}\left(\frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}, \frac{V_p + \varepsilon_v}{cz}\right)$$

où  $\alpha = 0.2 \ln 10$  et  $Z = 5 \log(cz) + \text{const.}$

On voit donc d'une part que les mouvements particuliers et les erreurs de mesure sur les magnitudes apparentes nous font sous-estimer la pente inverse. Cet effet est d'autant plus important à faible distance où ces mouvements particuliers sont comparables à la composante d'expansion. D'autre part, comme dans le cas de la pente directe, la corrélation des erreurs sur  $p$  et  $m$  modifie aussi l'estimation de la pente inverse. Cet effet est toutefois petit dans le cas de la relation en diamètre (cf Sect. 7.2.3.).

### 7.3.2 Estimation de $H_0$

Comme dans la section précédente, posons  $Y = \ln H = \ln(cz) - \ln d_{ITF}$  et calculons l'espérance  $E(Y)$ :

$$Y = \ln(cz) - \alpha\left(m + \frac{1}{a'}p - \frac{b'}{a'} - 25\right)$$

$$Y = \ln H_0 + \alpha(\mu - 25) - \alpha\left(m + \frac{1}{a'}p - \frac{b'}{a'} - 25\right)$$

$$Y = \ln H_0 + \alpha\left(\mu - m - \frac{1}{a'}p + \frac{b'}{a'}\right)$$

$$Y = \ln H_0 + \alpha \frac{\zeta'}{a'}$$

et donc,

$$E(Y) = \ln H_0 + \frac{\alpha}{a'} E(\zeta')$$

Calculons  $E(\zeta') = \int \zeta' dP_I$ :

$$E(\zeta') = \frac{1}{A_I} \int \zeta' \Psi(m, \mu) \Phi_M(M) g(\zeta') h(\mu) dM d\zeta' d\mu$$

$$A_I = \int \Psi(m, \mu) \Phi_M(M) g(\zeta') h(\mu) dM d\zeta' d\mu$$

$$A_I = \int g(\zeta') d\zeta' \int \Psi(m, \mu) \Phi_M(m - \mu) h(\mu) dm$$

D'où:

$$E(\zeta') = \frac{\int \zeta' g(\zeta') d\zeta'}{\int g(\zeta') d\zeta'} = 0$$

et

$$E(Y) = \ln H_0$$

Ainsi, si on possède la bonne pente inverse et un point zéro correctement calibré, la moyenne des  $\langle \frac{cz}{d_{ITF}} \rangle$  converge vers la bonne valeur de la constante de Hubble  $H_0$ . Ce résultat est de plus indépendant de la distance: pour  $\mu = \mu_0$  donné,  $\langle \frac{cz}{d_{ITF}} \rangle_{\mu_0}$  converge aussi vers  $H_0$ .

Si maintenant, au lieu d'avoir le bon couple de paramètres  $(a', b')$ , on utilise un couple  $(A', B')$  estimé différent de  $(a', b')$ , on a:

$$Y = \ln H = \ln H_0 + \alpha(\mu - m - \frac{1}{A'} p + \frac{B'}{A'})$$

$$Y = \ln H_0 + \frac{\alpha}{a'} \zeta' + \alpha[(\frac{1}{a'} - \frac{1}{A'}) p + (\frac{B'}{A'} - \frac{b'}{a'})]$$

$$E(Y) = \ln H_0 + \alpha(\frac{1}{a'} - \frac{1}{A'}) E(p) + \alpha(\frac{B'}{A'} - \frac{b'}{a'})$$

où

$$E(p) = \frac{1}{A_I} \int p \Psi(m, \mu) \Phi_M(M) g(\zeta') h(\mu) dM d\zeta' d\mu$$

$$E(p) = \frac{1}{A_I} \int p \Psi(m, \mu) \Phi_M(m - \mu) g(p - a'\mu + a'm - b') h(\mu) dM dp d\mu$$

et, sachant que  $g(x) = G(x; 0, \sigma_I)$ , on obtient en intégrant sur  $p$ :

$$E(p) = \frac{1}{A_I} \int (a'\mu - a'm - b') \Psi(m, \mu) \Phi_M(m - \mu) h(\mu) dM d\mu$$

Si maintenant on suppose:

- $H_4$  : la fonction de luminosité est gaussienne telle que  $\Phi_M(M) = G(M; M_0, \sigma_M)$
- $H_5$  :  $\Psi(m, \mu) = \theta(m_{lim} - m)$  (échantillon complet en magnitude), on peut intégrer sur  $m$

En posant  $X = m - \mu - M_0$ , on obtient:

$$E(p) = b' - a'M_0 - \frac{a'}{A_I} \int X \theta(m_{lim} - \mu - M_0) G(X; 0, \sigma_M) h(\mu) dX d\mu$$

soit, pour  $\mu = \mu_0$ , i.e.  $h(\mu) = \delta(\mu - \mu_0)$ :

$$E(p) = b' - a'M_0 + a' \frac{2\sigma_M}{\sqrt{2\pi}} \frac{\exp - \frac{(m_{lim} - \mu_0 - M_0)}{\sigma_M^2}}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{m_{lim} - \mu_0 - M_0}{\sqrt{2}\sigma_M}\right)}$$

Ce qui veut dire que si on utilise une pente érronée  $A' \neq a'$ , alors  $E(Y) = \ln H_0 + B(\mu_0, m_{lim})$ , c'est-à-dire que  $\langle \ln H \rangle$  varie avec la distance. Si par contre la pente est juste et le point zéro faux,  $\langle \ln H \rangle$  va bien être une constante, mais sa valeur va être différente de  $\ln H_0$ .

On remarquera que l'on arrive à la même conclusion lorsque l'on calcule  $H_0$  en utilisant la relation directe; toutefois, du fait que l'on se restreint à un échantillon non-biaisé, donc limité en distance, le terme  $B(\mu_0)$  reste petit. Dans le cas de la relation inverse, où l'absence théorique de biais de Malmquist nous conduit à utiliser les données les plus éloignées, et ceci d'autant plus que les mouvements particuliers perturbent l'estimation de la pente à petite distance, ce terme peut devenir dominant.

### 7.3.3 Distance d'un amas de galaxies

Nous avons vu dans le chapitre 6 que, si la relation inverse ne fournit pas une distance individuelle reliée au couple d'observables  $(m, p)$ , elle est par contre adaptée, en intégrant sur tous les  $p$ , à nous fournir un estimateur de la distance d'un amas, i.e. d'un ensemble de galaxies situées à la même distance  $r_0$ .

Posons:  $d_I = \exp \alpha(m + \frac{1}{a'}p - \frac{b'}{a'} - 25)$  la distance TF inverse et  $r_0 = \exp \alpha(\mu_0 - 25)$  la vraie distance de l'amas. La densité de probabilité d'une galaxie de l'amas s'écrit:

$$dP_I = \frac{1}{A_I} \Psi(m, \mu) \Phi_M(m - \mu) g(\zeta') \delta(\mu - \mu_0) dm d\zeta' d\mu$$

$$dP_I = \frac{1}{A_I} \psi(m) \Phi_M(m - \mu_0) g(p - a'(\mu_0 - m) - b') dm dp$$

et

$$A_I = \int dP_I = \int \psi(m) \Phi_M(m - \mu_0) dm$$

Cherchons l'espérance de  $d_{ITF}$ :

$$E(d_{ITF}) = \frac{1}{A_I} \int e^{\alpha(m + \frac{1}{a'}p - \frac{b'}{a'} - 25)} \psi(m) \Phi_M(m - \mu_0) g(p - a'(\mu_0 - m) - b') dm dp$$

$$E(d_{ITF}) = \frac{e^{\alpha(\mu_0 - 25)}}{A_I} \int e^{\frac{\alpha}{a'}(p - a'(\mu_0 - m) - b')} \psi(m) \Phi_M(m - \mu_0) g(p - a'(\mu_0 - m) - b') dm dp$$

De plus, d'après *H1*, la fonction  $g(\zeta') = G(\zeta'; 0, \sigma_I)$  est une gaussienne de moyenne nulle et de dispersion  $\sigma_I$ . Et d'après les propriétés des gaussiennes on a:

$$e^{\lambda x} G(x; x_0, \sigma) = e^{\lambda(x_0 + \frac{\lambda \sigma^2}{2})} G(x; x_0 + \lambda \sigma^2, \sigma)$$

D'où

$$E(d_{ITF}) = \frac{e^{\alpha(\mu_0 - 25)}}{A_I} \int e^{\frac{\alpha}{a'} \frac{\sigma_I^2}{2}} G(p - a'(\mu_0 - m) - b' - \lambda \sigma_I^2; 0, \sigma_I) \psi(m) \Phi_M(m - \mu_0) dm dp$$

$$E(d_{ITF}) = e^{\alpha(\mu_0 - 25)} e^{\frac{1}{2}(\frac{\alpha}{a'} \sigma_I)^2} \frac{1}{A_I} \int \psi(m) \Phi_M(m - \mu_0) dm$$

$$E(d_{ITF}) = e^{\alpha(\mu_0 - 25)} e^{\frac{1}{2}(\frac{\alpha}{a'} \sigma_I)^2}$$

$$E(d_{ITF}) = r_0 e^{\frac{1}{2}(\frac{\alpha}{a'} \sigma_I)^2}$$

Ainsi, l'estimateur  $\tilde{d} = d_{ITF} e^{-\frac{1}{2}(\frac{\alpha}{a'} \sigma_I)^2}$  est un estimateur non-biaisé de la distance vraie  $r_0$ . Donc, pour un échantillon de  $N$  galaxies possédant la même distance  $r_0$ :

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \exp \left[ \alpha \left( m_k - \frac{1}{a'} p_k + \frac{b'}{a'} - 25 + \frac{\alpha \sigma_I^2}{2 a'^2} \right) \right] \rightarrow E(\tilde{d} | r_0) = r_0$$

## Chapitre 8

### Effet de type, effet de brillance

Il est maintenant clair que le biais de Malmquist, qui se manifeste par une coupure dans la distribution des résidus TF, est une conséquence directe de la dispersion intrinsèque de la relation. La réduction de cette dispersion par l'introduction d'un paramètre supplémentaire au tandem luminosité-largeur-21 ou diamètre-largeur-21, permettrait certes d'acquérir des distances plus précises, mais surtout de repousser à plus grande distance la limite du domaine non-biaisé. L'enjeu est donc important.

Des tentatives ont déjà été faites dans ce sens en remplaçant, par exemple, la largeur 21-cm par une mesure directe, donc plus précise, de la vitesse de rotation maximale à partir de courbes de vitesses (Rhee 1996, Persic&Salucci 1995). Malheureusement ce type de donnée est difficile à acquérir, et il n'en existe pour l'instant que pour quelques centaines de galaxies tout au plus. D'autres solutions ont consisté à réduire l'éventail des type morphologiques, en ne gardant par exemple que les galaxies Sc-Sd pour lesquelles la relation TF est physiquement un peu mieux comprise, ou à réduire les erreurs de mesures en restreignant l'échantillon aux galaxies vues de profil, ce qui limite l'influence de la correction d'inclinaison.

Seulement, ce qui nous intéresse ici, c'est de trouver en quelque sorte un paramètre universel, qui soit aisément observable ou déductible des données existantes, pour l'ensemble de notre échantillon. Nous avons vu au chapitre précédent (Sect. 7.2.4.) que l'utilisation conjointe des deux relations TF, en magnitude et en diamètre, faisait naturellement apparaître un autre paramètre: le type morphologique ou la brillance superficielle moyenne, tous deux intrinsèques. De plus, on s'attend à ce que cette dépendance de la relation TF vis à vis du type ou de la brillance s'exprime comme une variation de point-zéro, pour une pente constante.

Cet chapitre sera consacré à l'étude de cette dépendance, en essayant, d'une part d'apporter des réponses concrètes en terme de réduction de la dispersion de la relation TF, d'amélioration de son facteur de corrélation et donc d'amélioration du critère de distance, et d'autre part, en donnant une explication physique à ce phénomène en confrontant les résultats observés à des modèles de distribution de masse. Nous verrons en particulier que la variation de point-zéro observée s'interprète en première approximation comme une variation du rapport des com-

posantes de bulbe et de disque avec le type ou la brillance.

Rappelons que l'échantillon de travail se compose de 5271 galaxies spirales pour lesquelles on connaît la vitesse radiale, la largeur de raie 21-cm, le diamètre apparent photométrique  $D_{25}$ , et généralement la magnitude apparente en bande  $B$ . Nous rappelons que l'échantillon est complet jusqu'au diamètre  $D_{25}=1.6$  arcmin (voir la première partie pour plus de détails, en particulier en ce qui concerne la sélection de l'échantillon).

L'échelle de distance de référence est l'échelle de distance cinématique relative définie au chapitre précédent. Celle-ci étant établie, nous sommes en mesure de reconstruire la relation Tully- Fisher inverse ou directe, en diamètre ou en magnitude, à partir de la magnitude apparente, du diamètre photométrique, de la vitesse de rotation  $V_m$  déduite de la largeur de raie 21-cm, et de la distance cinématique relative  $d_{cin}$ .

## 8.1 Estimation de la pente et du point zéro $b(T)$

La question de la dépendance de la relation Tully-Fisher vis à vis du type morphologique des galaxies a déjà été évoquée plusieurs fois sans qu'ait été apportée une réponse définitive (Djorgovsky, Carvalho, Han (1988); Roberts (1978); Rubin et al (1985)). Morton Roberts fut le premier à remarquer en 1978 que pour une même magnitude absolue, on observe pour les galaxies de type "tardif" (late type) une raie HI systématiquement plus étroite que pour les objets de type "précoce" (early type). Cette dépendance en type, qui correspondrait à une différence de point zéro pour la relation TF en magnitude, fut aussi évoquée par Rubin et al. (1985) à partir de mesures directes de courbes de rotations de galaxies spirales.

Il est clair que l'on peut s'attendre à ce que la relation TF en diamètre (mesuré en bande  $B$  à l'isophote standard de 25 mag (arcsec)<sup>-2</sup>) dépende du type morphologique. Supposons en effet que toutes les galaxies spirales de même diamètre isophotal aient des disques identiques, sur lequel ce diamètre est mesuré. En plus du disque, il existe selon le type une composante de bulbe plus ou moins importante qui contribue à la masse totale. On s'attend donc à ce que, parcourant la séquence des types des spirales à pur disque (Sdm, Sd) jusqu'aux spirales à bulbe central important (Sab, Sa), la vitesse maximale de rotation augmente pour un diamètre isophotal fixé, mesuré sur le disque.

Cette idée très simple nous conduira naturellement à étudier d'abord la dépendance en type du point de vue de la relation TF inverse (pour regarder ce qu'il advient de  $\log V_m$  pour un diamètre isophotal fixé). Par ailleurs, la relation inverse possède la très utile propriété d'être indépendante de la coupure en magnitude apparente et permet donc d'utiliser l'échantillon dans son ensemble (cf chapitres précédents).

On peut noter dès maintenant que l'imprécision du modèle de distance cinématique induit une sous-estimation de la pente de la relation inverse. Ce phénomène est d'autant plus important à faible distance où les mouvements particuliers sont de

type	1	2	3	4	5	6	7	8
a'	0.5 ± 0.015							
b'	1.518	1.520	1.483	1.464	1.430	1.371	1.335	1.273
n	231	256	685	701	525	458	292	302

Table 8.1: Pente et points zéro pour la relation inverse en diamètre selon le type morphologique

l'ordre de l'expansion de Hubble (plus la distance cinématique est petite, plus l'écart par rapport à la vraie distance est important).

Outre ces quelques remarques, le résultat majeur est que, quelque soit le point de vue employé (relation directe ou inverse), on obtient des droites de régression systématiquement et incontestablement différentes pour des types morphologiques différents. On observe en effet de très faibles variations de pente d'un type à l'autre, mais un net décalage en point zéro. Nous verrons que, si elle est plus prononcée dans le cas de la relation en diamètre, la dépendance en type est aussi observée pour la relation en magnitude.

### 8.1.1 La relation inverse

On se reportera aux figures 8.1 et 8.2 et Table 8.1 pour les résultats concernant la relation inverse en diamètre, et les figures 8.3 et 8.4 et Table 8.2 pour ceux obtenus avec la relation inverse en magnitude.

Tout se passe comme si la pente de la relation TF était une constante, la droite de régression évoluant de façon continue le long de l'axe vertical dans le plan  $(\log D, \log V_m)$  en suivant dans l'ordre la séquence des types (du type 1 (Sa) au type 8 (Sdm)). On remarquera cependant que la dispersion est plus importante et qu'il existe une légère courbure (convexe) vers les petites valeurs de  $\log D$  pour les types "précoces" (les spirales Sa en particulier). Ce phénomène est probablement dû à l'influence du profil photométrique du bulbe sur la mesure du diamètre apparent  $D_{25}$  (voir section suivante). La valeur de la pente inverse (valeur moyenne sur tous les types) a été testée en combinant tous les types sur un même diagramme  $(\log D - \log V_m)$ ; tous les types sont ramenés à un même  $\langle \log D \rangle$ , une telle normalisation étant nécessaire pour s'affranchir du biais dû aux places différentes qu'occuperaient les nuages de points associés à chaque type: on obtient le même résultat à  $10^{-3}$  près. Les fluctuations de points zéro observées autour de la progression moyenne sont clairement dues aux fluctuations de la pente: lorsque la pente est fixée à 0.5, on obtient les résultats "plus lisses" de la figure 8.2.

L'étude des résidus par rapport à la droite de régression inverse par type (selon l'axe des  $\log V_m$ ) en fonction de la brillance de surface moyenne montre une nette corrélation  $\Delta \log V_m - \Sigma$  pour tous les types, avec une pente variant de -0.74 pour le type 2 (Sab) à -2.62 pour le type 6 (Scd) (relation en diamètre). Ceci laisse penser que la dispersion observée dans la relation TF est principalement liée à la luminosité



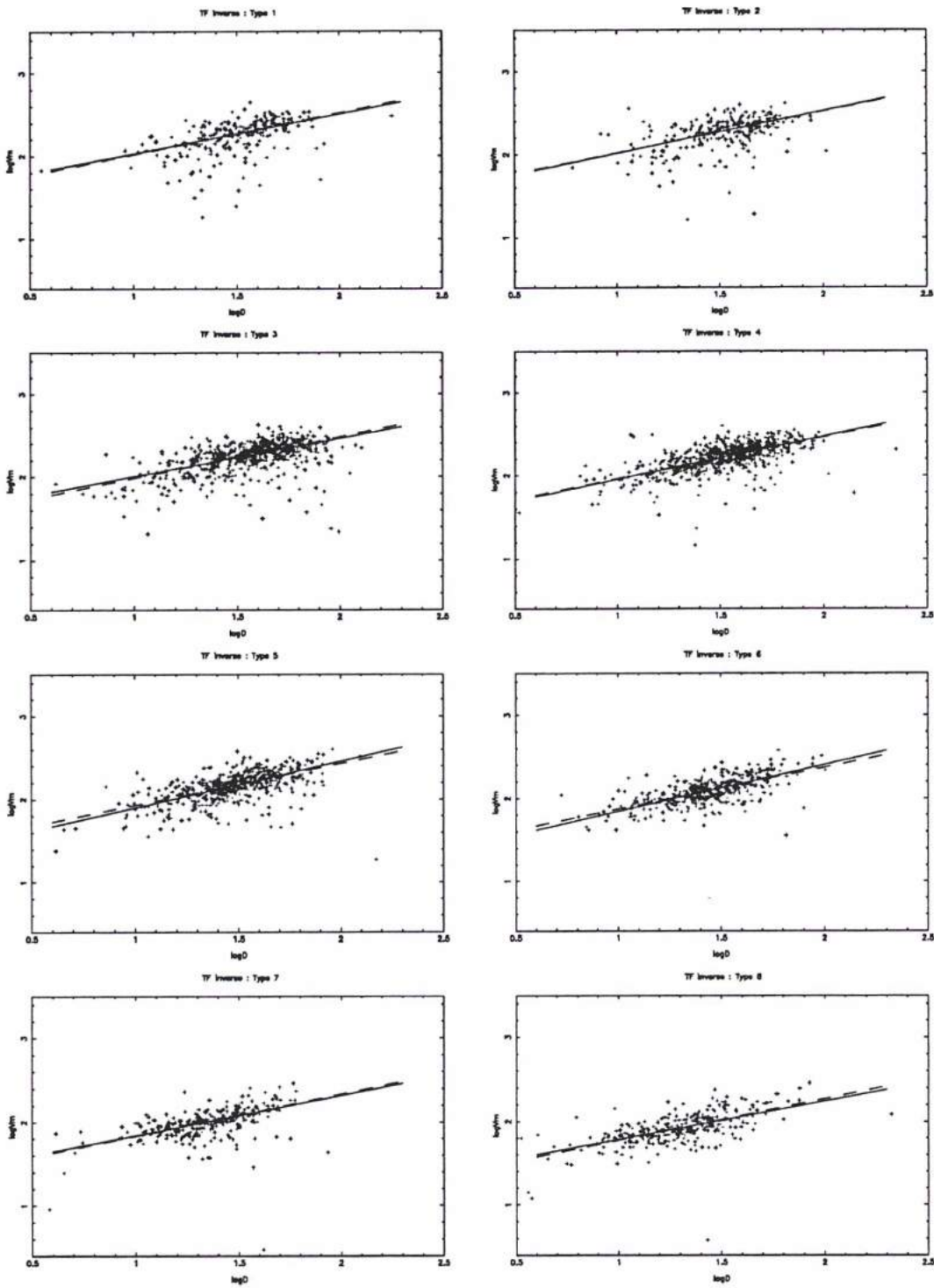


Figure 8.1: Régression inverse en diamètre pour les différents types morphologiques. La droite en pointillés représente la pente moyenne sur l'ensemble des types; c'est celle que nous avons adopté pour la calibration.

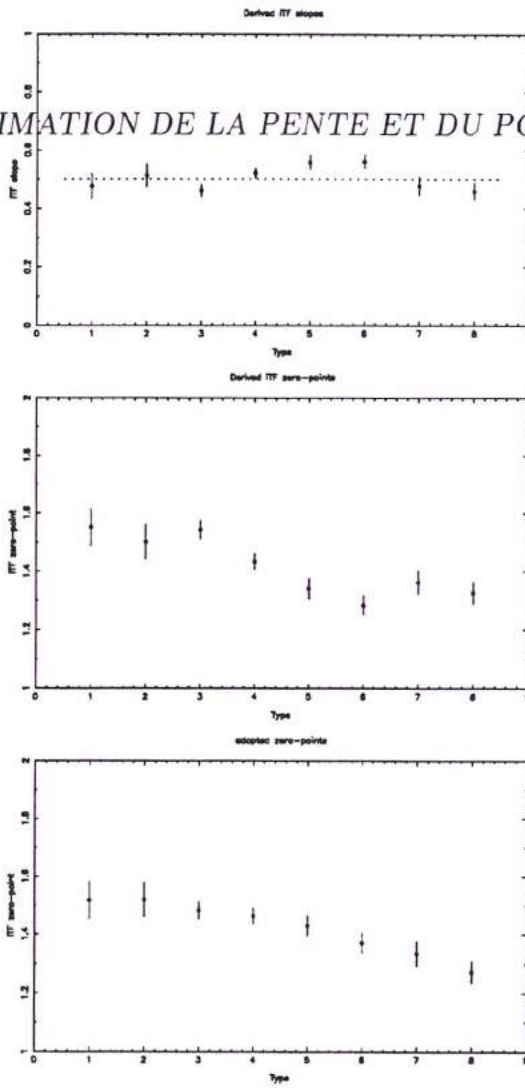


Figure 8.2: Premier panneau: variation de la pente inverse (diamètre) mesurée en fonction du type morphologique.  
 Second panneau: points zéro estimés en utilisant la pente donnée par la régression inverse sur chaque type.  
 Troisième panneau: points zéro obtenus en fixant la pente d'après la valeur moyenne pondéré représentée sur le premier panneau par une droite en pointillés.

type	1	2	3	4	5	6	7	8
$a'$	$0.1 \pm 0.03$							
$b'$	0.182	0.197	0.171	0.141	0.107	0.063	0.038	-0.022
n	201	254	679	687	511	447	264	224

Table 8.2: Pente et points zéro pour la relation inverse en magnitude selon le type morphologique

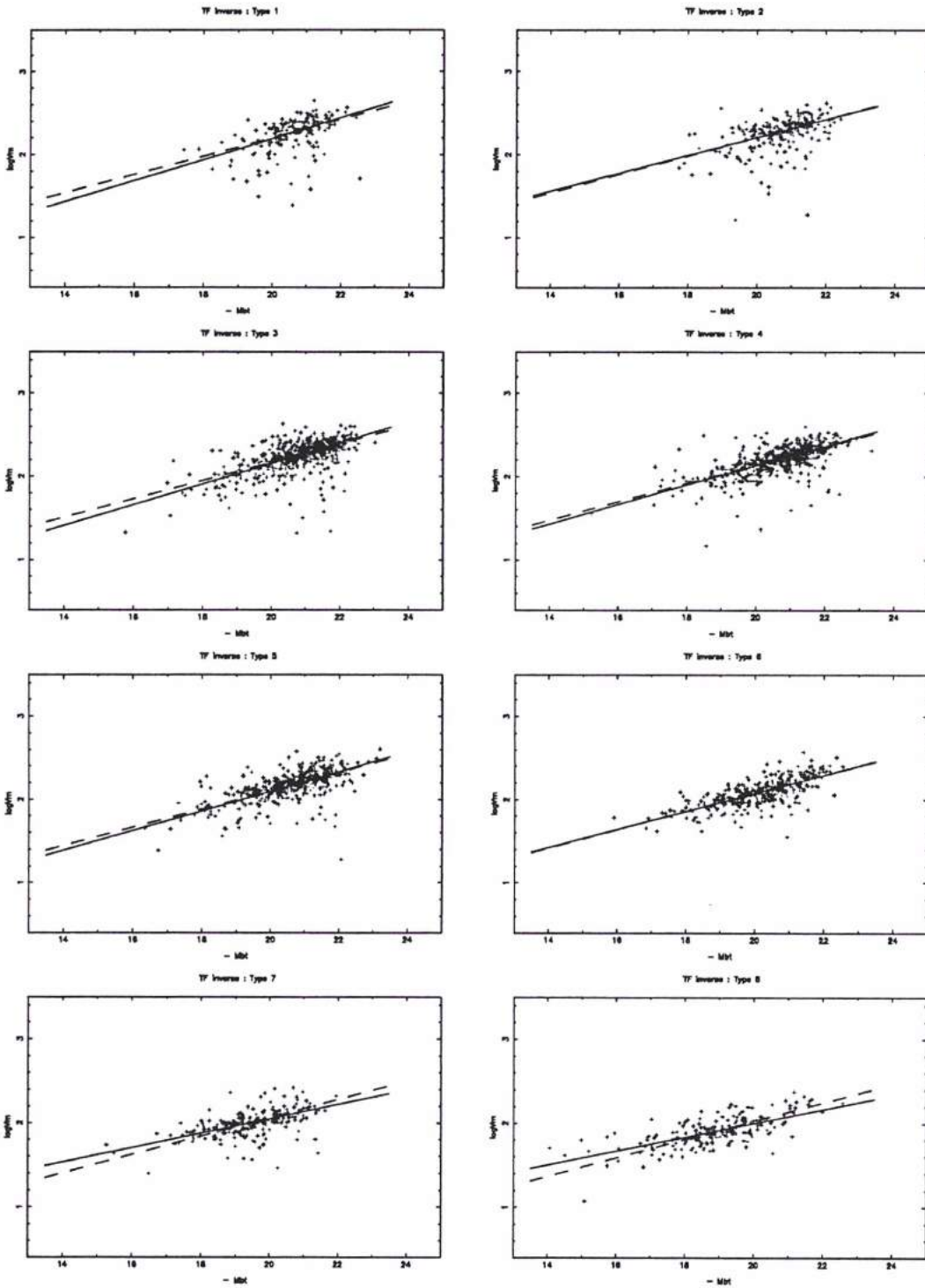


Figure 8.3: Régression inverse en magnitude pour les différents types morphologiques. La droite en pointillés représente la pente moyenne sur l'ensemble des types; c'est celle que nous avons adopté pour la calibration.

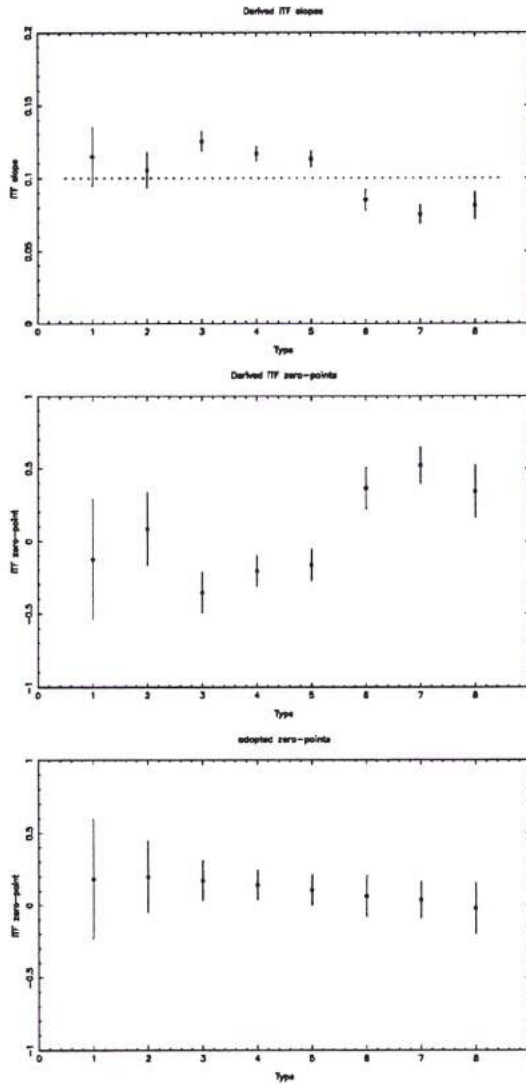


Figure 8.4: Premier panneau: variation de la pente inverse (magnitude) mesurée en fonction du type morphologique.

Second panneau: points zéro estimés en utilisant la pente donnée par la régression inverse sur chaque type.

Troisième panneau: points zéro obtenus en fixant la pente d'après la valeur moyenne pondéré représentée sur le premier panneau par une droite en pointillés.

des objets et qu'il s'agit essentiellement d'une dispersion intrinsèque et non d'une dispersion d'ordre observationnel due aux erreurs sur le diamètre apparent ou la largeur de raie (voir Fig. 8.5). Ajoutons que la relation diamètre-luminosité (dans un diagramme  $(\log D, M)$ ) donne exactement une pente de 5 pour les objets de type "tardif", en accord avec ce que prédisent les modèles à pur disque, et une pente significativement différente de 5 pour les objets de type "précoce" (Fig. 8.6); ceci apporte un autre argument indépendant en faveur de faibles erreurs sur  $\log D$  qui proviendraient par exemple de l'incertitude sur la distance cinématique. Le fait que les erreurs sur  $\log D$  ne dominent pas donne en outre plus de poids à la pente de la relation TF estimée plus haut. On remarquera aussi sur la figure 8.5 que les objets de type "tardif" sont en moyenne moins brillants en surface que les galaxies de type "précoce". Ces résultats seront commentés plus en détail en section 8.4.

Les résultats présentés ci-dessus utilisent des galaxies de toutes distances (ou de toutes vitesses radiales). L'effet de type apparaît de manière toute aussi évidente lorsqu'on s'intéresse à des gammes de vitesses radiales différentes. Pour s'en convaincre, il est d'abord utile de calculer pour chaque type (et pour chaque intervalle de vitesse radiale) la valeur moyenne  $\langle \log V'_m \rangle$ , où le paramètre normalisé  $\log V'_m$  est calculé pour chaque galaxie à partir de la pente inverse:

$$\log V'_m = \log V_m - 0.5(\log D - 1.5), \text{ pour la relation en diamètre,}$$

$$\log V'_m = \log V_m + 0.1(M + 20.0), \text{ pour la relation en magnitude,}$$

( $D$  et  $M$  représentent respectivement diamètres linéaire et magnitude absolue)

La figure 8.7 représente les valeurs de  $\langle \log V'_m \rangle(T)$  le long de l'axe des vitesses radiales; l'effet de point zéro y est vu de façon très claire (par commodité, la valeur de  $\langle \log V'_m \rangle(8)$  a été ramenée à zéro). La dispersion est bien sûr plus importante dans le domaine des petites vitesses radiales du fait du plus faible nombre de galaxies disponibles; les types apparaissent cependant bien séparés à partir de  $V=1000 \text{ km s}^{-1}$ . De plus, le fait que l'on n'observe pas de divergence notable par rapport à l'horizontalité est un argument en faveur de la pente adoptée. Et finalement, on constate également, comme attendu, que l'effet de type est moins important pour la relation en magnitude.

### 8.1.2 La relation directe

Les figures 8.8 et 8.9 illustrent les résultats obtenus pour la relation directe en diamètre. On remarquera que malgré le beaucoup plus petit nombre de points disponibles pour l'étude de la relation directe (l'échantillon non-biaisé utilisable ne compte plus qu'environ 450 objets contre les 5171 ou 4577 galaxies que compte l'échantillon total pour les relations en diamètre et en magnitude respectivement), les résultats vont dans le même sens que ceux issus des mesures en régression inverse, même s'ils deviennent légèrement chaotiques pour les types les moins bien peuplés (particulièrement les types Sa et Sdm). Le calcul de la pente, dans le cas de la relation directe, a nécessité naturellement plusieurs itérations mais aussi le test de différentes limites pour le plateau (cf Ch. 6). On s'aperçoit que le choix arbitraire

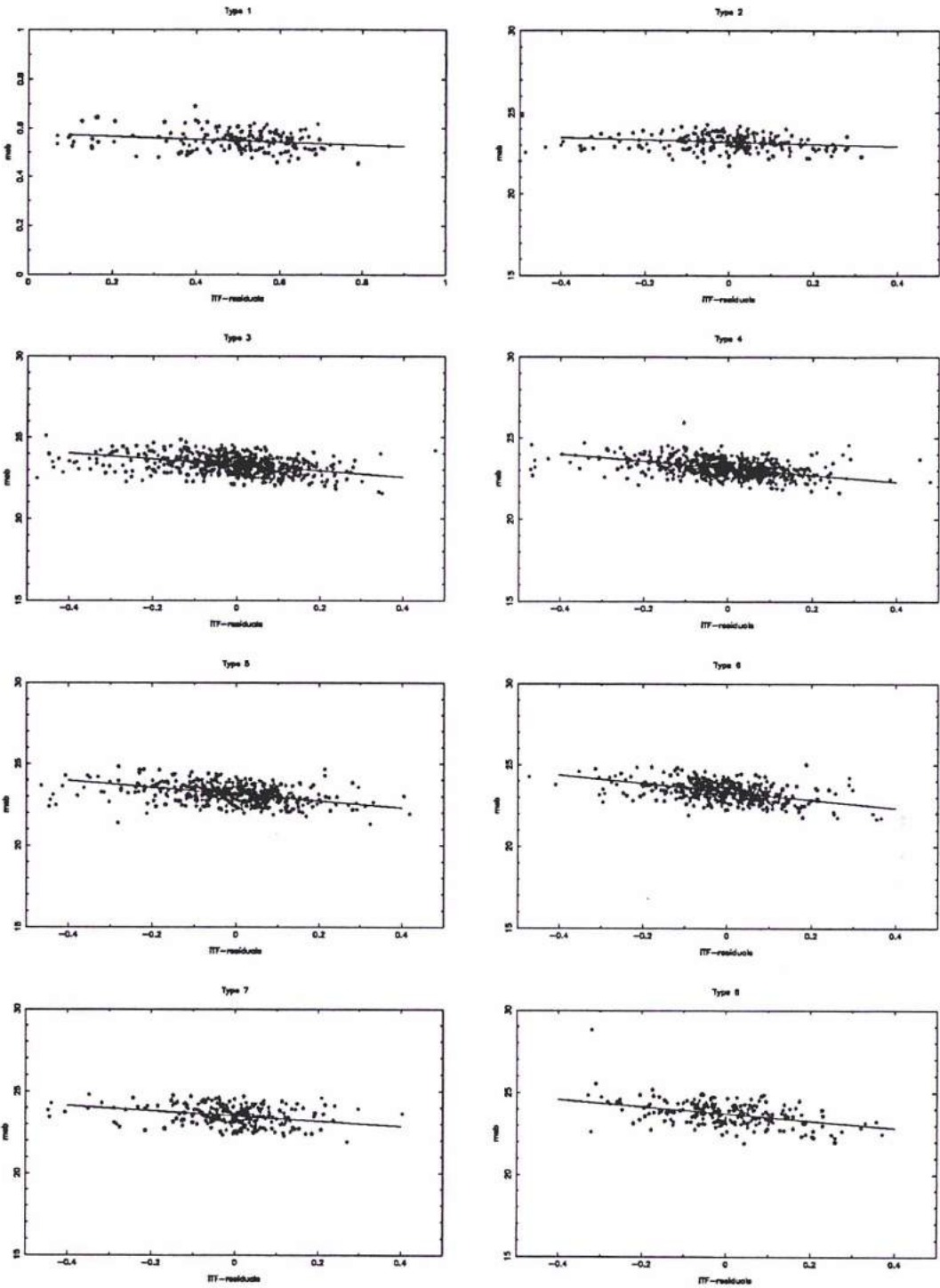


Figure 8.5: Tracé des résidus iTF en fonction de la brillance superficielle moyenne des objets

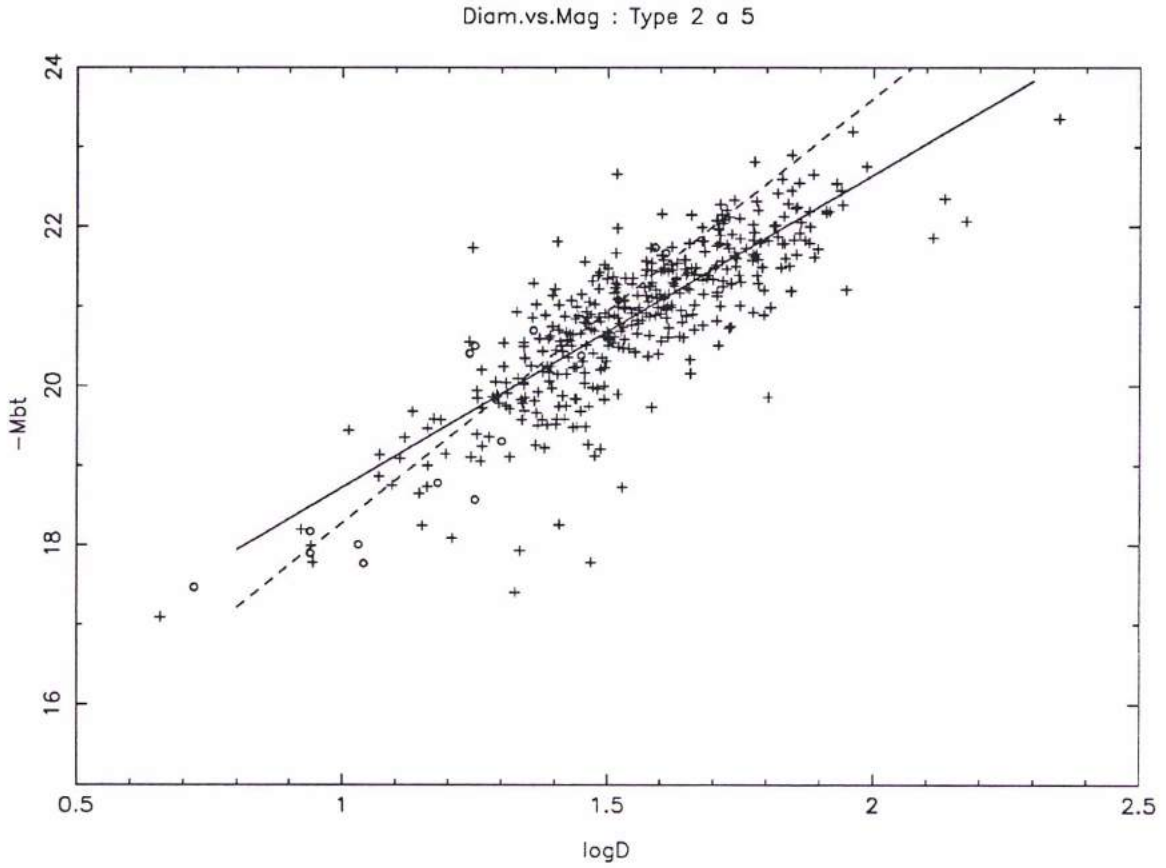


Figure 8.6: Relation Diamètre-Luminosité pour les galaxies de types Sab à Sc. Les cercles représentent les calibrateurs primaires que nous utiliserons au chapitre 10 (distances céphéides exclusivement)

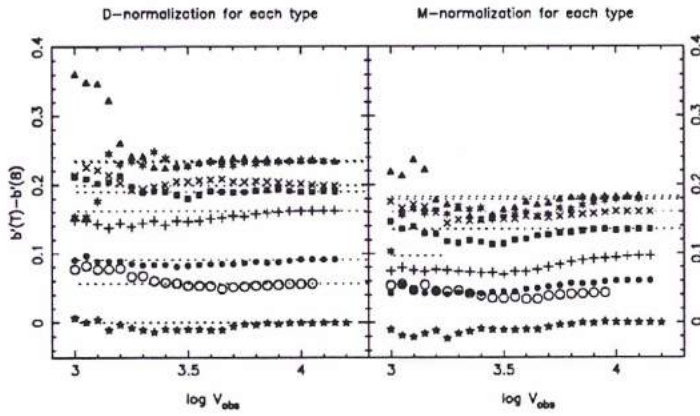


Figure 8.7: Effet de type visualisé dans un diagramme  $\langle \log V'_m \rangle$  (i.e. les points zéro relatifs  $b'(T) - b'(8)$ ) vs. la vitesse radiale  $\log V_{obs}$ , pour les relations en diamètre et en magnitude respectivement. Les différents symboles renvoient aux différents types morphologiques de 1 à 8: les triangles noirs correspondent au type 1, et les étoiles noires au type 8.

de cette limite a peu d'influence sur la valeur de la pente, s'il est toutefois fait de façon raisonnable. C'est un résultat attendu des simulations effectuées par Ekholm, 1996.

L'effet de la normalisation sur la détermination du plateau est illustré par les figures 8.10 et 8.13-14: les valeur individuelle de  $\log H (= \log V_c - \log d_{TF})$  sont représentées en fonction de la distance cinématique (Fig. 8.10b) et de la distance normalisée (Figs. 8.10a et 8.13-14) pour la relation en diamètre et la relation en magnitude respectivement. Les différents icônes utilisés font référence à différentes valeurs de  $\log V_m$  regroupées en trois intervalles: les croix correspondent à l'intervalle  $] - \infty; 2.1]$ , les carrés à  $]2.1; 2.3[$ , et les triangles à  $]2.3; +\infty[$ . Ces intervalles contiennent respectivement 949, 967, et 686 objets. On s'attend d'après le chapitre 6 à ce que la distance TF des objets dont le  $\log V_m$  est petit soit biaisée plus tôt (c.a.d. plus proche en distance cinématique ou en distance normalisée) que celle des objets à grand  $\log V_m$ . Après un domaine constant (un plateau), on s'attend donc aussi à ce que la valeur moyenne  $\langle \log H \rangle (d_{cin})$  (resp.  $\langle \log H \rangle (d_n)$ ) commence à augmenter plus tôt pour les petites valeurs de  $\log V_m$ . Ceci est très clair sur la figure 8.10b: à faible distance cinématique les objets appartenant aux différents domaines de  $\log V_m$  apparaissent bien mélangés et consistent avec une même valeur moyenne (non-biaisée) de  $\log H_0$ ; par contre, lorsque la distance augmente, les galaxies de petit  $\log V_m$  ne se retrouvent rapidement plus que dans la partie supérieur du diagramme, alors que les galaxies de grand  $\log V_m$  restent plus longtemps dans le régime non-biaisé. Grâce à l'échelle de distance normalisée (Fig. 8.10a et 8.13-14), toutes les galaxies ont le même comportement dans le diagramme: la valeur moyenne  $\langle \log H \rangle (d_n)$  commence à augmenter à partir d'une certaine valeur de  $d_n$ , la même pour tous



les objets; la région du plateau apparaît alors de manière évidente. L'échantillon non-biaisé compte 478 et 468 galaxies pour les relations en diamètre ( $d_n \leq 6$ ) et en magnitude ( $d_n \leq 10$ ) respectivement. Les figures 8.11 et 8.12 montrent le comportement des points zéro relatifs  $b(T) - b(8)$  en fonction de la distance limite adoptée pour chacune des deux relations. Les types 1 et 2, ainsi que les types 7 et 8 ont été regroupés, le nombre de points disponible n'étant pas suffisant pour estimer séparément leurs points zéro respectifs. On observe de nouveau l'augmentation du biais avec la distance ainsi que la moindre importance de l'effet de type dans le cas de la relation en magnitude. Les résultats de la calibration absolue seront présentés dans la partie suivante. La question de la variation de la magnitude limite avec le type est développée dans la première partie (Sect. 2.4.), dans la section consacrée à la complétude de l'échantillon.

En résumé, pour une valeur de  $\log V_m$  fixée, une galaxie de type "précoce" aurait une plus faible luminosité ou un plus petit diamètre qu'une galaxie de type "tardif" (progression continue du type 1 au type 8). En conséquence, si on utilise la relation Tully- Fisher sans tenir compte de l'effet de type, avec donc une loi unique pour l'ensemble des types, on aura tendance à sous-estimer les distances des types "tardifs" et à surestimer celles des types "précoces".

### 8.1.3 Remarque

Ceci permet d'apporter la lumière sur un autre problème dont la solution est jusqu'à présent restée en suspens: lorsque l'on s'intéresse à la distribution du rapport  $d_{cin}/d_{TF}$  en fonction de l'inclinaison  $i$  des galaxies ou du rapport des axes  $\log R_{25}$ , on constate qu'à partir d'une certaine valeur de  $\log R_{25}$  ( $\simeq 0.6$ ),  $\log(d_{cin}/d_{TF})$  augmente en moyenne systématiquement; en outre, il existe de moins en moins de valeurs négatives de  $\log(d_{cin}/d_{TF})$  à mesure que  $\log R_{25}$  augmente (voir Bottinelli et al 1995). La première réaction fut d'envisager l'existence d'un biais observationnel mystérieux, lié d'une façon quelconque à un phénomène photométrique: à première vue en effet, tout se passe comme si la taille ou la luminosité des objets "augmentait" avec l'inclinaison. Toutefois, le fait que l'on observe exactement le même comportement pour des valeurs différentes du diamètre apparent limite laisse penser que le phénomène ne peut se résumer à un effet observationnel qui concernerait systématiquement les objets de petit diamètre angulaire. Cela ressemble plus à un effet de sélection qu'à une courbure intrinsèque de la relation liant la distance TF à l'inclinaison. En fait, le phénomène s'explique aisément lorsqu'on prend en compte l'effet de type décrit ci-dessus: il se trouve qu'au delà de  $\log R_{25}=0.6$ , les objets sélectionnés sont intrinsèquement plats et sont donc principalement des galaxies de faible rapport bulbe/disque (en luminosité), donc de type Scd, Sd, ou Sdm. Or on a vu que pour ces types, la distance  $d_{TF}$  était systématiquement sous estimée;  $\log(d_{cin}/d_{TF})$  est donc en moyenne strictement supérieur à zéro pour les galaxies de type "tardif" (De façon symétrique, les objets de type "early", dont les distances  $d_{TF}$  sont systématiquement surestimées, apparaissent décalées vers les faibles valeurs de

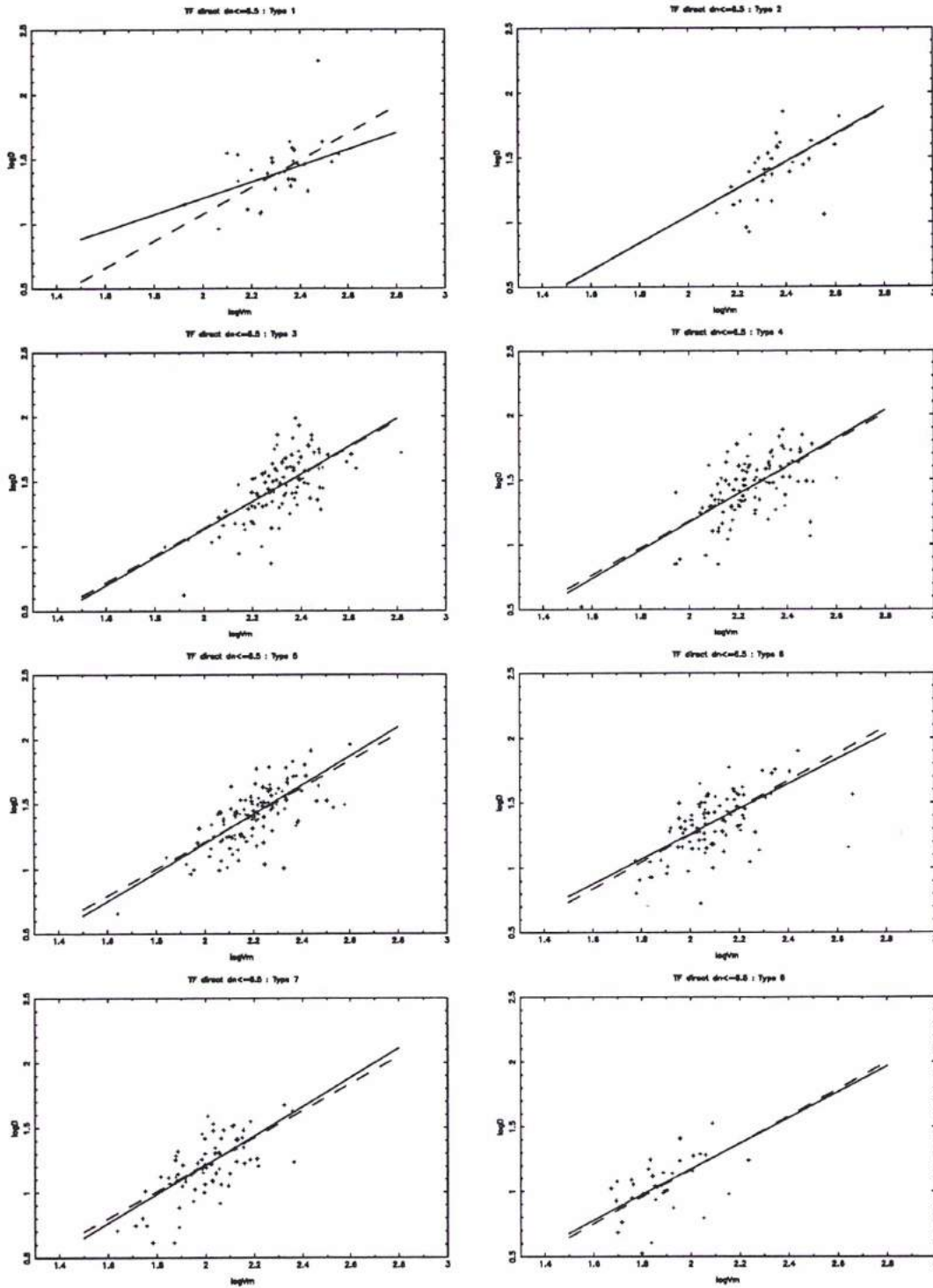


Figure 8.8: Relation Tully-Fisher directe obtenue avec les données du plateau non biaisé ( $d_n \leq 6.5$ ). Visualisation des différentes régressions en fonction du type. La droite en pointillés représente la pente adoptée pour l'ensemble des types

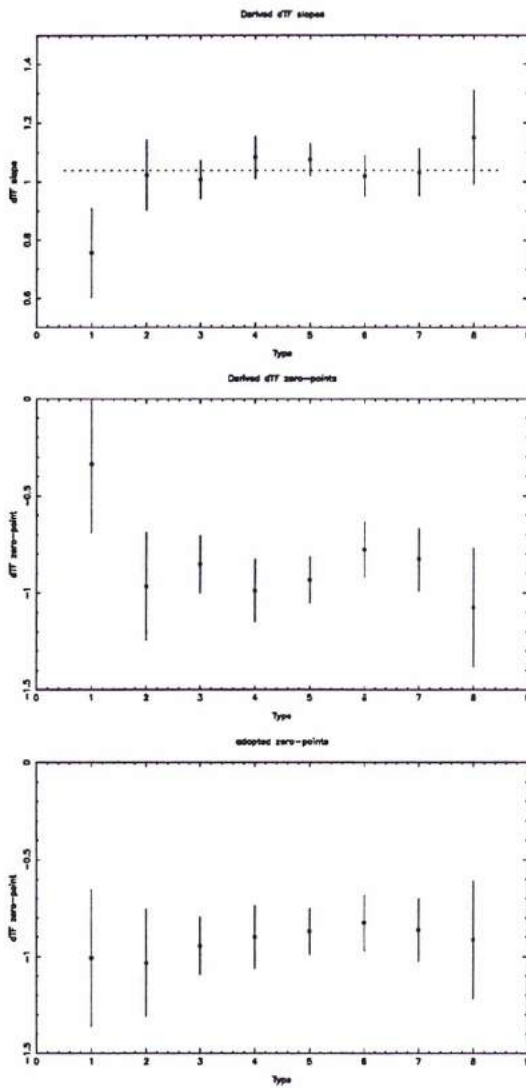


Figure 8.9: Premier panneau: variation de la pente directe (diamètre) mesurée en fonction du type morphologique.

Second panneau: points zéro estimés en utilisant la pente donnée par la régression directe sur chaque type.

Troisième panneau: points zéro obtenus en fixant la pente d'après la valeur moyenne pondéré représentée sur le premier panneau par une droite en pointillés.

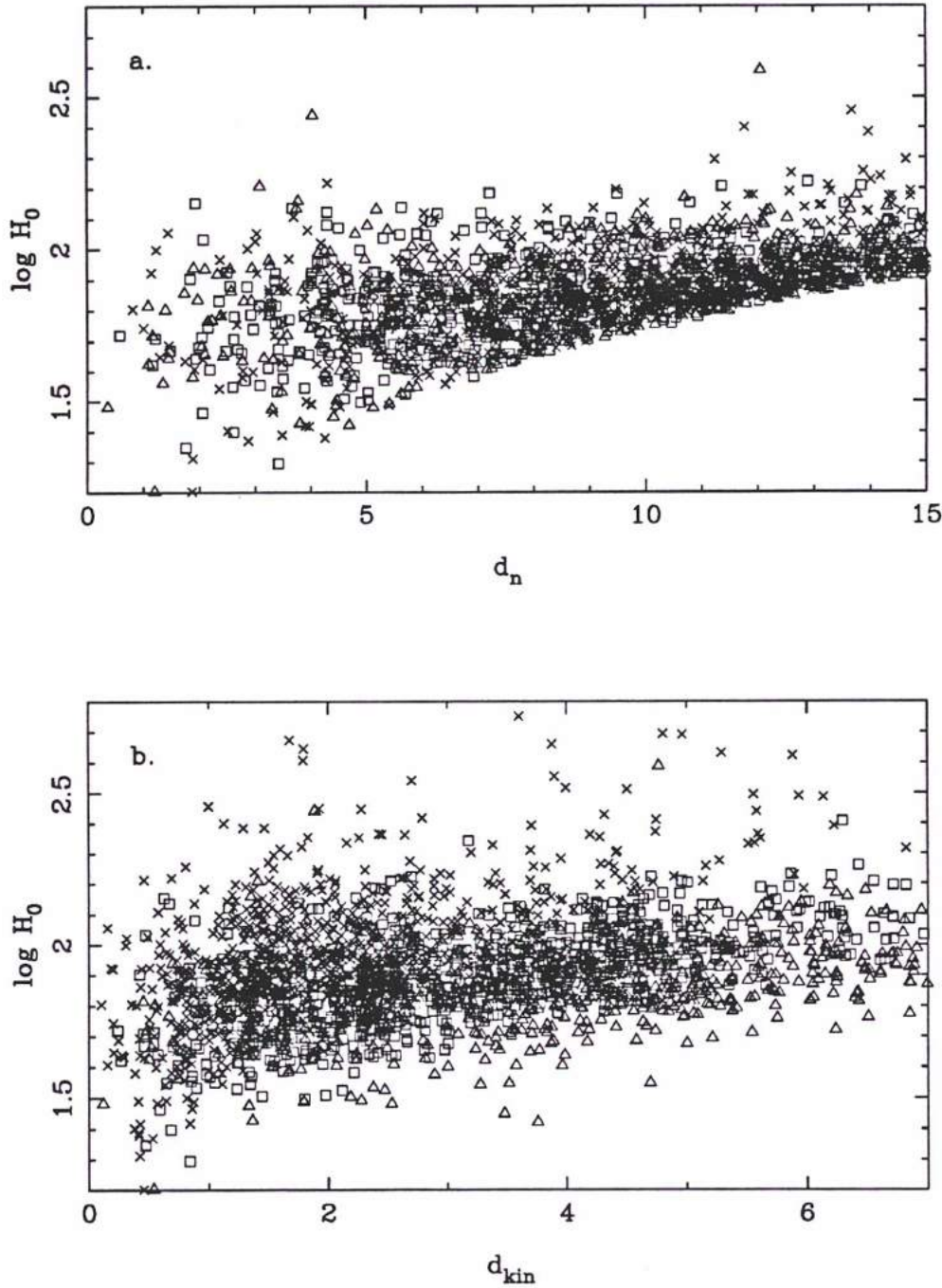


Figure 8.10: Diagrammes  $\log H$  vs.  $d_n$  (a) et  $\log H$  vs.  $d_{cin}$  (b) pour la relation en diamètre. Les différents intervalles de  $p = \log V_m$  sont notés avec des symboles différents: des étoiles pour les petites valeurs, des carrés pour les valeurs intermédiaires, et des triangles pour les grandes valeurs.

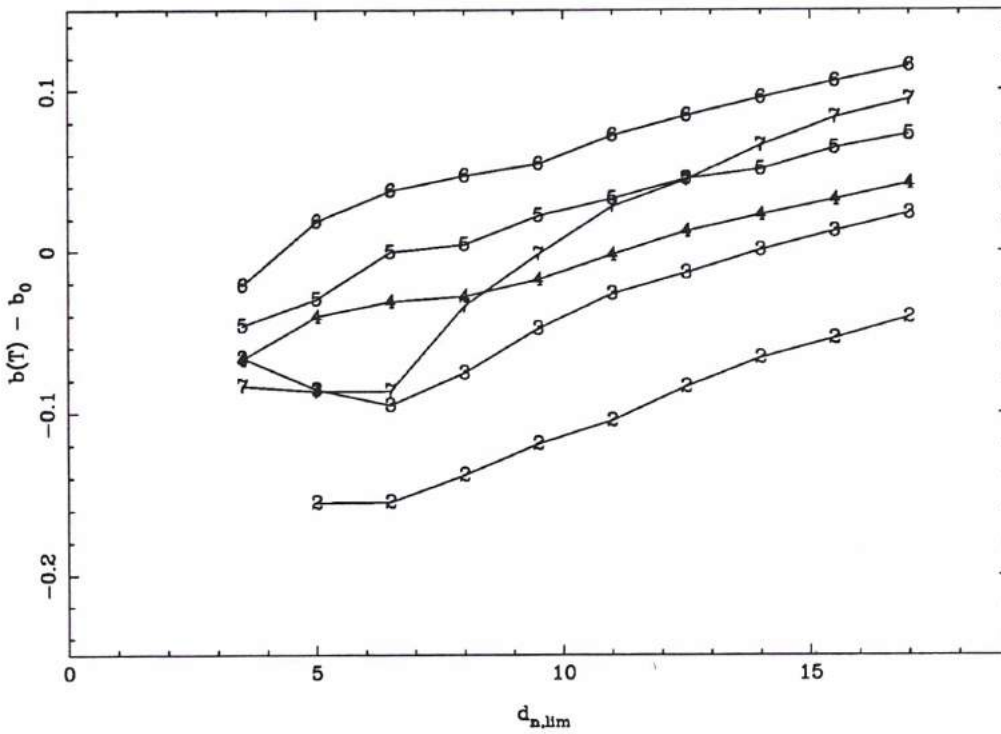


Figure 8.11: Points zéro relatifs de la relation TF en diamètre pour différents types et différentes limites ( $d_{n,lim}$ ) du plateau. Contenant trop peu de points, les types 1 et 2, et les types 7 et 8 sont combinés et correspondent respectivement aux symboles 2 et 7.

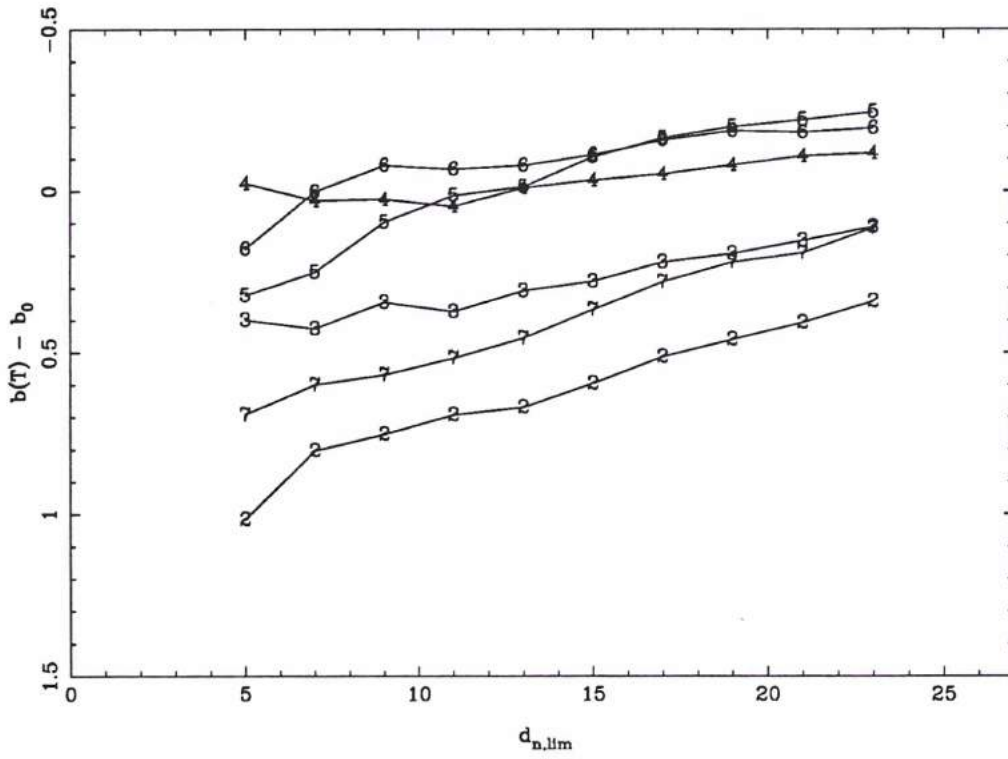


Figure 8.12: Même figure que la précédente, mais pour la relation TF en magnitude.

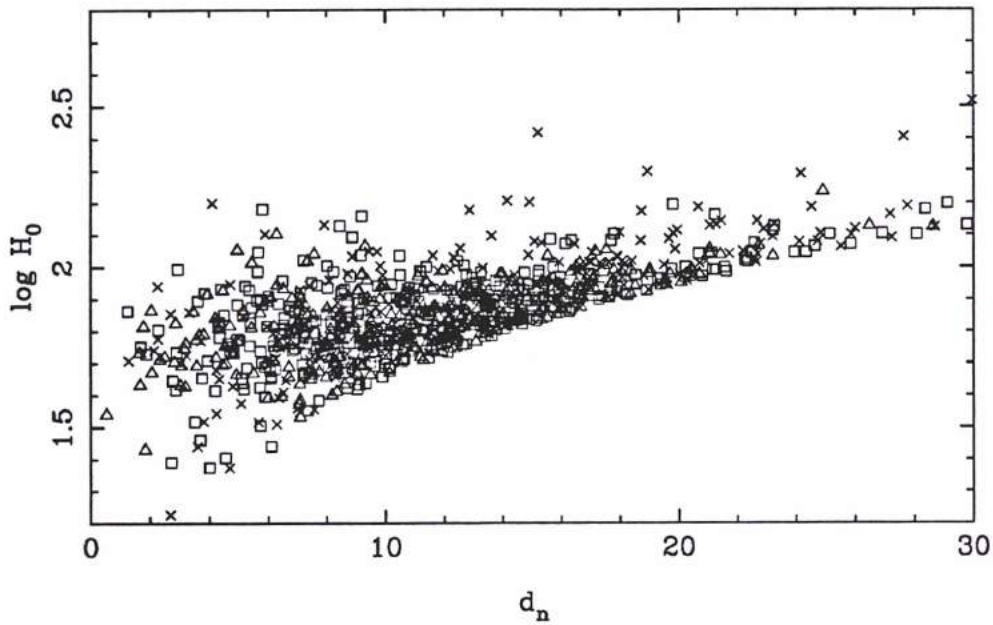


Figure 8.13: Diagrammes  $\log H$  vs.  $d_n$  pour la relation en magnitude en utilisant une magnitude commune de 13.25 pour tous les types. Les différents intervalles de  $p = \log V_m$  sont notés avec des symboles différents: des étoiles pour les petites valeurs, des carrés pour les valeurs intermédiaires, et des triangles pour les grandes valeurs.

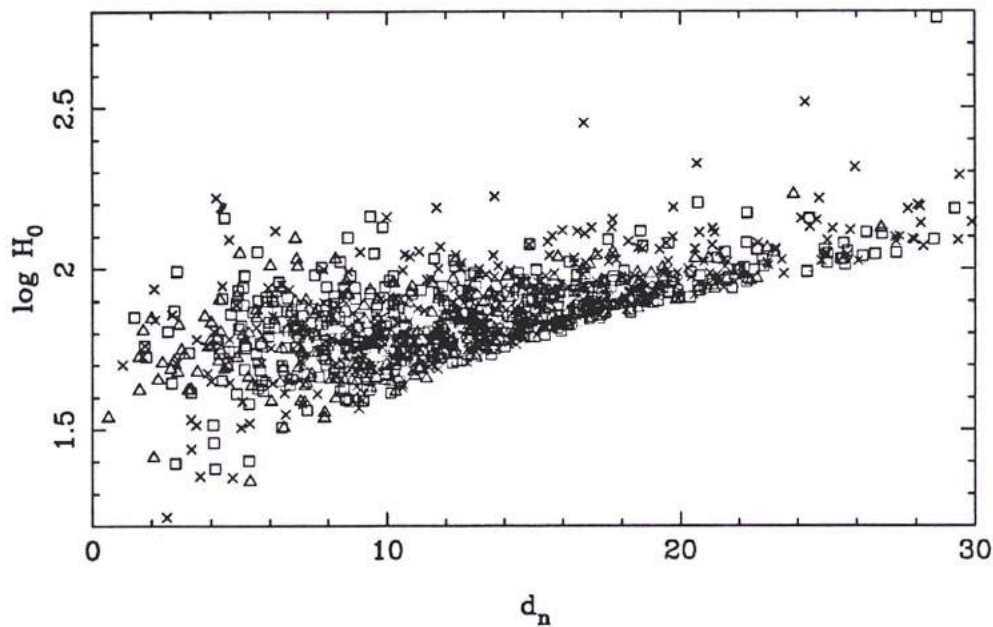


Figure 8.14: Diagrammes  $\log H$  vs.  $d_n$  pour la relation en magnitude en utilisant des magnitudes limite différentes selon le type. On obtient un plateau non biaisé mieux défini et plus fourni que pour le diagramme précédent. Les différents intervalles de  $p = \log V_m$  sont notés avec des symboles différents: des étoiles pour les petites valeurs, des carrés pour les valeurs intermédiaires, et des triangles pour les grandes valeurs.

$\log(d_{cin}/d_{TF})$ ). Comme au delà de  $\log R_{25}=0.6$  on n'observe plus que cette catégorie d'objet, le  $\log(d_{cin}/d_{TF})$  moyen sur l'ensemble des types augmente avec l'inclinaison.

La figure 8.15a représente un diagramme  $\log(d_{cin}/d_{TF})$  .vs.  $\log R_{25}$ ; en d'autres termes, on peut y observer les résidus de la relation Tully-Fisher directe en diamètre en fonction de l'inclinaison (pour les types compris entre 1 (Sa) et 7 (Sd)). les différents symboles correspondent à différentes classes morphologiques: les types 1, 2, et 3 sont représentés par des triangles, les types 4 et 5 par des croix, les types 6 et 7 par des ronds. On voit clairement apparaître une dissymétrie aux grandes valeurs de  $\log R_{25}$ . Jouons maintenant avec quelques chiffres pour conforter cette dernière impression: avec une relation TF unique, les valeurs moyennes des  $\log(d_{cin}/d_{TF})$  sur l'ensemble des inclinaisons sont respectivement égales à -0.0204, 0.0046, et 0.0063, pour les types "early", "intermediate", et "late". La figure 8.15b montre les mêmes galaxies que pour la figure 6a mais en utilisant cette fois les "bon" points zéro, c'est à dire ceux estimés dans la section précédente. L'accroissement à grand redshift disparaît, et les valeurs moyennes précédentes sont maintenant plus proches de zéro et égales respectivement à 0.0011, 0.0017, et -0.0032. Ceci confirme d'une autre manière l'existence d'une dépendance en type et nous donne une première piste de recherche: une réflexion sur l'influence du rapport bulbe sur disque en luminosité ou en masse semble une étape incontournable dans la compréhension de l'effet de type.

Il reste maintenant à trouver une explication si possible quantifiable à cette dépendance en type. Si en effet on peut justifier la dérive de la droite de régression avec le type, on peut justifier la ségrégation par type pour l'usage de la relation Tully-Fisher et donc réduire l'incertitude sur les distances.

## 8.2 Le diamètre photométrique $D_{25}$

Une première étape consiste à se demander ce que représente exactement le diamètre isophotal  $D_{25}$ , c'est à dire quelles sont les contributions photométriques respectives du bulbe et du disque au niveau de l'isophote  $\mu=25$  mag arcsec<sup>-2</sup>. En clair, le diamètre  $D_{25}$  est il un indicateur de la luminosité totale de la galaxie, ou seulement de celle du disque? On utilisera ici les données photométriques de Kent (1985), Simien et de Vaucouleurs (1986), Kodaira et al (1986), et comme modèle de distribution de brillance la loi exponentielle de de Vaucouleurs (1959), à savoir:

$$\ln \frac{\sigma(r)}{\sigma(r_0)} = -\left[\frac{r}{r_0}\right]^{\frac{1}{\beta}}$$

où  $\sigma$  représente la brillance de surface au rayon  $r$ , et  $r_0$  est le facteur d'échelle de la galaxie. le paramètre  $\beta$  est égal à 1 pour un disque, et égal à 4 pour un bulbe (loi en  $r^{1/4}$ ). Cette équation peut prendre des formes différentes suivant que l'on utilise comme données la brillance centrale ou la brillance effective (isophote correspondant au rayon  $r_e$  tel que la moitié de la luminosité est contenue dans  $r_e$ ).

On a pour un disque:



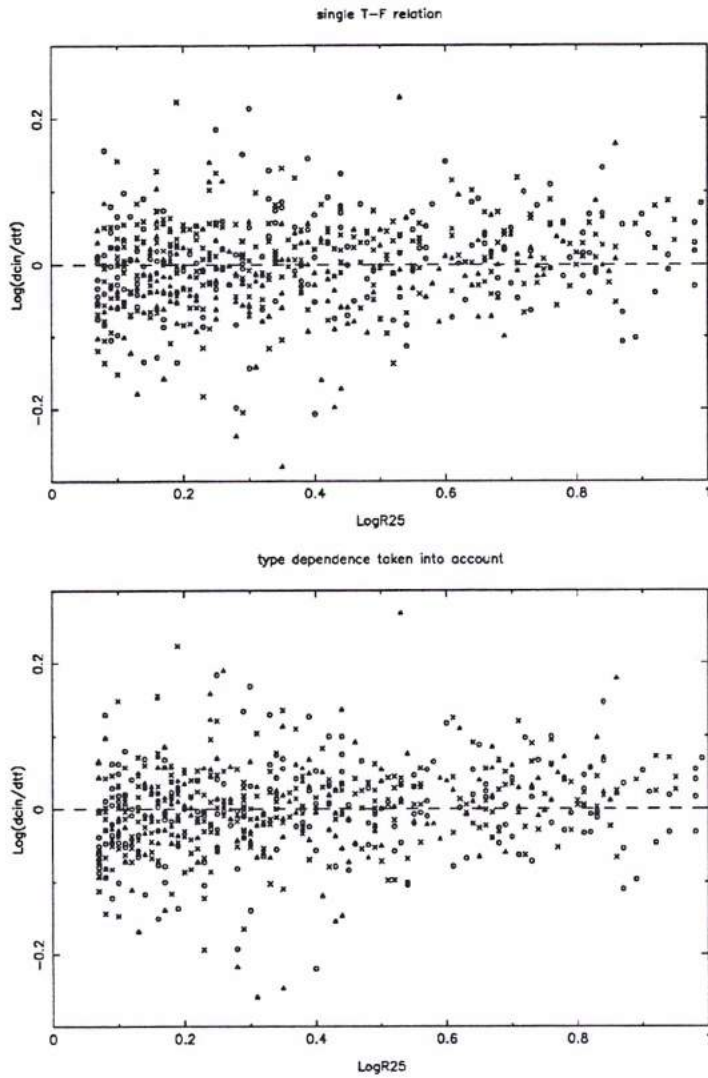


Figure 8.15: Ecart entre la distance cinématique et la distance TF pour les données du plateau en fonction du rapport d'axes  $\log R_{25}$ : a. sans effet de type, b. en prenant en compte l'effet de type

$$\ln \frac{\sigma_D(r)}{\sigma_D(r_0)} = -\frac{r}{r_0}$$

ou bien

$$\mu_D(r) = \mu_D(r_e) + 1.823 \left[ \frac{r}{r_e} - 1 \right]$$

avec  $\sigma(r) = 10^{-0.4\mu(r)+10.58}$

et pour un bulbe:

$$\log \frac{\sigma_B(r)}{\sigma_B(r_e)} = -3.3307 \left[ \frac{r^{1/4}}{r_e^{1/4}} - 1 \right]$$

$$\mu_B(r) = \mu_B(r_e) + 8.325 \left[ \frac{r^{1/4}}{r_e^{1/4}} - 1 \right]$$

$\sigma$  est exprimée en  $L_\odot / \text{pc}^2$ ,  $\mu$  en  $M_\odot / (")^2$ , et  $r$  en pc.

En intégrant jusqu'à  $r = +\infty$ , on obtient les luminosités totales du bulbe et du disque:

$$L_D = 2\pi\sigma_D(0)r_0^2$$

$$L_B = 7.215\pi\sigma_B(r_e)r_e^2$$

On montre que l'on peut considérer  $\mu_D(0)$  constant pour un disque (quelque soit son diamètre) avec une valeur de  $21.5 \pm 0.5 \text{ mag.arcsec}^{-2}$  (voir figure 8.18 et Capaccioli (1995), Freemann (1970), Simien (1989)).

La figure 8.16 représente la différence de brillance  $-(\mu_B - \mu_D)$  entre le disque et le bulbe calculée à la distance  $r_{25}$  du centre pour les différents catalogues considérés (rayon correspondant à l'isophote 25 pour le profil total mesuré). On voit que de manière générale, c'est le profil photométrique du disque qui domine à cette distance du centre, et qu'il domine d'autant plus que le bulbe est petit. On a aussi besoin de savoir, pour un type donné, comment cette différence de contribution en brillance évolue lorsque le diamètre change. Il est nécessaire pour cela de travailler avec un échantillon beaucoup plus vaste de données: nous supposons qu'il existe une loi simple reliant la luminosité totale du bulbe au rayon effectif  $r_e$  du bulbe, hypothèse naturelle puisque  $r_e$  contient par définition la moitié de la luminosité totale. L'utilisation des données photométriques de Kent (1985) (voir Fig. 8.17) nous a permis d'établir  $r_e = 0.762L_B^{0.35}$  (\*). Ces données étant en bande  $r$ , nous avons supposé que l'indice de couleur  $B - r$  est constant pour un bulbe et égal à 1.3 .

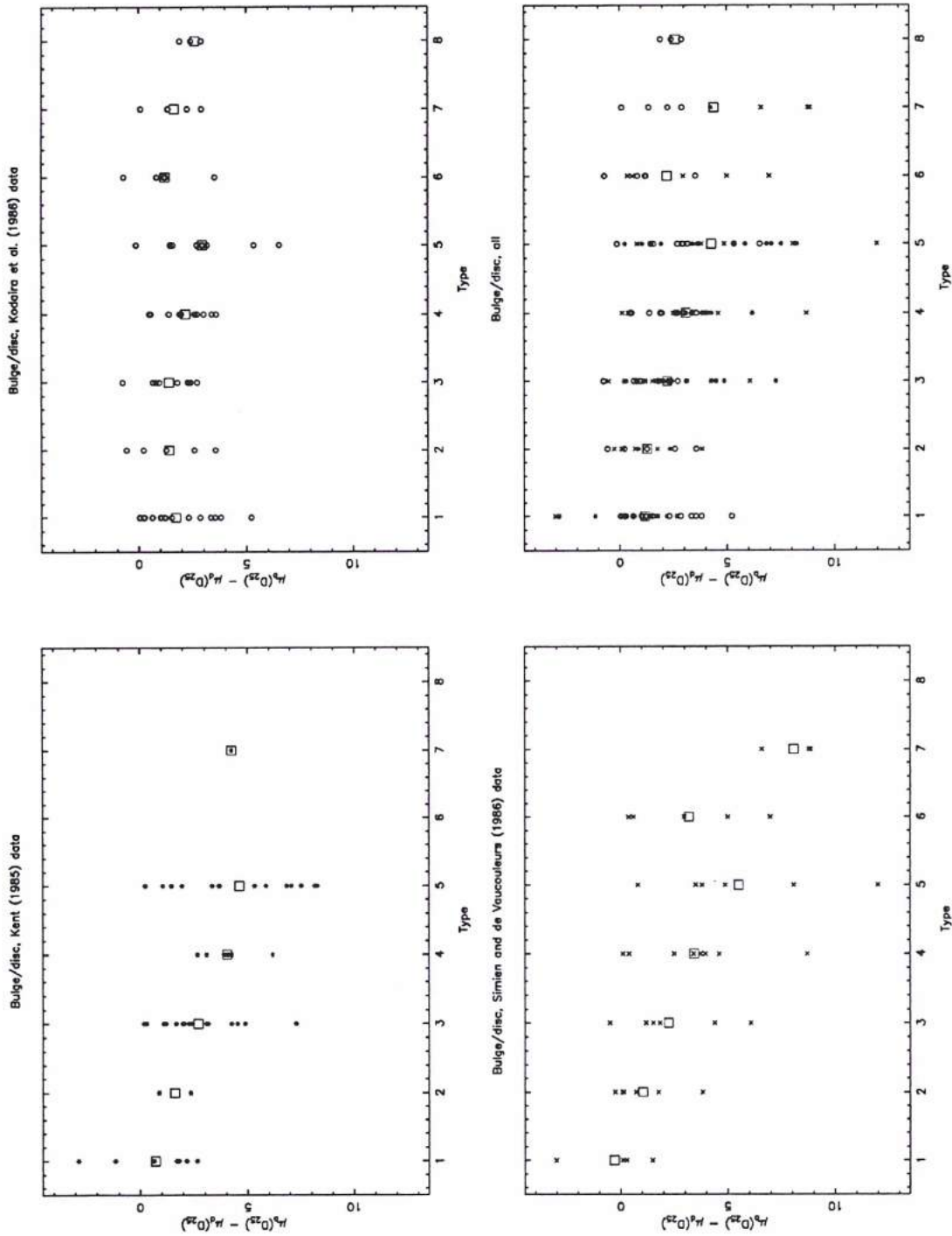


Figure 8.16: Influence relative des composantes photométriques du bulbe et du disque au niveau de l'isophote 25. Différence de brillance  $\mu_b(r_{25}) - \mu_d(r_{25})$  en fonction du type morphologique pour différents échantillons. Nous avons utilisé les données de Kent (1985) pour le premier panneau, celles de Kodaira et al. (1986), pour le second, et celles de Simien et de Vaucouleurs, (1986) pour le troisième. Le dernier panneau présente les trois échantillons combinés

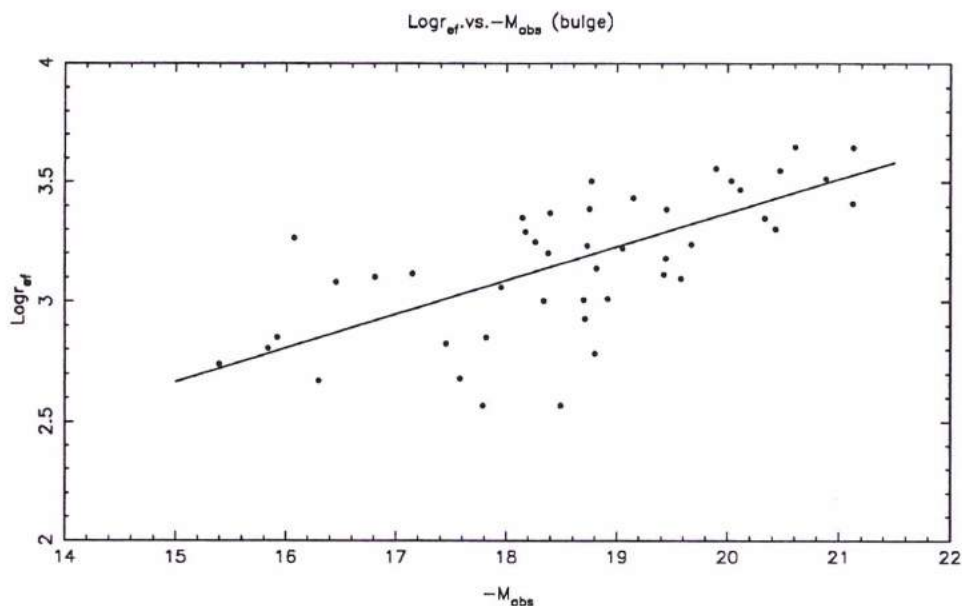


Figure 8.17: Corrélation entre le rayon effectif  $r_e$  d'un bulbe de spirale et sa magnitude absolue (d'après les données en bande  $r$  de Kent (1985), soit 46 galaxies). La relation traduite en bande  $B$  conduit à  $r_e = 0.762L_B^{0.35}$ .

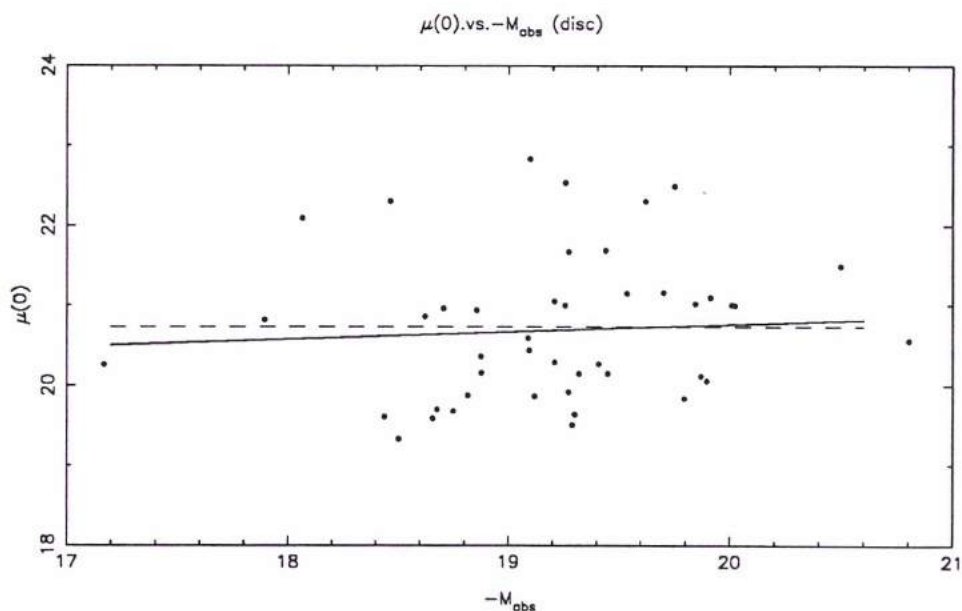


Figure 8.18: Brillance superficielle centrale d'un pur disque galactique en fonction de sa magnitude absolue (d'après les données en bande  $r$  de Kent (1985), soit 46 galaxies). La valeur constante  $\mu_D(0) = 21.5 \pm 0.3$  est confirmée.

Nous avons aussi confirmé au passage la valeur de  $\mu_D(0)=21.5 \text{ mag.arcsec}^{-2}$  de la brillance centrale d'un disque en prenant cette fois l'indice de couleur  $B - r=0.7$  pour un disque seul (Fig. 8.18). La relation (\*) diffère de celle estimée par Kormendy (1977), mais on peut remarquer qu'il utilisait exclusivement des spirales de type "early" et de magnitudes absolues très voisines.

Nous utiliserons aussi la relation entre le type et le rapport des luminosités  $k = \frac{L_B}{L_{\text{Totale}}}$  proposée par de Vaucouleurs et Simien (1986):

$$\begin{aligned} k(T=1) &= 0.4 \\ k(T=2) &= 0.32 \\ k(T=3) &= 0.24 \\ k(T=4) &= 0.16 \\ k(T=5) &= 0.09 \\ k(T=6) &= 0.05 \\ k(T=7) &= 0.02 \\ k(T=8) &= 0.01 \end{aligned}$$

Pour une galaxie donnée, connaissant sa magnitude apparente, sa distance cinématique, son type, et les relations ci-dessus, on connaît donc tous les paramètres dont on a besoin.

La figure 8.19 représente pour les différents types morphologiques la différence des contributions du bulbe et du disque  $-(\mu_B(r_{25}) - \mu_D(r_{25}))$  en fonction du diamètre intrinsèque (en kpc). On constate que le profil photométrique du bulbe n'a d'influence que pour les petites valeurs du diamètre, et que de manière générale on ne mesure à  $r_{25}$  que la contribution du disque. Il apparaît donc clairement que le diamètre isophotal  $D_{25}$  est une mesure du diamètre du disque uniquement, donc une mesure de la luminosité du disque, et non une mesure de la luminosité totale de la galaxie. On peut étayer cette thèse au moyen d'un résultat supplémentaire: supposons un disque de diamètre  $D_{25}$  donné, ajoutons lui un bulbe de plus en plus important, et regardons ce que devient le diamètre  $D_{25}$  mesuré.

On a:

$$\sigma(r_{25}) = \sigma_D(r_{25}) + \sigma_B(r_{25})$$

$$10^{-0.4\mu(r_{25})} = 10^{-0.4\mu_D(r_{25})} + 10^{-0.4\mu_B(r_{25})} (**)$$

avec

$$\mu_D(r_{25}) = \frac{\sqrt{2\pi}}{(0.4 \ln 10)} 10^{-0.2m_D(0)+5.29} r_{25} (L_D)^{-1/2} + \mu_D(0)$$

et

$$\mu_B(r_{25}) = 8.325 \left[ \frac{r_{25}}{(\alpha k^\beta L_D^\beta)} \right]^{1/4} - 1 + 2.5 \log \frac{7.215 p (\alpha k^\beta L_D^\beta)^2}{(k L_D)} + 26.46$$

où  $\alpha=0.867$  et  $\beta=0.35$  d'après la loi établie plus haut.

Pour un diamètre du disque fixé, la luminosité  $L_D$  du disque est fixée, et pour une luminosité  $L_B$  du bulbe donnée, on fixe aussi le rapport  $k$  des luminosités. Il est donc possible de résoudre l'équation (\*\*) et de calculer  $r_{25}$ . Nos calculs montrent que l'influence du profil photométrique du bulbe sur le diamètre mesuré, même pour des types "early" et des petites tailles du disque, est très petite: par exemple, lorsqu'on ajoute un bulbe de Sa (défini par  $k=0.4$ ) à un petit ( $\log D_{\text{disque}}=1.2$ ) ou à un large disque ( $\log D_{\text{disque}}=1.8$ ), on observe respectivement un accroissement de 2.65% ou 1.2% du diamètre mesuré. Nous avons adopté un mode de solution graphique: la figure 8.20 montre, pour la situation extrême d'un très petit diamètre intrinsèque et d'un bulbe important, la différence de diamètre photométrique observé pour un diamètre de disque fixé, avec et sans le bulbe.

On peut conclure avec confiance que le diamètre isophotal  $D_{25}$  est une mesure du diamètre du disque uniquement, et donc une mesure de sa luminosité via la loi exponentielle. On peut ajouter ici que la dépendance de  $D_{25}$  vis à vis du type morphologique pourrait expliquer une légère variation de pente de la relation Tully-Fisher en diamètre ( $D_{25}$  surestime le diamètre du disque pour les petites galaxies lorsque le bulbe est relativement important: types Sa-Sbc,  $\log D \leq 1.3$ ), mais ne peut en aucun cas expliquer la dérive de point zéro que l'on observe.

Il convient maintenant de s'intéresser à l'autre paramètre de la relation Tully-Fisher: la vitesse de rotation maximale observée, la quantité  $\log V_m$ .

### 8.3 Distribution de la masse dans les galaxies spirales

Obtenir le profil de vitesse d'une galaxie étant une opération difficile à réaliser, on évalue la masse d'une galaxie à partir de la vitesse maximale de rotation  $V_m$  déduite de la largeur observée de la raie 21-cm de l'hydrogène neutre (ou de la raie  $H_\alpha$ ). A première vue, cette quantité dépend fortement de la répartition du gaz dans le disque galactique. Cependant, le fait que les raies observées aient à de rares exceptions près toujours la même forme, avec des bords droits et une intensité maximale au voisinage de ces bords, permet d'affirmer d'une part que la largeur est toujours bien déterminée, et d'autre part que la région du disque où la vitesse de rotation est maximale est toujours bien peuplée en hydrogène. La largeur de la raie 21-cm semble donc être un bon indicateur de cette vitesse maximale. Le fait que l'on observe des courbes de vitesse plates, voire strictement croissantes, semble de plus indiquer que cette vitesse maximale correspond à des régions situées en périphéries et non à de faibles distances du centre comme on l'attendrait d'après

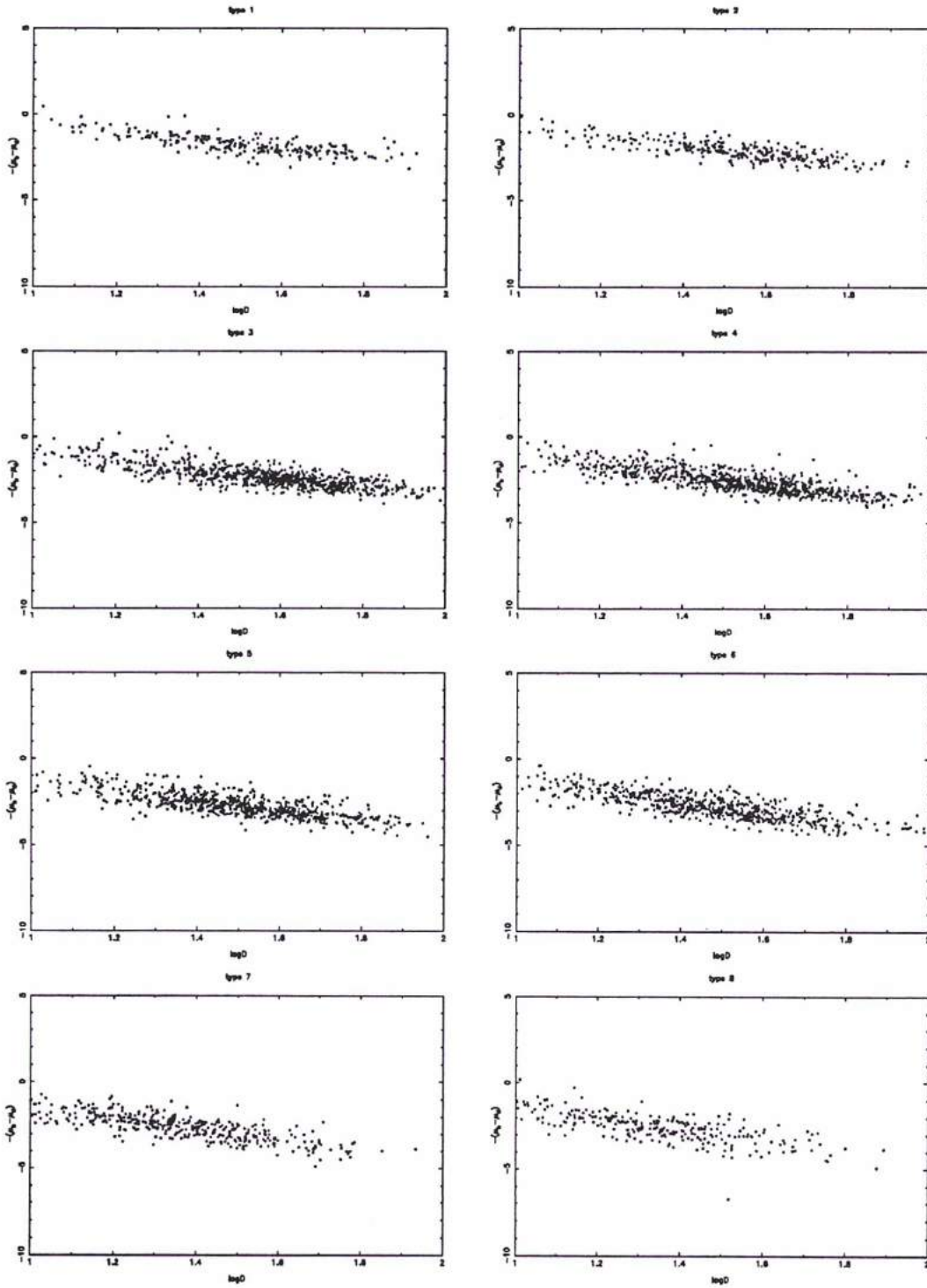


Figure 8.19: Influence relative des composantes de bulbe et de disque sur le profil photométrique à l'intérieur de l'isophote 25. Différence de brillance superficielle  $\mu_b(r_{25}) - \mu_d(r_{25})$  en fonction du diamètre intrinsèque, pour les différents types morphologiques

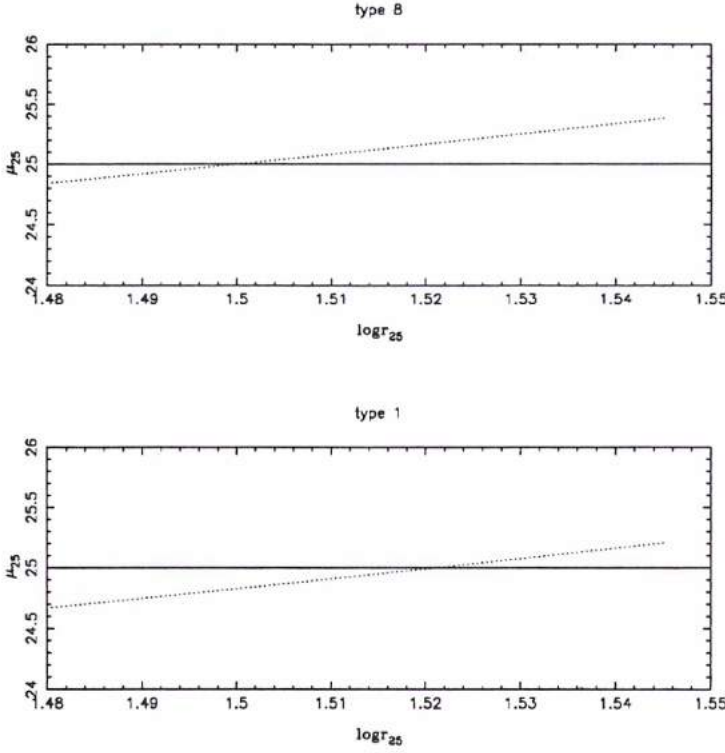


Figure 8.20: Différence de rayon isophotal  $r_{25}$  observé (intersection de la droite  $\mu_{25}=25 \text{ mag arcsec}^{-2}$  et de la courbe en pointillés) pour une galaxie de type 1 (Sa) et une galaxie de type 8 (Sdm), pour un même rayon isophotal du disque  $\log r=1.5$ . Le rayon effectivement mesuré est plus grand dans le cas de la galaxie de type 1.



la distribution de matière décrite par la distribution lumineuse. La valeur de  $\log V_m$  mesurée correspond donc au moins en partie à des régions situées à une distance  $r$  du centre supérieure au rayon photométrique  $r_{25}$  (le disque HI s'étend bien au-delà du diamètre photométrique).

Le principal problème reste la détermination de l'inclinaison de la galaxie sur la ligne de visée à partir du rapport d'axes  $R_{25} = \frac{a_{25}}{b_{25}}$  (mesuré à l'isophote 25). Cette quantité dépend bien sûr de la profondeur optique du disque et du bulbe, mais aussi de la forme de l'objet. La relation  $\frac{b_{25}}{a_{25}} = \cos(i)$  devient incertaine dès que la composante sphérique du bulbe est importante, surtout si la galaxie est très inclinée ("edge-on"). On utilise en pratique une version corrigée de cette relation où l'on tient compte du type morphologique (Hubble 1926):

$$\cos^2(i) = \frac{(q^2 - q_0^2)}{(1 - q_0^2)}$$

où  $q = \frac{b_{25}}{a_{25}}$ , avec  $q_0 = 0.43 + 0.053T$  pour  $-5 \leq T \leq 7$  et  $q_0 = 0.38$ , pour  $T=8$ ; le type morphologique étant codé selon le RC3.

Pour les galaxies vues de face ( $\frac{a_{25}}{b_{25}} \simeq 1$ ), le problème est tout autre: il devient difficile de séparer la composante d'agitation (vitesses particulières dans le disque) de la rotation d'ensemble. Il existe évidemment d'autres effets perturbateurs, difficilement quantifiables, tels que la présence ou non de compagnons, d'éventuels gauchissements du disque galactique ("warp"), et des variations dans la proportion de matière noire d'un objet à l'autre. Les deux premiers n'induisent pas de changements systématiques, les effets se compensant statistiquement (ils ne font qu'élargir la dispersion en  $\log V_m$ ); le dernier est plus inquiétant puisque la proportion de matière noire peut éventuellement varier en fonction de la taille de l'objet (Persic, Salucci (1990)), de sa couleur (Tinsley (1981)), de son type (Meisels (1983)), ou encore de son environnement (Rubin et al (1988), Whitmore (1988), Distefano (1990)). Quoiqu'il en soit, l'existence de matière sombre est maintenant un fait avéré; la forme des courbes de rotation des galaxies spirales en fournit la preuve: on n'observe jamais la décroissance képlérienne attendue ( $V^2 \propto \frac{M}{r}$ ), mais un gradient de vitesse constant, presque nul. Il existe ainsi nécessairement, en plus de la matière lumineuse du disque et du bulbe, un halo sombre (supposé généralement sphérique) qui induit une vitesse  $V_{Halo}$  supplémentaire de gradient strictement positif:

$$V_{Totale}^2 = V_{Disque}^2 + V_{Bulbe}^2 + V_{Halo}^2$$

(voir Faber, Gallagher (1979); Rubin et al (1985); Kent (1986); Zaritsky, White (1994))

Par ailleurs, Rubin et al (1985) et plus récemment Roberts et Haynes (1994) ont montré que le rapport masse sur luminosité des galaxies spirales était à peu près constant et voisin de  $\log \langle \frac{MT}{LB} \rangle = 0.65 \pm 0.1$ , quel que soit le type morphologique ( $M$  et  $L_B$  sont exprimées en unités solaires, voir Fig. 8.21). La faible variation

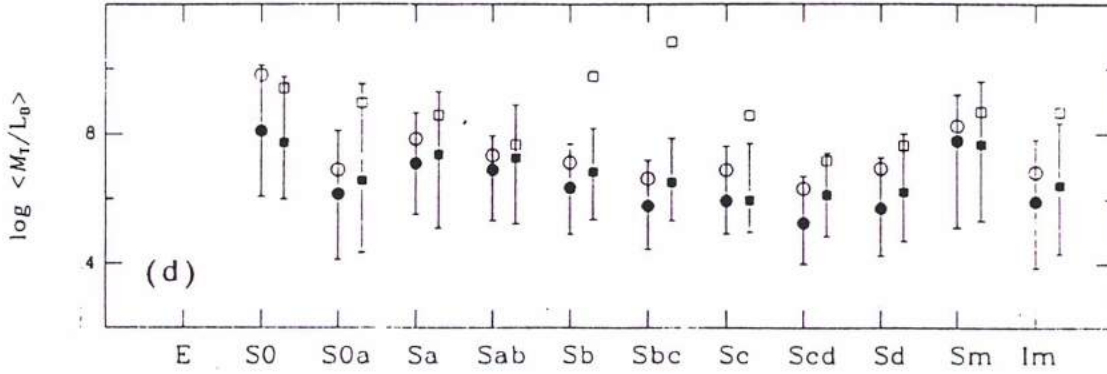


Figure 8.21: Rapport Masse/Luminosité en fonction du type morphologique (d'après Roberts&Haynes, 1993).

constatée est d'ailleurs d'un point de vue physique, à la base de la relation TF. On remarque toutefois une légère dérive des types Sa aux types Sd. Nous montrerons qu'il est possible de rendre compte de cette dérive en considérant d'une part que les populations stellaires du bulbe et du disque sont différentes et ont par conséquent un rapport  $M/L$  différent, et d'autre part que la proportion de gaz HI et moléculaire présente dans le disque varie sensiblement avec le type.

D'après Persic et Salucci (1988-90), il devrait exister une relation entre la proportion de masse sombre et la taille des objets (relation du type  $M_{\text{visible}}/M_{\text{noire}} = L_B^{0.7}$ ), soit un rapport  $M/L$  plus important pour les petits objets que pour les grands. Leur argument repose sur la modélisation des courbes de rotation observées et sur l'hypothèse forte que le gradient  $\frac{\delta \ln V(r)_{\text{Halo}}}{\delta \ln(r)}$  de la composante de vitesse due au halo est constant. L'unique test observationnel de cette méthode est qu'elle prédit une courbure convexe pour la relation Tully-Fisher (directe) et que cette convexité a apparemment été observée par Aaronson et al. (1986). Ce test est malheureusement très fragile et on a montré depuis que cette courbure disparaît si on corrige correctement de la dispersion interne: plus l'objet est petit et plus la dispersion des vitesses particulières influence la valeur de  $\log V_m$  mesurée; la raie 21-cm est élargie non seulement par la rotation d'ensemble, mais aussi par la dispersion des vitesses particulières, d'où une surestimation de  $\log V_m$  pour les petits diamètres et un écart à la linéarité de la relation Tully-Fisher (Bottinelli et al. (1984); Tully (1988)). L'effet prédit par Persic et Salucci sera donc considéré comme négligeable.

Certaines études récentes ont envisagé la possibilité d'une influence de l'environnement sur la distribution de masse à l'intérieur des galaxies. L'étude détaillée des courbes de rotation de galaxies spirales d'amas par Rubin et al. (1988) et Whitmore et al. (1988) suggère l'absence d'un halo pour les objets proches du centre des amas, qu'il ait été soufflé par les forces de marée ou qu'il n'ait jamais existé (une conclusion fondée sur l'observation de courbes de rotation décroissantes dans les galaxies très proches du centre d'un amas). Distefano et al. (1990) et Guhathakurta et al. (1988), à partir de données HI et  $H_\alpha$  pour des membres de Virgo, n'ont pas confirmé cet

effet.

Dans ce qui suit, le rapport masse sur luminosité sera supposé indépendant de la taille ou de l'environnement de la galaxie considérée.

### 8.3.1 Influence du bulbe sur la dynamique d'ensemble et la valeur de $\log V_m$ : premier modèle

On supposera ici que la vitesse observée d'un petit volume d'hydrogène neutre dans le plan d'une galaxie spirale et situé à une distance  $r$  du centre correspond au cumul de trois composantes cinématiques:

$$V_{Totale}^2(r) = V_{Disque}^2(r) + V_{Bulbe}^2(r) + V_{Halo}^2(r)$$

On a vu précédemment qu'à part le cas des galaxies de très petits diamètres, c'est toujours le disque qui domine au niveau de l'isophote  $25 \text{ mag. arcsec}^{-2}$  (et a fortiori au delà), donc  $r_{25}$  représente le rayon du disque seul. Les galaxies d'un même diamètre intrinsèque fixé  $D$  auront donc des disques identiques. Ce qui va changer, lorsqu'on parcourt la séquence des types des Sdm vers les Sa, c'est la contribution croissante en luminosité et en masse apportée par le bulbe. Bien que l'effet en luminosité ne semble à première vue pas trop important (des valeurs de  $K = L_b/L_d$  relativement petites), le plus grand rapport masse-luminosité du bulbe conduit à un apport de masse non négligeable.

Le problème se complique du fait que pour des types morphologiques différents les disques peuvent avoir des rapports masse-luminosité différents, et ceci même si l'on considère uniquement le disque stellaire. Kennicutt et al. (1994) ont suggéré que la formation d'étoiles était plus importante dans les disques des "late types"; ceux-ci devraient donc avoir un rapport masse-luminosité ( $M/L$ ) plus petit. Nous donnerons pour commencer une explication simple en supposant que les disques (étoiles + gaz) ont tous le même rapport  $M/L$  indépendamment du type.

#### Effet de type pour un diamètre intrinsèque fixé

La vitesse de rotation maximale  $V_{max}$  dans le plan d'une galaxie est déterminée par la masse totale contenue à l'intérieur du rayon  $R_{max}$ : soit  $M_{tot} = M_d + M_b + M_h$  (\*) où  $M_d$ ,  $M_b$ , et  $M_h$  représentent respectivement les masses du disque, du bulbe, et du halo.

Nous supposons qu'à ce rayon  $R_{max}$  situé au delà de  $r_{25}$ , où  $\log V_m$  est effectivement mesuré, la masse noire contenue est une fraction constante  $\beta$  de la masse totale, c'est à dire qu'elle est proportionnelle à la masse lumineuse totale de la galaxie  $M_h = \beta M_{tot}$ . Cette hypothèse, qui peut sembler simpliste, a l'avantage de faire disparaître du résultat final la constante de proportionnalité  $\beta$ .

Supposons maintenant que la mesure de  $\log V_m$  est liée à un certain rayon  $gr_0$ , où  $g$  peut être considéré comme constant et indépendant du type, et  $r_0$  est le facteur

d'échelle du disque. Ce rayon étant très certainement situé bien au-delà du rayon optique, on peut écrire pour la masse contenue dans  $gr_0$  :

$$M(gr_0) = \frac{(M/L)_{disque} L_d (1 + \alpha K)}{(1 - \beta)}$$

où  $K = k/(1 - k)$  et  $\alpha = \frac{(M/L)_{bulbe}}{(M/L)_{disque}}$  est supposé constant, ainsi que les rapports  $(M/L)$  eux-mêmes. Et à partir de la relation fondamentale de la dynamique et de la proportionnalité  $L_d \propto r_0^2$  issue de la loi exponentielle, on déduit le résultat suivant:

$$\Delta \log V_m = 0.5 \Delta \log(1 + \alpha K) (**)$$

qui représente l'écart entre les  $\log V_m$  de deux galaxies de rapport  $K = L_b/L_d$  différents. La figure 8.22 montre les décalages de point zéro observés par les différents types en fonction des prédictions de l'équation (\*\*); c'est avec  $\alpha = 2.5$  que l'accord est le plus net, tout spécialement du type 2 au type 7 (des Sab aux Sd). Ce modèle simple permet donc apparemment d'expliquer les décalages de point zéro observés pour les différents types appartenant à la séquence Sab-Sd.

La valeur de  $\alpha$  adoptée ici est comparable à certains résultats apparus dans la littérature à propos de modèles de masse du type (disque + bulbe + halo). Nous citerons en exemple les travaux de Kent (1986) qui, en décomposant les profils de brillance du bulbe et du disque pour plus d'une centaine de galaxies et en adoptant un modèle de masse calibré sur des courbes de rotation observées, obtint aussi des valeurs du rapport  $M/L$  pour chacune des composantes. Pour des galaxies de type Sb, trois solutions, liées à des jeux d'hypothèses différents, donnent pour  $\alpha$  les valeurs suivantes: 1.03 , 1.85 , 1.73 . Celles-ci, ramenées de la bande  $r$  à la bande  $B$  ( $(B - r)_{bulbe} = 1.3, (B - r)_{disque} = 0.7, k = 0.1$ ) donnent finalement  $\alpha = 1.75, 3.15, 2.94$ ; ce qui est en accord avec la valeur de 2.5 que nous avons utilisée plus haut.

### Comparaison des rapports bulbe sur disque en masse et en luminosité

Une méthode plus empirique permet d'arriver aux mêmes conclusions que ci-dessus. Cette méthode (empruntée à Pekka Teerikorpi) consiste à évaluer le rapport des masses du bulbe et du disque, et à l'étudier en fonction du rapport des luminosités. On fait dans ce modèle les hypothèses suivantes: on suppose que les galaxies de type 6 (Scd) représentent bien une population de galaxies à "pur disque" ( $L_B/L_D \simeq 0.01$ ); elles sont choisies pour ce rôle, de préférence aux objets de type 7 (Sd) ou 8 (Sdm), parce qu'elles sont d'une part bien représentées dans notre échantillon, et d'autre part parce que placées dans un diagramme de Tully-Fisher, elles offrent la distribution la plus propre. On suppose ensuite que pour un diamètre  $D$  fixé le disque est le même quelque soit le type morphologique auquel on s'intéresse. On peut alors évaluer le rapport des masses  $k_M = M_{Bulbe}/M_{Disque}$  de la façon suivante:

$$k_M = \frac{V^2 - V_g^2}{V^2}, \text{ pour un diamètre } D \text{ fixé}$$

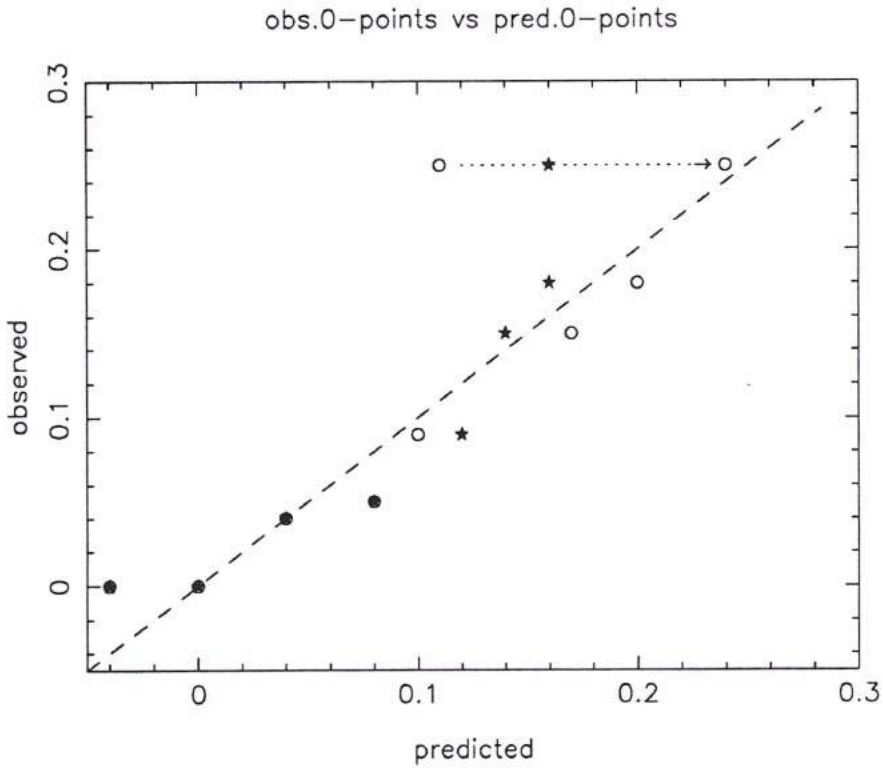


Figure 8.22: Comparaison entre les points zéro observés et les points zéro prédits en utilisant le modèle décrit par l'équation (\*\*) (étoiles) ou celui décrit par l'équation (\*\*\*) (cercles). Les types (1-8) apparaissent dans l'ordre croissant de gauche à droite. Pour le type 8, on obtient un meilleur accord en utilisant  $\beta=0.75$  plutôt que  $\beta=0.8$ .

où  $V$  est la vitesse de rotation de la galaxie considérée déduite de la largeur de la raie 21-cm, et  $V_6$  est la vitesse de rotation moyenne observée pour les galaxies de type 6 et de diamètre  $D$ . On a donc:

$$k_M = \frac{(M_{Bulbe} + M_{Disque} + M_{Halo}) - (M_{Disque} + M_{(6),Halo})}{M_{Totale}}$$

On suppose de plus que, puisque  $(M/L)$  est à peu près constant (Roberts, Haynes (1994)), on a  $M_{Halo} = \beta M_{Totale}$ , et donc:

$$M_{Bulbe} + M_{Disque} = \frac{\beta}{1 - \beta} M_{Halo}$$

$$M_{(6),Halo} = \frac{\beta}{1 - \beta} M_{Disque}$$

d'où finalement:

$$k_M = \frac{\frac{1}{\beta} M_{Halo} - \frac{1}{1-\beta} M_{Disque}}{\frac{1}{\beta} M_{Halo}}$$

$$k_M = 1 - \frac{\beta}{1 - \beta} \frac{M_{Disque}}{M_{Halo}} = 1 - \frac{M_{Disque}}{M_{Bulbe} + M_{Disque}}$$

$$k_M = \frac{\frac{M_{Bulbe}}{M_{Disque}}}{\frac{M_{Bulbe}}{M_{Disque}} + 1}$$

Si on pose maintenant:  $(M/L)_{Bulbe} = \alpha (M/L)_{Disque} = const.$  on obtient:

$$k_L = \frac{\frac{L_{Bulbe}}{L_{Disque}}}{\frac{L_{Bulbe}}{L_{Disque}} + 1} = \frac{\frac{1}{\alpha} \frac{M_{Bulbe}}{M_{Disque}}}{\frac{1}{\alpha} \frac{M_{Bulbe}}{M_{Disque}} + 1} = \frac{1}{1 + \alpha \left( \frac{1}{k_M} - 1 \right)}$$

Pour un type donné, donc pour un  $k_L$  fixé (de Vaucouleurs et Simiens (1986)), on peut par ailleurs calculer le  $k_M$  moyen, et en déduire le  $k_L$  prédit par le modèle ci-dessus. On peut ainsi comparer le modèle aux valeurs de  $k_L$  et  $k_M$  issues directement des données. Le meilleur accord a lieu pour  $\alpha=2-2.5$  (Fig. 8.23).

On constate que les données sont peu dispersées autour du modèle, et donc que ce dernier rend bien compte de la réalité. On remarquera que le diamètre ou la luminosité totale n'interviennent plus dans la relation: pour un type fixé,  $k_L$  est fixé et donc  $k_M$  est fixé lui aussi; ceci implique naturellement que la pente de la relation TF ne varie pas d'un type à l'autre. On peut par contre montrer que le point zéro

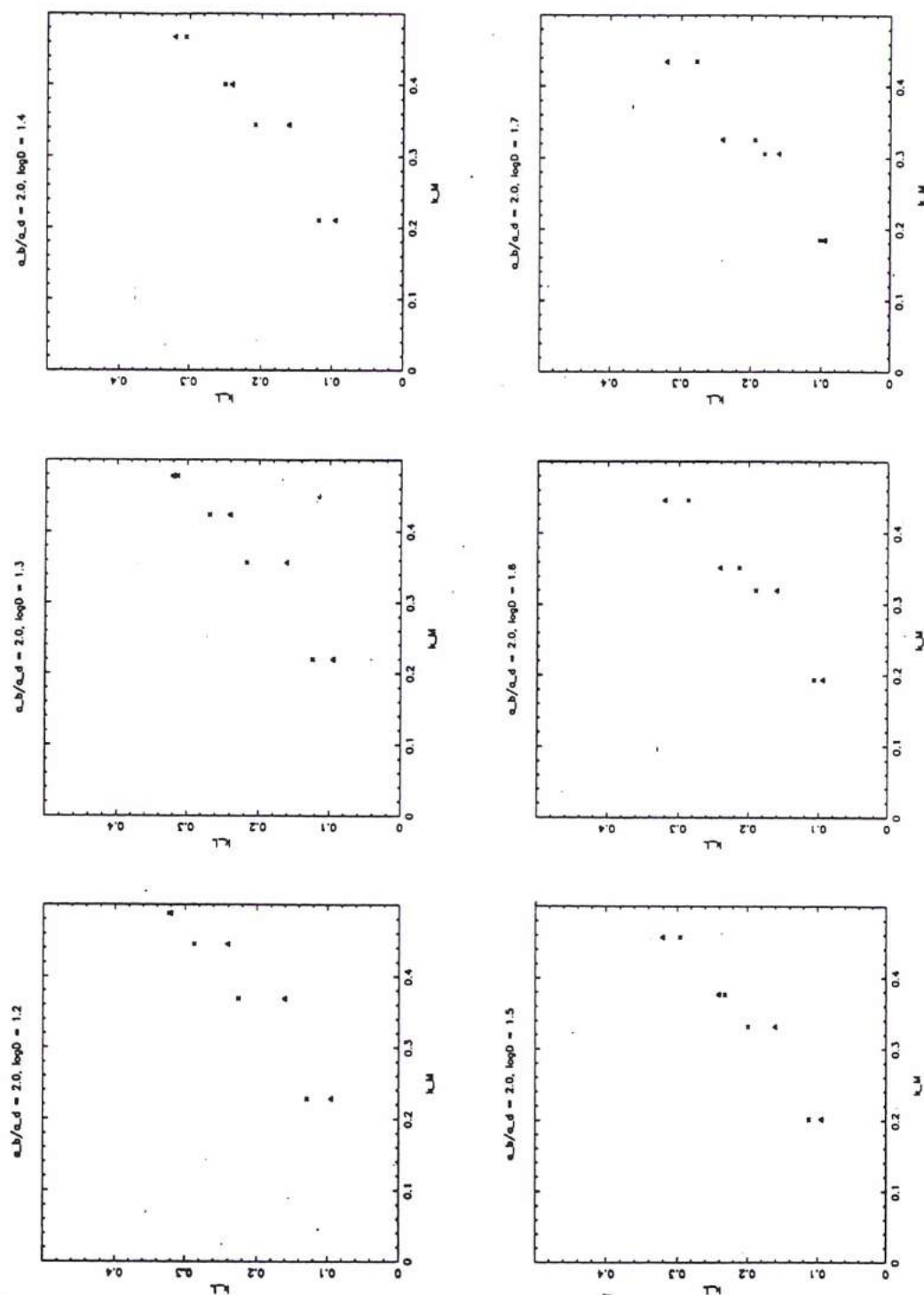


Figure 8.23: Comparaison pour différents types (2 à 5) des rapports bulbe sur disque en masse  $k_M$  et en luminosité  $k_L$ , observés et prédits. Les différents panneaux correspondent à des valeurs différentes du diamètre intrinsèque, pour une même valeur de  $\alpha = \frac{(M/L)_b}{(M/L)_d}$ . Pour un type donné, on représente le  $k_M$  moyen observé pour deux valeurs du rapport des luminosités  $k_L$ : la valeur moyenne issue de Simien et de Vaucouleurs (1986) (triangles), et la valeur calculée par la formule ci-dessus (points). La meilleure correspondance est obtenue pour  $\alpha$  compris entre 2. et 2.5.

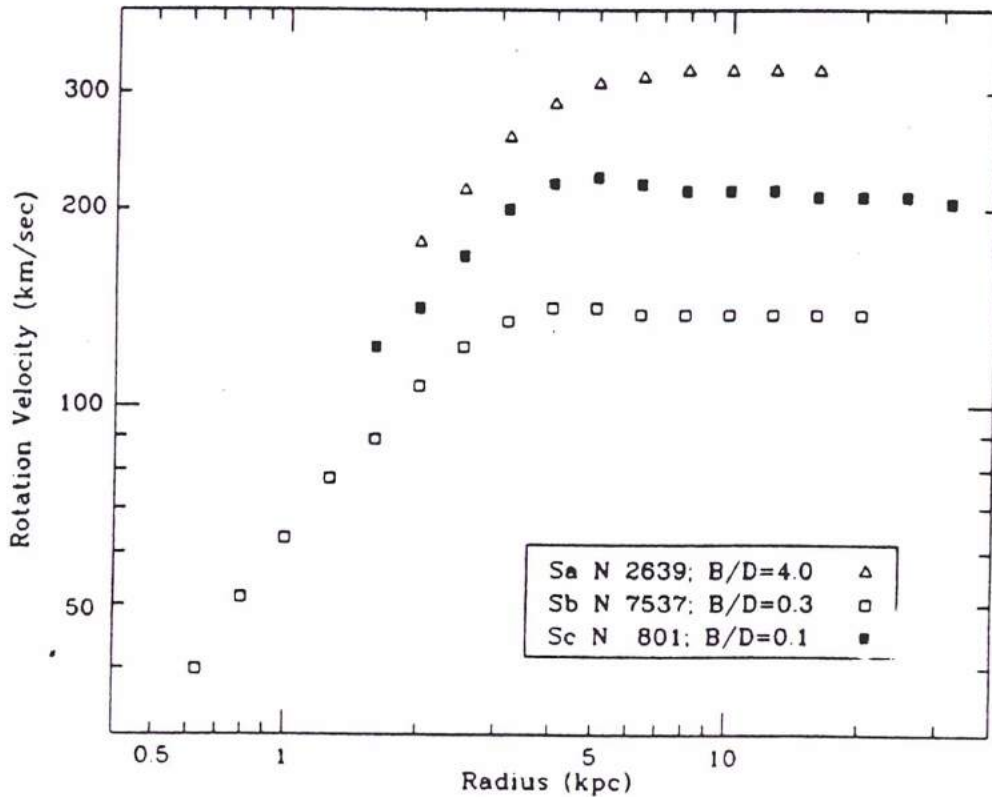


Figure 8.24: Courbe de rotation moyennes pour trois types de galaxies: Sa, Sb, et Sc. Figure extraite de Rubin et al. (1985)

de la relation évolue avec le type; à magnitude absolue fixée, ou à diamètre fixé, on a:

$$V_m^2(T) - V_m^2(6) = k_M V_m^2(T) \leftrightarrow \log V_m(T) + \frac{1}{2} \log(1 - k_M(T)) = \log V_m(6)$$

Ce qui montre que lorsque  $T$  varie du type 6 au type 1,  $\log V_m$  augmente.

Ce résultat a aussi été mis en évidence empiriquement par Rubin et al. (1985) en comparant directement les profils de vitesse moyens pour les galaxies de type Sa, Sb, et Sc (Figs. 8.24 et 8.25).

### 8.3.2 Masse et luminosité d'un disque en fonction de l'indice de couleur (B-V), de l'évolution stellaire et du contenu gazeux: second modèle

Casertano et van Albada (1990) expliquaient le plus faible rapport  $M/L$  des galaxies "late type" par le plus fort taux de production d'étoiles jeunes par unité de masse que l'on peut y observer. Dans le même ordre d'idée, Kennicutt et al. (1994) soutiennent que les changements photométriques systématiques observés le long de la séquence de Hubble sont essentiellement dus à des différences dans les taux de formation d'étoiles.



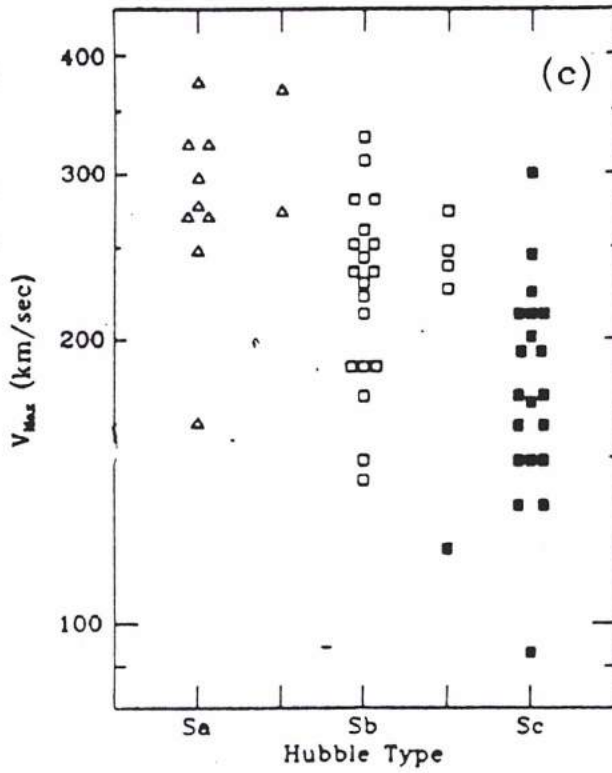


Figure 8.25: Vitesse de rotation maximale  $V_m$  pour les galaxies de type Sa, Sb, et Sc respectivement. Figure extraite de Rubin et al. (1985)

Type	$\beta = 0.75$	$\beta = 0.8$	Modèle simple	Décalage de point zéro observé
1	-0.04	-0.04	-0.04	0.00
2	0.00	0.00	0.00	0.00
3	0.05	0.04	0.04	0.04
4	0.10	0.08	0.08	0.05
5	0.13	0.10	0.12	0.09
6	0.20	0.17	0.14	0.15
7	0.24	0.20	0.16	0.18
8	0.18	0.11	0.16	0.25
(8')		(0.24)		(0.25)

Table 8.3: colonne 1: Type morphologique (LEDA)  
colonnes 2,3: Points zéro prédits par le second modèle  
colonne 4: Points zéro prédits par le premier modèle  
colonne 5: Décalage de points zéro observé

Ces changements peuvent être interprétés en terme de variations du rapport  $M/L$  de l'ensemble du disque, ou même du disque stellaire seul, avec le type.

A partir de maintenant, nous considérerons la masse lumineuse proportionnelle à  $(M/L)(T)L_d + K(M/L)_b L_d$ , où  $(M/L)(T)$  dépend en moyenne du type, et  $(M/L)_b$  est supposé constant. Afin de manipuler quelques valeurs numériques, nous nous sommes appuyés sur la relation entre indice de couleur ( $B - V$ ) et rapport masse-luminosité  $M/L$  donnée par Kennicutt et al. (1994) (relation "S86", Table 1) pour une population stellaire en évolution, en adoptant un indice de couleur moyen par type calculé à partir de notre échantillon (voir Table 8.3). D'après ce modèle,  $M/L=3.72$  dans le cas de très faible taux de formation d'étoiles, alors que  $M/L=1.22$  pour un indice de couleur moyen correspondant aux galaxies Sc où le taux de formation stellaire est important. Ici, on a eu besoin de l'indice de couleur du disque; celui-ci peut être calculé en utilisant l'indice de couleur total, l'indice de couleur d'un bulbe (que nous supposerons constant et égal à 0.9), et le rapport  $k = L_b/L_{tot}$ . Les résultats de ces calculs, ainsi que les valeurs de  $(M/L)_{B,disque}$  qui leur correspondent, via la relation de Kennicutt et al. (1994), sont exposés dans la Table 8.3.

En plus du contenu stellaire, on doit aussi prendre en compte la masse de gaz présente dans le disque. Les proportions de gaz HI et gaz moléculaire seront exprimées en fraction de la masse totale (resp.  $y_{HI}$  et  $y_{H_2}$ ) et estimées à partir des figures publiées par Roberts et Haynes (1994) pour le contenu HI, et la valeur de  $y_{H_2} = 0.02$  (0.0 pour les types 7 et 8) pour la composante moléculaire. Du fait que  $y_{tot} = y_{HI} + y_{H_2}$  est exprimé en fraction de la masse totale, la composante de masse noire du halo apparaît maintenant dans le résultat final (le facteur  $\beta$ ). Ainsi, la masse totale contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon  $gr_0$  s'écrit :

$$M(gr_0) = \frac{[(M/L)_d + K(M/L)_b]L_d}{(1 - y_{tot} - \beta)}$$

où  $(M/L)_d$  est pris dans la Table 3 et  $(M/L)_b = 3.7$ . Le déplacement de point zéro suivant  $\log V_m$  est de nouveau  $0.5 \Delta \log M(gr_0)$ .

Les décalages ainsi prédits pour les différents types sont donnés dans la Table 8.3, de même que les décalages observés, pour deux valeurs de  $\beta$  ( $\beta=0.75$ ,  $\beta=0.8$ ). C'est pour  $\beta=0.8$  que l'accord entre valeurs prédites et valeurs observées est le meilleur (particulièrement pour les types 2 à 7). D'après la Table 8.3, on peut remarquer qu'en adoptant pour le type 8 (Sdm) une couleur totale de 0.39 ( $T=8'$ ), ou en prenant  $\beta=0.75$  pour ce type tout en gardant  $\beta=0.8$  pour les autres, on obtient un meilleur accord pour ce type extrême de la séquence de Hubble (Fig. 8.22). Vu l'importance des incertitudes accumulées à chaque étape de ces prédictions, on ne peut évidemment pas accorder trop de crédit à ces résultats, en particulier en ce qui concerne la valeur exacte de  $\beta$ . On peut cependant se demander si une si grande valeur est possible.

A partir du modèle que nous avons utilisé on peut aisément calculer pour chaque type le rapport  $M/L$  correspondant (dans le domaine défini par  $r \leq gr_0$ ). Ces valeurs sont données dans la Table 8.3 pour le cas  $\beta=0.8$ . Elles suivent bien le comportement décrit par le diagramme  $(M/L, Type)$  de Roberts et Haynes (1994), bien qu'elles soient globalement déplacées vers le haut de la figure d'un facteur d'environ 1.8 (pour  $H_0=70$ ). Comme les auteurs ont calculé la masse en utilisant  $D_{25} = 2R$  dans la formule  $RV_{rot}^2$ , ce facteur devrait en principe donner la valeur de  $gr_0$ , c'est à dire la distance du centre où  $\log V_m$  est effectivement mesuré.

Une possibilité pour faire décroître la valeur de  $\beta$  est d'augmenter la masse totale de gaz, c'est à dire  $y_{tot}$ . Par exemple, on obtient une aussi bonne prédiction des décalages de point zéro en prenant  $\beta=0.7$  et en augmentant  $y_{tot}$  d'un facteur 1.5. On peut aussi obtenir un autre ensemble de valeurs de  $y_{tot}$  à partir des travaux de Young et Knezeck (1989) : ils ont en effet estimé le rapport gaz moléculaire sur gaz atomique  $M(H_2)/M(HI)$  en utilisant les données de nombreuses galaxies spirales; en multipliant notre  $y_{HI}$  par  $1 + M(H_2)/M(HI)$  (issu de leur Table 1), on obtient les  $y'_{tot}$  de la Table 8.3. Ces valeurs conduisent à un bon accord pour  $\beta=0.5-0.55$  des types 2 à 7 et  $\beta=0.1$  pour le type 8.

Cette méthode semble potentiellement intéressante pour étudier la valeur de  $\beta$  en fonction du type morphologique, mais les exemples ci-dessus ont montré l'importance d'une bonne connaissance du contenu gazeux. Il serait utile par exemple de posséder pour chaque galaxie de l'échantillon une mesure de flux HI à 21-cm et une mesure de flux OH à 18-cm (et donc un estimateur du contenu en  $H_2$ ) et d'introduire ces paramètres comme contraintes supplémentaires pour l'évaluation des distances par la relation TF...

### 8.3.3 Points zéro attendus pour la relation inverse en magnitude

Intéressons nous maintenant à ce qui se passe dans un diagramme de Tully-Fisher inverse, lorsqu'on se fixe une valeur de la magnitude absolue. Pour un  $k$  donné, la luminosité totale  $L_{tot}$  est reliée à la luminosité du disque par la relation  $L_{tot} = \frac{L_d}{(1-k)}$ . On a vu précédemment que pour une taille constante, c'est à dire une luminosité du disque  $L_d$  constante, les points zéro étaient donnés par l'équation (\*\*\*) (Sect. 8.3.1.). Pour une valeur constante de  $L_{tot}$ ,  $L_d$  va évidemment changer avec  $k$  et  $r_0$  va finalement varier comme  $(1-k)^{1/2} L_{tot}^{1/2}$  (au lieu de rester constant comme c'était le cas pour la relation en diamètre). On a donc besoin ici d'un terme supplémentaire qui donne le décalage de points zéro suivant (dans le cadre du modèle simple exposé en section 8.3.1.):

$$\Delta \log V_m = 0.5 \Delta \log(1 + \alpha K) + 0.25 \Delta \log(1 - k) (***)$$

Ce terme supplémentaire fait que le décalage en  $\log V_m$  apparaît moins important pour la relation inverse en magnitude que pour la relation inverse en diamètre. La figure 8.26 montre respectivement les décalages de points zéro obtenus pour les relations inverses en diamètre (cercles) et en magnitude (étoiles). Les valeurs ont été ramenées à 0. pour le type 8, type pour lequel le terme correctif supplémentaire est pratiquement nul. Comme attendu, les décalages observés pour la relation en magnitude sont plus petits. La ligne en pointillés figure ce qui arrive lorsqu'on soustrait aux points zéro de la relation en magnitude, le terme  $0.25 \Delta \log(1 - k)$ ; l'accord avec ce que l'on observe pour la relation en diamètre est satisfaisant.

## 8.4 Dépendance en brillance superficielle

### 8.4.1 Motivations

Il est maintenant clairement établi que la relation Tully-Fisher dépend du type morphologique des galaxies utilisées (Theureau et al. 1997a et section précédente). Nous avons montré que cette dépendance pouvait s'expliquer comme la conséquence des variations d'un autre paramètre, le rapport des luminosités du bulbe et du disque. Cette quantité, bien que non observable directement, est en effet connue pour être fortement liée au type: le rapport  $K = L_b/L_d$  décroît des spirales de type précoce (Sa, Sab,...) jusqu'aux spirales de type tardif ou galaxies à pur disque (... , Sd, Sdm) de l'extrémité de la séquence de Hubble (de Vaucouleurs & Simien, 1986). Ainsi, pour comprendre la dépendance en type d'un point de vue physique, nous avons été naturellement amenés à utiliser ce rapport bulbe sur disque en luminosité: au moyen d'un modèle relativement simple reposant sur un jeu d'hypothèses raisonnables, bien qu'un peu grossières, pour le rapport masse sur luminosité des étoiles ou encore la proportion de masse noire, de gaz HI et de gaz moléculaire contenue dans une

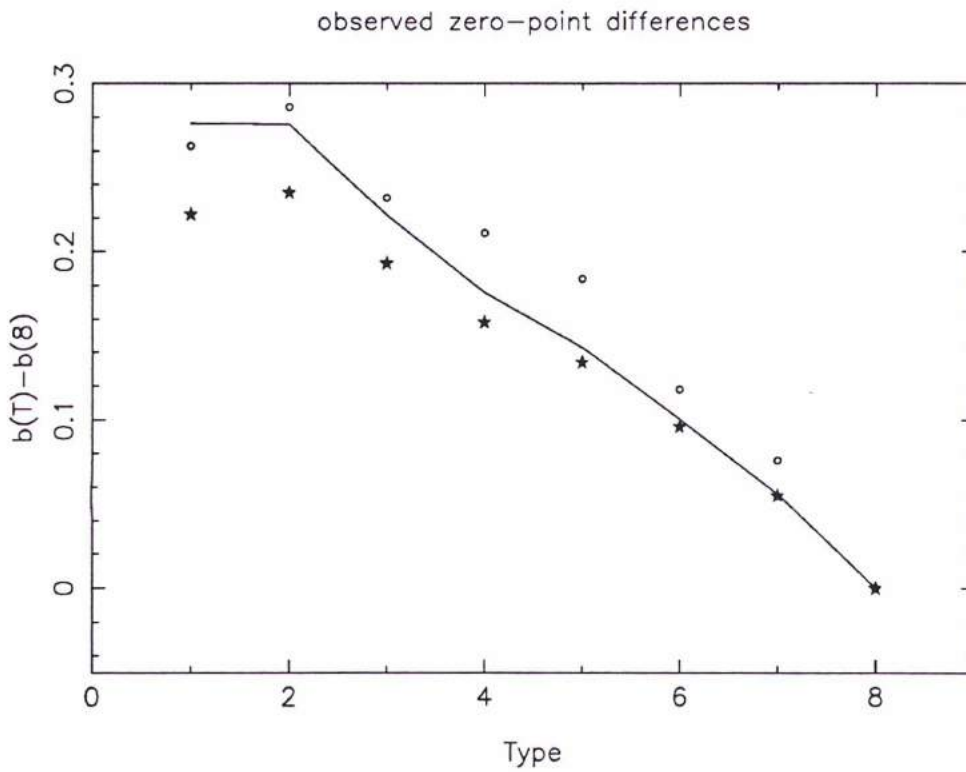


Figure 8.26: Décalage de points zéro observé pour la relation inverse en magnitude (étoiles) et en diamètre (cercles) en fonction du type morphologique. La ligne brisée montre les valeurs attendues pour la relation en diamètre lorsque le décalage de point zéro de la relation en magnitude est connu.

galaxie, nous avons montré que cet effet pouvait être expliqué aisément, voire prédit. Confirmant les premières intuitions de Roberts (1978) ou Rubin et al (1985), nous avons observé un décalage de point zéro de la droite de régression de Tully-Fisher avec le type morphologique, ce décalage étant d'autant plus grand vis à vis des galaxies à pur disque que la composante de bulbe est plus lumineuse ou plus massive.

Cependant, même si la mise en évidence de cette dépendance avec le type permet de réduire un peu la dispersion de la relation Tully-Fisher, et d'obtenir des distances moins bruitées en considérant plutôt qu'une régression commune, un ensemble de points zéro différents selon le type, ce résultat n'est pas entièrement satisfaisant pour les raisons qui vont suivre.

Tout d'abord, bien que codé de façon rigoureuse (cf la classification révisée de de Vaucouleurs), le type morphologique reste une donnée subjective qui dépend de l'observateur et donc du catalogue que l'on va utiliser; ce n'est pas le résultat d'une mesure physique. Ensuite, les types suivent une séquence discrète et le rapport bulbe sur disque en luminosité ou en masse  $y$  est très dispersé, alors que l'on aurait besoin au contraire de pouvoir suivre les influences dynamiques respectives de ces structures. De plus, l'équivalent physique naturel du type morphologique, le rapport des luminosité (ou des masses) du bulbe et du disque, n'est pas directement observable: on l'estime au moyen de modèles théoriques qui mettent en jeu des hypothèses nombreuses et variées (voir Kent, 1985, et Kodaira et al. 1986). On notera par exemple que si la loi exponentielle semble décrire correctement le profil photométrique d'un disque, la loi en  $r^{1/4}$  de de Vaucouleurs, construite pour décrire l'émission des elliptiques et appliquée au bulbe des spirales, est souvent critiquée voire fortement mise en doute (on verra par exemple les travaux de Capaccioli et al. 1995, Caon et al. 1993). L'application de ces modèles conduit de plus à d'importantes variations d'un auteur à l'autre, tant les résultats dépendent de la procédure utilisée pour séparer d'un profil global les composantes de bulbe et de disque. Pour finir, l'estimation du rapport  $L_b/L_d$  nécessite l'observation de profils photométrique, ce qui est difficilement réalisable étant donnée la taille de l'échantillon nécessaire pour ce qui nous intéresse ici.

Ainsi, si l'on souhaite aller plus loin que la prise en compte de la dépendance en type, il semble essentiel de pouvoir trouver un paramètre observable, et surtout mesurable, qui soit équivalent au rapport  $K$  des luminosités du bulbe et du disque. Un premier indice nous est donné par la loi exponentielle; il est en effet possible, en utilisant exclusivement la forme du profil photométrique d'un disque galactique, de montrer que ce modèle prédit une bijection entre le rapport  $K = L_b/L_d$  et la brillance de surface moyenne  $\Sigma$  d'une galaxie:

$$K = \frac{\Sigma}{20.48I(0)} - 1$$

en utilisant:

$$D_{25} = 3.2D_0$$

$$L_d = \frac{1}{2}\pi I(0)D_0^2$$

$$K = \frac{L_b}{L_d}$$

$$\Sigma = \frac{L_b + L_d}{\frac{\pi}{4}D_{25}^2}$$

où  $I(0)$  est la brillance de surface centrale d'un disque exprimée en  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$ , et  $D_0$  le facteur d'échelle du disque.

Notre premier travail à propos de la dépendance en type avait par ailleurs montré que les résidus de la régression inverse (le long de l'axe des  $\log V_m$ ) sont corrélés avec la brillance de surface moyenne (voir Sect. 8.1.1. et Theureau et al. 1997a, Fig. 4). Il est de plus bien connu que les galaxies spirales de type tardif ont généralement une plus faible brillance de surface que celles de type précoce. Nous l'avons d'ailleurs confirmé avec notre échantillon et le résultat est montré en figure 8.27 sous la forme d'un graphique  $\Sigma$  .vs. Type où  $\Sigma$  correspond à une valeur moyenne par type.

Rappelons que c'est Bothun et Mould (1987) qui ont montré pour la première fois de façon rigoureuse que l'on pouvait utiliser l'information contenue dans la distribution de la lumière pour réduire la dispersion de la relation TF en bande  $I$ . Plus précisément, ils mirent en évidence que pour une largeur de raie donnée il existe un large éventail de profils de brillance superficielle qui contribue à l'accroissement de la dispersion de la relation TF. Autrement dit, en termes plus physiques, ces différences dans les distributions d'intensité seraient reliées à des variations de la forme des courbes de rotation. Bothun (1986) recommande à ce propos, tout comme de Vaucouleurs, d'utiliser une méthode de "sosies", c'est à dire, de n'utiliser que des galaxies ayant des profils photométriques similaires d'une largeur de raie à l'autre. Il montre aussi, à partir d'un échantillon de galaxies à purs disques, qu'il existe une corrélation entre la largeur de raie et la brillance de surface centrale (Fig. 8.28). On remarquera qu'un tel effet conduirait à un déplacement progressif de la relation TF vers les grandes valeurs de  $\log V_m$  à mesure que la brillance superficielle moyenne croît.

La brillance de surface moyenne  $\Sigma$  a été calculée pour chaque galaxie en utilisant la magnitude apparente et le diamètre photométrique  $D_{25}$  en bande  $B$  corrigés des effets d'extinction galactique et d'opacité (voir première partie). Il a été admis ici que la luminosité  $L_{25}$  émise à l'intérieur du diamètre  $D_{25}$  représente une fraction constante de la luminosité totale de la galaxie. Il est donc important de vérifier que la valeur de  $\Sigma$  n'est pas corrélée au rapport des luminosités du bulbe et du disque, au type, ou à la taille des objets et que l'estimation de  $\Sigma$  à partir des paramètres apparents est bien légitime et non biaisée. La loi exponentielle et la loi en  $r^{1/4}$  nous

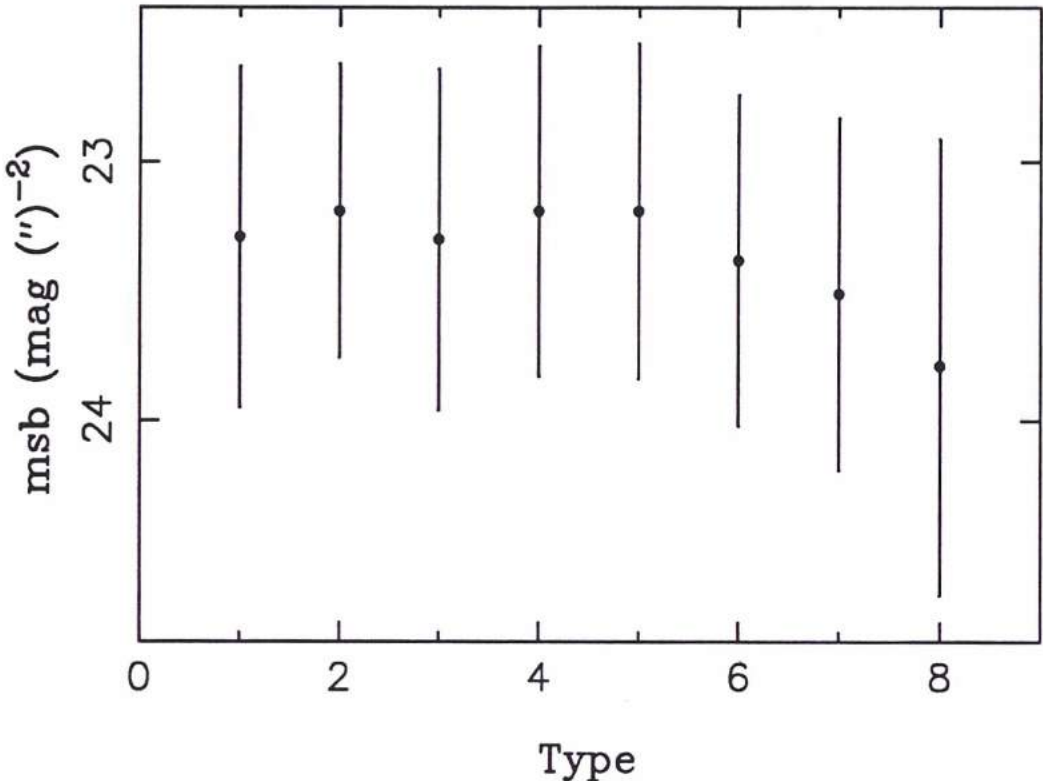


Figure 8.27: Brillance superficielle moyenne calculée pour notre échantillon pour chaque type morphologique



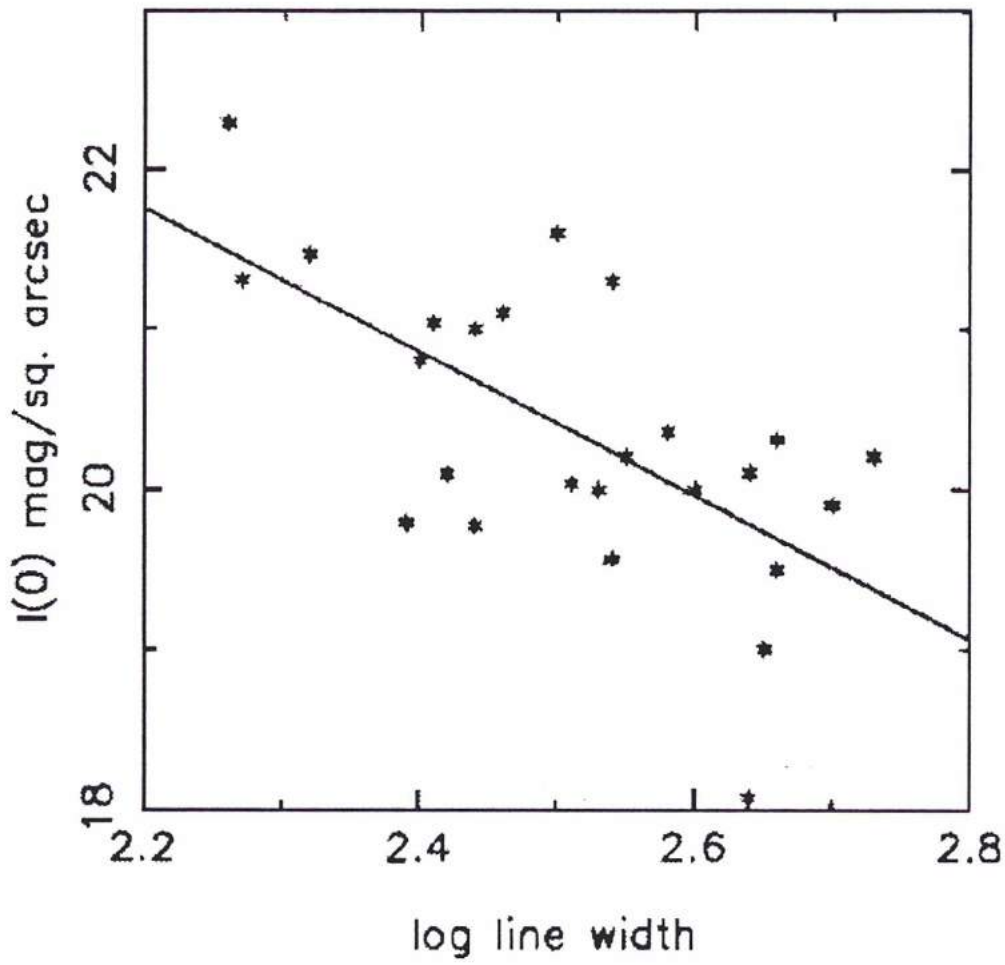


Figure 8.28: Relation entre largeur de raie 21-cm et brillance superficielle centrale pour un échantillon de galaxies à pur disque (Bothun 1986).

permettent de tester ces hypothèses. On sait en effet que la luminosité  $L_{tot}$  s'exprime comme suit:

$$L_{tot} = L_b + L_d = 7.215\pi I_e r_e^2 + 2\pi I_d(0)r_0^2 = \int_0^{+\infty} [I_d(r) + I_b(r)]2\pi r dr$$

de même,  $L_{25}$  s'écrit:

$$L_{25} = \int_0^{r_{25}} [I_d(r) + I_b(r)]2\pi r dr = 2\pi I_d(0) \int_0^{r_{25}} r e^{\frac{-r}{r_0}} dr + 2\pi I_e 10^{3.3307} \int_0^{r_{25}} r e^{ar^{1/4}} dr$$

$$\text{où } a = \frac{-3.3307 \ln 10}{r_e^{1/4}}$$

d'autre part,

$$\int_0^{r_{25}} r e^{\frac{-r}{r_0}} dr = r_0 \left[ r_0 - e^{\frac{-r_{25}}{r_0}} (r_{25} + r_0) \right]$$

et

$$\frac{1}{4} \int_0^{r_{25}} r e^{ar^{1/4}} dr = \frac{7!}{a^8} + \sum_{i=0}^7 (-1)^{i-1} \frac{r_{25} e^{ar_{25}^{1/4}}}{a^{7-i+1}} \frac{7!}{i!}$$

où  $L_B$  et  $L_D$  sont respectivement les luminosités du bulbe et du disque,  $r_e$  et  $I_e$  sont le rayon effectif et la brillance de surface effective de la composante photométrique du bulbe,  $r_0$  et  $I(0)$  sont le facteur d'échelle et la brillance de surface centrale du disque ( $I(0)$  est supposée constante et équivalente à  $\mu_0=21.5$  mag arcsec<sup>-2</sup>, d'après Bosma et Freeman, 1993, et la section 8.1.2. de ce chapitre).

Les figures 8.29a à 8.29d représentent la distribution du rapport des luminosités  $L_{25}/L_{tot}$  en fonction du rapport  $K$  des luminosités du bulbe et du disque, du type morphologique  $T$ , et du diamètre intrinsèque pour les données photométriques de Kent (1985). Aucune corrélation n'apparaissant, nous admettons comme acquis que  $L_{25} = L(r < r_{25})$  représente environ 90% de la luminosité totale avec une dispersion de l'ordre de 10%.

## 8.4.2 La relation en diamètre

### la relation inverse

Comme nous l'avons fait pour l'étude de la dépendance en type, nous nous sommes intéressé dans un premier temps au comportement de la relation Tully-Fisher inverse pour des intervalles de brillance superficielle moyenne successifs. Rappelons que la relation inverse a l'avantage d'être insensible à toute sélection en diamètre apparent ou en magnitude, et donc d'être non biaisée du point de vue du biais de Malmquist (voir Schechter 1980, Teerikorpi, 1984). Ainsi, la brillance superficielle moyenne  $\Sigma$  étant une combinaison du diamètre angulaire  $D_{25}$  et de la magnitude apparente  $m_{Bt}$ , la relation inverse ne sera pas perturbée par notre manière de couper l'échantillon en tranche de brillance. Ceci nous permet d'utiliser l'ensemble de l'échantillon (3364

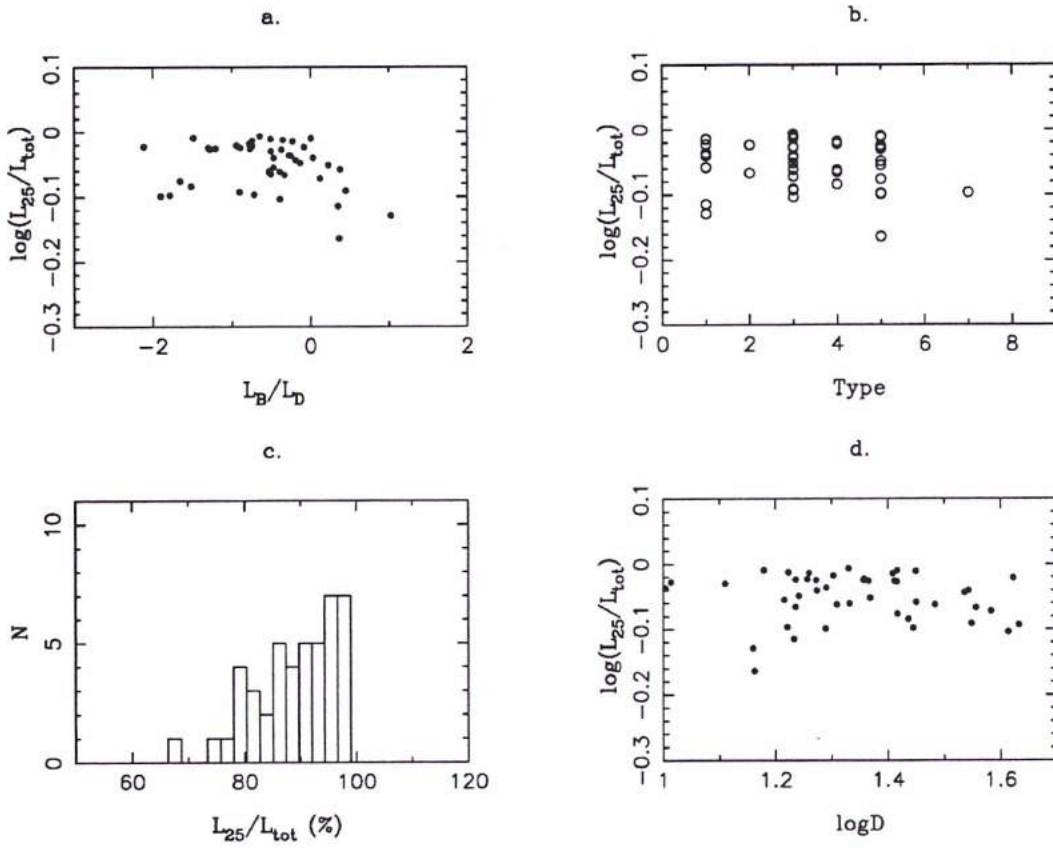


Figure 8.29: Etude de  $\log(L_{25}/L_{tot})$  en fonction de différents paramètres observés: a. en fonction du rapport bulbe sur disque en luminosité; b. en fonction du type morphologique; c. Fonction de distribution; d. en fonction du logarithme du diamètre absolu

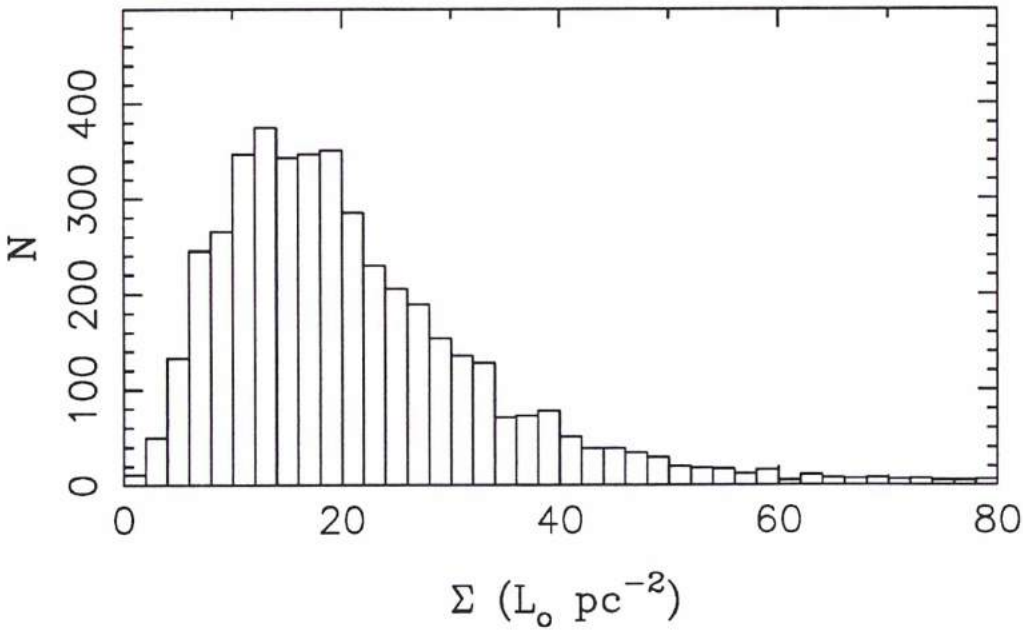


Figure 8.30: Distribution des brillances superficielles moyennes pour notre échantillon KLUN

galaxies spirales de type Sa à Sdm, avec les critères suivants:  $|b| \geq 15^\circ$ ,  $\log R_{25} \geq 0.07$ ).

La plupart de nos objets ont leur brillance superficielle moyenne comprise entre 0. et 60  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$  (voir distribution Fig. 8.30); par commodité, nous avons choisi de restreindre notre étude à ce domaine qui a été découpé en 8, 12, puis 16 intervalles. Les largeurs de ces intervalles de brillance sont respectivement de 7.5, 5.0, et 3.8  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$  selon la découpe choisie.

On trouve que la pente de la relation TF en diamètre reste inchangée le long de la séquence de brillance superficielle avec une valeur très proche de 0.7; cette pente apparaît d'autant plus stable que la dispersion autour de la valeur 0.7 adoptée est très petite ( $\text{rms}=0.02$ , ce qui revient à une erreur de 3%) et elle est indépendante de la taille des intervalles ou du nombre de points qu'ils contiennent. Mais la chose la plus remarquable est la suivante: pour une pente fixée à 0.7, les points zéro successifs correspondants aux boîtes de brillance successives suivent une magnifique courbe bien lisse, à laquelle on ajuste aisément un polynôme des moindres carrés de degré 3. Non seulement le bruit autour de ce polynôme est presque inexistant ( $\text{rms}=10^{-4}$ ), mais encore les espaces laissés libres entre deux points successifs sont comblés lorsqu'on augmente le nombre d'intervalles ou lorsqu'on diminue leur taille. Ceci nous permet donc de conclure que points zéro et brillances de surface moyenne sont liés de façon continue.

Les figures 8.31a, 8.31b, et 8.31c illustrent le comportement du point zéro de la

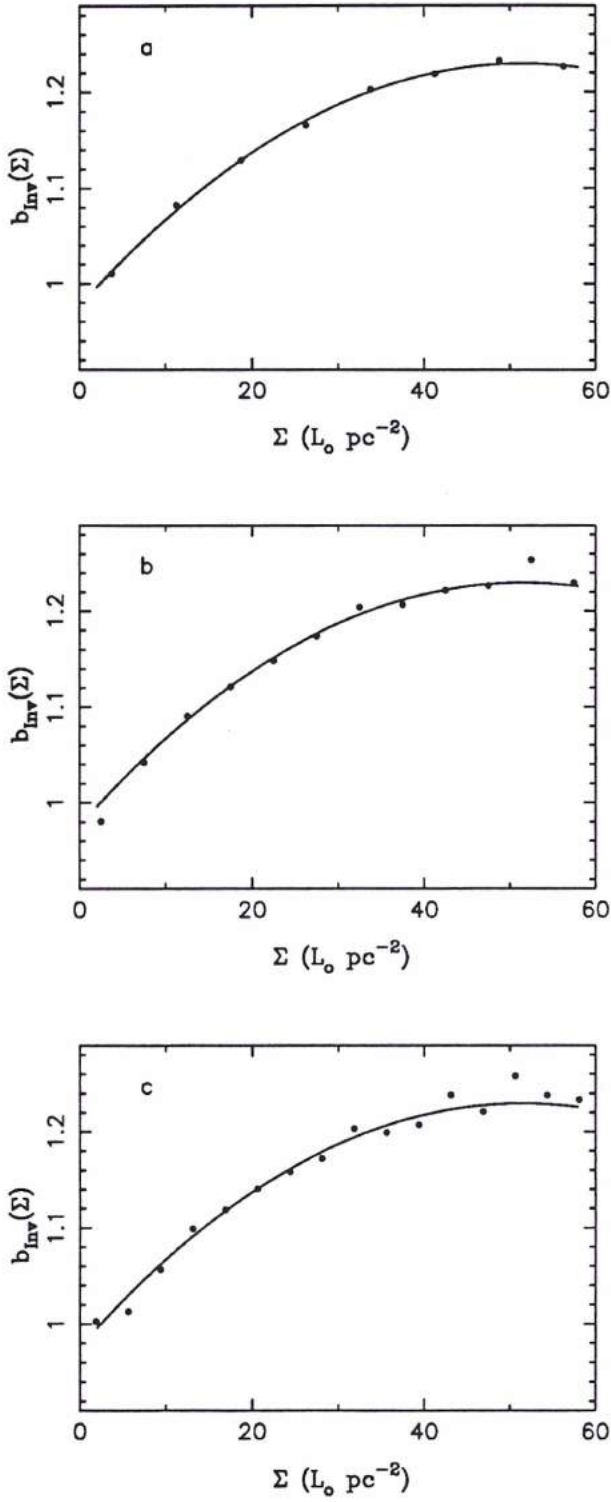


Figure 8.31: Points zéro de la relation inverse en diamètre en fonction de la brillance superficielle moyenne pour différents découpages en brillance: a. 8 intervalles; b. 12 intervalles; c. 16 intervalles.

relation TF pour un nombre croissant d'intervalles; la courbe tracée sur les trois diagrammes est un polynôme de degré 3 évalué par moindres carrés à partir de la première série de 8 points correspondant à la figure 8.31a. Nous pouvons remarquer que la légitimité de cette courbe n'est pas le moins du monde affectée lorsque nous changeons la taille des intervalles. Le bruit, lui, augmente évidemment avec le nombre d'intervalles puisque ceux-ci contiennent de moins en moins d'objets.

Nous pouvons donc conclure que cet effet est réel, et que nous sommes maintenant capables d'utiliser pour chaque galaxies le point zéro qui lui convient le mieux (si on connaît à la fois son diamètre angulaire  $D_{25}$  et sa magnitude apparente, et donc sa brillance superficielle moyenne). La dispersion de la relation inverse est maintenant égale à 0.10 (le long de l'axe des  $\log V_m$ ), au lieu de 0.11 lorsqu'on prenait en compte la dépendance en type, ou encore 0.125 quand on ne considérait qu'une unique régression. Ceci étant fait, intéressons nous maintenant à la relation Tully- Fisher directe.

### La relation directe

Lorsque nous utilisons la relation directe, nous nous trouvons confronté à un problème supplémentaire, l'existence du biais de Malmquist. Ce biais résulte de la situation particulière de l'observateur qui travaille nécessairement avec un instrument limité en sensibilité et collecte donc un échantillon limité en flux. Plus il observe loin, plus les objets qu'il collecte sont brillants intrinsèquement. Et ceci conduit, avec des méthodes d'estimation des distances comme la relation Tully-Fisher, à une sous-estimation progressive de ces distances.

Pour éviter ce biais, la solution la plus sûre est, on l'a vu, d'essayer d'extraire des données un échantillon non biaisé. Nous utiliserons de nouveau ici la méthode des distances normalisées que nous avons présentée en détails dans le chapitre 6. Pour pouvoir extraire le plateau de la manière la plus précise possible, l'échantillon doit être limité strictement en flux (magnitude) ou en diamètre. Pour cette raison, nous devons attacher une attention particulière au fait que l'échantillon est découpé ici par tranche de brillance superficielle. L'échantillon est bien complet jusqu'à  $\log D_{25}=1.2$  ( $D_{25}$  exprimé en 0.1') et cette valeur reste constante quelque soit la valeur de  $\Sigma$ . Mais ce n'est pas le cas pour les magnitudes pour lesquelles la complétude dépend de  $\Sigma$ ; il est donc très important de prendre cela en compte dans la définition de la distance normalisée lorsqu'on utilise la relation TF en magnitude (voir discussion Sect. 2.4.). Les figures 8.32 et 8.33 illustrent l'effet de la sélection en  $\Sigma$  sur la complétude pour les diamètres et les magnitudes respectivement.

Rappelons que cette méthode est itérative, la définition de la distance normalisée nécessitant la donnée d'une relation Tully- Fisher "a priori". Les étapes sont les suivantes: on commence par supposer une relation TF unique de pente 0.9 ou 5.5, selon que l'on travaille avec des diamètres ou des magnitudes; on procède à une première série de deux itérations (cf chapitre 6) à l'issue de laquelle on dispose d'un premier plateau (la brillance superficielle n'entre pas encore en compte ici pour le

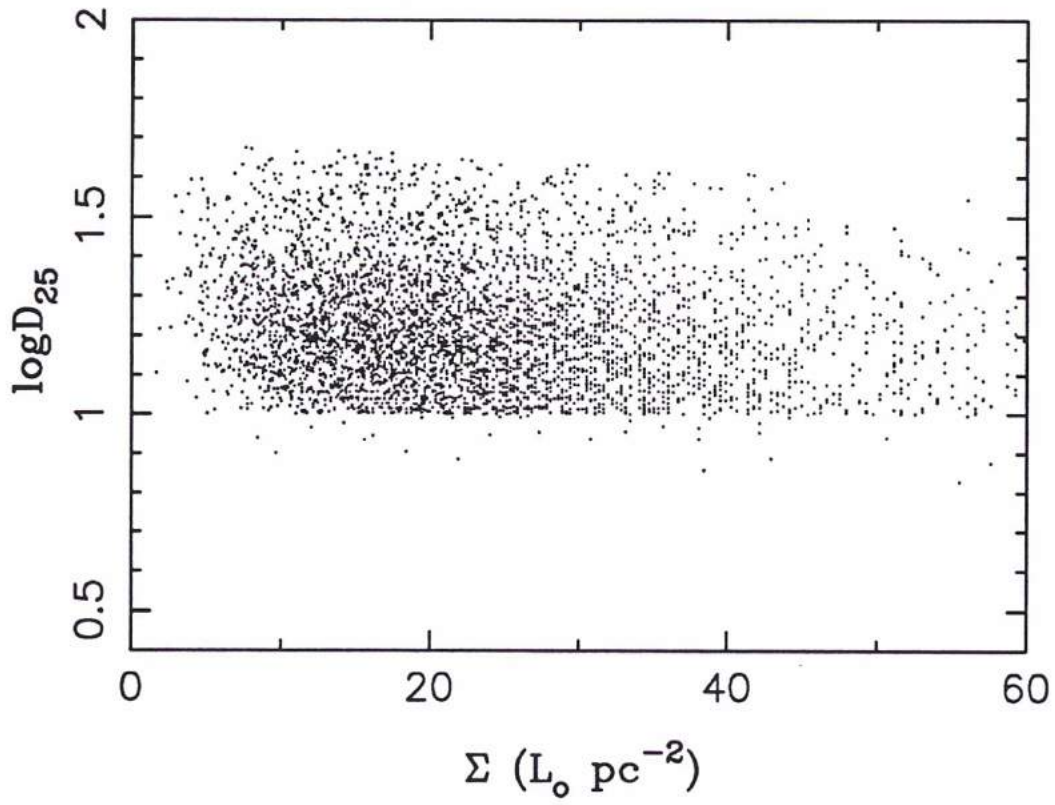


Figure 8.32: Relation entre brillances de surface moyennes et diamètres apparents

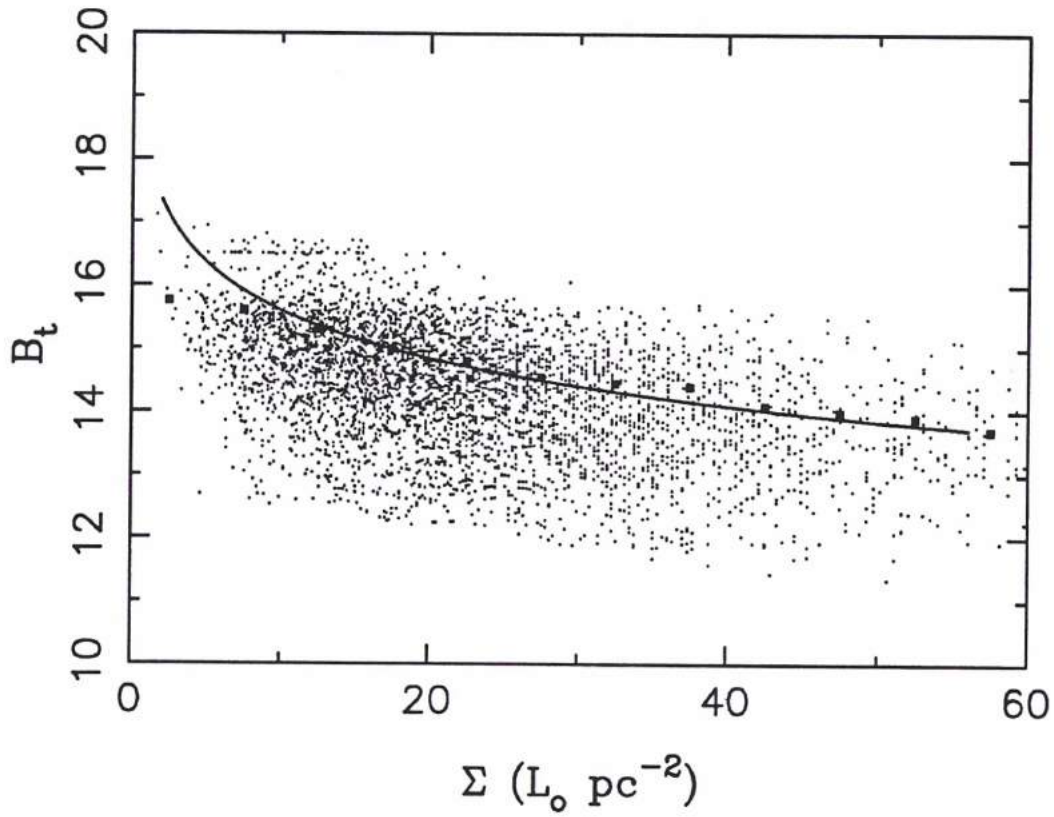


Figure 8.33: Relation entre brillances de surface moyennes et magnitudes apparentes (voir Sect. 2.4.)



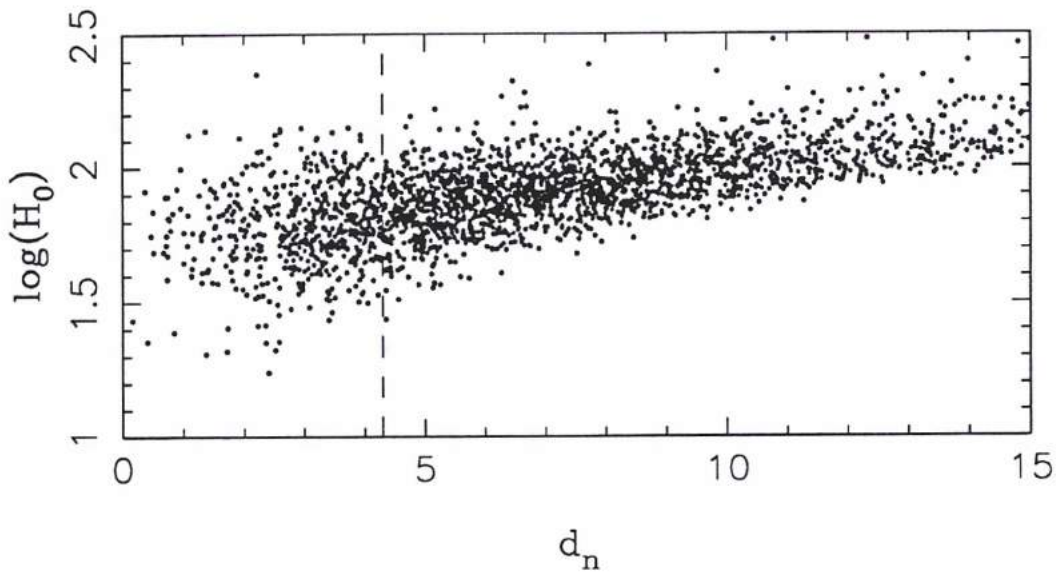


Figure 8.34: Diagramme en distances normalisées  $\log H_0$  vs.  $d_n$  et visualisation du plateau non-biaisé (relation TF en diamètre)

calcul des distances normalisées).

A partir des données du sous-échantillon non biaisé correspondant, on estime pente et points zéro par tranche de brillance. Cette nouvelle relation, qui cette fois intègre le paramètre  $\Sigma$ , permet de construire un second plateau où l'échelle des distances normalisée est maintenant "corrigée" de l'effet de la brillance (voir formule en section 6.2.1.). Ce sont les données extraites de ce dernier plateau qui vont constituer notre échantillon de travail et nous donner la version définitive, non biaisée, de notre relation Tully-Fisher.

Ainsi, après trois itérations, on obtient une pente directe de 0.98 pour la relation en diamètre, avec un plateau, et donc un échantillon non biaisé, de 897 galaxies (Fig. 8.34). De nouveau, la pente apparaît très stable ( $\text{rms}=0.07$ , soit 7% d'erreur sur la pente), et la séquence des points zéro définit une courbe parfaitement lisse dans le domaine de brillance superficielle  $\Sigma \in [0., 55.]$  (trop peu de points sont disponibles au delà de  $\Sigma=55$ ) (Figs. 8.35a et 8.35b). La fonction utilisée pour le "fit" est cette fois-ci un polynôme de degré 4, et comme on l'a déjà constaté dans le cas de la relation inverse, il ne change pas lorsque le nombre d'intervalles de  $\Sigma$  augmente. La dispersion de la relation directe en diamètre est maintenant réduite à  $\sigma=0.125$ : la figure 8.36 montre une version normalisée de la relation TF obtenue en ramenant les galaxies au même point zéro selon leur brillance superficielle moyenne.

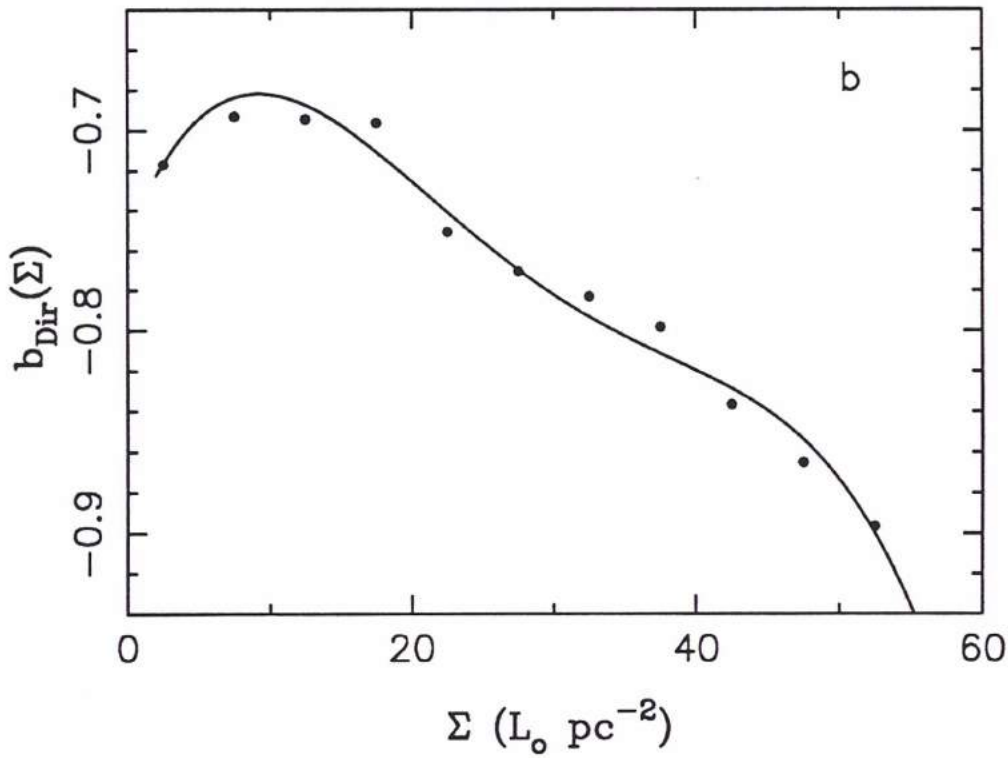
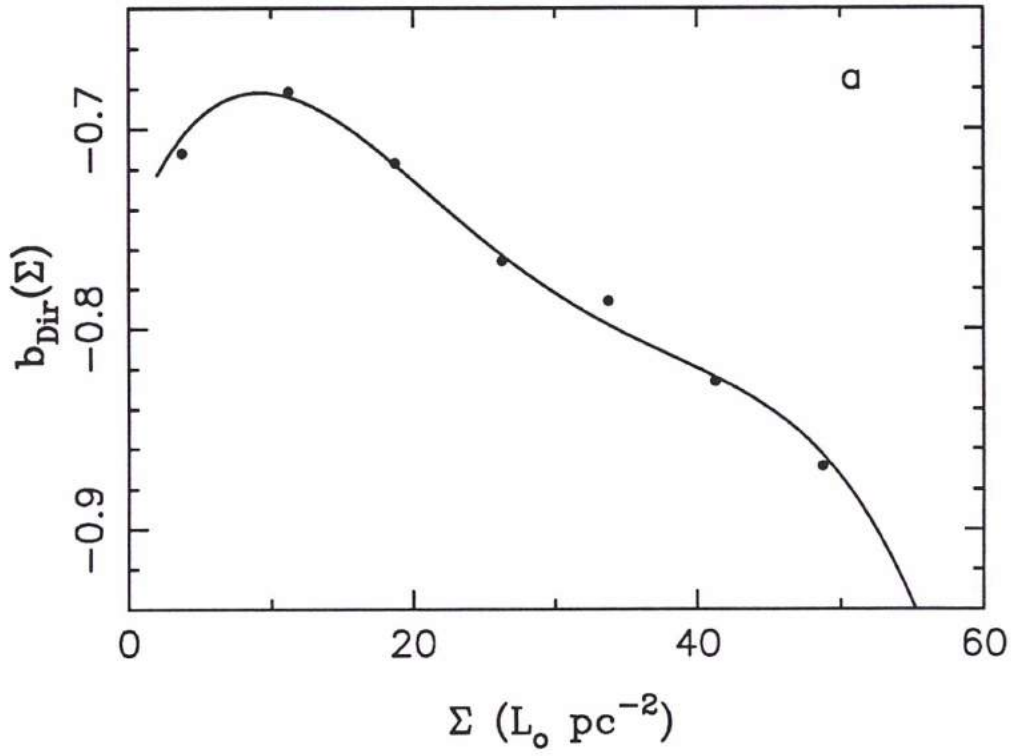


Figure 8.35: Points zéro pour la relation directe en diamètre en fonction de la brillance superficielle moyenne pour différents découpages: a. 8 intervalles; b. 12 intervalles.

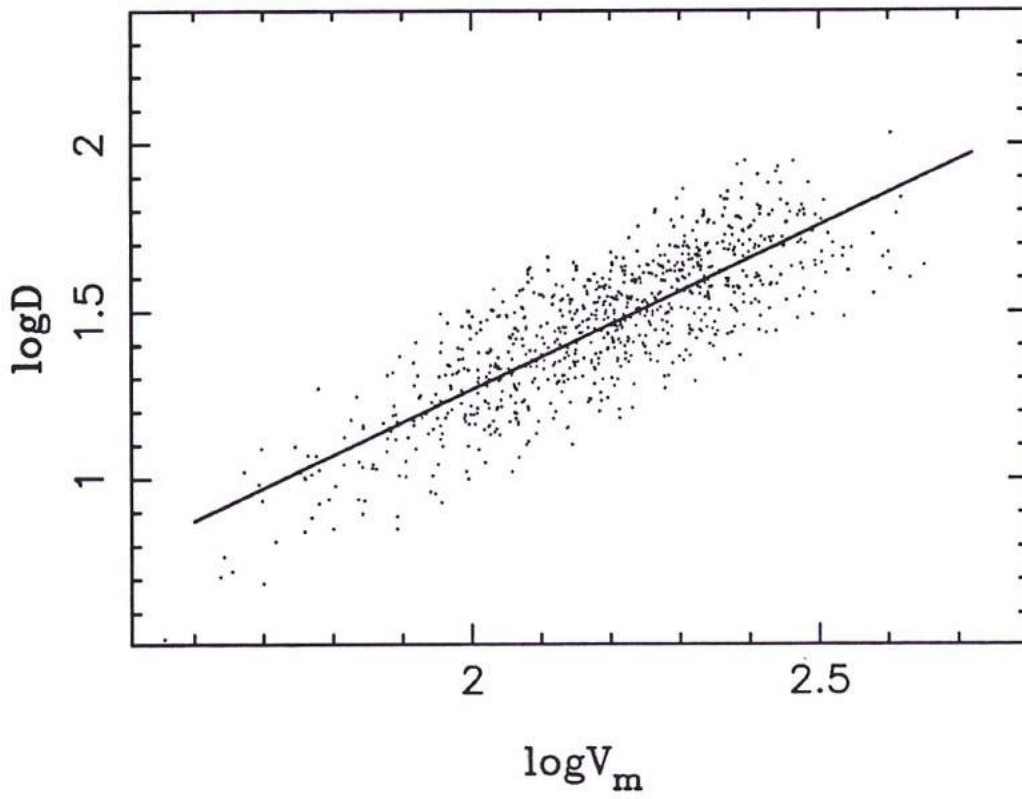


Figure 8.36: Relation TF directe en diamètre, normalisée en  $\Sigma$

### 8.4.3 Le cas particulier de la relation en magnitude

Nous avons vu dans ce qui précède que pour un diamètre donné  $D$ , la vitesse de rotation maximale  $V_m$  croît avec la brillance superficielle moyenne  $\Sigma$  (on remarquera que la luminosité totale augmente aussi). Ce résultat était attendu car en fixant le diamètre absolu  $D_{25}$  on fixe aussi la taille du disque: si la brillance superficielle moyenne croît, la masse lumineuse augmente alors essentiellement dans le bulbe et le problème est le même que pour la dépendance en type (sections 8.1. à 8.3. de ce chapitre).

La situation malheureusement est plus compliquée dans le cas de la relation en magnitude. Si maintenant on fixe la magnitude absolue  $M_{B_t}$ , et que l'on sélectionne des objets de  $\Sigma$  croissant, le diamètre va décroître en  $\Sigma^{-1/2}$  et l'on se retrouve avec deux effets qui s'opposent: un accroissement de la masse du bulbe et une diminution de celle du disque; il est alors difficile de prédire dans quel sens  $\log V_m$  va varier.

En fait, lorsque l'on calcule la pente inverse et les points zéro correspondants par tranche de  $\Sigma$  (selon la méthode de la section 8.2.), on obtient pour une pente  $a=0.135 \pm 0.005$  une suite  $b(\Sigma)$  qui décroît lorsque  $\Sigma$  croît, c'est à dire qui varie dans une direction littéralement opposé à celle dont on pourrait s'attendre après l'étude de la relation en diamètre (Fig. 8.37).

Dans le cas de la relation directe, pour extraire des données un échantillon non-biaisé, on demande que l'échantillon de départ soit strictement limité en flux apparent (i.e. complet en magnitude apparente  $B_t$ ). Seulement, la limite en magnitude dépend de la brillance superficielle moyenne, et il est nécessaire de prendre en compte un terme supplémentaire dans la définition de la distance normalisée:  $10^{0.2[m_0 - m_{lim}(\Sigma)]}$ . L'estimation de cette fonction  $m_{lim}(\Sigma)$  est présentée en section 2.4.3.

En suivant la même méthode que dans la section précédente, on calcule la pente de la relation en magnitude ( $a_M = 5.13 \pm 0.20$ ) sur la base d'un échantillon non-biaisé qui compte cette fois-ci 1171 galaxies. Les points zéro correspondants  $b_M(\Sigma)$  sont représentés sur la figure 8.38. Notons que le point situé à l'extrême droite du diagramme, qui apparaît en dehors de la tendance générale, ne peut clairement pas être utilisé. Le nombre d'objets utilisé pour l'estimer est en effet inférieur à 20, et sa valeur témoigne simplement d'une fluctuation statistique (le nombre de points contenus dans les autres intervalles est de l'ordre de 100 à 300). C'est donc la courbe en pointillés que nous adoptons pour décrire la fonction  $b_M(\Sigma)$ .

### 8.4.4 Discussion

Qu'avons nous gagné? En premier lieu, la région du plateau est particulièrement mieux définie et la limite à partir de laquelle le biais de Malmquist commence à avoir une influence est plus nette que dans les précédentes études. L'échantillon non-biaisé correspondant contient aussi un plus grand nombre d'objets: presque 900 galaxies pour les diamètres et presque 1200 pour les magnitudes alors que, même la dépendance en type prise en compte, on n'en gardait guère qu'environ 400 pour

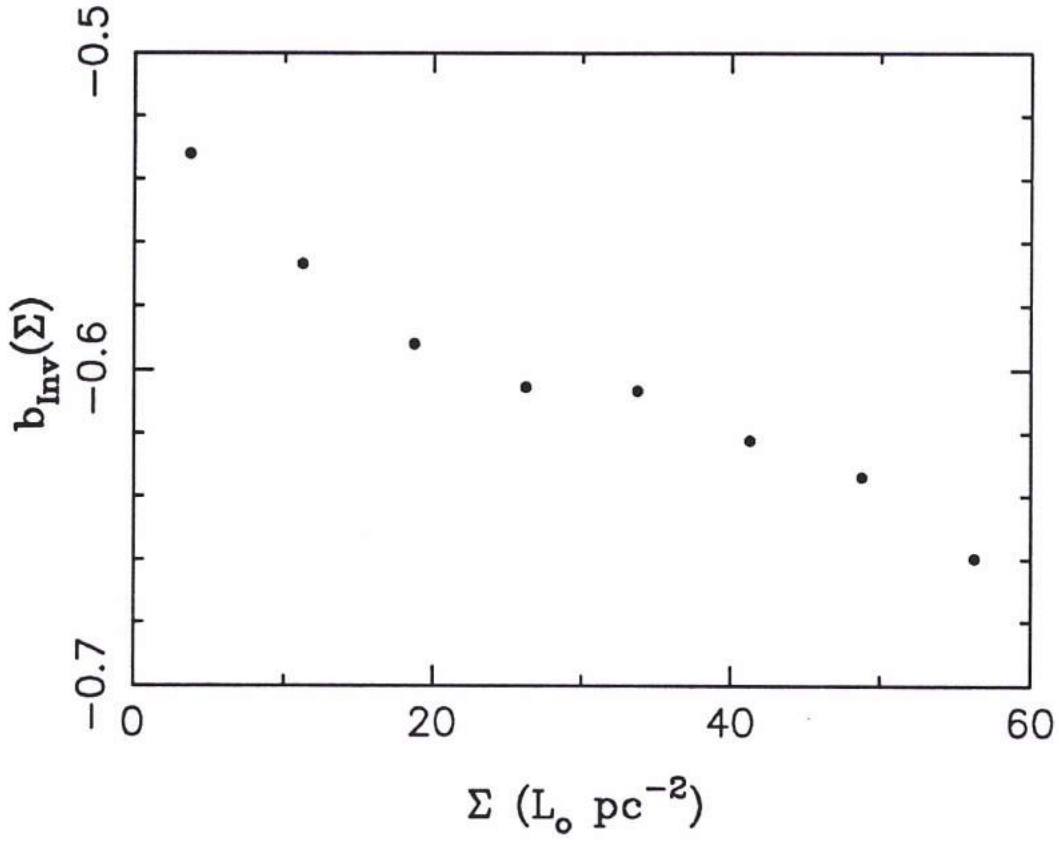


Figure 8.37: Points zéro de la relation inverse en magnitude en fonction de la brillance superficielle moyenne

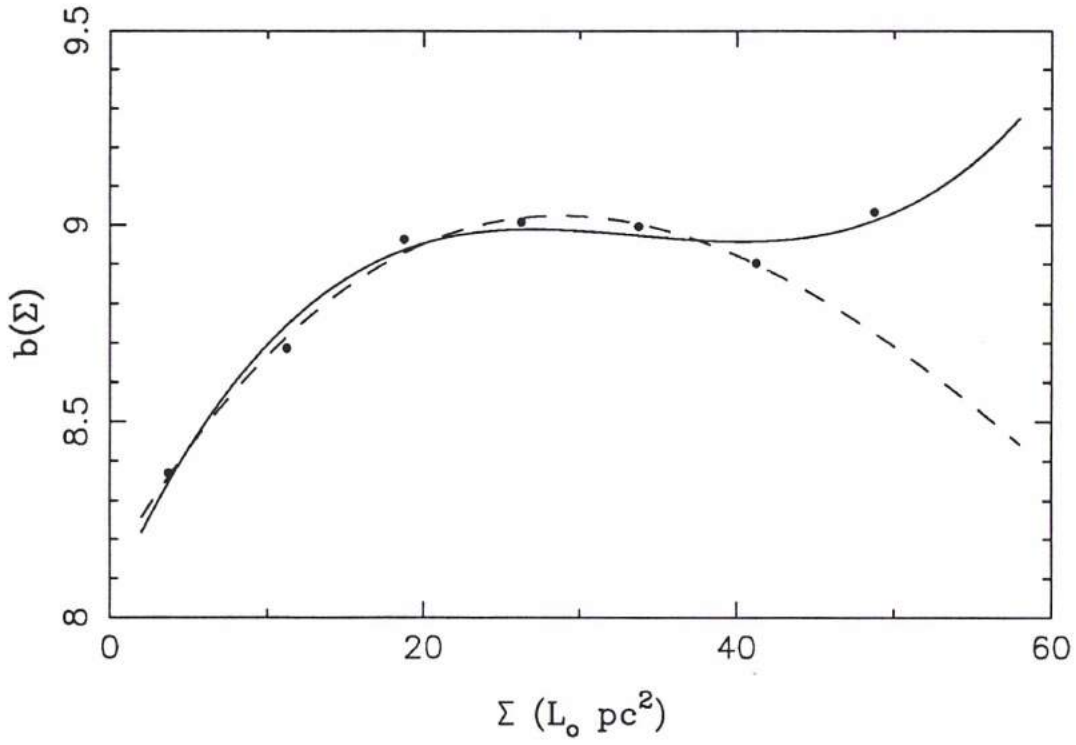


Figure 8.38: Points zéro de la relation directe en magnitude en fonction de la brillance superficielle moyenne. La ligne en pointillés représente le polynome adopté pour le "fit".

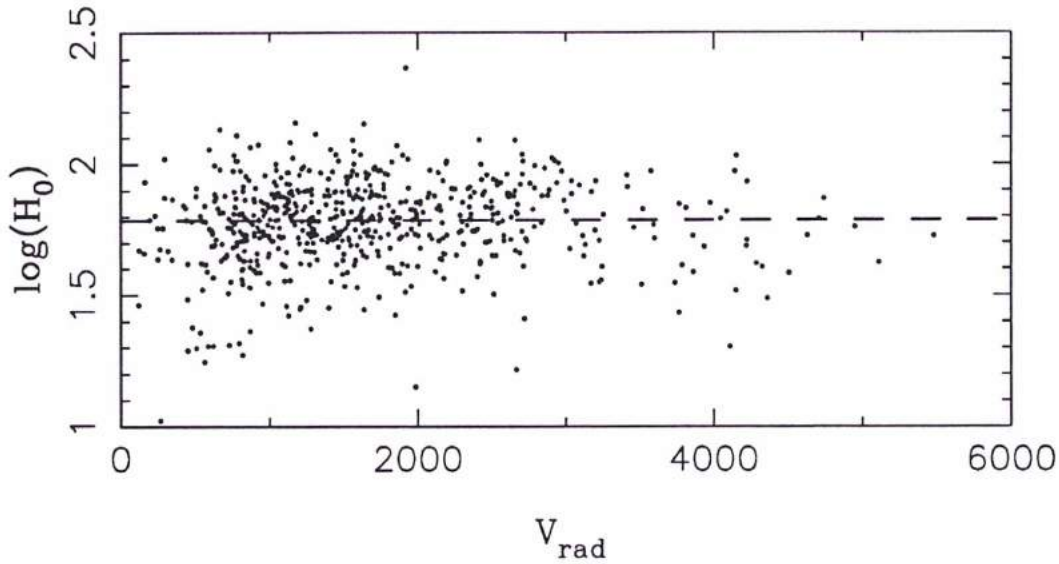


Figure 8.39: Distribution des  $\log H = V/d_{TF}$  dans l'espace des vitesses radiales. Echantillon non-biaisé

les relations en diamètre ou en magnitude. Le plateau est plus profond ( $V_{lim}=6000$  km s<sup>-1</sup>, voir Fig. 8.39 ) et permet d'étudier des régions plus lointaines; c'est une conséquence directe de la plus faible dispersion que l'on obtient avec la méthode de la brillance de surface moyenne:  $\sigma=0.125$  au lieu de  $\sigma=0.148$  lorsque l'effet de type était pris en compte, ou encore  $\sigma=0.155$  quand on ne considérait qu'une régression simple (relation directe en diamètre);  $\sigma=0.10$  au lieu de  $\sigma=0.11$ , ou  $\sigma=0.125$  (relation inverse en diamètre).

Ajoutons que la stabilité des pentes directe et inverse est à présent fermement établie; de même, la dérive du point zéro avec la brillance est tout à fait nette, continue, et modélisable pour la relation directe comme pour la relation inverse, et elle nous fournit un outil fiable pour l'amélioration des distances. Le coefficient de corrélation de la régression est lui aussi amélioré de façon spectaculaire: il est ici égal à 0.84, résultat à comparer à la valeur de 0.71 obtenue avec la relation en type, ou au 0.67 que l'on avait en ne considérant aucune dépendance. C'est probablement là l'argument le plus indiscutable en faveur de la validité de ce travail et la réalité de la dépendance de la relation Tully-Fisher vis à vis de la brillance de surface moyenne.

Nous avons maintenant en main un bien meilleur et plus puissant outil que celui que nous avons précédemment, et nous sommes en mesure d'étudier avec plus de précision le champ des vitesses particulières des galaxies spirales à l'échelle de notre univers local, c'est à dire pour des distances inférieures à environ 80 Mpc. La première application fondamentale de cette nouvelle relation (troisième partie) sera une estimation de la constante de Hubble  $H_0$  au moyen du plus grand nombre d'objets jamais utilisés. Mais il nous faudra d'abord calibrer la relation dans une échelle de distance absolue, ce qui sera fait au chapitre suivant.

On remarquera cependant, que l'on a supposé que la covariance entre  $\Sigma$  et  $\log V_m$  était une constante et ne dépendait pas, par exemple du type morphologique. En fait, une variation de  $\text{cov}(\Sigma, \log V_m)$  avec le type introduit une variation de la pente et donc contribue à la dispersion observée de la relation TF. Une nouvelle étape consisterait à construire à partir des différentes valeurs de  $\text{cov}(\Sigma, \log V_m)(T)$  une brillance normalisée  $\Sigma_n$  indépendante de  $\log V_m$ . On prendrait ainsi en compte l'ensemble des paramètres observables de notre échantillon de galaxies pour l'estimation des distances.

## 8.5 Conclusion

Les résultats qui précèdent sont réellement encourageants et apportent des progrès très nets dans l'utilisation de la relation Tully-Fisher comme indicateur de distance. L'étude de la dépendance avec le type morphologique a montré que la dispersion relativement importante de la relation de Tully-Fisher n'est pas une fatalité, mais peut être réduite en prenant en compte des paramètres supplémentaires comme le type morphologique, ou mieux, la brillance superficielle moyenne des galaxies utilisées. C'est une bonne nouvelle à une époque où cet indicateur de distance est souvent critiqué. Dans le même temps, malgré le grand nombre de données photométriques que contiennent les catalogues en bande *B*, beaucoup d'astronomes préfèrent les bandes *K* et *I*, pour la simple raison que la dispersion de la relation de Tully-Fisher y apparaît plus petite. Notre étude donne l'espoir de pouvoir porter la relation Tully-Fisher en bande *B* au même niveau de qualité que ses homologues en bandes *K* et *I*, tout en gardant l'avantage de pouvoir travailler avec un très vaste échantillon de galaxies. Ajoutons que ce type de manipulation de la relation Tully-Fisher, fournit accessoirement un moyen nouveau de tester la proportion de masse noire contenue dans les galaxies spirales, voie qui a été seulement évoquée ici mais qui peut certainement être poussée plus loin.

L'avenir de la relation TF passe donc par la réduction de sa dispersion en prenant en compte des critères nouveaux: avec 25% d'incertitude sur les distances, l'étude du champ des vitesses particulière devient un jeu d'équilibre lorsqu'on atteint des vitesses radiales de 10 000 km s<sup>-1</sup> qui sont les limites des catalogues TF actuels. Avec les nouvelles générations d'instruments, l'avenir portera cette limite bien au-delà de ce qu'elle est aujourd'hui. Si l'on veut pouvoir par exemple mettre en évidence des mouvements particuliers d'amplitude inférieure à 300 km s<sup>-1</sup> à des échelles de distances supérieures à  $cz=20\,000$  km s<sup>-1</sup> il nous faudra ramener l'incertitude sur les distances en-dessous de la barre des 10%. Il existe encore de nombreuses pistes comme la prise en compte du flux HI, ou des indices de couleurs qui nous seront fournis par les nouveaux sondages multi-fréquence comme DENIS, ISO ou encore le projet CRONA. Le remplacement des plaques photographiques par de l'imagerie CCD à grand champ nous donnera accès de plus aux profils photométriques des objets. Une classification physique des galaxies spirales, à l'image du plan fondamental pour les



elliptiques, est à l'aube de pouvoir se réaliser. C'est de cette classification physique que viendront les nouvelles générations de critères de distance. :

# Chapitre 9

## La relation $M_{21}$ vs. $\log V_m$

La relation classique de Tully et Fisher est mise en défaut dans la zone d'obscurcissement galactique, où les effets de l'extinction sur les rayonnements visible ou proche-infrarouge sont considérables pour des longueurs d'ondes inférieures au micromètre et perturbent donc les mesures de magnitude dans les bandes  $B$ ,  $H$ ,  $I$ , ou  $J$ , généralement utilisées. Si l'on veut pouvoir compléter les échantillons de distances extragalactique à basse latitude galactique, il est nécessaire de trouver un équivalent de la relation TF applicable dans cette direction du ciel. Nous allons montrer dans ce chapitre qu'il est possible d'utiliser une autre forme de la relation TF, la relation en magnitude 21-cm (TF-21), basée presque exclusivement sur les mesures HI. Cette relation, qui lie la masse totale d'hydrogène contenu dans une galaxie, à sa vitesse de rotation maximale  $V_m$ , fut proposée pour la première fois par Hart et Davies (1982), puis quelques années plus tard par Staveley-Smith et Davies (1989). Ces premières tentatives s'avèrent infructueuses, l'échantillon de galaxies utilisé étant bien trop petit (242 objets) pour pouvoir faire une véritable étude statistique et démontrer la légitimité d'un tel indicateur de distance. Avec les données de l'échantillon KLUN et les données de programmes d'observation supplémentaires dans la zone d'absence, nous disposons d'un échantillon en magnitude 21-cm de 4867 galaxies spirales contenant tous les types morphologiques du type 1 au type 8.

La définition de la magnitude 21-cm à partir du flux HI mesuré est présentée dans la première partie de cette thèse (Chapitres 3 et 5). L'échantillon est complet jusqu'à la magnitude  $m_{21,lim} = 15.3$  mag.

Dans la relation TF-21, la masse totale d'hydrogène  $M_{HI}$  contenue dans le disque galactique joue le rôle de la magnitude absolue dans la relation classique. On l'exprime en unité de masse du Soleil et on la calcule à partir du flux HI corrigé et de la distance cinématique de l'objet tel que:

$$\frac{M_{HI}}{M_{\odot}} = 2.35610^5 d^2 \times F_{HI}^c$$

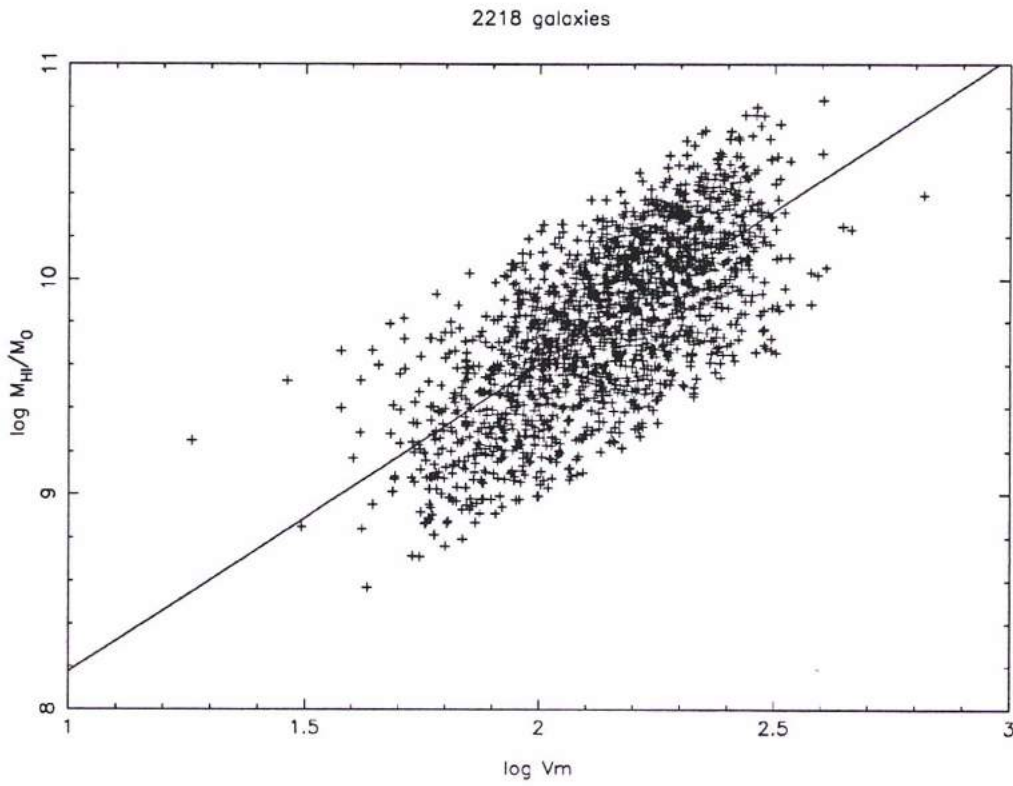


Figure 9.1: La relation Tully-Fisher à 21 cm, tracée dans le diagramme  $\log(M_{\text{HI}}) - \log(V_m)$ .

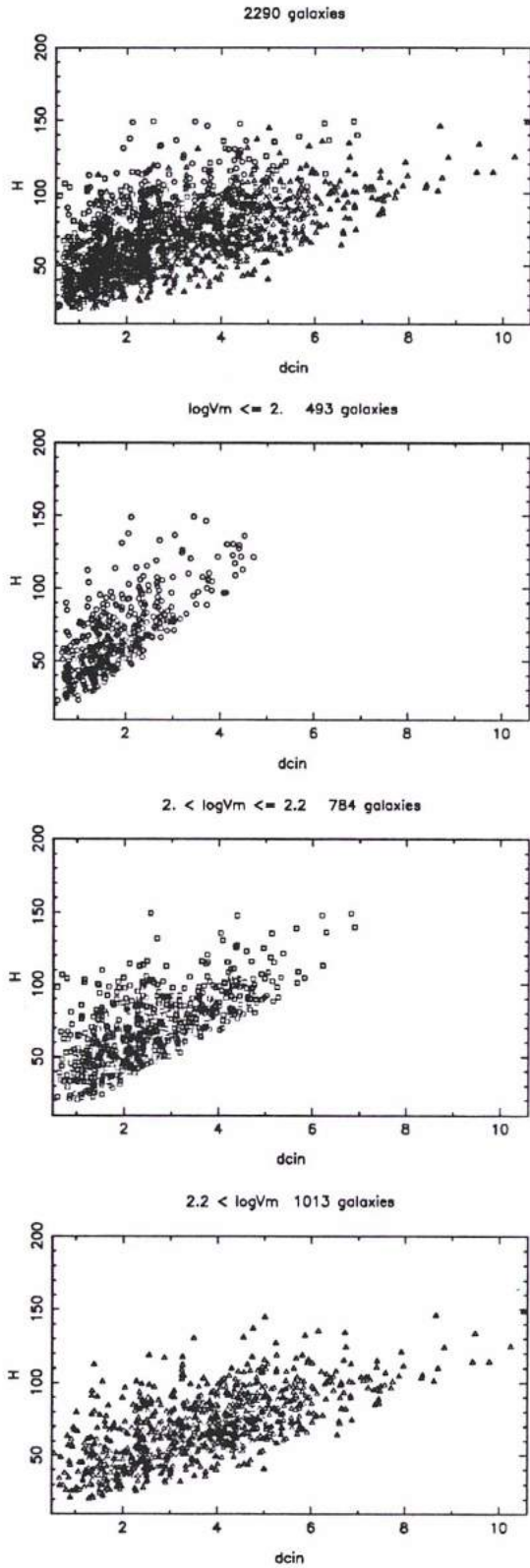


Figure 9.2: L'effet du biais de Malmquist dans le diagramme  $H = V/d_{TF}$  vs.  $d_{kin}$  pour trois intervalles de  $\log V_m$ .

où  $d$  est exprimé en Mpc, et  $F_{HI}^c$  en  $\text{Jy km s}^{-1}$

La relation s'exprime alors comme suit:

$$\log \frac{M_{HI}}{M_{\odot}} = a_{HI} \log V_m + b_{HI}$$

Le calcul de la pente par régression linéaire pour le sous-échantillon strictement complet en magnitude 21-cm donne:

$$a_{HI} = 1.43 \pm 0.03$$

pour une dispersion des résidus  $\sigma = 0.264$ , soit en distance une incertitude d'environ 30%. On remarquera que pour pouvoir calculer la pente sans avoir recours à un sous-échantillon non-biaisé (voir Ch. 6), on a supposé implicitement une distribution uniforme des galaxies dans l'espace. La régression est présentée sur la figure 9.1. On a représenté sur la figure 9.2 l'effet du biais de Malmquist dans un diagramme  $\log H = V/d$  vs.  $d_{cin}$  pour différents intervalles de  $\log V_m$ . A l'image de la figure 8.10b de la section 1 du chapitre précédent, on constate que le biais apparaît de manière abrupte pour les objets les moins massifs (premier panneau), et qu'il progresse plutôt lentement pour les objets les plus massifs (dernier panneau).

Par ailleurs, on a vu dans le chapitre consacré à la présentation des données HI (Ch. 3), que la masse d'hydrogène est fortement corrélée au type morphologique, et que de plus le taux de détection en raie 21-cm des spirales de types précoces était 15% moins bon que celui des types tardifs. Il est donc évident que la large dispersion de la relation est due pour une grande part à une dépendance des résidus, et donc du point zéro de la relation, avec le type. Si on prend par exemple comme référence les valeurs du rapport  $M_{HI}/M_{tot}$  publiés par Roberts et Haynes (1994) pour les différents types (voir figure 9.3), on s'aperçoit que  $\log \frac{M_{HI}}{M_{tot}}$  varie de  $0.6 (\pm 0.2)$  entre les types extrêmes, une valeur à comparer avec le  $\Delta\mu \simeq 0.66$  correspondant à la dispersion TF. Une grande partie de cette dispersion pourrait donc provenir de cet effet de type.



[P2]



## Kinematics of the local universe

### IV. Type dependence in the diameter Tully-Fisher relation and implications on the mass-luminosity structure

G. Theureau<sup>1</sup>, M. Hanski<sup>2</sup>, P. Teerikorpi<sup>2</sup>, L. Bottinelli<sup>1,3</sup>, T. Ekholm<sup>2</sup>, L. Gouguenheim<sup>1,3</sup>, and G. Paturel<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Paris-Meudon, CNRS URA1757, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>2</sup> Tuorla Observatory, FIN-21500 Piikkiö, Finland

<sup>3</sup> Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

<sup>4</sup> Observatoire de Lyon, F-69230 Saint-Genis Laval, France

Received 8 December 1995 / Accepted 14 August 1996

**Abstract.** There is a type dependence in the diameter (Tully-Fisher) TF relation in the spiral galaxy range  $1 \leq T \leq 8$ . This dependence appears as a zero-point shift from one type to another, while the slope seems to remain constant, close to 0.5 (inverse relation) as expected from our simple disc + bulge + dark halo model. The model also predicts well the amount of the shifts, when reasonable values of the mass-to-luminosity ratios of the disc and bulge components are used. A method to study the dark mass fraction  $\beta$  in different galaxy types, based on the model, is introduced. First applications suggest that in the range  $2 \leq T \leq 7$  the value of  $\beta \simeq 0.5 - 0.8$  within the radius  $gr_0$  that the TF-measurements refer to. There are also zero-point shifts in the  $B$ -magnitude TF-relation (the inverse slope  $\sim 0.1$  according to our work), though smaller than in the diameter relation, as expected from the model. The found type dependencies will diminish the scatter in the TF-relations and facilitate their use in our KLUN programme for measuring the kinematics of the local galaxy universe.

**Key words:** galaxies: spiral – galaxies: photometry – galaxies: distances and redshifts – galaxies: structure – astronomical data bases: miscellaneous

#### 1. Introduction

The present study prepares the way for our attempt to measure the kinematics of the local galaxy universe (Paturel et al. 1990) using the diameter Tully-Fisher (TF) relation for a sample of 5171 galaxies. This sample was intended to be complete down to the apparent diameter of  $D_{25} = 1.6$  arcmin (corresponding to  $\log D_{25} = 1.2$  where  $D_{25}$  is given in 0.1 arcmin). The completeness of the sample has been discussed by Paturel et al. (1994);

*Send offprint requests to:* G. Theureau

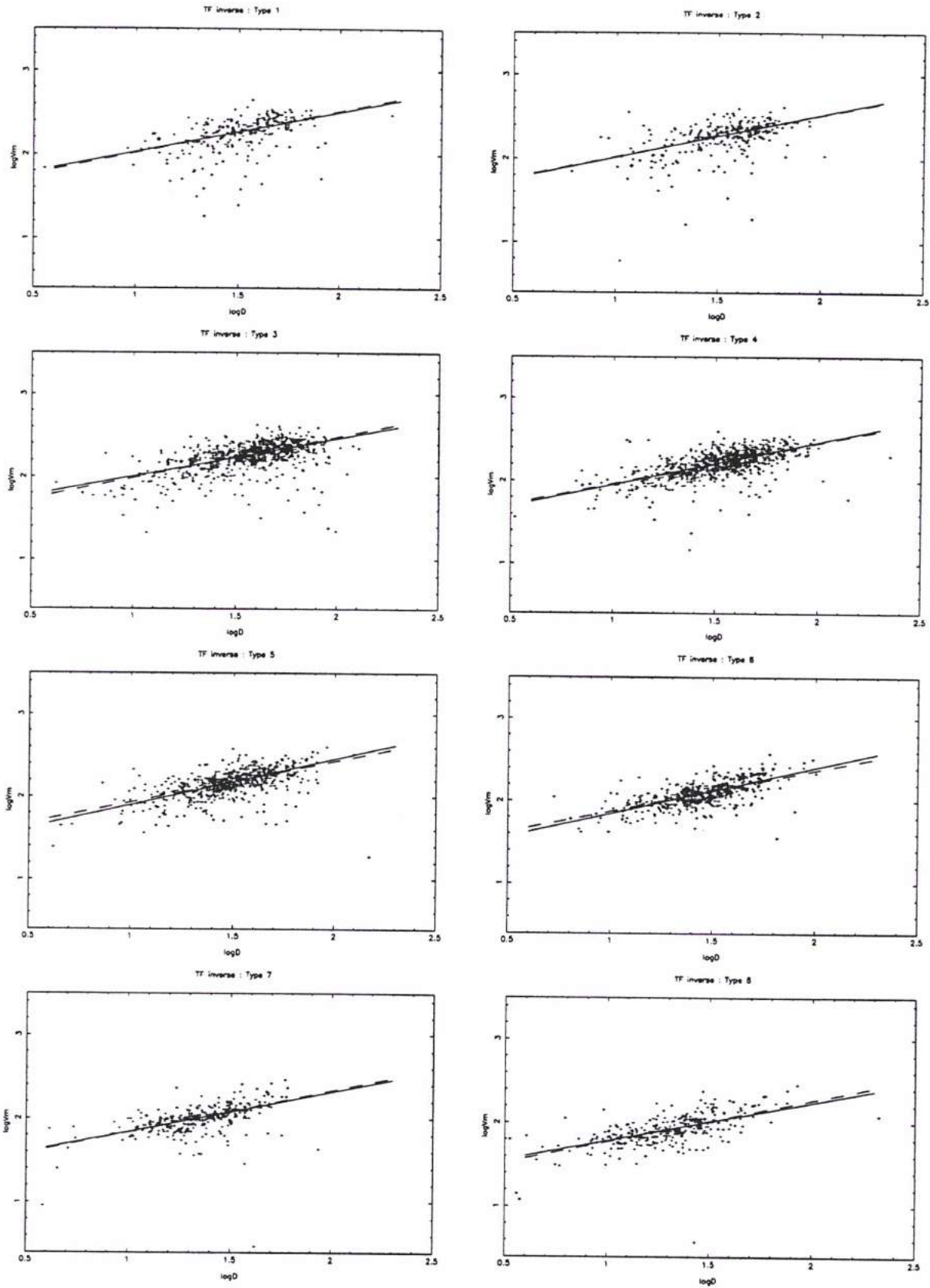
see also Bottinelli et al. (1995) for a discussion of the inclination correction based on this sample.

Though generally having larger scatter than the magnitude relation, the diameter TF-relation has some advantages as a distance indicator that may be mentioned here. 1) The sample can be made large, thanks to the establishment of a homogeneous system of diameters  $D_{25}$ , originally coming from different sources (Paturel et al. 1991). 2) The large sample also allows a detailed examination of the properties of the TF-relation. 3) Practically no inclination correction is needed (Bottinelli et al. 1995). However, the scatter in the relation is rather large, and it is important to try to reduce this before attempting to measure distances, e.g. by investigating any possible dependence on galaxy type, which is the central topic of the present paper. We also ask whether the found systematic changes could be interpreted in terms of the mass-to-luminosity ratios of the disc and bulge components, together with a dark halo, making some steps towards a better understanding of the physics of the TF relation.

M. Roberts first noticed in 1978 that for samples of the same absolute magnitude, late type galaxies have systematically smaller intrinsic line widths than early type systems. This type dependence, corresponding to a zero-point difference in the magnitude relation, was also suggested by Rubin et al. (1985) from direct measurements of rotation curves.

The TF-relation based on the diameter measured at the standard  $B$ -magnitude isophote of 25 mag (arcsec)<sup>-2</sup> is from general considerations expected to depend on type. A simple example explains this best: let us assume that all the galaxies with the same isophotal diameter, have identical discs, on which the diameter is measured. Depending on type, there is in addition a bulge component, providing a fraction of the total mass. Then one expects that going from late (disc-) types towards types with significant bulges, the maximum rotational velocity increases for a fixed isophotal diameter correctly determined on





**Fig. 1.** Inverse Tully-Fisher relation for diameters. Visualisation of the different regression lines for the different morphological types (full line). The dashed line corresponds to a "forced" slope  $\alpha = 0.5$ .

**Table 1.** slope and zero-points for the direct (a,b) and the inverse (a',b') diameter TF-relations

type	1	2	3	4	5	6	7	8
a	1.04 ± 0.03							
b	-1.007	-1.033	-0.945	-0.899	-0.870	-0.826	-0.863	-0.914
n	28	31	84	83	104	89	51	30
a'	0.5 ± 0.015							
b'	1.518	1.520	1.483	1.464	1.430	1.371	1.335	1.273
n	231	256	685	701	525	458	292	302

**Table 2.** slope and zero-points for inverse magnitude TF-relation

type	1	2	3	4	5	6	7	8
a'	0.1 ± 0.03							
b'	0.182	0.197	0.171	0.141	0.107	0.063	0.038	-0.022
n	201	254	679	687	511	447	264	224

the disc component. One also expects that at a constant absolute magnitude there is a similar, though smaller effect.

This simple model naturally leads one to study the type dependence using in the first place the inverse TF-relation (to see what happens with  $\log V_m$  at fixed linear diameter). The inverse relation (hereafter iTF) has also the very useful property that it may be constructed in an unbiased manner for a large number of galaxies if a sufficiently good velocity field model is available (kinematic distances) and if certain general conditions are fulfilled. Especially there should be no selection according to  $\log V_m$ ; this seems to be the case considering the very good detection rates in all HI surveys.

In this study we use the same velocity field model as in the inclination correction study of Bottinelli et al. (1995), in order to derive kinematic distances. In this Virgo centric infall model (Peebles's 1976 model) the velocity of the Virgo cluster is 980 km s<sup>-1</sup> and our infall velocity 150 km s<sup>-1</sup> (the Virgo distance is taken to be 16.5 Mpc, corresponding to  $H_0 = 68.5$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>). Because this kinematic model is necessarily simplified and does not take into account larger scale streamings (like the Great Attractor) or random velocities, we make checks on whether the model has a significant influence on the present results. Errors due to the kinematical model tend to make the slope of the inverse TF-relation too shallow. However, experiments with synthetic data and the Tolman-Bondi velocity field have shown that the inverse relation may be derived using the Peebles's model relatively accurately when the random velocity dispersion is not larger than 100 km s<sup>-1</sup> (Ekholm, 1995).

## 2. The sample

The sample is basically the same as in Bottinelli et al. (1995) with the exception that now we include Sa- and Sm- galaxies which usually are not utilized in TF-distance determinations because of their large scatter. However, when trying to find and understand possible type dependencies, it is important to have the extreme classes in the sample.

During this study it was noticed that the way of determining galaxy type has some influence on the detected type dependence and this led to a revision in how the types are assigned to the galaxies in the LEDA data bank, from which the present galaxies are extracted. We describe the question of types in the future data paper.

As in Bottinelli et al. (1995), we exclude very face-on and edge-on galaxies, allowing the inclination range  $0.07 \leq \log R_{25} \leq 0.80$ . Galactic latitudes  $|b| < 15^\circ$  are omitted and galactic extinction corrections for the diameters are made according to RC2 (de Vaucouleurs et al. 1976). The inclination correction was derived in the above paper:  $\Delta \log D = 0.04 \log R_{25}$ . As we rely on the Virgo-centric velocity field model to derive the kinematical distances, galaxies closer than about  $25^\circ$  from Virgo cannot be used. The final sample contains 3560 galaxies.

## 3. Type dependence as revealed by the inverse diameter relation

As noted in the Introduction, we study primarily the type dependence using the inverse TF-relation ( $\log V_m = a' \log D + b'$ ), i.e. presenting the data and calculating the regression lines as  $\log V_m$  against  $\log D$  where  $D$  is the linear diameter calculated from the kinematical distance and the angular size  $D_{25}$ . The panels of Fig. 1 show the inverse relations for the types  $T = 1$  to 8. It is seen even by eye that there are systematic differences along the Hubble sequence. Note also the large scatter for Sa galaxies and the occasional outliers in every type. It may be of some significance that in the early types there is a slight curving down at small diameters, possibly due to the influence of the bulge profile on  $D_{25}$  (Sect. 6). In Fig. 2 we give the slopes and the zero-points, respectively, for each type, together with the error bars. The mean value of the slopes is 0.503. We checked this value by combining all the types in one  $\log D - \log V_m$  diagram and shifting them to have the same  $\langle \log D \rangle$ . Such a normalization is necessary in order to overcome the bias due to the particular locations of the clouds of data points for different

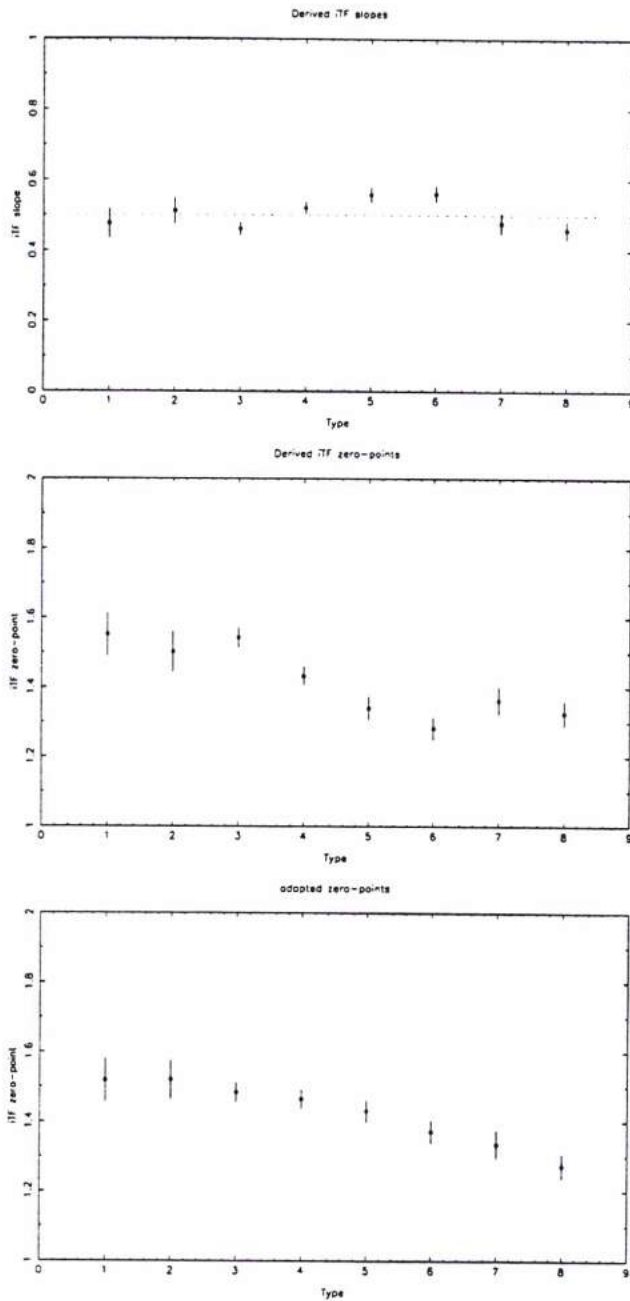


Fig. 2. From top to bottom: the slopes, zero-points, and zero-points when using a fixed common slope  $a' = 0.5$ , of inverse diameter relation, plotted against the morphological Hubble type of galaxies.

types. This resulted in the slope  $a' = 0.504 \pm 0.01$ . From the small scatter of slopes in Fig. 2 we conclude that one may use the same slope for all types, and adopt  $a' = 0.5$ . This slope is shown as the dashed lines in Fig. 1. The middle panel of Fig. 2 gives the progression of the zero-points  $b'$  according to type  $T$ . There is a clear decrease towards the later types. The fluctuations around the general trend are clearly due to the fluctuations in the slopes of the regression lines. When we fix the slope to

$a' = 0.5$ , we get the final zero-points in the bottom panel of Fig. 2. The numerical values are listed in Table 1.

In the panels of Fig. 3 we give average surface brightness vs. residual from the iTF relation. Each type reveals a significant dependence between these quantities: positive  $\log V_m$  residuals go together with a brighter surface of the galaxy. This indicates that the scatter in the diameter iTF relation is not due to errors in  $\log D$  (nor in  $\log V_m$ ), but is mostly intrinsic. Additional support for the small errors in  $\log D$  (coming e.g. from errors in kinematical distances) is obtained from our study of the  $M$  vs.  $\log D$  relations which for late types give the slope 5 as expected from the pure disc model, but significantly different slopes for the early types. That the errors in  $\log D$  do not dominate, gives further significance to the slope 0.5 derived above.

#### 4. Type dependence in the inverse magnitude TF relation

As will be discussed in Sect. 7.4, the type effect in the diameter TF relation implies also a type effect in the magnitude relation, though with a decreased amplitude. We checked this prediction with those 4311 galaxies of our sample which also have  $B$ -magnitude; with the other restrictions (see Sect. 2) this number becomes 3214. The slope and the zero-points corresponding to different types were derived similarly as for the diameter relation in Sect. 3.

For the common slope the value of 0.1 was adopted (Fig. 4, top panel). Bottom panels in Fig. 4 show the zero-points for the separate regressions and for the fixed slope. The latter ones we take as giving the actual zero-point shifts. It is satisfying to see that these, while following the shifts in the diameter relation, have a smaller amplitude as expected from the simple model of Sect. 7.4. We shall discuss the magnitude relation (both direct and inverse) in more detail elsewhere. Here it is sufficient to note that the slope 0.1 is also expected from the disc+bulge model similarly as the slope 0.5 for the diameter iTF relation.

The discussion above utilized galaxies at very different distances (radial velocities). It is interesting to see if the type effect is equally well seen for different radial velocities. To this end we have calculated the cumulative averages of  $\log V_m'$  for each type in restricted radial velocity ranges, where  $\log V_m'$  is normalized using the inverse slope as follows ( $D$  and  $M$  are calculated linear diameters and absolute magnitudes):

$$\log V_m' = \log V_m - 0.5(\log D - 1.5),$$

for diameters,

$$\log V_m' = \log V_m + 0.1(M + 20.0),$$

for magnitudes

The cumulative averages  $\langle \log V_m' \rangle$  plotted in Fig. 5 reveal clearly the zero-point shifts in the inverse relations all along the velocity axis (note that the ordinate has been put to zero for the complete sample for  $T = 8$ ). At small radial velocities the scatter naturally increases due to the small number of galaxies there, though the types keep well separated almost down to  $1000 \text{ km s}^{-1}$ . The fact that there is no clear trend away from horizontality

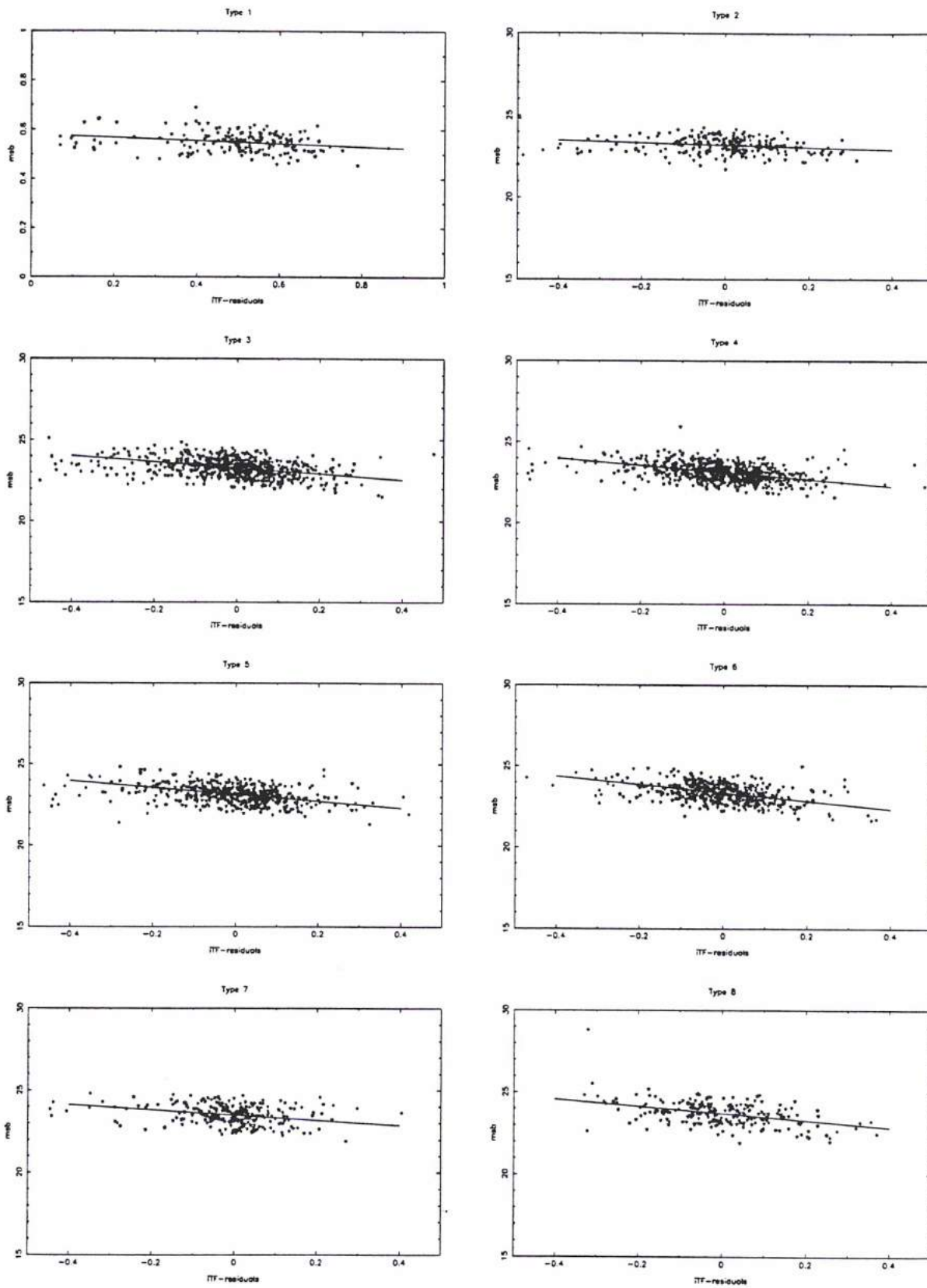


Fig. 3. Correlation between mean surface brightness and iTF residuals in  $\log V_m$ , for the different types.

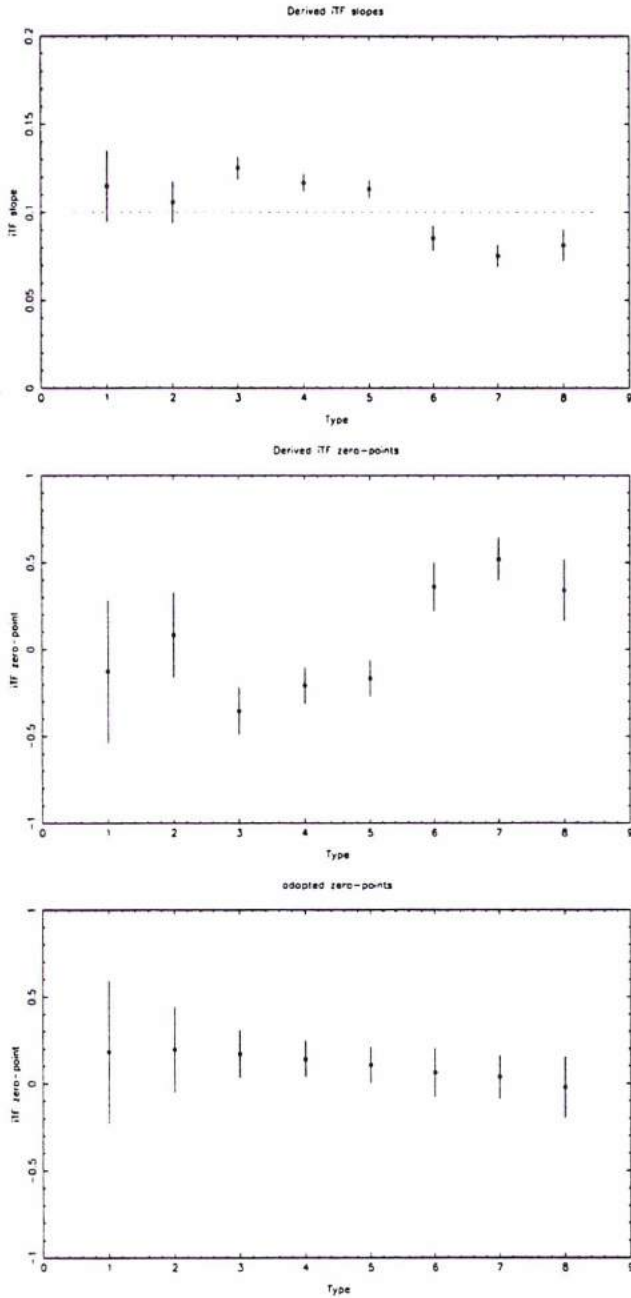


Fig. 4. Same as Fig. 2, now for inverse magnitude relation. A fixed common slope  $a' = 0.1$  was used in the bottom panel.

in the diagrams also lends support to the slope adopted. This pair of diagrams also shows quite nicely the expected smaller type effect for magnitudes.

### 5. Type dependence in the direct relation

The direct TF-relation is naturally expected also to show a type dependence. However, special care is needed in the analysis, because especially the zero-point shifts may be here deformed by the Malmquist bias. Our tool, as in our several previous

studies, is the method of normalized distances. Details may be found in Bottinelli et al. (1995). Because we now know that there are zero-point differences, these must be incorporated in the formula for normalized distances as an additional factor  $10^{-[b(T)-b(8)]}$ . A few iterations are needed when one calculates from the unbiased "plateau" the regression lines for each type. The procedure is facilitated by our assumption that the slopes of the lines are identical. Note that this is not necessarily true, because intrinsic variations of  $\log V_m$  at a constant  $\log D$  or  $M$  may depend on type.

In order to derive the slope, we made several experiments with different normalized distance limits defining the plateau. It was found that the slope does not change when different reasonable plateau-limits are used. This is as expected from the simulations performed by Ekholm (1996). For the diameter relation, we finally adopted the slope  $a = 1.04$ , common for all types. Unfortunately, even with our large sample, the unbiased subsample defined by the plateau is reduced to a few hundreds of objects. Then, only types 3 to 7 still contain a sufficient number of points (see Table 1). Despite the large error bars, we observe again for this type range that the TF slope remains quite stable, and that the zero-points seem to shift progressively as expected from Sect. 3 (see Fig. 6 and top panel of Fig. 7). We emphasize that our models in Sect. 7 are based on the type effect revealed by the inverse relations where it is naturally expected and more easily detected.

Bottom panels of Fig. 7 show the zero-points from the regressions giving the slopes in the top panel, and after fixing the slope to 1.04. The zero-points for the constant slope are given in Table 1. It should be noted that the zero-points in Table 1 are not calibrated in the usual sense, but correspond to the adopted kinematical distance scale.

### 6. Photometric diameter $D_{25}$ in the presence of disc + bulge

In trying to understand the type effect, it is best first to turn one's attention to the photometric diameter  $D_{25}$ , because this diameter may change when on the disc component one adds the bulge. Although this cannot explain the type effect, it is important to know when the diameter no more reflects only the underlying disc, but is also partially determined by the bulge.

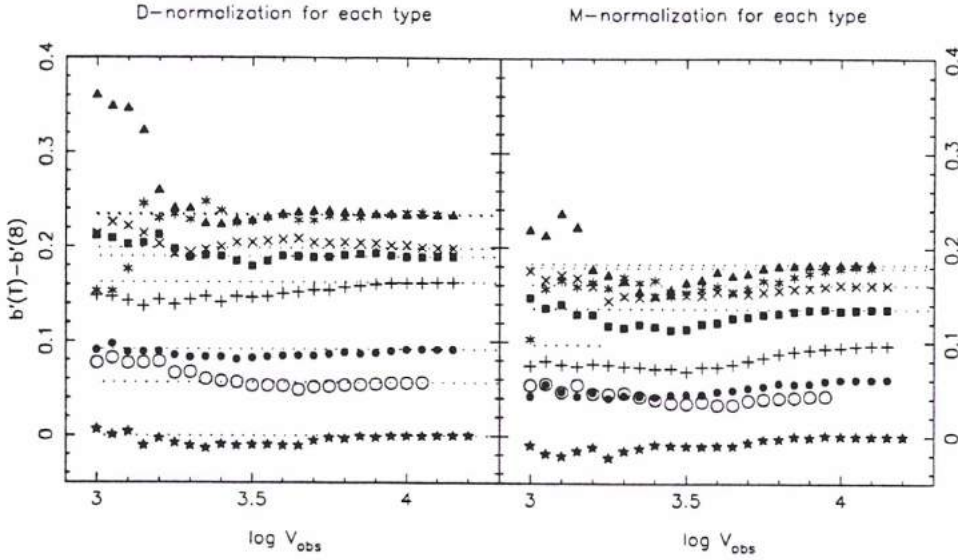
#### 6.1. Relations for the exponential surface brightness law

We first collect several useful results from the exponential surface brightness law of de Vaucouleurs (1959):

$$\ln \left[ \frac{\sigma(r)}{\sigma(0)} \right] = - \left( \frac{r}{r_0} \right)^{1/3} \quad (1)$$

where  $\sigma(r)$  is the surface brightness at radius  $r$  and  $r_0$  is the scale factor. For a disc the parameter  $\beta$  is equal to 1 and for a bulge it is equal to 4. E.g., putting  $\sigma(r)$  equal to the value corresponding to 25 mag (arcsec) $^{-2}$ , one obtains for either of these components the isophotal linear size  $D_{25}$ . In magnitude units one may write:

$$\mu_d(r) = \mu_d(0) + 1.086(r/r_0) \quad (\text{disc}) \quad (2)$$



**Fig. 5.** The type effect as seen in the  $\langle \log V'_m \rangle$  (i.e. relative zero-point shift  $b'(T) - b'(8)$ ) vs. radial velocity  $\log V_{obs}$  diagram for both diameter and magnitude inverse relations. Different symbols refer to types ranging from 1 to 8: \* for  $T = 1$ , black triangle, x, black square, +, •, o and \* for  $T = 2-8$  respectively.

$$\mu_b(r) = \mu_b(r_\epsilon) + 8.325 \left[ \left( \frac{r}{r_\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} - 1 \right] \quad (\text{bulge}) \quad (3)$$

Here  $r_\epsilon$  is the effective radius, with one half of the luminosity coming from inside  $r_\epsilon$ .  $\mu$  is in units of  $M_\odot (\text{arcsec})^{-2}$  and  $r$  in pc. For such profiles the total luminosities are given by :

$$L_d = 2\pi\sigma_d(0)r_0^2 \quad (4)$$

$$L_b = 7.215\pi\sigma_b(r_\epsilon)r_\epsilon^2 \quad (5)$$

Using the above relations and transforming the surface brightnesses into mag arcsec $^{-2}$ , one gets the following useful relations, connecting the isophotal size and the total luminosity to each other:

$$r = 0.367L_d^{\frac{1}{4}} 10^{0.2[\mu_d(0) - 26.98]} [\mu_d(r) - \mu_d(0)] \quad (6)$$

$$r = 0.21L_b^{\frac{1}{4}} 10^{0.2[\mu_b(0) - 26.98]} \left[ \frac{\mu_b(r) - \mu_b(r_\epsilon)}{8.325} + 1 \right]^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

Here the other units are 1 pc and 1  $L_\odot$ . An important observation, and also essential for much of the present study, is the small range of  $\mu_d(0)$  for real discs ( $= 21.67 \pm 0.3$  Freeman 1970; Bosma & Freeman 1993). From this one obtains  $r_{25} \simeq 3.2r_0$ .

## 6.2. Shift of $r_{25}$ with increasing bulge fraction

We shall first have a general look at the importance of the bulge in galaxies of different types and with different sizes at the isophotal distance of  $r_{25}$  from the centre. To this end the photometric data given by Kent (1985), Simien & de Vaucouleurs (1986), and Kodaira et al. (1986) were inspected.

Fig. 8 gives the difference in surface brightnesses ( $\mu_b - \mu_d$ ) of the bulge and disc components for different types as calculated at the radius  $r_{25}$ , according to the data in the mentioned catalogues. Though there are some differences in the different collections of data, it seems clear that for  $T > 1$  the disc

component dominates at  $r_{25}$ . In the case of  $Sa$ , the bulge may become important. Below we show that even there it is important only for quite small sizes.

It is important to know how within a fixed type, the contributions from the bulge and the disc at  $r_{25}$  depend on this size, as especially this may influence the type effect in the TF-relation. Here one needs more data than provided by the above references and we try to use our own sample in the following manner: For each galaxy we can calculate its absolute magnitude using the kinematic distance and its apparent  $B$ -magnitude corrected for the inclination effect using the recipes in Bottinelli et al. (1995). The absolute magnitude may then be divided into luminosities  $L_b$  and  $L_d$ , using the average fraction  $k = L_b/L_{tot}$ , given by Simien & de Vaucouleurs (1986):  $k = 0.4, 0.32, 0.24, 0.16, 0.09, 0.05, 0.02, 0.01$  for  $T = 1, \dots, 8$ , respectively. The photometric profile (scale length  $r_0$ ) for the disc may be easily obtained putting  $\mu_d(0) = 21.5$ , corresponding to the strict proportionality  $r_0 \propto L_d^{\frac{1}{4}}$ . Unfortunately, for the bulge one cannot assume a similar regularity. However, it is natural to think that there is still some simple relation between the effective radius  $r_\epsilon$  and the luminosity  $L_b$ , and inspection of Kent's (1985) data (Fig. 9) led us to write

$$r_\epsilon = 0.867L_b^{0.35} \quad (8)$$

For the derivation of this relation from Kent's  $r$ -data, we have used the colour  $B - r = 1.3$  for the bulge. We also confirmed (Fig. 10) the value of  $\mu_d(0) = 21.5$  from Kent's data, using now the colour  $B - r = 0.7$  for the disc alone (Sect. 7.1). The relation (8) differs from the steeper one derived by Kormendy (1977), but we note that he used early type spirals within a narrow absolute magnitude range for the bulges.

From  $L_b$  relation (8), and Eq. (5) we derive  $r_\epsilon$  and  $\sigma_b(r_\epsilon)$  for the bulge. Having now in hand the disc and bulge profiles  $\sigma_d(r)$  and  $\sigma_b(r)$  (in a statistical sense) for the given galaxy, we

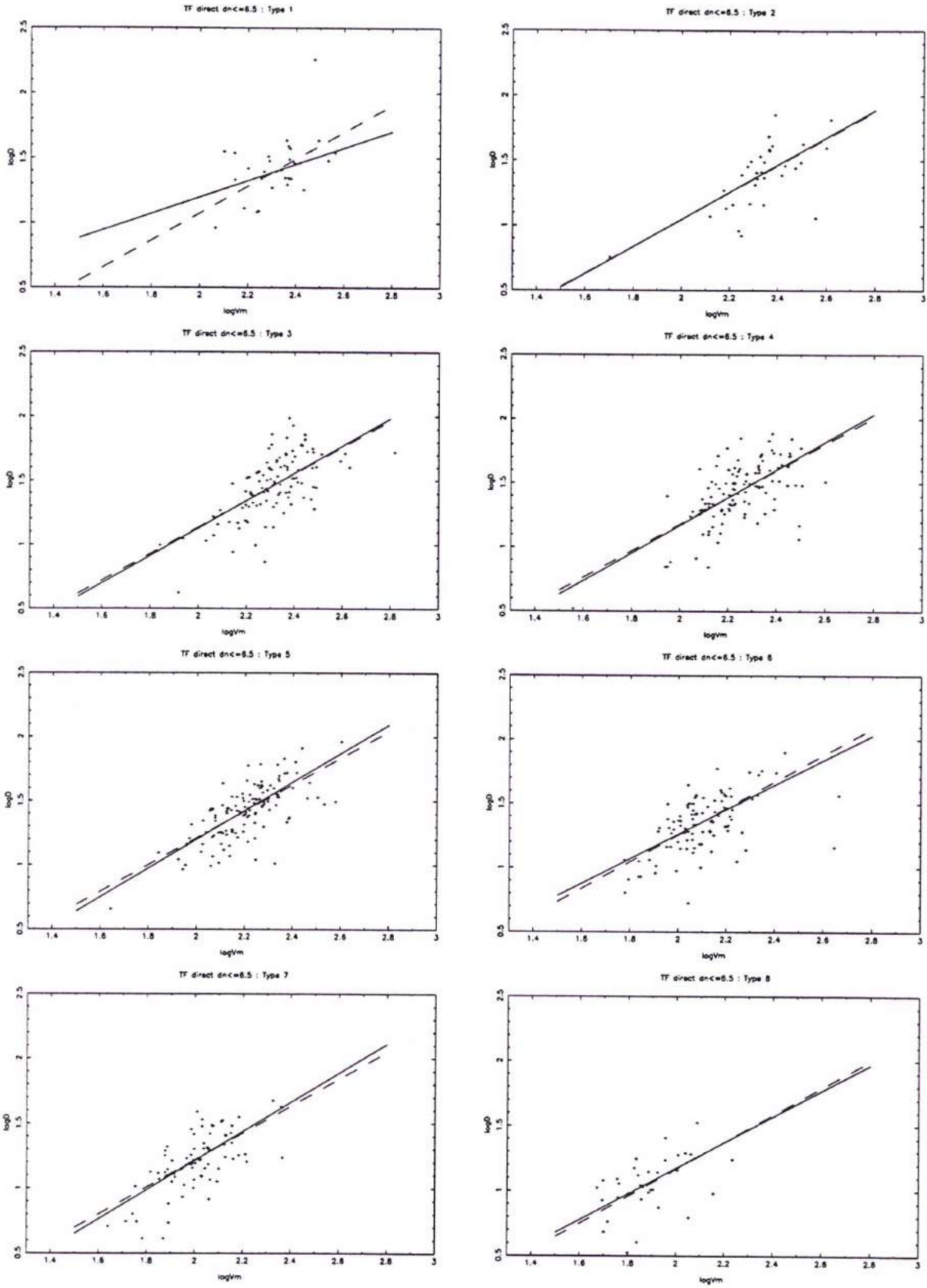


Fig. 6. Direct Tully-Fisher relation in diameter obtained with data from the unbiased plateau ( $d_n \leq 6.5$ ). Visualisation of the different regression lines corresponding to the different morphological types (full line). The dashed line corresponds to a "forced" slope  $a=1.04$ .

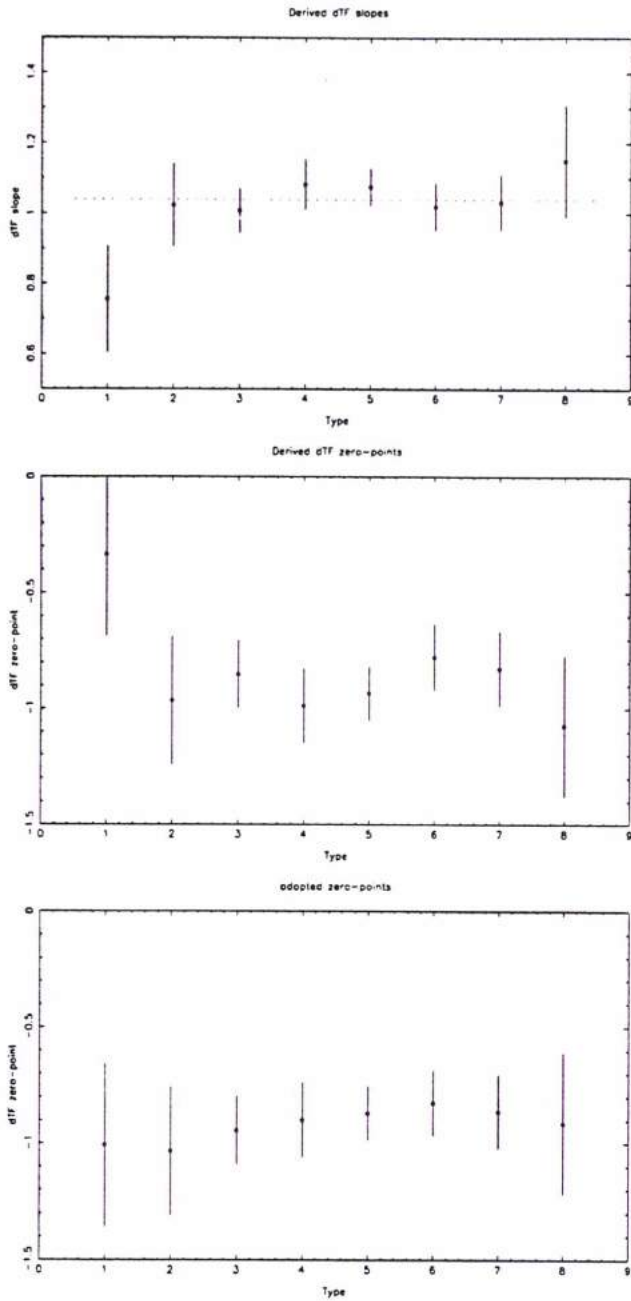


Fig. 7. Same as Figs. 2 and 4, now for *direct* diameter relation. A fixed common slope  $a=1.04$  was used in the bottom panel.

find the radius  $r$  where the sum of the profiles add to the surface brightness of  $25 \text{ mag (arcsec)}^{-2}$  by solving the equation

$$\sigma(r_{25}) = \sigma_d(r_{25}) + \sigma_b(r_{25}).$$

or

$$10^{-0.4\mu(r_{25})} = 10^{-0.4\mu_d(r_{25})} + 10^{-0.4\mu_b(r_{25})} \quad (9)$$

At this  $r_{25}$ , the surface brightness difference  $-(\mu_b - \mu_d)$  is shown in Fig. 11 for different types and diameters. The different panels suggest that the bulge contribution is important only for quite

small galaxies even for types 1 and 2, and almost always the  $r_{25}$  radius is determined by the disc.

The above results make it unlikely that the bulge + disc composition could significantly contribute to any type dependence simply through the shift in  $r_{25}$  caused by the bulge. However, some signs of this effect might be seen in the diameter TF relation for early types and small sizes. Together with the small dispersion in  $\mu_d(0)$ , this also implies that fixing the linear isophotal size  $\log D$ , gives us about identical discs.

We have confirmed those conclusions by calculations based on the analytical expressions for the profiles. A bulge is added on a disc and it is looked how  $r_{25}$ , originally measured on the pure disc, changes. This problem again requires solving Eq. (9) similarly as above. Our calculations show that the shift caused by the bulge, even for early types (large  $k$ ) and small disc sizes, is quite small. For example, when adding an  $Sa$ -bulge (defined by  $k = 0.4$ ) to a small disc ( $\log D_{disc}=1.2$ ) or to a large one ( $\log D_{disc}=1.8$ ), one obtains respectively an increase of 2.65% or 1.2% for the measured diameter.

## 7. Interpretation of the type effect in terms of the mass-luminosity structure

Why should  $\log V_m$  depend on the galaxy type at a constant  $\log D$ ? We give a simple explanation which presently satisfies us, though it clearly needs more elaboration. As was seen in Sect. 6, the size  $D_{25}$  is determined exclusively by the disc, excepting small galaxies, and fixing  $\log D$  keeps the discs approximately identical. Then what changes, when one goes from late to early types, is the increasing contribution to light and mass by the bulge. Though in light this effect does not seem so strong (relatively small  $k$  mostly), the larger mass-to-luminosity ratio of the bulge enhances its importance. Things are complicated by the fact that the discs of different types may have different  $M/L$  ratios, especially when one considers only the stellar discs. Kennicutt et al. (1994) have suggested that the star formation is going on more strongly in the discs of the late types which (the stellar discs) should then have smaller ( $M/L_B$ ) ratios. We give first the simple explanation which assumes that the discs (stars + gas) have similar  $M/L$  independent of type.

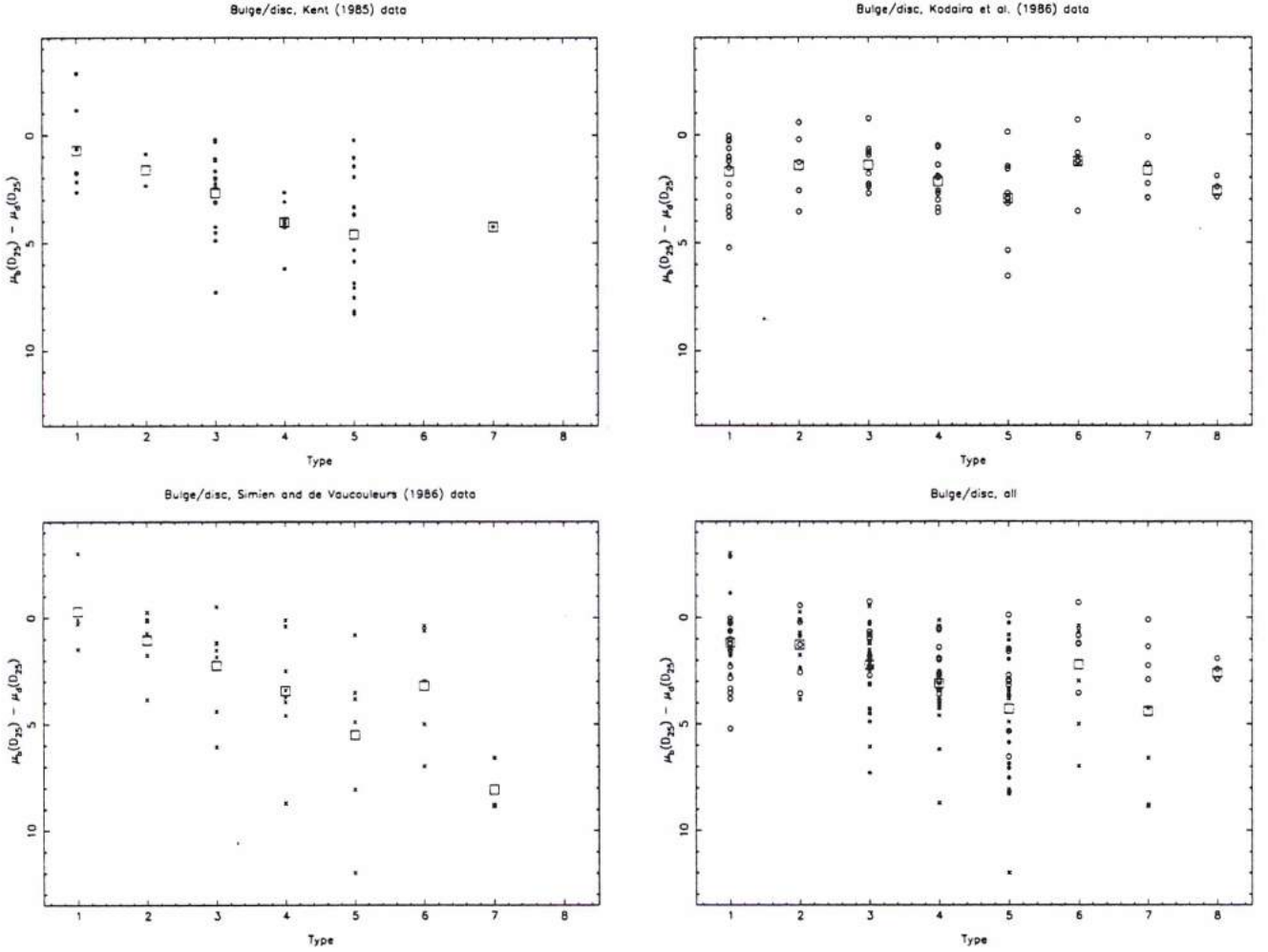
### 7.1. Type effect at constant $\log D$ : a simple interpretation

The maximum rotational velocity  $V_{max}$  is determined by the total mass inside the radius  $R_{max}$  ( $M_d$ ,  $M_b$ ,  $M_h$ , respectively, for disc, bulge and dark halo mass):

$$M_{tot} = M_d + M_b + M_h \quad (10)$$

We make the assumption that at these radii beyond  $r_{25}$  where  $\log V_m$  is effectively measured, the dark mass is a constant fraction  $\beta$  of the total mass, i.e. proportional to the total luminous mass of the galaxy. This assumption, which seems to be the simplest possible, has the advantage that the proportionality constant  $\beta$  drops off from our final result. In addition, in Sect. 7.3 we find that this assumption is needed to understand in the simplest manner the slope of the inverse TF relation, i.e. when one





**Fig. 8.** Relative influence of the bulge and disc components on the photometric profile inside the 25 mag isophote. Surface brightness differences  $\mu_b(r_{25}) - \mu_d(r_{25})$  v.s. morphological type for different samples. We used Kent 1985 data in panel 1, Kodaira et al. 1986 data in panel 2, Simien and de Vaucouleurs 1986 data in panel 3; panel 4 shows the result with the three samples mixed.

looks at galaxies of different sizes instead of looking at one fixed  $\log D$ . Hence we have, at a constant disc size:

$$M_h = 3M_{tot} \quad (11)$$

Let us assume that the  $\log V_m$  measurement refers to a radius which is  $gr_0$  ( $g$  is roughly constant, independent of type). This radius being quite probably well beyond the optical edge, we may write for the mass inside  $gr_0$ :

$$M(gr_0) = (M/L)_{disc} L_d (1 + \alpha K) / (1 - \beta) \quad (12)$$

Here

$$K = k / (1 - k) \quad (13)$$

$$\alpha = \frac{(M/L)_{bulge}}{(M/L)_{disc}} \quad (14)$$

the latter assumed to be constant, as well as the  $M/L$  ratios themselves. Now from the dynamical law together with the proportionality  $L_d \propto r_0^2$ , follows the simple result that

$$\Delta \log V_m = 0.5 \Delta \log (1 + \alpha K) \quad (15)$$

Fig. 12 shows the observed zero-point shifts against the predictions of Eq. (15), with  $\alpha$  put equal to 2.5. A nice agreement is seen, especially in the type range 2 - 7. Apparently, the simple model explains the zero-point shifts for different types in this  $T$ -range. Such values of  $\alpha$  have appeared in the discussions of the disc-bulge-halo model of galaxies (Whitmore & Kirshner 1981), though this question has not been widely discussed. Kent (1986) when decomposing the disc and the bulge and fitting mass-models on rotation curves, derives also  $M/L$  ratios for the two components. Depending on the assumptions in the solutions, different ratios were obtained. For  $Sb$  galaxies the three solutions gave average values of  $\alpha$  of about 1.03, 1.85 and 1.73 (negative and one excessively large  $\alpha$  omitted from the data given by Kent's Tables III, IV, and V). However, these results refer to the  $r$ -band, and need a correction to the  $B$ -band. For a very rough correction, let us assume that for the bulge  $B - r = 1.3$ , for spirals typically (disc + bulge)  $B - r = 0.9$  (Kent 1984), and  $k = 0.24$ . This would require for the disc alone  $B - r \simeq 0.7$  and a correction factor to  $\alpha$  (in  $r$ ) of about 1.7 in order to get  $\alpha$  in

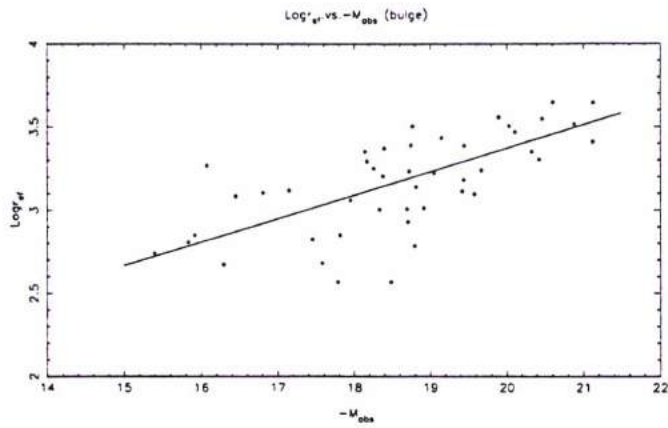


Fig. 9. Correlation between the effective radius of a bulge and its absolute magnitude (datas in  $r$ -band from Kent 1985). Relation  $r_e = 0.867L_B^{0.35}$  obtained from Kent's datas corrected to the  $B$ -band (46 spiral galaxies).

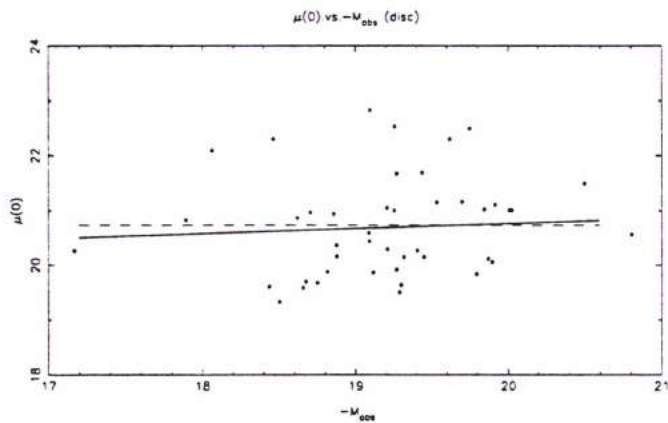


Fig. 10. Central surface brightness of a disc against its absolute magnitude (datas in  $r$ -band from Kent 1985). The constant value  $\mu_d(0) = 21.5 \pm 0.3$  ( $B$ -band) is confirmed.

the  $B$ -band. Then the above values of  $\alpha$  become 1.75, 3.15, and 2.94, and one may say that Kent's study is not in disagreement with the value of 2.5 that was needed above.

## 7.2. Discs with different $B - V$ colours

According to Casertano & van Albada (1990)  $M/L$  is smaller for late types, because these are presently producing more young stars per unit mass. This interpretation is on line with the view that the systematic photometric changes along the Hubble sequence are basically due to different star formation rates (SFR) (Kennicutt et al. 1994). This might be seen as a corresponding change in the disc's total ( $M/L_B$ ) ratio (it certainly should be seen in the stellar disc's  $M/L$ ).

Now the luminous mass is proportional to

$$(M/L)(T)L_d + K(M/L)_bL_d \quad (16)$$

where  $(M/L)(T)$  for the disc depends on the type, on the average, and one may decide to keep the bulge mass-to-light ratio  $(M/L)_b$  constant. In order to play with some numbers, we take the "S86" relation between the  $B - V$  colour and  $M/L$  for an evolving disc population, from Table 1 of Kennicutt et al. (1994) and adopt the average  $(B - V)$  colours for types, obtained from our sample, as given in Table 3.

According to this model  $M/L = 3.72$  for the case of very small SFR, while  $= 1.22$  for the colour corresponding to  $Sc$ . However, we need typical colours for the discs, and these may be derived using the above total colours, the colour for the bulge ( $= 0.90$ ), and the bulge-to-total light ratio  $k$ . The result of this calculation is also shown above as well as the corresponding  $(M/L)_{B,disc}$  from Kennicutt et al. (1994).

In addition to stars we must here take into account the gas mass. Let  $y_{HI}$  be the fraction of the total mass of HI and  $y_{H2}$  the corresponding number for the molecular gas. We take representative figures from Roberts & Haynes (1994) for  $y_{HI}$  and add to these 0.02 (0.0 to types 7,8) to account for the molecular component. Because  $y_{HI}$  is measured relative to the total mass, now the dark mass component enters the end result (factor  $\beta$ ). The total mass within the measuring radius  $gr_0$  becomes:

$$M(gr_0) = [(M/L)_d + K(M/L)_b] \frac{L_d}{(1 - y_{tot} - \beta)} \quad (17)$$

where  $(M/L)_d$  is taken from Table 3 and  $(M/L)_b = 3.7$ . The zero-point shifts in  $\log V_m$  are again  $0.5 \Delta \log M(gr_0)$ .

The thus predicted zero-point shifts for the different types are given in Table 4 with the observed ones, using the dark mass fraction  $\beta = 0.75$  or  $0.80$ . The last value gives good agreement with the observed zero-point shifts for types 2 to 7. From Table 4 one may see that adopting for  $T=8$  the total colour 0.39 (" $T = 8''$ ") or, especially, taking  $\beta$  equal to 0.75, while keeping it equal to 0.8 for the other types, gives a better agreement for this very late galaxy type (see Fig. 12). In view of the uncertainties in the various steps leading to these predictions, we do not put very much importance on such deviations nor on the exact value of  $\beta$ . However, it may be asked whether such a large  $\beta$  is believable.

From the model that we have used above, one may easily calculate for each type the  $M/L$  ratios referring to inside the radius  $gr_0$ . These values are given in Table 3 for the case  $\beta = 0.8$ . They follow well the behaviour of the averages in the  $M/L$  vs. type diagram of Roberts & Haynes (1994), though are shifted upwards by a factor of about 1.8 (when  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ). As those authors calculated the mass using  $D_{25}$  as the size  $2R$  in the formula  $RV_{rot}^2$ , that factor would in principle give the value of  $gr_0$ , i.e. where  $\log V_m$  is typically measured.

One possibility to decrease the value of  $\beta$ , is to increase the total gas mass fraction  $y_{tot}$  (Eq. 17). E.g., with  $\beta = 0.7$ , we get equally good predictions for the zero-point shifts, if we increase  $y_{tot}$  by a factor of 1.5. Another set of  $y_{tot}$  may be obtained from the ratios of molecular to atomic gas derived by Young & Knezek (1989) from a large sample of spiral galaxies. Multiplying  $y_{HI}$  by  $1 + M(H2)/M(HI)$  (from their Table 1), one gets  $y'_{tot}$  in Table 3. Then a good agreement with the zero-point shifts is given by  $\beta=0.5-0.55$  for the types 2-7 and  $\beta=0.1$  for the late type

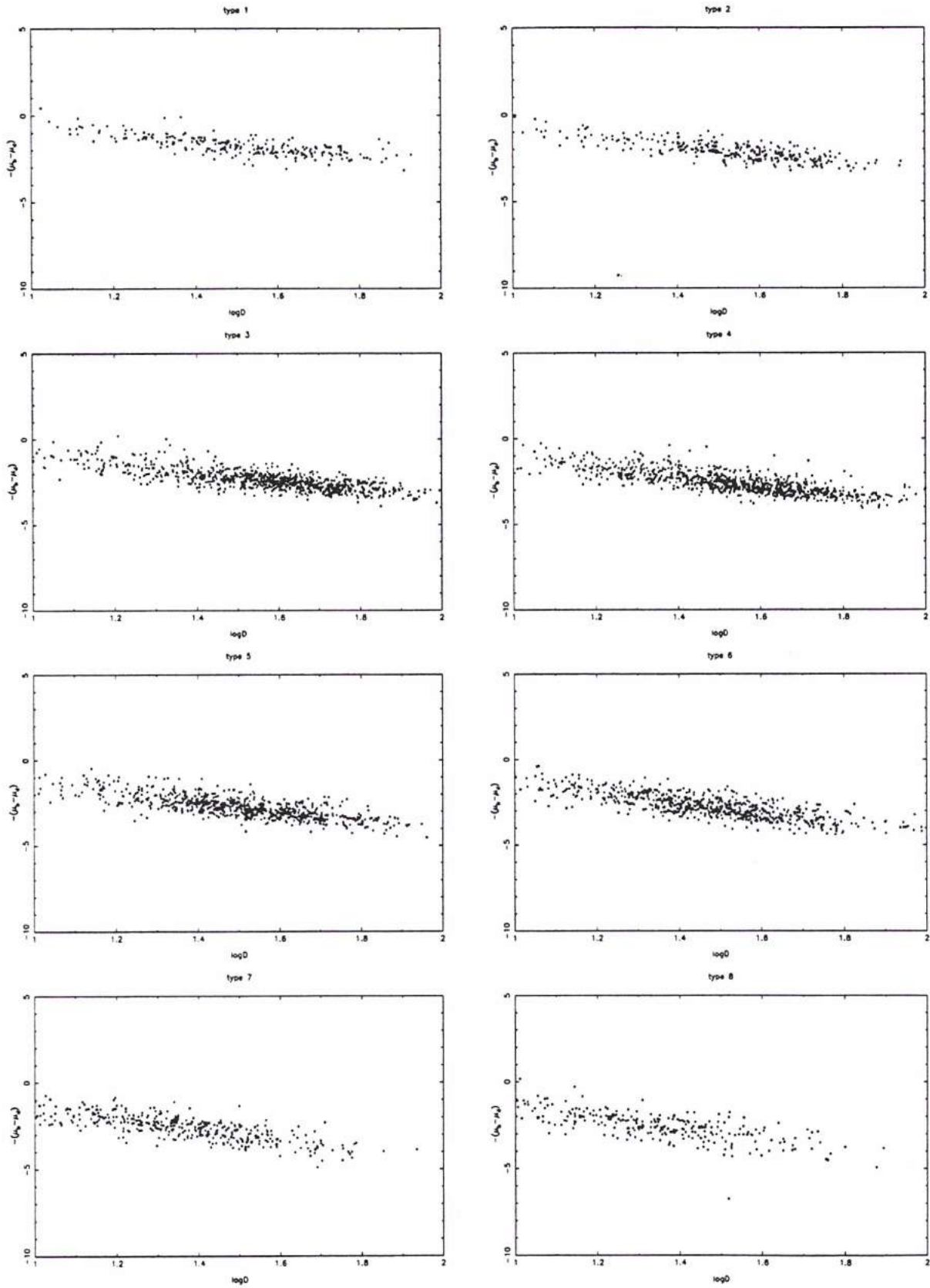
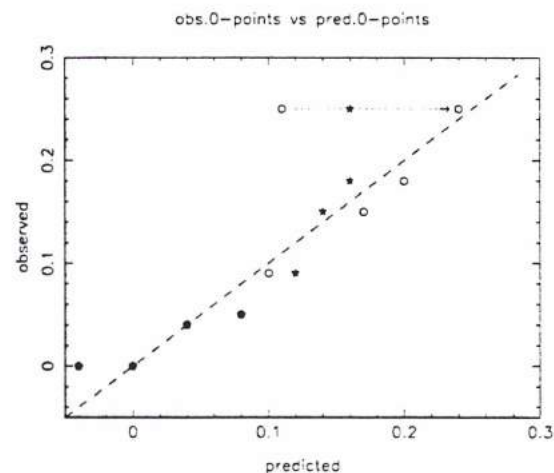


Fig. 11. Relative influence of the bulge and disc components on the photometric profile inside the 25 mag isophotote. Surface brightness differences  $\mu_b(r_{25}) - \mu_d(r_{25})$  v.s. intrinsic diameter; diagrams obtained for each type from a sample of 1606 spirals having both  $B$ -magnitudes and apparent diameters.

**Table 3.** column 1: morphological type (LEDA);  
column 2: average total colour index (using LEDA);  
column 3: disc colour index (this paper);  
column 4: disc mass-to-light ratio (using Kennicutt et al., 1994);  
columns 5,6: HI and total gas masses (Roberts, Haynes, 1994);  
column 7: mass-to-luminosity ratio (this paper);  
column 8: total gas mass (this paper, using Young and Knezek, 1989).

$T$	$(B - V)_0^l$	$(B - V)_{disc}$	$(M/L_B)_{disc}$	$y_{HI}$	$y_{tot}$	$M/L(g r_0)$ ( $\beta = 0.8$ )	$y'_{tot}$
1	0.72	0.57	1.44	0.03	0.05	15.8	0.15
2	0.68	0.56	1.37	0.04	0.06	15.2	0.13
3	0.61	0.50	1.08	0.06	0.08	14.3	0.17
4	0.55	0.47	0.96	0.07	0.09	12.7	0.17
5	0.50	0.45	0.87	0.09	0.11	12.6	0.16
6	0.41	0.38	0.64	0.10	0.12	9.9	0.13
7	0.39	0.38	0.64	0.12	0.12	8.8	0.14
8	0.43	0.42	0.76	0.14	0.14	13.2	0.17



**Fig. 12.** Comparison between observed zero-points and predicted ones using the simple model described by Eq. 12 (stars) and the more accurate one described by Eq. 17 (open circles). For type 8, we obtained a better agreement with  $\beta=0.75$  instead of 0.8.

8. Clearly the present method has potentials for investigating the value of  $\beta$  in different galaxy types, though the above examples show the importance of a good knowledge of the trends in the gas contents.

### 7.3. Slope of the inverse diameter TF-relation

Above we have assumed, supported by the observations, that there is a common slope of about 0.5 for all types. This value is expected for a pure disc with the total mass proportional to  $r_{25}^2$ . Having in mind the TF-relation where  $\log V_m$  measures the maximum rotation velocity, we may calculate the radius  $r_{max}$  where that maximum is reached. For this we need the relation giving the luminosity inside radius  $r$ :

$$L_d(r) = 2\pi\sigma_d(0)r_0[r_0 - \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right)(r + r_0)] \quad (18)$$

**Table 4.** Predicted and observed zero-point shifts.

column 1: morphological type (LEDA);  
columns 2,3: predicted zero-point shifts using the second model;  
column 4: predicted zero-point shifts using the first simple model;  
column 5: observed zero-point shifts

Type	$\beta = 0.75$	$\beta = 0.8$	Simple model	Observed zero-point shifts
1	-0.04	-0.04	-0.04	0.00
2	0.00	0.00	0.00	0.00
3	0.05	0.04	0.04	0.04
4	0.10	0.08	0.08	0.05
5	0.13	0.10	0.12	0.09
6	0.20	0.17	0.14	0.15
7	0.24	0.20	0.16	0.18
8	0.18	0.11	0.16	0.25
(8')		(0.24)		(0.25)

If the mass follows the luminosity, then  $V^2(r)$  is proportional to  $L_d(r)/r$ , an expression seen to contain  $r$  everywhere as  $r/r_0$ . Differentiation hence gives the maximum rotation at  $r_{max} = gr_0$  where  $g = 1.8$ . Then it is seen that  $V_{max}^2$  is proportional to  $r_0$  and to  $r_{25}$ . This means that for a pure disc the slope of the inverse diameter TF-relation is expected to be 0.5. This result is, of course, not new, but is given here in order to emphasize the remarkable thing that the observations give this same slope for a range of galaxies, containing in addition to the disc, a bulge and dark matter.

What implication the slope of 0.5 has on these components? If we fix the bulge-to-total ratio  $k$ , consider galaxies of different scale lengths  $r_0$ , assume that  $\log V_m$  is measured around  $gr_0$  ( $g$  is assumed roughly constant regarding to the general shape of spiral rotation curves), and require that the dark mass inside  $gr_0$

is  $M_h(gr_0)$  which may depend in some special way on  $gr_0$ , then one may write for the rotational velocity at  $gr_0$ :

$$gV^2 \simeq (M/L)_d 2\pi\sigma_d(0)(1 + \alpha K) \frac{r_0}{g} + \frac{M_h(gr_0)}{gr_0} \quad (19)$$

where  $r_0 \simeq r_{25}/3.2$  (see Sect. 6.1)

If  $\log V$  is strictly proportional to  $0.5 \log r_{25}$ , then it is clear that  $M_h(gr_0)/gr_0$  must be proportional to  $r_{25}$ , and hence the dark mass inside  $gr_0$  must be proportional to  $M_{disc}$  and to  $M_{tot}$ . In this way, considering galaxies of a fixed type but different sizes, we arrive at the same assumption that above was found useful while interpreting the zero-point shifts for different types with fixed size.

#### 7.4. Expected zero-point shifts for the magnitude inverse TF relation

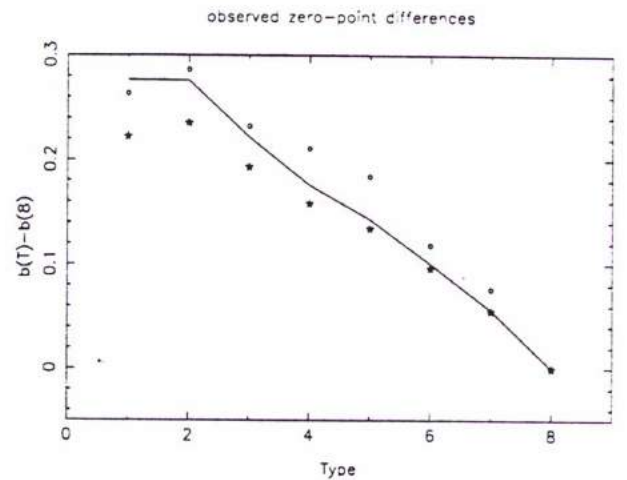
In the magnitude inverse TF diagram, the total magnitude is kept fixed. Then for a given  $k$ , the constant luminosity  $L_{tot}$  is related to the disc luminosity as  $L_{tot} = L_d/(1 - k)$ . Above it was shown that at a constant size, i.e. at a constant  $L_d$  the zero-point shift is given by Eq. (15). Evidently, at a constant  $L_{tot}$ ,  $L_d$  changes with  $k$  as  $(1 - k)$ , hence  $r_0$  as  $(1 - k)^{1/2} L_{tot}^{1/2}$  (instead of being constant as in the diameter iTF). Then, an additional term is needed to Eq. (15), resulting in the total shift (in the simple model of Sect. 6.2):

$$\Delta \log V_m = 0.5 \Delta \log(1 + \alpha K) + 0.25 \Delta \log(1 - k) \quad (20)$$

The additional term makes the shifts smaller than in the diameter inverse TF relation. Do we see this in the observations? Fig. 13 shows the zero-point shifts for the diameter (open circles) and magnitude (stars) iTF relations, normalized to 0.0 at  $T = 8$  where the correction term is practically zero. The shifts in the magnitude relation are smaller, as expected. The broken line shows what happens when the correction term is subtracted from the magnitude relation shifts: the agreement with the observed zero-point shifts in the diameter relation is good.

## 8. Discussion and conclusions

In the present paper we have shown that there is a type dependence in the zero-points of the diameter and also  $B$ - magnitude TF-relations. The new knowledge of the zero-point differences will have direct impact on our future attempt to use the TF-relation in the study of the kinematics of the local galaxy universe. The type dependences in both the diameter and magnitude relations were shown to be expected from simple disc + bulge + dark halo models, where the de Vaucouleurs disc determines the photometric diameter. This discussion of the origin of the type dependence should form a useful starting point for more detailed investigations of such models, including the fraction of dark mass needed, using large galaxy samples and the TF-relations. It is also clear that improved knowledge of the total gas fractions is important for the present kind of analysis of



**Fig. 13.** Observed zero-point shifts for the inverse Tully-Fisher relation in magnitude (stars) and in diameter (open circles). The broken line shows the expected values for the diameter relation when the zero-point shifts in magnitude relation are known (see Eq. 15 and Eq. 17).

the dark mass fraction  $\beta$  within the radius  $gr_0$  that usual TF-relations refer to. Our present calculations gave for  $\beta$  values in the range 0.5-0.8.

A concise summary of the main conclusions:

- \* the type dependence may be seen as a zero-point shift, while the slope remains the same in the range  $1 \leq T \leq 8$ , and especially in the range  $2 \leq T \leq 6$ , to be used in the KLUN analysis
- \* the slope of the inverse diameter TF-relation is quite close to 0.5 as expected from the simple model, where the dark mass fraction  $\beta$  is a constant; the slope of the inverse magnitude TF-relation is close to 0.1, also as expected from the same model
- \* as the main ingredient of the model is the de Vaucouleurs exponential disc, we confirm that the bulge component does not generally influence the determination of the photometric diameter at the  $25 \text{ mag (arcsec)}^{-2}$  level
- \* it is concluded that the kinematical distance scale used to calculate linear diameters (and absolute magnitudes) is sufficiently good so that at constant calculated diameter the intrinsic variations in  $\log V_m$  (mass) dominate
- \* we do not see evidence for a curvature in the TF-relations
- \* the zero-point shifts may be understood in terms of the disc + bulge + dark halo model, with reasonable  $M/L$  ratios for the disc and bulge components

*Acknowledgements.* We have made use of data from the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA) compiled by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France).

## References

- Albada, T.S. van, Casertano, S., 1990, in *Baryonic Dark Matter* (Lynden-Bell, D., Gilmore, G., editors), Kluwer Academic Publication, Dordrecht, p 159

- Bosma, A., Freeman, K.C., 1993. AJ 106, 1394
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1995, A&A 296, 64
- Ekholm, T., 1996. A&A 308, 7
- Freeman, K.C., 1970, ApJ 160, 811
- Heidmann, J., Heidmann, N., de Vaucouleurs, G., 1972, MNRAS 75, 85
- Karachentsev, I., 1989 AJ 97, 1566
- Kennicutt, Jr., R.C., Tamblyn, P., Congdon, C.W., 1994 ApJ 435, 22
- Kent, S.M., 1984, ApJS 56, 105
- Kent, S.M., 1985, ApJS 59, 115
- Kent, S.M., 1986, AJ 91, 1301
- Kodaira, K., Watanabe, M., Okamura, S., 1986, ApJS 62, 703
- Kormendy, J., 1977 ApJ 218, 333
- Paturel, G., Fouqué, P., Buta, R.J., Garcia, A.M., 1991, A&A 243, 319
- Paturel, G., Bottinelli, L., Fouqué, P., Gouguenheim, L., Teerikorpi, P., 1990, The Messenger 62, 8
- Paturel, G., Bottinelli, L., di Nella, M., Fouqué, P., Gouguenheim, L., Teerikorpi, P., 1994, A&A 286, 711
- Peebles, P.J.E., 1976, ApJ 205, 318
- Roberts, M.S., 1978, AJ 83, 1026
- Roberts, M.S., Haynes, M.P., 1994 ARA&A 32, 115
- Rubin, V.C., Burnstein, D., Ford, Jr. W.K., Thonnard, N., 1985 ApJ 289, 81
- Scalo, J.M., 1986 Fund. Cos. Phys. 11, 1
- Simien, F., Vaucouleurs, G. de, 1986 ApJ 302, 564
- Vaucouleurs, G. de, 1959, Handbuch d. Phys. 53, 331
- Vaucouleurs, G. de, Vaucouleurs, A. de, Corwin, H.G. Jr. 1976. Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, University of Texas Press, Austin (RC2)
- Whitmore, B.C., Kirshner, R.P., 1981 ApJ 250, 43
- Young, J.S., Knezek, P.M., 1989, ApJ 347, L55
- Young, J.S., Scoville, N.Z., 1991 ARA&A 29, 581

[P7]

A&A manuscript no.  
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:  
11(11.04.1; 11.19.2; 12.04.3)

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS  
17.9.1997

# Kinematics of the local universe VI.

## *B*-band Tully-Fisher relation and mean surface brightness

G. Theureau

Observatoire de Paris-Meudon, CNRS URA1757, F92195 Meudon Principal Cedex, France

Received ; accepted 09-1997

**Abstract.** Continuing our study of the type dependence of the TF relation, we present a new attempt to reduce the scatter of that relation by using the observed mean surface brightness  $\Sigma$  of galaxies. It is shown that the zero-point of the relation is a continuous function of  $\Sigma$ , well described by a third or fourth degree polynome. Taking this effect into account, the TF scatter decreases by 20 percents, and the uncertainty in the derived TF distances is reduced as well, while the correlation coefficient increases from 0.67 to 0.84 (diameter relation). This study is based on the statistical analysis of the KLUN (Kinematics of the Local Universe) sample of 5271 spiral galaxies, both for diameter and magnitude, direct and inverse TF relations. The absolute calibration is performed using two sets of good cepheid distance measurements: the first one, mostly from the HST programmes, relies on distance moduli generally agreed in the literature, the second one is a subset of objects whose cepheid distance moduli are derived from geometrical distances measured by HIPPARCOS.

The mean surface brightness dependence is first revealed by the inverse relations, and further studied in the direct way through the normalized distance method whose principle was first set by Bottinelli et al. (1986), and a refined form recently applied by Theureau et al. (1997b). As a consequence of the smaller scatter of the resulting TF relation, the extracted unbiased subsample is deeper and contains more objects than in previous studies. The Hubble constant  $H_0$  may thus be estimated from the largest unbiased sample of field galaxies ever used (577 objects reaching velocities as large as  $6000 \text{ km s}^{-1}$ , using the diameter relation). We obtain  $H_0 = 56 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and  $H_0 = 51 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  from HST and HIPPARCOS calibrations respectively.

**Key words:** Galaxies: spiral – Galaxies: distances and redshifts – Cosmology: distance scale

### 1. Introduction

It is now well established that the Tully-Fisher relation in *B*-band depends on galaxy type (Theureau et al. 1997a). This dependence was shown to be connected to another parameter, the relative proportion of bulge and disc luminosities. This parameter, though not directly observable, is actually known to be correlated with the morphological type,  $K = L_B/L_D$  decreasing from early type spirals to late type or pure disc galaxies (Simien & de Vaucouleurs, 1986). The type dependence can be understood in terms of the relative importance of bulge and disc, and thus practically measured by the bulge to disc luminosity ratio. With a simple model based on reasonable, though rough, assumptions on dark mass, mass to light ratio, HI and molecular gas fraction, this effect is easily explainable and predictable, as it was shown by Theureau et al. 1997a. Confirming previous intuition from Roberts (1978) or Rubin et al. (1985), the dependence appears as a zero-point shift of the TF regression line; the shift with respect to pure disc objects is related to the relative importance of the bulge, either in mass or in luminosity.

Even if this new evidence for a type dependence reduces the dispersion of the TF relations and gives more accurate distances when considering, instead of a common regression, a set of lines shifted according to the type, this result is not quite satisfactory for the following reasons.

Firstly, though well coded, the morphological type is a subjective parameter, which depends sometimes on the catalogue used (see Paturel et al. 1997b), and does not result from a physical measurement. Secondly, types correspond to discrete modes in which the bulge to disc ratio either in luminosity or in mass is highly dispersed when a continuous quantity would be needed to follow the relative dynamical influence of these main components. Finally, the corresponding physical parameter, i.e. the bulge to disc luminosity ratio, is not directly observable: it requires many assumptions and application of theoretical models (Kent 1985, Kodaira et al. 1986). Though, the exponential law seems to give a good fit of the disc pho-



tometric profile, the  $r^{1/4}$  law is often criticised in the case of the bulge component (Caon et al. 1993, Capaccioli et al. 1994). In addition, the determination of  $K$  varies from one author to another, depending on the procedure used to separate the two components. And finally, the estimation of  $L_B/L_D$  requires observations of photometric profiles, which are not available for the large sample needed.

Going beyond the type dependence requires an observable and measurable parameter equivalent to the bulge to disc ratio. A first indication could be given by the exponential law ; it is actually possible, using only the shape of the disc profile, to show that this model predicts a bijection between  $K = L_B/L_D$  and the mean surface brightness  $\Sigma$  of a galaxy :

$$K = \frac{\Sigma}{20.48I(0)} - 1$$

where  $I(0)$  is the central surface brightness of a single disc expressed in  $L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ .

Our previous work on the type dependence has also shown that the inverse TF residuals (along the  $\log V_m$  axis) are correlated with the mean surface brightness (Theureau et al. 1997a, Fig. 4). It is also well known that late type spirals have generally a lower mean surface brightness than early type ones. This is confirmed using our sample and is shown on Fig. 1 (the description of the sample is summarized in Appendix A).

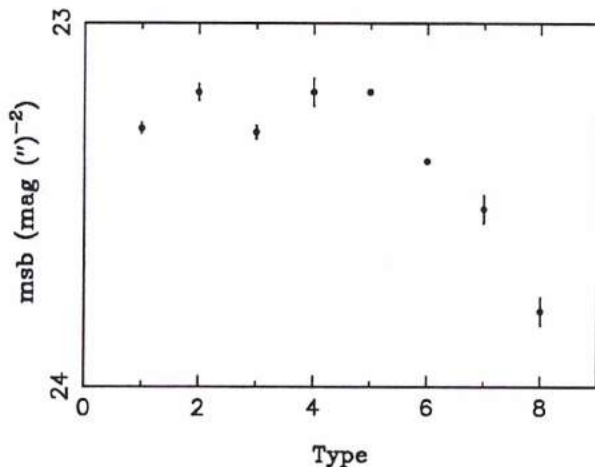


Fig. 1. Average mean surface brightness calculated for each morphological type from our KLUN sample. Error bars represent the standard deviation for each type.

We remember here that Bothun and Mould (1987) performed one of the first rigorous attempts to use the information contained in the light distribution to minimize the scatter of the TF relation in  $I$ -band. More precisely, they showed that at a fixed line width there is a wide range in surface brightness profiles, which contributes to an additional scatter in the TF relation. Moreover, Bothun (1986)

argued, in more physical terms, that these differences in intensity distribution may be related to differences in the shape of the rotation curve, and recommended, as did de Vaucouleurs and collaborators, to use a method of "sosie", that is, to use only galaxies which have similar luminosity profiles as a function of line width. He exhibited also from a sample of pure disc galaxies a correlation between line width and central surface brightness (Fig. 2).

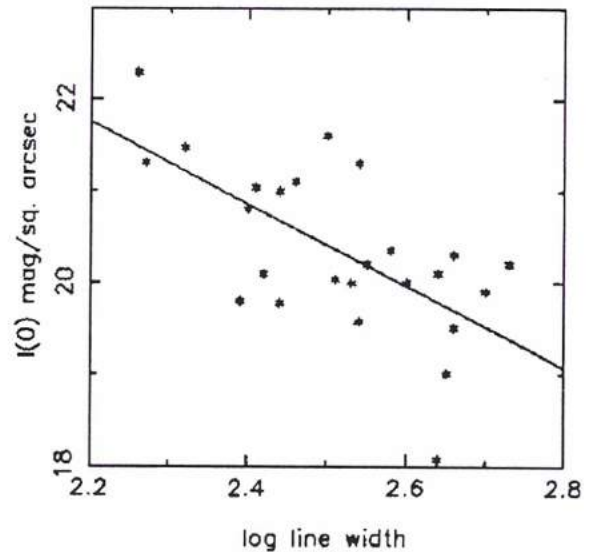


Fig. 2. Relationship between line width and central surface brightness for a sample of pure disc galaxies (from Bothun 1986)

The mean surface brightnesses  $\Sigma$  are calculated using blue magnitudes  $B_t$  and  $D_{25}$  photometric diameters, both corrected for galactic extinction and opacity (see Fouqué&Paturel, 1985 and Bottinelli et al. 1995, respectively). This calculation is based on the assumption that the luminosity  $L_{25}$  emitted within  $D_{25}$  is proportional to the total luminosity  $L_{tot}$  of the galaxy. If this were not verified, our estimation of  $\Sigma$  from the apparent parameters should be biased.

Figs. 3a to 3d show the distribution of the luminosity ratio  $L_{25}/L_{tot}$  as a function of the bulge to disc luminosity ratio  $k$ , the morphological type code, and the intrinsic diameter for the photometrical data published by Kent (1985). Calculations have been made on the basis of the exponential law and the  $r^{1/4}$  law for disc and bulge components respectively.

No correlation is found in first approximation between the ratio  $L_{25}/L_{tot}$  and any of the above parameters; we may then reasonably assume that  $L_{25} = L(r < r_{25})$  represents roughly 90 percents of the total luminosity, with a dispersion of the order of 10 percents.

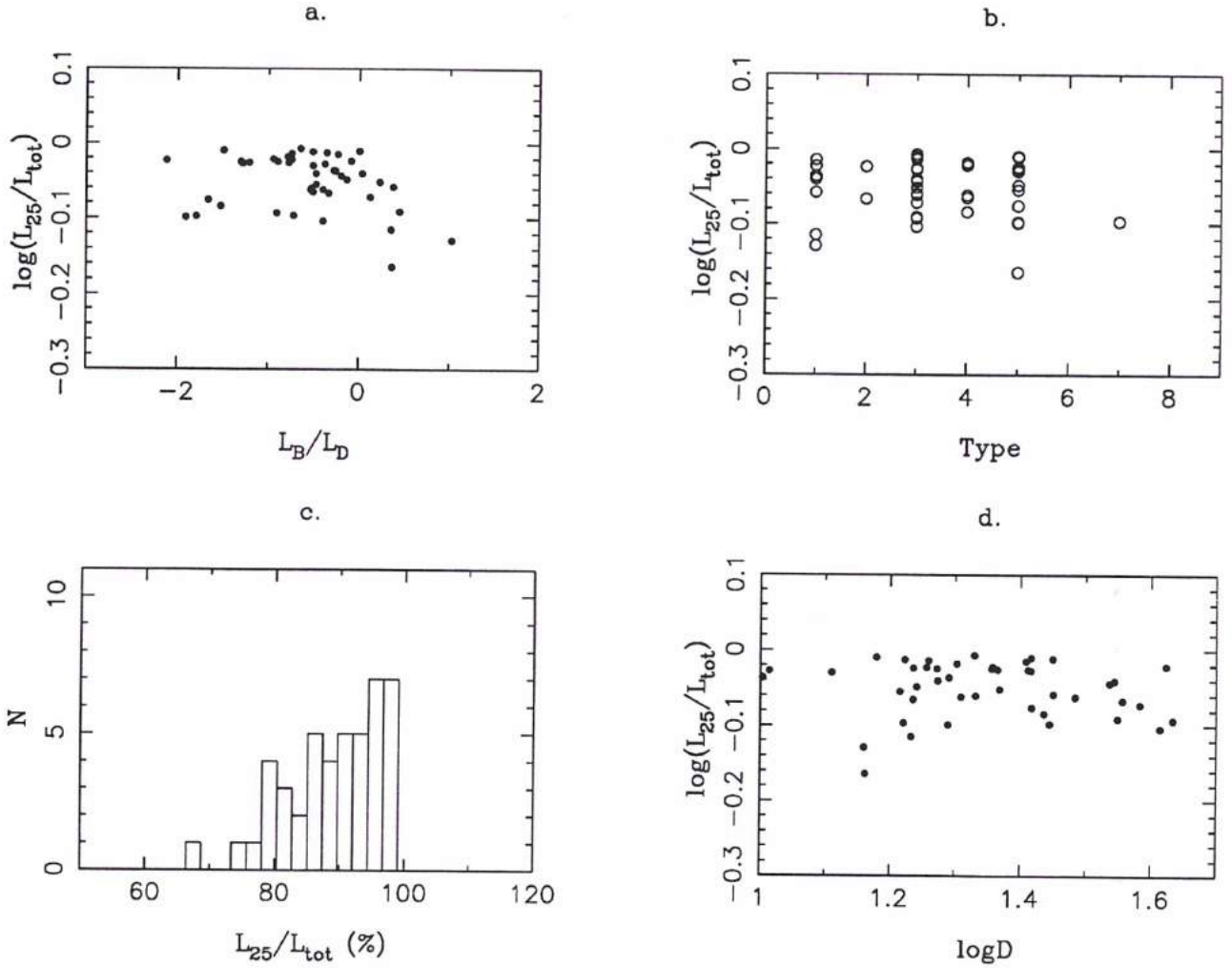


Fig. 3. study of  $\log(L_{25}/L_{tot})$  with respect to different observed parameters: a. relation with bulge to disc luminosity ratio; b. relation with morphological type; c. distribution function; d. relation with the logarithm of absolute diameter

## 2. The inverse diameter TF relation

As we did for the study of the type dependence, we start here by looking at the behaviour of the inverse diameter TF relation for successive ranges of mean surface brightness. For a fixed absolute diameter  $\log D$ , when the mean surface brightness increases, the luminous mass is expected to increase together with  $\log V_m$ . The inverse relation has the advantage of being insensitive to any selection on apparent diameter or magnitude, then, to be free from the Malmquist bias of the second kind (Schechter 1980, Teerikorpi 1984). Then, the mean surface brightness  $\Sigma$  being a combination of  $D_{25}$  and  $B_t$ , the inverse relation is not affected by the binning of our sample in intervals of brightness. This allows us to use the whole sample (3364 spiral galaxies from Sa to Sdm, within restrictions:  $|b| \geq 15^\circ$ ,  $\log R_{25} \geq 0.07$ ).

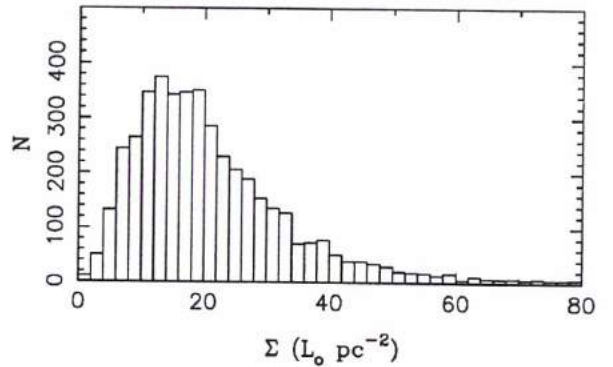


Fig. 4. Distribution of the calculated mean surface brightness for our KLUN sample

Most of the objects have their mean surface brightnesses distributed between 0 and  $60 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  (see histogram Fig. 4); for convenience we restricted our study to this range which has been binned successively in 8, 12, or 16 intervals. The widths of the boxes are then respectively 7.5, 5.0, and  $3.8 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The slope of the diameter relation is found unchanged along the brightness sequence and close to 0.7. The evidence for this constancy is clear: the dispersion of the derived slopes  $a(\Sigma)$  around the adopted value of 0.7 is very small ( $\sigma=0.02$ , i.e. an error of 3 percents on the slope) and independent of the size of the intervals and of the number of objects in each. The most remarkable, the successive zero-points (the slope being fixed to 0.7) associated with the successive brightness boxes follow a very nice and smooth curve, easily fitted with a polynomial of the third degree. Not only the dispersion is tiny ( $\sigma=10^{-4}$ ), but also the gaps left between two points are filled when the number of intervals is increased or when their size is reduced. This allows us to assume that a continuous effect is linking TF zero-points and mean surface brightness. Figs. 5a, 5b, and 5c show this behaviour for an increasing number of boxes; the curve drawn in Fig. 5a is the third degree polynomial evaluated from a least squares fit to the first set of 8 points. Note that the good fit of the curve is not affected when the intervals are reduced. The dispersion of course increases with the number of intervals, because each of them contains less and less objects. We may conclude that this effect is real, and that we are able to use for each galaxy the best zero-point, fixed by its mean surface brightness. The resulting scatter of the inverse TF relation (along  $\log V_m$  axis) becomes then equal to 0.10, as it was 0.11 when the type was taken into account, or 0.125 when a single relation was used. Starting from this interesting result, we are now going to study the effect on the direct diameter TF relation.

### 3. The direct diameter TF relation

#### 3.1. Specificity

When using the direct Tully-Fisher relation, we have to deal with an additional problem, i.e. the Malmquist bias of the second kind. This bias is connected with the actual situation of the observer who is necessarily working with an instrument limited in sensitivity and thus collects a flux limited sample. The farther he looks, the brighter are the objects he collects. As a result, when distances are estimated from a method such as the direct TF relation, a progressive under-estimation of distances is expected. This effect is very difficult to correct (see Teerikorpi, 1994, Hendry&Simons, 1994, Triay et al. 1994), and analytical solutions require the knowledge of luminosity and  $\log V_m$  distribution functions. In addition, some methods require strong assumptions such as the uniformity of the density, while it is well known that our local universe, at the scale we are interested in, is rather clumpy.

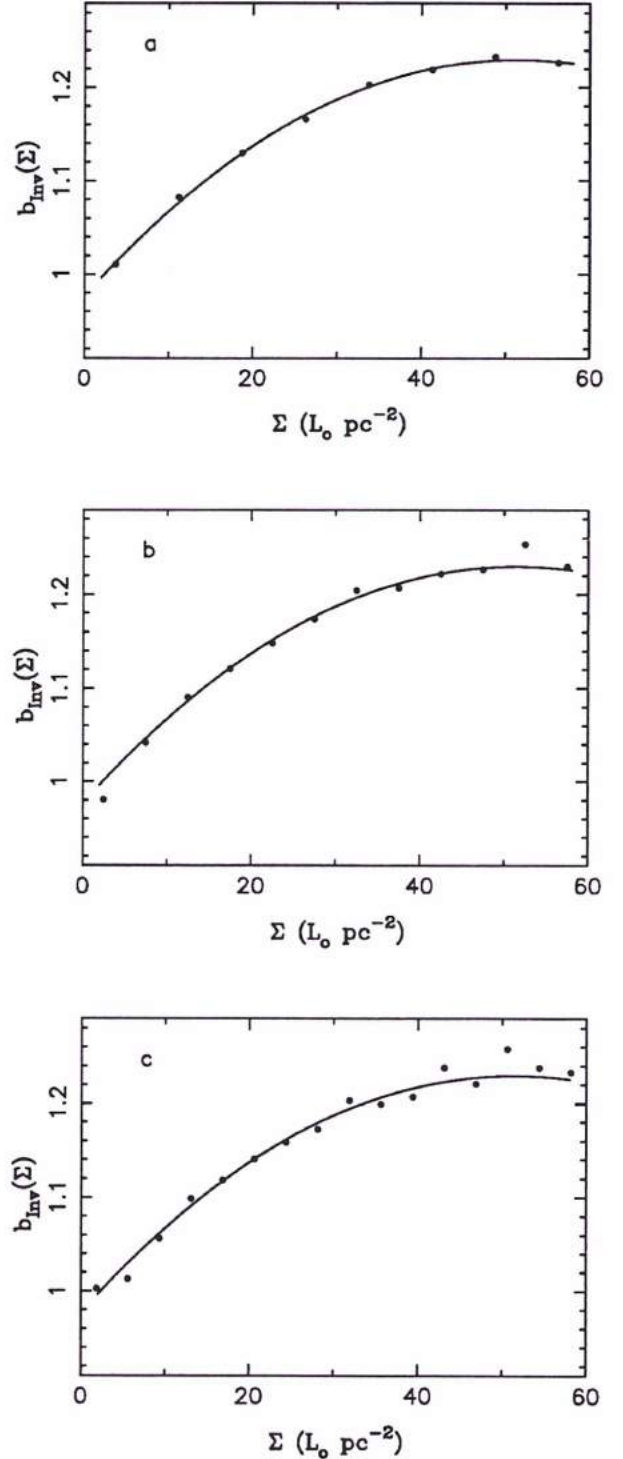


Fig. 5. Inverse (diameter) TF zero-point as a function of mean surface brightness for different cut up: a. 8 intervals; b. 12 intervals; c. 16 intervals

A safe way is to extract from the data an unbiased subsample. We will refer here to the normalized distance method first elaborated by Bottinelli et al. in 1986, and further developed by Theureau et al. (1997b). The main idea is that the luminosity function (or the diameter distribution function) of a class of galaxies, defined by having the same value of  $\log V_m$ , the same inclination (i.e. the same opacity correction), the same galactic latitude (i.e. the same galactic extinction), and in the present paper, the same mean surface brightness  $\Sigma$ , is traced by the sample up to a same limiting distance. Beyond this distance, the luminosity distribution is truncated in its fainter part (galaxies fainter than the limiting magnitude of the sample are not present) and the sample is consequently biased. Moreover, at a given true distance greater than the above limit, the inferred TF distance is equally biased for all the objects of a given class. Thus, if one builds a distance scale in which all the objects are normalized to the same class (which could be understood as a class of "sosies"), the bias will be the same for all the galaxies of the sample which have the same normalized true distance. This normalization allows to extract more easily the unbiased subsample: it appears as a flat part at short normalized distances ( $d_n \leq d_{n,lim}$ ). The method relies on the assumption that the TF scatter  $\sigma_{M_p}$  or  $\sigma_{\log D_p}$  is the same for all the values of  $p = \log V_m$ . Fortunately, there is no evidence for systematic variation of that dispersion with  $p$  (Theureau et al. 1997b) and  $\sigma_{M_p}$  (resp.  $\sigma_{\log D_p}$ ) may be assumed to be constant and equal to the TF relation scatter  $\sigma_{TF}$ .

What is required here is to use a sample which is complete with respect to a limiting diameter or magnitude. We also need a relative distance scale: as in previous papers, we have used the kinematical distance  $d_{kin}$  built from observed radial velocities corrected for an infall component toward the Virgo cluster. The linear Peebles's infall model has been used, assuming  $v_0 = 150 \text{ km s}^{-1}$  for the infall velocity of the Local Group, and  $(V_0)_{Vir} = 980 \text{ km s}^{-1}$  for the observed mean velocity of Virgo (Mould et al. 1980). See Theureau et al. (1997b) and Ekholm (1996) for detailed discussions of that point.

### 3.2. Application

In practice, the individual  $\log[H_0(i)] = \log[V/d](i)$  are plotted against normalized distance. The calculation of  $H_0(i)$  is based on distances estimated using an iterated TF relation, and the normalized distance scale is built as follows. The average value of  $H_0$  has to be constant as far as the sample remains unbiased. The determination of this plateau sets the limit of the unbiased subsample, which contains, with the normalization method, the largest possible number of points. This method is iterative: it requires as an input the parameters of a TF relation and gives as an output a new and improved TF relation. In order to extract the plateau data as safely as possible, the sample has to be strictly either flux or diameter limited. For

that reason, we have especially to pay attention to the way of binning the mean surface brightness. The sample is complete in diameter down to  $\log D_{25} = 1.2$  ( $D_{25}$  in 0.1 arcmin) and this value remains constant whatever the mean surface brightness  $\Sigma$  (Fig. 6 shows the effect of the  $\Sigma$ -selection on the completeness). But this is not the case for magnitudes for which the completeness depends on  $\Sigma$  (see next Sect.).

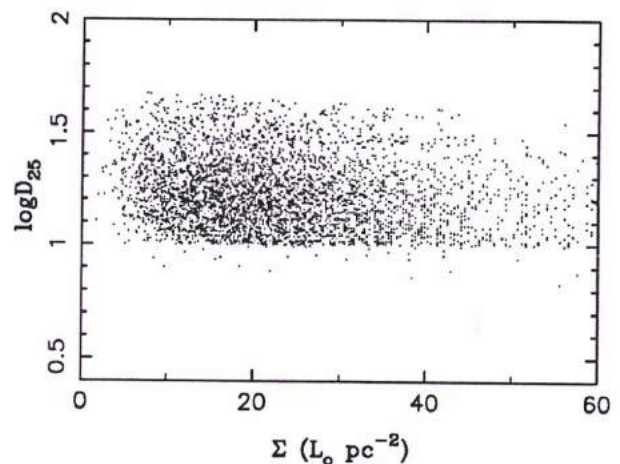


Fig. 6. Relationship between apparent diameter  $D_{25}$  and mean surface brightness  $\Sigma$

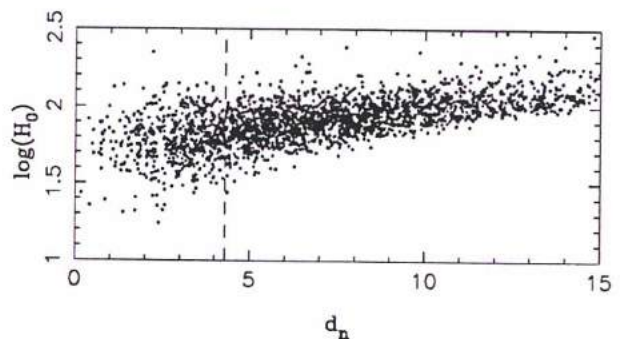


Fig. 7. Normalized distance diagram  $\log H_0$  vs.  $d_n$  and visualization of the plateau

After 3 iterations a slope of 0.98 is obtained for the diameter relation, with a plateau, i.e. an unbiased sample, containing 877 galaxies (Fig. 7). There again, the slope appears to be quite stable (rms=0.07, i.e. an error of 7 percents in the slope) and the zero-point shift with  $\Sigma$  (in the range [0 ; 55]) is well evidenced (Figs. 8a and 8b). Outside this  $\Sigma$ -range, the sample is too small to give a confident regression. A fourth degree polynome is used for the fit, and as it was seen above for the inverse relation, it is independent of the number of  $\Sigma$ -intervals. Fig.

9 shows the normalized TF relation obtained when moving the points to the same zero-point according to their mean surface brightness. The dispersion of the diameter TF relation is now reduced to 0.125.

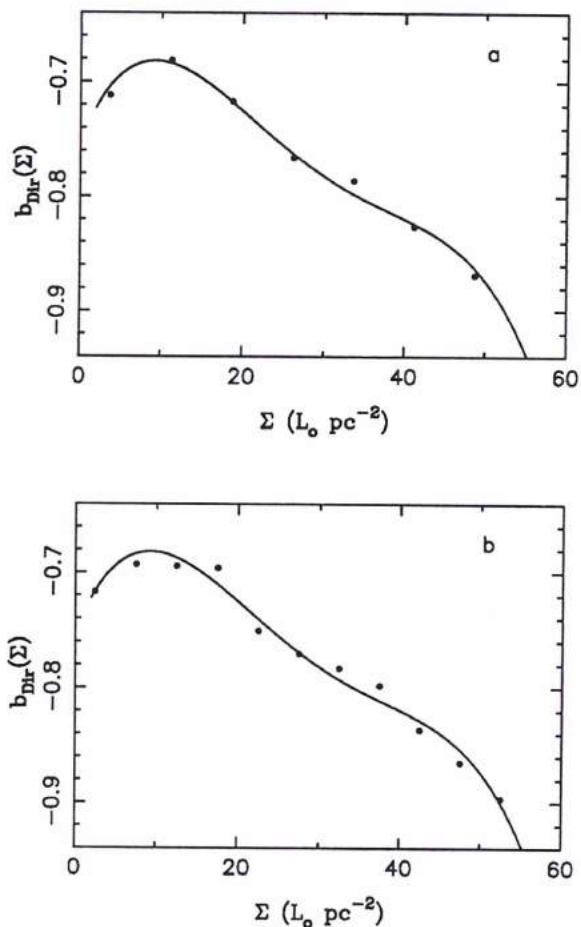


Fig. 8. Direct (diameter) TF zero-point as a function of mean surface brightness for different binning: a. 8 intervals; b. 12 intervals

#### 4. The case of the magnitude TF relations

We have seen previously that at a fixed given diameter  $D$ , the maximum of rotational velocity increases when the mean surface brightness  $\Sigma$  is increasing (one may note that the total luminosity increases also). This is normally expected when considering that, at a fixed absolute diameter  $D_{25}$ , the size of the disc is also fixed. Consequently, when the mean surface brightness increases, the luminous mass increases essentially within the bulge component and the situation is the same as for the type dependence (see Theureau et al. 1997a).

The situation is more complicated when considering the magnitude TF relations. If we fix the absolute mag-

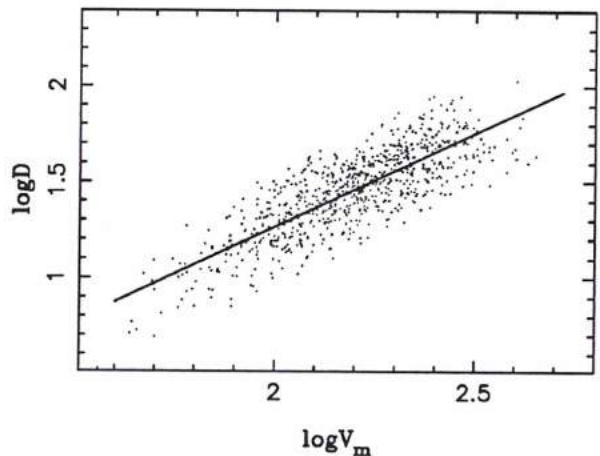


Fig. 9.  $\Sigma$ -normalized direct diameter TF relation

nitude  $M_{Bt}$ , and select objects with increasing  $\Sigma$ , the absolute diameter is expected to decrease as  $\Sigma^{-1/2}$  and we have to deal with two opposite effects: an increasing mass of the bulge and a decreasing mass of the disc, and it is difficult to predict in which direction  $\log V_m$  will change. In fact, when calculating the inverse slope and the corresponding zero-points  $b(\Sigma)$  from the method described in Sect. 2, there is a trend of the zero-point to decrease with increasing  $\Sigma$ , contrarily to the case of the diameter inverse TF relation.

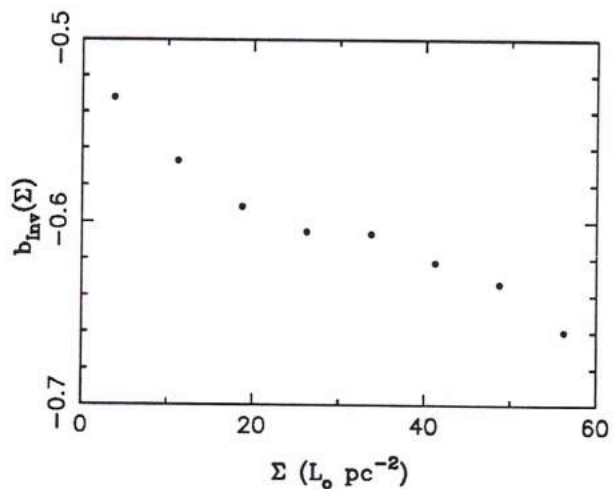


Fig. 10. Inverse (magnitude) TF zero-point as a function of mean surface brightness, for a constant slope  $a = 0.135 \pm 0.005$

In the case of the direct relation, as said previously (Sect. 3), the use of the normalized distance method to select an unbiased subsample requires the total parent sample to be strictly flux limited, i.e. to be complete in apparent magnitude ( $B_t$ ). It is clear that the cut off in magnitude depends on the mean surface brightness; it is

then necessary to take this effect into account in the normalized distance formula, using a supplementary term of the form:

$$10^{0.2(m_0 - m_{lim}(\Sigma))}$$

In the ideal case, it is possible to derive the function  $m_{lim}(\Sigma)$  for a sample complete down to a given diameter limit  $D_{lim}$  when  $\Sigma$  is calculated from  $B_t$  and  $\log D_{25}$  as follows:

$$\Sigma = 10^{-0.4[B_t + 5(\log D_{25} + \log 6) + 2.5 \log \frac{7}{4}] + 10.58}$$

where  $D_{25}$  is expressed in arcmin and  $\Sigma$  in  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$

$$\Sigma = \frac{10^{-0.4 B_t} 10^{10.58}}{D_{25}^2 \frac{9\pi}{9\pi}}$$

then, if  $D_{25} \geq D_{lim}$  ( $=1.6$  arcmin), we get

$$B_t \leq m_{lim} = -2.5 \log \left( D_{lim}^2 \Sigma \frac{9\pi}{10^{10.58}} \right)$$

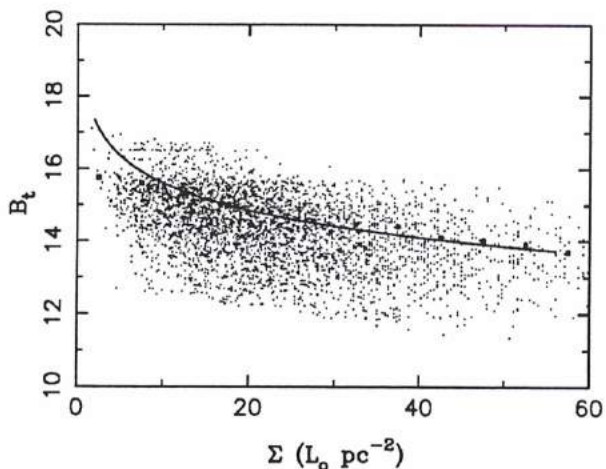


Fig. 11. relationship between apparent  $B$ -magnitude limit and mean surface brightness (see text)

However, the selection depending also on extinction and opacity, this formula is only able to provide us with the shape of the selection function in the  $B_t$  vs.  $\Sigma$  diagram. In order to fix the zero-point of this function, we have estimated the magnitude limit for a series of brightness ranges, by measuring the cut-off in  $\log D_{25}$  vs.  $B_t$  diagrams. The corresponding points  $m_{lim}(\Sigma_i)$  are seen as filled squares in Fig. 11, and their general trend follows well the shape of the above function (full line) and allows us to fix a reliable zero-point. This selection function can now be applied to the sample, in order to extract a safe, strictly flux limited, subsample. Following the method described in Sect. 3, we derived an unbiased TF slope on the

basis of an unbiased subsample containing 1171 objects. The corresponding relative zero-point  $b(\Sigma)$  is plotted in Fig. 12. The last point outside the polynomial fit has no weight, being calculated from less than 20 galaxies. We thus adopt the dashed line as the  $b(\Sigma)$  function.

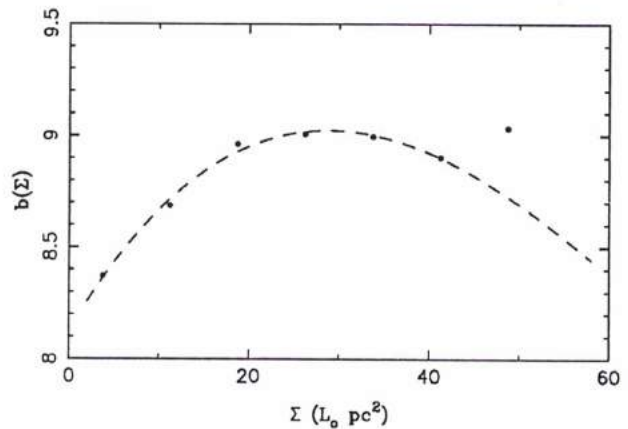


Fig. 12. Direct (magnitude) TF zero-point as a function of mean surface brightness: the dashed line represents the polynome adopted

## 5. Absolute TF zero-points and $H_0$ therefrom

### 5.1. Calibration

To get an absolute zero-point function  $b(\Sigma)$  for the TF relations, we need a sample of primary calibrators. We first used the same set of cepheid distances as in our previous KLUN analysis (see Table 1 in Theureau et al. 1997b). Its statistical properties were studied in detail: no evidence was found for any correlation of absolute diameter, absolute magnitude,  $\log V_m$ , and diameter or magnitude TF residuals with the distance. The calibrator sample thus appears statistically equivalent to a volume limited sample and would not introduce any bias in the final results. We recall here that very face-on galaxies were rejected because the  $\log V_m$  estimation is uncertain, due to the contribution of internal dispersion to the width of the 21-cm line and to the large relative error on inclination. Very peculiar objects such as the Sombrero ( $M104$ ) and very late types ( $T \geq 9$ ) have also been excluded from the cepheid distance sample. Within these restrictions, we are left with 15 objects. Following Ekholm (1996) and Theureau et al. (1997b) we have assumed that the TF slope has been correctly determined using our large sample of field galaxies; this is indeed well verified, field galaxies and calibrators giving approximately the same value ( $\Delta a/a < 2\%$ ). The relative zero-point function  $b(\Sigma)$  is then also assumed to be the same: it just needs an absolute calibration. In practice, the calibrating galaxies are normalized to the same mean surface brightness arbitrarily fixed to  $\Sigma = 10$

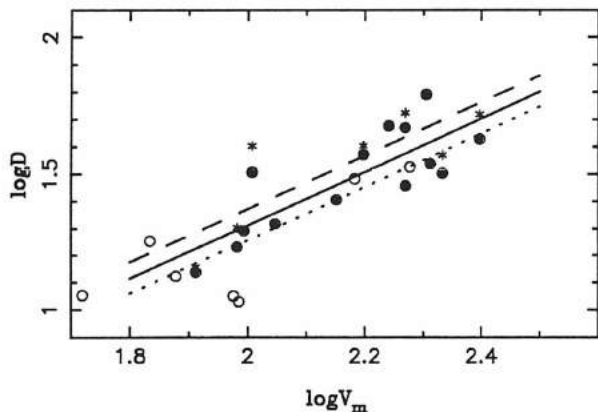
$L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ , and the corresponding zero-point  $b_D(10)$  is estimated for an adopted slope  $a_D = 0.98$ . The full line in Fig. 13 shows the result of that calibration which gives  $b_D(10) = -0.6486$ . The adopted  $\Sigma$ -dependent direct TF relation is then the following:

$$\log D = 0.98 \log V_m + b_D(\Sigma)$$

where

$$b_D(\Sigma) = 0.7864 + (1.78410^{-2})\Sigma - (1.38610^{-3})\Sigma^2 \\ + (3.38110^{-5})\Sigma^3 - (2.83810^{-7})\Sigma^4$$

( $\Sigma$  is expressed in  $L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ ,  $D$  in kpc, and  $V_m$  in  $\text{km s}^{-1}$ )



**Fig. 13.** Absolute calibration of the diameter TF relation using: (1) a set of 15 good cepheid distances from literature (dotted circles, full line), (2) an extended sample of 23 group distances (circles, dotted circles, dotted line), and (3) a subset of 8 objects with distance moduli based on HIPPARCOS parallaxes (stars, dashed line)

The equivalent results for the magnitude relation are the following:

$$-M = 5.13 \log V_m + b_M(\Sigma)$$

where

$$b_M(\Sigma) = 8.571 + (6.82910^{-2})\Sigma - (1.49210^{-3})\Sigma^2 \\ + (7.04710^{-6})\Sigma^3$$

As in Theureau et al. (1997b), we also made the calibration with an extended sample containing group distances (i.e. objects in a group where cepheids were observed). As expected from the previous study, this sample provides us with a slightly shorter distance scale (dotted line).

The HIPPARCOS calibration (objects marked with a star in Fig. 13) gives a distance scale 10% longer. This

was expected from Paturel et al. (1997c), and Feast and Catchpole (1997). It should be noted that this sample contains fewer galaxies than the previous ones, because we selected only objects for which an information on colour was available (i.e. photometry in at least two different frequency bands), to achieve the careful calibration of the Period-Luminosity-Colour relation, which takes into account colour, metallicity, and also biasing effects (Paturel et al. 1997c). However, due to larger uncertainties on cepheid distances induced by parallaxes measurement errors, and the less numerous calibrators available, the uncertainty on the TF zero point, and consequently the external error on  $H_0$ , is increased by 40% in the case of the HIPPARCOS calibration.

## 5.2. Value of $H_0$

The Hubble constant  $H_0$  is obtained from the objects selected in the unbiased plateau region, defined according to the normalized distance method. The estimated  $H_0$  is then equal to  $10^{(\log H_0(i))}$ , where the individual  $\log H_0(i)$  are considered in first approximation normally distributed around  $\log H_0$ . In fact, we assume that the bias which could result from a non gaussian distribution of the velocities around  $\log V_{cosmic}$  is negligible, except for the nearest part of our sample where peculiar motions and local bulk flows such as the so-called Local Anomaly (Faber & Burstein, 1988) make uncertain the determination of the cosmological velocity. We have then excluded the closest objects (within  $700 \text{ km s}^{-1}$  in observed radial velocity) from the calculation of the Hubble constant; this concerns at least 60 galaxies. Fig. 14a shows the evolution of  $H_0$  with increasing normalized distance when the diameter relation is used:  $H_0$  is constant up to  $d_n = 4.5$  and starts to grow up very steeply after; this is the expected effect of the Malmquist bias of the second kind. The plateau region corresponds to the normalized distance range  $[0, 4.5]$ , and, excluding the 60 closest objects ( $V_{obs} \leq 700 \text{ km s}^{-1}$ ), we obtained  $H_0 = 61.0 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  by using 577 spiral galaxies from the unbiased domain. The corresponding result for the magnitude relation (Fig. 14b) is  $H_0 = 52.5 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  for  $d_n \leq 6.0$  (598 galaxies). These two values are consistent within  $2\sigma$  with  $H_0 = 56 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . The HIPPARCOS calibration, which is more robust because based on geometrical distances, leads to  $H_0 = 51 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

## 6. Summary and conclusion

This study leads to a number of improvements. First of all, the plateau region is better defined and the distance where the Malmquist bias begins to have an influence is more clearly seen than in previous studies. The corresponding unbiased subsample used to calculate  $H_0$  contains also significantly more objects : nearly 600 galaxies to be compared to only 400 when the type dependence was taken

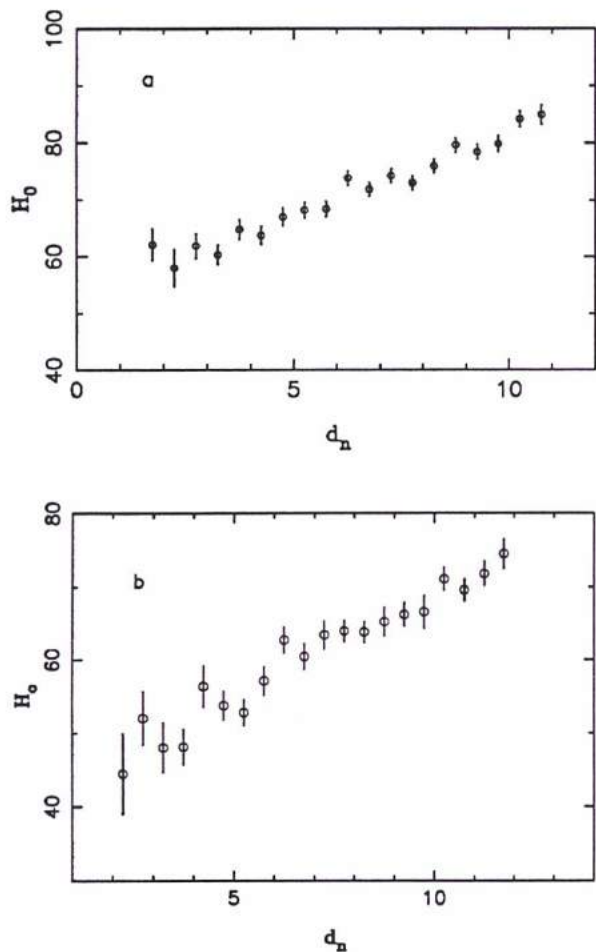


Fig. 14. Estimated  $H_0$  for increasing normalized distance range: a) using the diameter relation; b) using the magnitude relation

into account. The more extended plateau ( $V_{lim} = 6000$  km s $^{-1}$ , see Fig. 15) allows to study farther regions; this is a direct consequence of the smaller dispersion obtained from the mean surface brightness method:  $\sigma = 0.125$  instead of 0.148 when the type effect is considered, or 0.155 when a single regression is considered (direct diameter relation);  $\sigma = 0.56$  instead of 0.6, or 0.62 (direct magnitude relation). This results in an improvement of 45 % on the determination of  $H_0$  (internal error). In addition, the stability of both the direct and the inverse slopes is now firmly established; and the clear zero-point variation, both in inverse or direct relations, provides us with a reliable tool. The correlation coefficient of the regression is also significantly improved: for the diameter relation, it reaches now 0.84 in comparison with 0.71 when the type effect was taken into account, or to 0.67 when no dependence was considered (resp. 0.73, 0.76, and 0.83 for the magnitude relation). This is probably the most brilliant evidence for the validity of the results and the reality of the mean surface brightness dependence. We have now in hand a better

and more powerful tool enabling us a reliable study of the peculiar velocity field of spiral galaxies in our local universe, within a radius of about 80 Mpc. Finally, the first but fundamental application of this new TF relation, is an estimation of the Hubble constant  $H_0$  which has never before been calculated from such a large number of bias-free objects. In addition, the absolute calibration, which is based on geometrical distances (HIPPARCOS parallaxes of cepheids), provides us with a firm result.

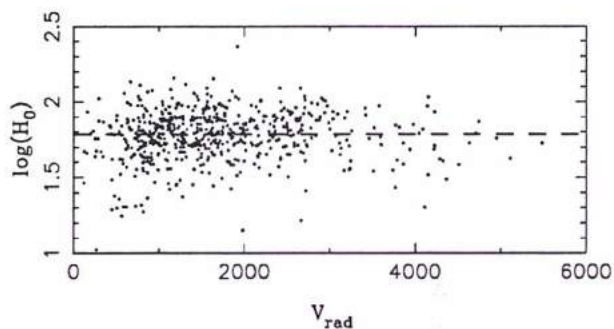


Fig. 15. Distribution of individual  $\log H_0 = \log(V/d_{TF})$  in real space

It should be noted that the above method assumes that the covariance of  $\Sigma$  and  $\log V_m$  is a constant, and doesn't depend for example on the morphological type. In fact, a variation of  $cov(\Sigma, \log V_m)$  with the type might introduce variations of the derived slope and then contribute to the observed TF scatter. A next step could be to build, from the different values of  $cov(\Sigma, \log V_m)(T)$ , a normalized  $\Sigma_n$  independent of  $\log V_m$ . In this way, we would take into account all the observed parameters of the galaxies sampled for estimating their distance. However, this effect is rather minor and we leave this point for a further statistical study of Tully-Fisher distance estimation.

The above results offer a great progress in the use of the Tully-Fisher relation as a distance indicator. The study of the type dependence (Theureau et al. 1997a) already showed that the rather important scatter of the Tully-Fisher relation can be reduced by considering additional parameters. Substituting the mean surface brightness to the type brings now a substantial improvement. Building an optimum distance indicator, using all the available observables, may be realistic. Despite the richness of  $B$ -band photometric catalogues, many recent authors favour now the use of  $K$  or  $I$  bands, for the simple reason that the TF scatter appears smaller. Our study gives us the hope to lead the  $B$ -band Tully-Fisher relations to the same level of quality as it is in  $K$  and  $I$  bands, while keeping the advantage of working with very large samples of galaxies (see Appendix B).

*Acknowledgements.* I would like to thank Lucette Bottinelli, Lucienne Gouguenheim, Pekka Teerikorpi, and Stephane



Rauzy for many interesting discussions during the preparation of this paper. I have made use of data from the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA) compiled by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France).

### A. The KLUN sample

KLUN is the sample of spiral galaxies that we have studied and used all along the series of papers the "Extragalactic Data Base" (Paturel et al. 1989, Bottinelli et al. 1990, Paturel et al. 1991a, 1991b, 1994a, Bottinelli et al. 1995) and "Kinematics of the local universe" (Paturel et al. 1994b, Bottinelli et al. 1992, 1993, Di Nella et al. 1996, Theureau et al. 1997a, 1997b). It contains 5271 objects having measured isophotal diameter  $D_{25}$ , HI line width, radial velocity, and also partially (4577)  $B$ -magnitudes. The sample is diameter limited, complete down to  $D_{25} = 1.6$  arcmin and covers the type range Sa-Sdm ( $T=1-8$ ). The data are extracted from LEDA and have been reduced to a standard and common system according to Paturel et al. (1991, 1997a, 1997b) for photometric data and Bottinelli et al. (1990) for HI data. Isophotal  $D_{25}$  diameters and apparent  $B$ -magnitudes are corrected for galactic extinction according to Fouqué&Paturel (1985), and for inclination effect (i.e. opacity effect) in agreement with Bottinelli et al. (1995). HI line widths, reduced to the standard levels of 20% and 50%, are corrected for internal velocity dispersion according to Tully&Fouqué (1985). Heliocentric radial velocities are corrected to the centroid of the Local Group according to Yahil et al. (1977). The normalized distance method (Sect. 3) is based on a kinematical distance scale  $d_{kin}$  built assuming an infall velocity of the Local Group toward the Virgo cluster  $v_0 = 150 \text{ km s}^{-1}$  and an observed radial velocity of Virgo  $(V_0)_{Vir} = 980 \text{ km s}^{-1}$  (Mould et al. 1980) and using Peebles's linear infall model (1976). Galaxies close to the galactic plane ( $|b| \leq 15^\circ$ ) are excluded (because of too large uncertainties in the galactic extinction correction, see Paturel et al. 1997b). Face-on galaxies ( $\log R_{25} < 0.07$ ) are excluded because of the larger error on  $\log V_m$ . And finally, we excluded also too close objects and those belonging to the "triple value region" around the Virgo core because of the large uncertainties on their kinematical distance. After these restrictions, we are left with 3622 galaxies having both diameter and magnitude measurements.

### B. Comparison between $IR$ and $B$ -bands results on $H_0$

For direct comparison, we applied our normalized distance method to the Mathewson et al. (1992) catalogue (MFB sample), estimated therefrom the  $IR$ -TF parameters, and determined independently the Hubble constant (see Theureau et al. 1998). Our main results are the following:

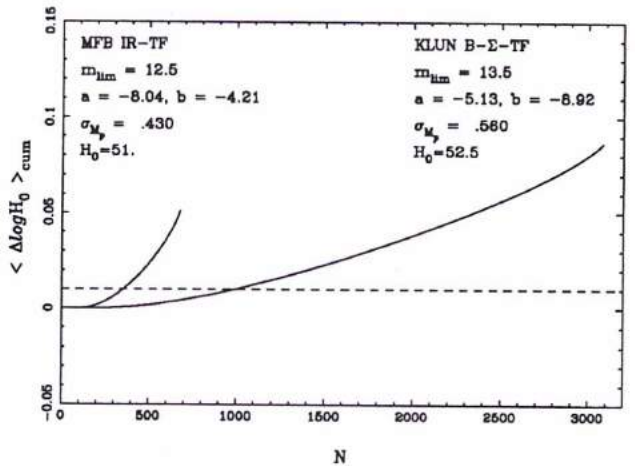


Fig. 16. Cumulative error of  $\langle \log H_0 \rangle$  for different number of galaxies used for the plateau, using the MFB sample and the KLUN sample. The completeness limits and TF parameters used for the theoretical curves are listed above each curve. The dashed line represents the limiting value  $\langle \Delta \log H_0 \rangle = 0.01$ . The magnitude complete subsamples contain respectively 678 (MFB) and 3082 (KLUN) galaxies. Formulae used to derive these curves are given by Theureau et al. (1997b).

- This sample was shown to be complete in magnitude up to  $I=12.5$  mag.
- From an observed dispersion of 0.43 mag (field galaxies), we confirmed the intrinsic  $I$ -band TF scatter to be close to 0.3 mag.
- An unbiased subsample of 190 field galaxies is available, extending approximately on the same range of redshift as the KLUN unbiased subsample described above.

The Hubble constant has been calculated from this subsample and an absolute calibration provided by cepheid distances. Fig. 16 shows the effect of the bias on  $H_0$  as a function of the number of objects included in the normalized distance limited subsample (for more details see Fig. 11 in Theureau et al. 1997b). The two curves correspond respectively to the bias behaviour for the two samples (MFB and KLUN) using the  $I$ -band TF relation and the  $B$ -band  $\Sigma$ -dependent TF relation respectively. For keeping  $\langle \Delta H_0 \rangle \leq 0.01$ , for example, the unbiased subsample should not contain more than  $\simeq 300$  objects for the MFB sample, or more than  $\simeq 1000$  objects for the KLUN sample, leading to a factor  $\sqrt{\frac{N_{KLUN}}{N_{MFB}}} \simeq 1.8$  on the  $H_0$  uncertainty between the two determinations. Though the TF scatter in  $I$ -band is 30% smaller than in  $B$ -band,  $H_0$  is determined with a 25-30% better accuracy with the KLUN sample than with the MFB sample.

## References

- Bosma, A., Freeman, K., 1993, *AJ* 106, 1394
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Fouqué P., Paturel, G., 1990, *A&AS* 82, 391
- Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué P. et al., 1992, *A&AS* 93, 173
- Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué P. et al., 1993, *A&AS* 102, 57
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1995, *A&A* 296, 64
- Bothun, G., 1986, in *Galaxy Distances and Deviation from Universal Expansion*, eds. B.F. Madore and R.B. Tully, Reidel Publishing Company, 87-92
- Bothun, G., Mould, J., 1987, *ApJ* 313, 629
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1986, *A&A* 156, 157 (BGPT86)
- Caon, N., Capaccioli, M., D'Onofrio, M., 1993, *MNRAS* 265, 1013
- Capaccioli, M., Caon, N., D'Onofrio, M., 1995, *Astrophys. Lett. Comm.* 31, 169
- Di Nella, H., Paturel, G., Walsh, A. et al, 1996, *A&ASS* 118, 311
- Ekkholm, T., 1996, *A&A* 308,7
- Faber, S., Burstein, D., 1988, in *Large Scale Motions in the Universe*, eds. V. Rubin and G. Coyne, Princeton University Press, Princeton, p.11 5
- Feast, M., Catchpole, R., 1997, *MNRAS* (in press)
- Fouqué P., Paturel, G., 1985, *A&A* 150, 192
- Kent, S.M., 1985, *ApJS* 59, 115
- Kodaira, K., Watanabe, M., Okamura, S., 1986, *ApJS* 62, 703
- Mathewson, D.S., Ford, V.L., Buchhorn, M., 1992, *ApJS* 81, 413
- Mould, J. et al. 1980, *ApJ* 238, 458
- Paturel, G., Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1989, *A&AS* 80, 299
- Paturel, G., Fouqué, P., Buta, R., Garcia, A., 1991a, *A&A* 243, 319
- Paturel, G., Petit, C., Kogoshvili, N. et al., 1991b, *A&AS* 91, 371
- Paturel, G., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1994a, *A&A* 286, 768
- Paturel, G., Bottinelli, L., Di Nella, H. et al., 1994b, *A&A* 289, 711
- Paturel, G., Garnier, R., Petit, C., Marthinet, M., 1997a, *A&A* 311, 12
- Paturel, G., Andernach, H., Bottinelli, L. et al., 1997b, *A&ASS* 124, 109
- Paturel, G., Lanoix, P., Garnier, R. et al., 1997c, *HIPPARCOS Venice'97 symposium*, ESA SP-402 in press
- Peebles, P., 1976, *ApJ* 205, 318
- Roberts, M., 1978, *AJ* 83, 1026
- Rubin, V.C., Burstein, D., Ford, Jr W.K., Thonnard, N., 1985, *ApJ* 289,81
- Schechter, P.L., 1980, *AJ* 85, 801
- Simien, F., Vaucouleurs, G. de, 1986, *ApJ* 302, 564
- Teerikorpi, P., 1984, *A&A* 141, 407
- Teerikorpi, P., 1995, *Astrophys. Lett. Comm.* 31, 263
- Theureau, G., Hanski, M., Teerikorpi, P. et al., 1997a, *A&A* 319, 435
- Theureau, G., Hanski, M., Ekkholm, T. et al., 1997b, *A&A* 322, 730
- Theureau, G. et al., 1998, *A&A* in preparation
- Triay, R., Lachèze-Rey, M., Rauzy, S., 1994, *A&A* 289, 19
- Tully, B., Fouqué, P., 1985, *ApJS* 58, 67
- Yahil, A., Tammann, G., Sandage, A., 1977, *ApJ* 217, 903

[P5]



# A new distance criterion for spirals in the zone of avoidance

Hervé DOLE\* and Gilles THEUREAU

ARPEGES/CNRS-URA 1757,  
Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon cedex. France.  
E-mail: dole@ias.fr

---

**Abstract.** The classical Tully–Fisher (TF) relation, used to derive distances of spiral galaxies, is not suitable in the zone of avoidance. We show that it is possible to use another form, the 21 cm Tully–Fisher relation (TF21), using only HI data. Our 4867 galaxy KLUN sample (from Nançay observations, and LEDA database) allows us to derive its slope, the zero point being fixed with a set of 18 primary calibrators:  $a = 1.430 \pm 0.030$ ,  $b = 6.45 \pm 0.07$ ,  $\sigma = 0.264$  for the relation  $\log(M_{\text{HI}}/M_{\odot}) = a \times \log(V_M) + b$ . The actual uncertainty on derived distances is roughly 30%; we expect that this scatter, and consequently the Malmquist bias effect, may be reduced by considering separately the different types. The TF21 relation appears usable to obtain distances in the zone of avoidance, and is expected to provide a competitive extragalactic distance indicator.

## *Un nouveau critère de distance pour les galaxies spirales dans la zone d'absence*

**Résumé.** La relation classique de Tully et Fisher (TF) pour déterminer les distances des galaxies spirales, est mise en défaut dans la zone d'absence. Nous montrons qu'il est possible d'en utiliser une autre forme, la relation TF à 21 cm (TF21) basée sur des mesures HI. Notre échantillon KLUN de 4 867 galaxies (observées à Nançay, et issues de la base LEDA) nous permet d'étalonner la pente de TF21, et 18 calibrateurs nous donnent le point zéro de la relation. Nous obtenons :  $a = 1,430 \pm 0,030$ ,  $b = 6,45 \pm 0,07$ ,  $\sigma = 0,264$  pour la relation  $\log(M_{\text{HI}}/M_{\odot}) = a \times \log(V_M) + b$ . La dispersion de la relation induit une incertitude relative sur les distances TF de l'ordre de 30 %. Nous montrons que celle-ci peut être réduite de manière conséquente, de même que l'effet du biais de Malmquist, en considérant séparément les différents types. Cependant, ce critère est utilisable dans la zone d'absence, et il est amené à devenir un bon indicateur de distances extragalactiques.

---

Note présentée par Gérard WLÉRIK.

\* Present address: Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, Université Paris-Sud, 91405 Orsay cedex. France.

## Version française abrégée

Une grande partie de nos connaissances en astronomie extragalactique et en cosmologie repose sur l'utilisation de critères de distance. La relation empirique de Tully et Fisher (1977) relie la magnitude absolue  $M$  d'une galaxie spirale à  $V_M$ , sa vitesse circulaire maximale obtenue à partir de la largeur de la raie 21 cm de l'hydrogène neutre (HI) :  $-M = a \times \log V_M + b$ . Le module de distance est obtenu avec  $m = m - M$ , où  $m$  est la magnitude apparente. La relation TF correspond physiquement à une relation masse-luminosité ; la détermination de sa pente et des constantes  $a$  et  $b$  est purement empirique, par manque d'une théorie complètement fiable.

Disposer d'un critère de distance dans la zone d'absence, derrière la Voie lactée, est nécessaire pour compléter les échantillons de galaxies proches du plan galactique. La relation TF classique est en effet mise en défaut à cause de l'absorption galactique, qui affecte les mesures photométriques dans les bandes visibles et du proche infrarouge. B. H. I. et J. Hart et Davies, Staveley-Smith *et al.*, ont mis en évidence une autre forme de la relation TF, basée sur des données HI. Malheureusement, la petitesse de leur échantillon n'a pas permis de conclure. L'objet de cet article est d'étudier la validité et la pertinence de ce nouvel outil.

Nous disposons d'un échantillon unique de galaxies spirales (KLUN), comprenant de 4 867 galaxies de type Sa à Sdm (*fig. 1*). KLUN est composé de 1 500 galaxies observées récemment au radiotélescope de Nançay dans le cadre du programme clé EDS, complétées par environ 3 500 galaxies, dont les données sont issues d'une interrogation de la base de données LEDA. Les galaxies de KLUN ont pour la plupart une vitesse radiale inférieure à 8 000 km·s<sup>-1</sup> (*fig. 2*). Pour éviter que le biais de Malmquist n'affecte la pente de la relation, il est nécessaire de travailler avec un échantillon complet en magnitude 21 cm (définie par :  $m_{21} = 16,6 - 2,5 \times \log(S_H)$ , où  $S_H$  est le flux HI en 10<sup>-22</sup> Wm<sup>-2</sup>), ce qui représente pour KLUN un sous-échantillon complet jusqu'à la magnitude limite  $m_{21} \text{ lim} = 15,3$  de 2 332 galaxies (*fig. 3*). La pente TF est étalonnée en utilisant une échelle de distance cinématique ( $d_{kin}$ ), prenant en compte la chute des galaxies sur Virgo.  $d_{kin}$  ne représente qu'un facteur d'échelle, fonction de la distance de l'amas Virgo.

La relation Tully-Fisher à 21 cm (TF21) utilise la vitesse circulaire maximum  $V_M$  de la galaxie, et la masse d'hydrogène neutre  $M_{HI}$  (en masses solaires), qui joue le rôle de magnitude absolue dans la relation classique :  $M_{HI}/M_{\odot} = 2,356 \times 10^5 \times d^2 \times F_{HI}$ , où  $F_{HI}$  est le flux en Jy km·s<sup>-1</sup>,  $d$  en Mpc. La *figure 4* représente la relation TF21 dans le diagramme  $\log(M_{HI})$  vs  $\log(V_M)$ . Après une réjection à  $2 - \sigma$ , la méthode des moindres carrés donne :  $a = 1,430 \pm 0,030$ ,  $b = 6,746 \pm 0,065$ ,  $\sigma = 0,264$  pour la relation  $\log(M_{HI}/M_{\odot}) = a \times \log(V_M) + b$ . Le point zéro absolu de la relation est fixé au moyen de 18 galaxies spirales dont les distances sont connues avec précision (programme HST sur les céphéides) (*fig. 5*). On obtient  $b = 6,45 \pm 0,07$ . La dispersion de la relation entraîne une incertitude relative de 30 % sur les distances.

L'utilisation de ce critère dans sa forme actuelle nécessite cependant quelques précautions. En premier lieu, le biais de Malmquist affecte les distances obtenues avec une relation TF, de sorte que les distances sont d'autant plus sous-estimées que l'on regarde loin (*fig. 6*). En second lieu, il existe probablement un effet de type morphologique, qui serait la cause principale de la dispersion de la relation TF21.

En conclusion, la relation TF21 est utilisable dans la zone d'absence, malgré une importante dispersion, et est amenée à devenir un bon indicateur de distances extragalactiques si le type est pris en compte.

## 1. Introduction

A large part of our knowledge in extragalactic astronomy is based on the use of a good distance scale, both linear and well calibrated. The determination of physical properties of galaxies such as their intrinsic dimension, mass and luminosity rely directly on their assumed distances. The global description of the universe, its mass distribution, expansion rate or age also depends on the distance scale used. The Hubble constant  $H_0$  is estimated by the average ratio  $\langle V/d \rangle$  of the cosmological radial velocity component and the distance, and the age of the universe is at most equal to  $H_0^{-1}$  in Friedman models; moreover, if  $H_0$  and individual distances are known, it becomes possible to study peculiar motions of galaxies and interpret them in terms of gravitational potential and mass density field.

### 1.1. The classical TF relation

The Tully–Fisher (TF) relation for spiral galaxies is an empirical relation based on the observed correlation between the maximum circular velocity  $V_M$  in the disc of spiral galaxies and the absolute magnitude  $M$ . It can be physically understood as a mass luminosity relation. The value of  $V_M$  is directly derived from the width of the 21 cm line of neutral hydrogen (HI) contained in the galactic disc. Knowing  $V_M$ , one can ‘guess’ the absolute magnitude by the relation (Tully and Fisher, 1977)  $-M = a \times \log V_M + b$ . The distance modulus is then derived from  $\mu = m - M$ , where  $m$  is the observed apparent magnitude. The determination of the shape of the relation, and the values of  $a$  and  $b$  are purely empirical, for lack of a reliable theory.

### 1.2. Necessity of a new distance criterion in the region of the galactic plane

The above method of distance measurement requires reliable magnitude measurements in B, H, I, or J frequency band, and it is not suitable in the zone of avoidance where the galactic dust absorbs visible and near-infrared radiations. In order to complete extragalactic distance samples close to the Milky Way’s plane, it is necessary to look for an equivalent of the classical TF relation applicable in that direction of the sky. Hart and Davies (1982) and Staveley-Smith and Davies (1989) first pointed out an alternative form of the TF relation using only HI data. These previous attempts unfortunately faced the problem of accuracy with a rather small sample (242 objects). The KLUN sample (4 867 galaxies) allowed the extraction, for the first time, of a large, significant magnitude-complete sample for that kind of TF study.

The purpose of this Note is to verify the suitability and validity of such a distance indicator, and to prepare the way for its use in the zone of avoidance as a complementary tool to classical methods.

## 2. The KLUN sample

The so-called KLUN sample (for Kinematics of the Local UNiverse, in reference to a series of papers published in *A&A*; the latest (Theureau *et al.*, 1997) contains 21 cm data (radial velocity, HI flux, and line width) for 4 867 spiral galaxies. KLUN consists of 1 500 new HI measurements from the EDS observation key programme (1988–1993) with Nançay radiotelescope, France (to be published in *A&A* SS), completed by homogenized data extracted from the LEDA database (Lyon-Meudon Extragalactic Data Base, Paturel *et al.*, 1989, available via telnet lmc.univ-lyon1.fr, login: leda). *Figure 1* shows the distribution of the sample in galactic coordinates.

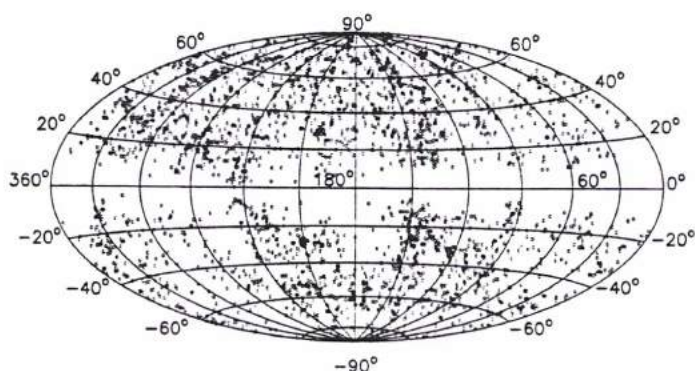


Fig. 1. – The Aitoff projection in galactic coordinates of the KLUN sample.

Fig. 1. – L'échantillon KLUN représenté sur le ciel en coordonnées galactiques, en projection de Aitoff.

### 2.1. Morphological types

The KLUN sample consists of spiral galaxies from Sa to Sdm types distributed as follows: 1 502 objects in the early-type range Sa-Sb, 1 724 in the range Sbc-Sc and 1 641 late-type spirals Scd-Sdm. Types are extracted from LEDA and coded according to the RC3 catalogue (de Vaucouleurs *et al.*, 1991).

### 2.2. Radial velocities

Most of the galaxies of the KLUN sample have a recession velocity less than  $8\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  (only a few are present in the range  $8\,000\text{--}15\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) (fig. 2). Typically, the velocity of  $10\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  represents the actual detection limit of most existing radiotelescopes.

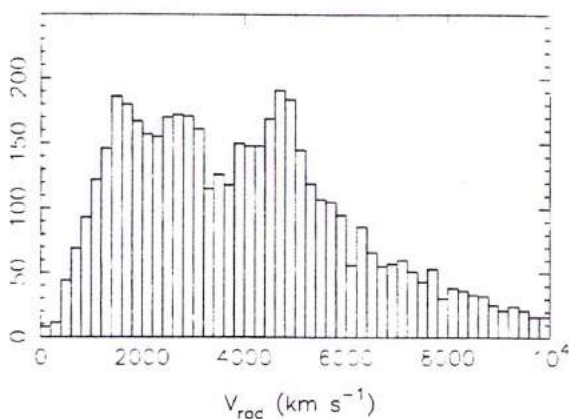


Fig. 2. – Histogram of the distribution in radial velocity of the KLUN sample.

Fig. 2. – Histogramme de la distribution en vitesse radiale de l'échantillon KLUN.

### 2.3. HI-magnitudes

The 21 cm magnitude (hereafter  $m_{21}$ ), like any optical apparent magnitude, is derived from the global flux, here the HI-flux. It is calculated as follows:  $m_{21} = 16.6 - 2.5 \times \log S_H$ , where  $S_H$  is the HI flux in  $10^{-22} \text{ Wm}^{-2}$ . The histogram of the  $m_{21}$  distribution (fig. 3) shows clearly the completeness limit of the sample in HI magnitude. Considering the nice exponential shape of the left arm of the distribution, the sample will be assumed complete in  $m_{21}$  up to  $m_{21 \text{ lim}} = 15.3$ ; the extracted magnitude complete subsample contains finally 2 332 objects. Note that the detection rate at Nançay is roughly 90%, and in particular, it is independent of the inclination of objects on the line of sight (Theureau *et al.*, 1997). This gives us confidence in the above completeness limit.

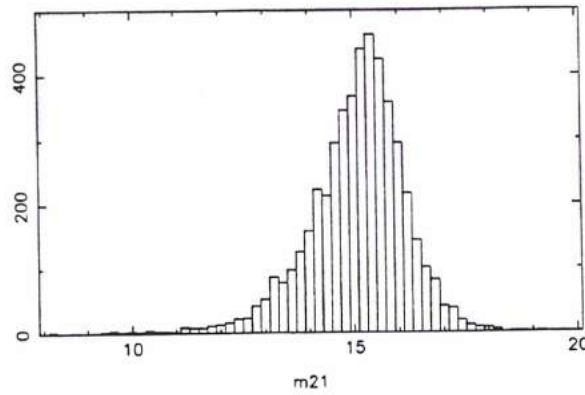


Fig. 3. – Histogram of the distribution in  $m_{21}$  of the KLUN sample.

Fig. 3. – Histogramme de la distribution en  $m_{21}$  de l'échantillon KLUN.

A complete magnitude-limited sample is absolutely essential to derive a confident slope for the TF relation from field galaxies. Under the assumptions of a uniform spatial distribution, and a constant intrinsic scatter along the  $\log(V_M)$  axis, the theory predicts that for a strictly magnitude-limited sample, the Malmquist bias only affects the zero-point of the relation (Teerikorpi, 1984). The zero-point may be estimated independently using a distance-limited sample of primary calibrators (see Section 3).

## 3. The 21 cm TF relation

The parameters available from a 21 cm line reduction analysis are the systemic velocity  $V_h$ , the line width  $W$ , which leads to the maximum circular velocity  $V_M$ , and the HI flux in  $\text{Jy km} \cdot \text{s}^{-1}$ . In the TF21 relation, the mass of HI gas  $M_{HI}$  contained in the galactic disc plays the role of the absolute magnitude in the classical version; it is calculated from the observed HI flux using the distance of the object. The relation may be expressed in the form  $\log(M_{HI}) = a \times \log(V_M) + b$ .

### 3.1. Kinematical distances

The calibration of the TF slope naturally requires a reference distance scale. We will use a kinematical distance scale (Bottinelli *et al.*, 1986); thus, radial velocities  $V_h$  corrected for systematic peculiar motions by taking into account, within a velocity field model, an infall component in the



direction of the Virgo cluster ( $(l, b) = (284^\circ, 74^\circ)$ ). We applied here Peebles's linear infall model (1976), using for the Local Group an infall velocity of  $150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , and an observed mean radial velocity of  $980 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  for the Virgo cluster. The kinematical distance  $d_{kin}$  is calculated in units of the Virgo distance  $d_{vir}$ ; it is not an absolute distance but only a scale factor.

### 3.2. The $\log (M_{HI})$ vs $\log (V_M)$ diagram

The maximum of circular velocity  $V_M$  and the HI flux are obtained from raw HI data corrected for spectral resolution and inclination (Roberts, 1975; Bottinelli *et al.*, 1983), and for internal velocity dispersion according to Fouqué *et al.* (1990). The mass of neutral hydrogen  $M_{HI}$  is calculated from the 21 cm HI flux  $F_{HI}$  and the kinematical distance  $d_{kin}$ , first assuming a Virgo distance  $d_{vir} = 16.5 \text{ Mpc}$ . It is given by  $M_{HI}/M_\odot = 2.356 \times 10^5 \times d^2 \times F_{HI}$ , where  $M_{HI}$  is expressed in solar units,  $d$  is the distance in Mpc, and  $F_{HI}$  the HI-flux in  $\text{Jy km} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Figure 4 shows the TF21 diagram for our 2332 magnitude-complete sample. After a  $2 - \sigma$  rejection, the least squares method gives the following regression parameters

$$a = 1.430 \pm 0.030, \quad b = 6.746 \pm 0.065, \quad \sigma = 0.264, \quad N = 2\,218$$

for the relation

$$\log (M_{HI}/M_\odot) = a \times \log (V_M) + b$$

Note that this value of  $b$  is relative, the absolute zero-point of the relation will be fixed using the primary calibrators. The dispersion of the TF21 correlation implies an uncertainty of  $\Delta d/d \approx 30\%$  on the distance, equivalent to  $\Delta \mu_{TF} = 0.66$ .

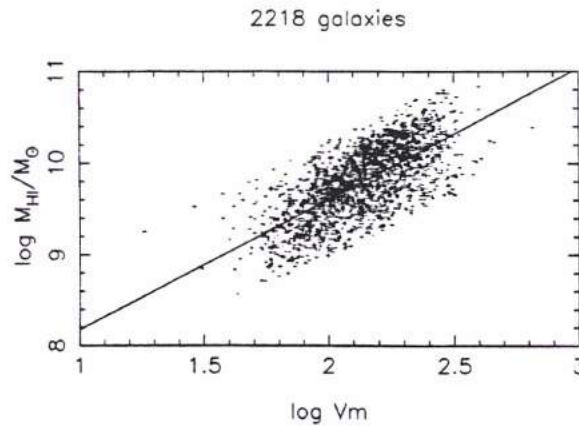


Fig. 4. – The 21 cm TF relation in a  $\log (M_{HI}) - \log (V_M)$  diagram.

Fig. 4. – La relation Tully-Fisher à 21 cm, tracée dans le diagramme  $\log (M_{HI}) - \log (V_M)$ .

### 3.3. Absolute calibration

The calibrator sample is a set of 18 spiral galaxies with known cepheid distances collected mainly from HST programmes. It has been shown (Theureau *et al.*, 1997) that this sample is statistically equivalent to a volume-limited sample and would not introduce any bias in the calibration. We have

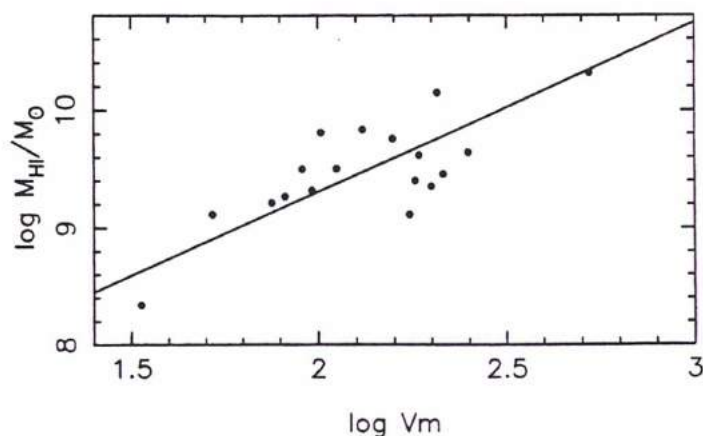


Fig. 5. – Primary calibrators, collected mainly from HST programmes, are plotted in a TF  $\log(M_{HI}) - \log(V_M)$  diagram.

*Fig. 5. – Les calibrateurs primaires, obtenus principalement avec le HST, représentés dans le diagramme TF  $\log(M_{HI}) - \log(V_M)$ .*

assumed that the TF21 slope has been correctly determined using our large magnitude-limited sample (see Section 2.4 and Ekholm, 1996; Theureau *et al.*, 1997). Fixing the slope to the above value  $a = 1.430$ , we got the absolute zero point  $b = 6.45 \pm 0.07$  from the primary calibrators (*fig. 5*). Note that the calibrator sample which cannot provide itself an accurate value of the slope is in good agreement with the value used.

#### 4. Discussion

Even if we are confident in our calibration of the TF21 parameters, the use of the criterion still requires some caution. First, there is the problem of the Malmquist bias which perturbs TF distances when the sample is flux-limited: due to the intrinsic scatter of the relation, derived distances are progressively underestimated when looking increasingly farther (Teerikorpi, 1984). This Malmquist effect is even magnified by the rather large dispersion of the TF21 relation: it appears earlier (*i.e.*, closer) than for the classical method.

*Figure 6* shows the effect of the bias on the estimation of  $H_0$  for different values of  $\log(V_M)$  (*i.e.*, different classes of mass). The bias appears abruptly for the least massive objects (*fig. 6a*, left), as it grows rather slowly for the most massive ones (*fig. 6c*, right).

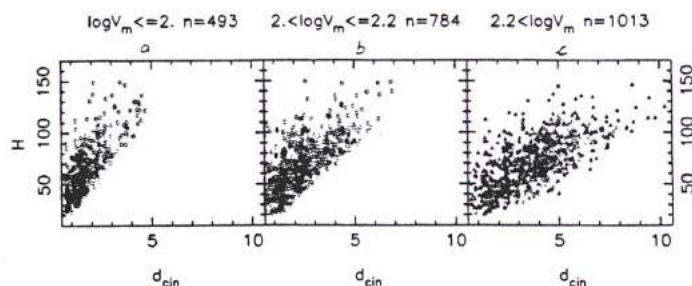


Fig. 6. – The Malmquist bias effect in a  $H$  vs  $d_{kin}$  diagram.

*Fig. 6. – L'effet du biais de Malmquist dans le diagramme  $H$  vs  $d_{kin}$ .*

Another important point is the question of a possible type dependence of the distance indicator. It is indeed well known that the HI to total mass ratio increases systematically from early to late types (Roberts and Haynes, 1994). With a total increase  $\Delta \log (M_{\text{HI}}/M_{\text{tot}}) \sim 0.6 \pm 0.2$ , this means that a large part of the TF21 scatter could come from this type effect. Moreover, the 21 cm line detection rate is, consequently, not exactly the same for all types: the Nançay run showed that we tend to miss more early-type spirals than late-type ones ( $\Delta_{(S_a - S_{dm})} \sim 10\%$ ). The strict completeness of the sample is then probably affected by this effect.

We may then conclude that, despite a rather large scatter, the TF21 relation is usable to obtain distances in the zone of avoidance. Moreover, if the type is taken into account, it is expected to provide a competitive extragalactic distance indicator.

Note remise le 28 octobre 1996, acceptée le 29 novembre 1996.

## References

- Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G. and de Vaucouleurs G., 1983. HI line studies of galaxies. II. The 21 cm width as an extragalactic distance indicator. *A&A*, 118, p. 4-20.
- Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G. and Teerikorpi P., 1986. The Malmquist Bias and the value of  $H_0$  from the Tully-Fisher relation. *A&A*, 156, p. 157-171.
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H., Buta R., Paturel G. and Fouqué P., 1991. *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3)*. Springer-Verlag.
- Ekholm T., 1996. On the derivation of the Tully-Fisher relations under different velocity-distance laws. *A&A*, 308, p. 7.
- Fouqué P., Bottinelli L., Durand N., Gouguenheim L. and Paturel G., 1990. An HI survey of late-type galaxies in the southern hemisphere. I. The SGC sample. *A&A*, (suppl), 86, p. 473-502.
- Hart L. and Davies R. D., 1982. Motion of the Local Group of galaxies and isotropy of the Universe. *Nature*, 20, p. 191-196.
- Paturel G., Fouqué P., Bottinelli L. and Gouguenheim L., 1989. An extragalactic data base. I. The catalogue of principal galaxies. *A&A* (suppl), 80, p. 299-315.
- Peebles P. J., 1976. The peculiar velocity field in the local supercluster. *ApJ*, 205, p. 318-328.
- Roberts M. S., 1975. Radio observations of neutral hydrogen in galaxies. *Galaxies and the universe*, Sandage A. M., Kristian M., eds., p. 309-357.
- Roberts M. S. and Haynes M. P., 1994. Physical parameters along the Hubble sequence. *Annual review of Astronomy and Astrophysics*, Burbridge G., Layzer D., Sandage A., eds., 32, p. 115-152.
- Staveley-Smith L. and Davies R. D., 1989. The peculiar velocity of the local group. III. Dipole, quadrupole and infall solutions. *MNRAS*, 241, p. 787-826.
- Teerikorpi P., 1984. *A&A*, p. 141-407.
- Theureau G., Hanski M., Ekholm T., Bottinelli L., Gouguenheim L., Paturel G. and Teerikorpi P., 1997. Kinematics of the local universe V. The value of  $H_0$  from the Tully-Fisher B and  $\log D_{25}$  relations for field galaxies. *A&A*, in press.
- Theureau *et al.*, Observational data for the kinematics of the local universe. VI. 21 cm line measurements, in preparation for *A&A* SS.
- Tully B. and Fisher R., 1977. A new method of determining distances to galaxies. *A&A*, 54, p. 661-673.

# III

## La constante de Hubble et les mouvements particuliers

Cette troisième partie présente quelques premières applications de la relation Tully-Fisher . La première étape consistera en la calibration absolue de la relation TF au moyen d'un échantillon de calibrateurs primaires (Ch. 10).

Nous nous consacrerons ensuite à l'estimation de la constante de Hubble à partir des galaxies de champ (Ch. 11), la valeur de  $H_0$  étant dérivée du plateau non-biaisé du diagramme  $\log H$  vs.  $d_n$  de la méthode des distances normalisées (Ch.6). Nous discuterons des divers effets systématiques que subit cette valeur, en termes de biais statistiques, d'influence des vitesses particulières et du modèle de champ de vitesse adopté, d'influence de la calibration primaire ou du système de correction d'extinction galactique. Nous verrons que l'usage de la relation inverse, qui semble si simple en théorie puisqu'il est indépendant du biais de Malmquist (Ch. 7), ne nous permet pas d'obtenir une valeur fiable de la constante de Hubble, tant la calibration se révèle difficile et soumise à divers problèmes comme l'influence des erreurs de mesure ou la forme de la distribution des  $\log V_m$ . En outre, la dispersion de la relation inverse est plus importante que celle de la relation directe et induit une plus grande incertitude sur la détermination de  $H_0$ .

Nous montrerons ensuite comment l'étude du sous-échantillon non-biaisé du point de vue des mouvements particuliers nous permet d'évaluer la composante de chute du Groupe Local en direction de l'amas de la Vierge, et de retrouver, par une méthode inédite, la valeur prédite par Sandage (1994a) et Kraan- Korteweg (1986), et de mettre en évidence l'Anomalie Locale du champ des vitesses annoncée par Faber&Burstein (1988) en comparant les valeurs de  $H_0$  obtenues pour différents intervalles de distance (Ch. 11).

Par une nouvelle méthode de correction du biais de Malmquist, qui s'appuie sur la méthode des distances normalisées, nous montrerons comment on peut sous certaines hypothèses étendre le domaine non-biaisé à l'ensemble de l'échantillon, et étudier le champ des vitesses particulières au voisinage d'un certain nombre d'amas tels que Persée-Poissons, le complexe Hyde-Centaure ou le supposé Grand Attracteur (Ch. 12).





# Chapitre 10

## Calibration absolue

### 10.1 Présentation

Dans les chapitres qui précèdent, nous avons travaillé dans le cadre d'une échelle de distance relative, la distance cinématique. Celle-ci, estimée en unités de distance de Virgo, s'appuie sur un modèle de champ de vitesse dominé par l'amas le plus massif de notre voisinage, l'amas Virgo, qui constitue le centre du Super Amas Local dont notre Groupe Local fait partie. Il convient à présent de se libérer de cette échelle relative pour obtenir les paramètres absolus de la relation Tully-Fisher qui vont nous servir à étudier d'abord la constante d'expansion de l'univers  $H_0$ , puis le champ des vitesses particulières des galaxies. Nous supposons que la pente de la relation calculée plus haut, qui nous est apparue tout particulièrement stable quel que soit le point de vue employé (selon les dépendances prises en compte), reste la même pour notre échantillon de calibrateurs primaires dont le trop petit nombre ne permet d'ailleurs pas de la fixer avec autant de précision. Nous pouvons admettre ceci parce que, dans le cas de la relation directe, les mouvements particuliers qui influent sur la distance cinématique n'amènent de bruit que le long de l'axe vertical des diamètres (ou des magnitudes), et n'ont par conséquent aucun effet sur le calcul de la pente (ce n'est plus forcément vrai pour la pente inverse). On a vu en section 7.2. que les mouvements particuliers ne peuvent influencer sur la pente estimée qu'à travers la corrélation éventuelle de  $p = \log V_m$  et de  $\frac{V_p}{cz}$ . Une telle corrélation est fortement improbable dans le cas de galaxies de champ, mais pourrait être significative au centre des amas où les fortes interactions peuvent lier ces deux quantités. De plus, une quelconque erreur dans l'estimation de la distance de Virgo utilisée dans la distance cinématique a pour conséquence une homothétie dans l'échelle des distances, et donc une simple translation, la même pour tous les points du diagramme de Tully-Fisher, qui se manifeste par un changement global de point zéro. La première calibration, que nous qualifierons de "relative", qui consistait à établir la pente et la séquence de points zéro reste donc fiable (on n'attend aucun changement dans les écarts relatifs entre points zéro). La calibration "absolue" consiste à fixer au moyen des calibrateurs primaires la valeur du point zéro

correspondant à un type morphologique donné, ou à une valeur fixée de la brillance de surface moyenne.

Afin d'utiliser le plus grand nombre de points possible, les calibrateurs sont normalisés au même type morphologique (resp. à la même brillance superficielle moyenne) en tenant compte des décalages relatifs calculés plus haut. Dans le cas de la version en type, c'est le type 6 (les spirales Scd) qui sert de référence parce qu'il offre, on l'a vu, la régression la plus propre, et qu'il est aussi l'un des types les mieux représentés dans notre échantillon. Dans le cas de la version en brillance, nous avons choisi arbitrairement comme référence la valeur de  $\Sigma=10 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ .

Rappelons de plus que l'échantillon de calibrateurs primaires doit être statistiquement équivalent à un échantillon limité en volume pour pouvoir fournir une valeur non-biaisée de  $\langle M \rangle_p$  ou  $\langle \log D \rangle_p$ . Les galaxies qui peuvent être utilisées au sein d'un tel échantillon proviennent en effet généralement de programmes d'observations hétérogènes, font appel à des indicateurs de distance différents (céphéides, étoiles les plus brillantes, région III, indice de luminosité, novae, etc...), et ne sont pas toujours collectées dans la perspective de disposer d'un échantillon "volume-limité".

Nous avons choisi de restreindre notre échantillon de calibrateurs primaires aux seules distances "céphéides". Depuis la découverte en 1913 de leur relation Période-Luminosité par H. Leavitt, les étoiles variables céphéides ont été largement utilisées pour la calibration des distances extragalactiques. Il y a de nombreuses raisons à cela: les céphéides sont intrinsèquement très lumineuses et leur courbe de lumière est aisément identifiable, on les détecte donc facilement dans les galaxies proches. La variation de leur éclat au cours du temps obéit à une relation Période-Luminosité qui permet de déterminer leur magnitude absolue en mesurant leur période de pulsation (si toutefois cette relation a été correctement calibrée). Le mécanisme de leur pulsation est physiquement bien compris et nous assure leur qualité de "chandelles standards".

Nous avons pu établir une liste complète de 30 galaxies proches qui soit, possèdent leurs propres mesures de céphéides, soit font partie de groupes où l'on a mesuré des céphéides. Nous considérerons trois sortes d'échantillons de calibration:

- 1) un ensemble de 15 pures distances céphéides collectées dans la littérature, dont 11 proviennent des programmes du Hubble Space Telescope, et 4 proviennent de mesures au sol.
- 2) un ensemble étendu aux distances de groupes, comprenant 30 galaxies
- 3) un ensemble réduit de 8 galaxies dont les modules de distance ont été estimés sur la base de la nouvelle calibration HIPPARCOS de la relation Période-Luminosité-Couleur (Paturel et al. 1997b). Cet échantillon restreint a l'avantage, à la différence des deux premiers, de reposer sur des distances purement géométriques (des mesures de parallaxes de céphéides); il fournit donc une calibration plus robuste.



Table 10.1: Echantillon de calibrateurs primaires; galaxies avec distance céphéide. Les valeurs des colonnes 3–7 sont issues de l'échantillon KLUN ou de la base LEDA. Les sources des différents modules de distance sont données en colonne 8.

Distances Céphéides							
Nom (1)	$\mu$ (2)	$\log D_{25}^0$ (3)	$B_T^0$ (4)	$\log V_m$ (5)	$T$ (6)	$V_0$ (7)	Source (8)
N 224	24.42	3.19	3.25	2.397	3	-14	Freedman & Madore 1990
N 300	26.66	2.34	8.44	1.912	7	124	Freedman et al. 1992
N 598	24.64	2.82	5.72	1.982	5	68	Freedman et al. 1991
N 925	29.84	2.07	9.72	2.008	7	782	Silbermann et al. 1996a
N1365	31.36	2.05	9.82	2.305	3	1565	Silbermann et al. 1996b
N2403	27.50	2.34	8.20	2.047	6	299	Freedman & Madore 1988
N3031	27.80	2.34	7.10	2.333	2	123	Freedman et al. 1994b
N3368	30.32	1.89	9.51	2.312	2	760	Tanvir et al. 1995
N3621	28.95	2.12	9.07	2.151	7	436	Rawson et al. 1996
N3627	30.37	1.90	8.99	2.241	3	596	Tanvir et al. 1995
N4321	31.15	1.87	9.73	2.269	4	1481	Freedman et al. 1994a
N4496A	31.13	1.57	11.82	1.994	6	894	Saha et al. 1996a
N4536	31.10	1.85	10.28	2.198	4	1640	Saha et al. 1996b
N4639	32.00	1.48	11.62	2.270	4	894	Sandage et al. 1996
N5253	28.01	1.60	9.86	1.541	2	155	Saha et al. 1995

## 10.2 Distances céphéides et distances de groupe

Le nombre de galaxies possédant une distance "céphéide" s'est considérablement accru ces dernières années. Les programmes du télescope spatial actuellement en cours devraient nous fournir d'ici peu des mesures de céphéides pour 25 galaxies (Kennicutt et al. 1995, Sandage et al. 1996). 18 de ces galaxies ont notamment été choisies comme calibrateurs pour la relation TF en infrarouge. A ces programmes spatiaux s'ajoutent les observations au sol effectuées par Pierce et al. (1994). L'éventail des distances accessibles atteint aujourd'hui l'amas de la Vierge, où les premières céphéides ont été détectées avec succès.

Pour calibrer le point zéro de la relation TF, nous avons collecté toutes les galaxies spirales de type compris entre 1 et 8 (des Sa aux Sdm) ayant une distance "céphéide". Nous avons enlevé de cet échantillon les galaxies vues de face pour lesquelles la barre d'erreur sur  $\log V_m$  est trop importante: N4571 et N5457 (=M101) n'ont donc pas été utilisées, bien que la distance de M101 nous ait servi pour ses proches compagnons N5204 et N5585. La très particulière galaxies du "Sombrero" (M104) est exclue elle aussi, de même qu'un certain nombre d'irrégulières de types 9 et 10 (IC10, IC4182, IC1613, N6822, Sex A, Sex B).

Il nous reste donc un ensemble de 15 galaxies pour notre échantillon de calibrateurs primaires. La Table 10.1 présente leurs modules de distance, leurs magnitudes

Table 10.2: Echantillon de calibration secondaire; galaxies avec distances de groupe. Les distances aux galaxies du groupe du Sculptor sont déterminées à partir de la distance céphéide de N300, plus des arguments supplémentaires en termes de résolution (Tammann 1987). La distance du groupe de M81 est donnée par la moyenne entre les distances de N3031 (M81) et N2403. La distance céphéide de N5457 (M101) ( $\mu = 29.34$ ) a été mesurée récemment avec le HST (Kelson et al. 1996), mais étant une galaxie vue de face, elle a été exclue de l'échantillon de calibration. La distance de Leo group est donnée par la distance céphéide de N3368.

Distances de groupes						
Nom	$\mu$	$\log D_{25}^0$	$B_T^0$	$\log V_m$	$T$	$V_0$
Sculptor Group						
N 247	26.80	2.21	8.80	1.976	7	231
N 253	27.50	2.29	7.00	2.277	5	298
N7793	27.50	1.98	9.33	1.985	7	253
N1023 Group						
N 891	29.80	2.14	9.38	2.325	3	776
N1003	29.80	1.79	10.66	1.980	6	863
Fornax Group						
N1350	31.36	1.74	13.38	2.377	2	1805
M81 Group						
N2976	27.65	1.74	10.14	1.731	5	159
N4236	27.65	2.26	9.08	1.834	8	164
Leo Group						
N3299	30.32	1.29	13.51	1.838	8	509
N3351	30.32	1.87	9.89	2.183	3	641
N3627 Group						
N3628	30.37	2.11	9.20	2.329	3	597
N3623	30.37	1.95	9.33	2.354	1	677
M101 Group						
N5204	29.34	1.67	11.16	1.719	8	332
N5477	29.34	1.21	14.04	1.523	8	427
N5585	29.34	1.74	10.81	1.878	7	442

Table 10.3: Liste des galaxies restantes dans le programme clé du Télescope Spatial Hubble. En appendice de Theureau et al. (1997b) on trouve un algorithme qui permet de re-calibrer la relation et de ré-estimer  $H_0$  en incorporant les calibrateurs supplémentaires.

Galaxies restantes du programme du HST						
Nom	$\mu$	$\log D_{25}^0$	$B_T^0$	$\log V_m$	$T$	$V_0$
N1425		1.78	10.62	2.242	3	1440
N2090	30.41 <sup>1</sup>	1.75	10.96	2.149	5	755
N2541		1.81	11.14	1.962	6	647
N3198		1.92	9.86	2.162	5	703
N3319		1.79	10.89	2.010	6	763
N3351	30.01 <sup>2</sup>	cf. Leo Group				
N3521		2.05	9.01	2.356	4	614
N4414		1.59	10.35	2.326	5	694
N4535		1.86	10.11	2.231	5	1822
N4548		1.72	10.60	2.255	3	379
N4725		2.03	9.57	2.389	2	1160
N7331	30.94 <sup>3</sup>	2.04	9.15	2.388	3	1115

1. Sakai et al. (1996). 2. Graham et al.

(1996). 3. Hughes (1997)

apparentes  $B_{t,0}$  et leurs diamètres apparents  $\log D_0$  corrigés, leurs vitesses de rotation  $\log V_m$ , leurs types morphologiques, et leurs vitesses radiales  $V_0$  par rapport au centroïde des vitesses du Groupe Local. Les références bibliographique pour les distances sont données dans la dernière colonne, les autres paramètres sont issus de l'échantillon KLUN ou extraits de la base LEDA.

Nous donnons dans la Table 10.2 les membres de groupes dont la distance est connue à partir des calibrateurs primaires. En règle générale, nous leur avons affecté la distance moyenne du groupe, à l'exception des membres du groupe du Sculptor dont les distances relatives ont pu être estimées à partir de l'observation de leurs étoiles les plus brillantes (Tammann, 1987). Les 15 galaxies supplémentaires de la Table 10.2 constituent en quelque sorte notre échantillon de calibrateurs secondaires.

En combinant ces deux échantillons on améliore la statistique, même si manifestement les données de la Table 10.2 ne sont pas aussi précises que celles de la Table 10.1. Tous les types morphologiques, des Sa aux Sdm (1-8) sont représentés dans cet échantillon étendu.

Nous donnons dans la Table 10.3 la liste des galaxies du "HST Key Project" dont les données n'ont pas encore été publiées ou même observées. Nous fournissons, en appendice de l'article "Kinematics of the local universe V" (Theureau et al. 1997b, en Annexe), un algorithme pour inclure ces nouveaux objets dans le calcul du point zéro de la relation TF.

### 10.3 L'échantillon "HIPPARCOS"

Les observations de céphéides depuis le sol n'ont pas permis de mesurer leur parallaxe et donc de fournir à la relation Période-Luminosité une calibration purement géométrique. En désespoir de cause on a employé jusqu'à présent un certain nombre de méthodes indirectes comme l'ajustement de la séquence principale d'âge zéro aux diagrammes couleur-magnitude d'amas d'étoiles (Feast&Walker, 1987, Walker 1988, Gieren&Fouqué, 1993), ou encore la méthode de Barnes-Evans (1976). Une nouvelle phase a commencé grâce aux observations spatiales.

Le programme spatial HIPPARCOS a débuté en 1980 dans le but d'acquérir sur l'ensemble du ciel, un catalogue astométrique stellaire avec une erreur standard inférieure à la milli-seconde d'arc. Le lancement du satellite fut effectué en 1989. Georges Paturel (observatoire de Lyon) a proposé en 1981 un programme d'observation pour mesurer les parallaxes des 36 plus proches céphéides (de distances inférieures au kpc). Ces mesures ont été utilisées par Paturel et al. (1997b) pour calibrer le point zéro absolu de la relation Période-Luminosité et appliquer le critère à 17 galaxies proches. Sur un programme équivalent, Feast et Catchpole (1997) ont donné une première mesure "géométrique" des modules de distance du Grand Nuage de Magellan (LMC) et M31. Les deux équipes s'accordent pour donner une échelle de distance  $\simeq 10-15\%$  plus "longue" que ce qui était admis auparavant.

L'étude de Paturel et al. (1997b) étant la plus complète, incluant un terme de couleur et une étude des biais statistiques, nous nous attarderons ici sur ses principaux résultats.

Cette nouvelle calibration repose tout d'abord sur un ensemble de 14 céphéides dont la parallaxe a été mesurées à mieux que une milli-seconde d'arc et pour lesquelles on dispose de mesures photométriques dans les quatre bandes  $B$ ,  $V$ ,  $R$ , et  $I$  du système homogène de Moffet et Barnes (1984). A ces étoiles s'ajoutent les céphéides de 17 galaxies proches, soit 982 céphéides mesurées dans au moins deux bandes de fréquence.

La relation proposée par Paturel et al. (1997b) est une relation Période-Luminosité-Couleur où l'on utilise un indice de couleur généralisé pour prendre en compte et estimer l'ensemble des effets d'extinction, de couleur ou de métallicité. La méthode repose sur trois hypothèses:

- la relation est universelle
- les couleurs intrinsèques sont les mêmes pour toutes les céphéides classiques de propriétés similaires (même période et même métallicité). A une période donnée, la mesure de la couleur intrinsèque est donc une mesure de la métallicité
- la loi d'extinction est universelle dans l'intervalle de longueur d'onde 440-900 nm. Le rapport de l'absorption totale à l'absorption sélective (fonction de  $\lambda$ ) est universel et ne dépend que de la longueur d'onde équivalente du système photométrique utilisé.

Table 10.4: Céphéides "HIPPARCOS"

Distances céphéides		
Nom	$\mu_{HIPPARCOS}$	$\mu_{littérature}$
N 224	24.87	24.0 - 24.5
N 300	26.75	25.8 - 26.8
N 598	25.00	24.0 - 24.9
N 925	30.32	29.8 $\pm$ 0.2
N3031	28.13	27.7 - 28.3
N4321	31.42	30.5 - 31.4
N4536	31.21	30.5 - 31.4
N5253	27.99	27.0 - 28.3

Pour une magnitude apparente  $m_{\lambda_j}^k$ , une période donnée  $P_{\lambda_j}^k$  et une bande de fréquence donnée  $\lambda$ , le module de distance  $\mu$  de la  $j^{ième}$  céphéide d'une galaxie  $k$  s'exprime comme suit:

pour une pente  $a_\lambda = (a_0 + \frac{a_1}{\lambda})$ ,

une magnitude corrigée de l'extinction  $m_\lambda^c = m_\lambda - ((r_0 - \frac{r_1}{\lambda})(C - C_0))$

où  $C$  est l'indice de couleur généralisé  $\frac{m(\lambda_1) - m(\lambda_2)}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}$  et  $C_0 = c_0 \log P + const.$  (Chiosi et al. 1993).  $C$  est une constante pour une céphéide donnée, et ne dépend pas de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ .

On a finalement:

$$\mu_{\lambda_j}^k = m(\lambda_j)^c - \langle m_\lambda^c \rangle_H - a_\lambda (\log P_{\lambda_j}^k - \langle \log P \rangle_H) + \langle \mu \rangle_H$$

où  $\langle x \rangle_H$  exprime la moyenne du paramètre  $x$  sur l'échantillon de céphéides HIPPARCOS.

Dans cette équation, on a besoin de cinq paramètres ( $a_0 = -4.20$ ,  $a_1 = 0.67$ ,  $r_0 = -1.40$ ,  $r_1 = 1.04$ ,  $c_0 = 0.58$ ) pour décrire la relation Période-Luminosité dans les bandes  $B$ ,  $V$ ,  $R$ , et  $I$ . Pour son application, on a besoin de l'indice de couleur généralisé, donc pour chaque objet d'une mesure de magnitude dans au moins deux bandes de fréquence différentes. Le point zéro de la relation est obtenu avec une erreur externe de 0.25 mag. La relation est bien linéaire sur un large domaine de  $\log P$ , et tout écart à cette linéarité a pu être interprété avec assurance comme l'effet d'un biais de sélection. En particulier, la plus faible pente observée pour les courtes périodes résultent de ce biais statistique qui a donc été pris en compte dans les résultats.

La Table 10.4 présente les valeurs obtenues pour les modules de distances des 8 galaxies que nous pouvons utiliser pour la calibration de la relation TF. Nous avons présenté dans la dernière colonne, l'intervalle de distance généralement admis dans la littérature.

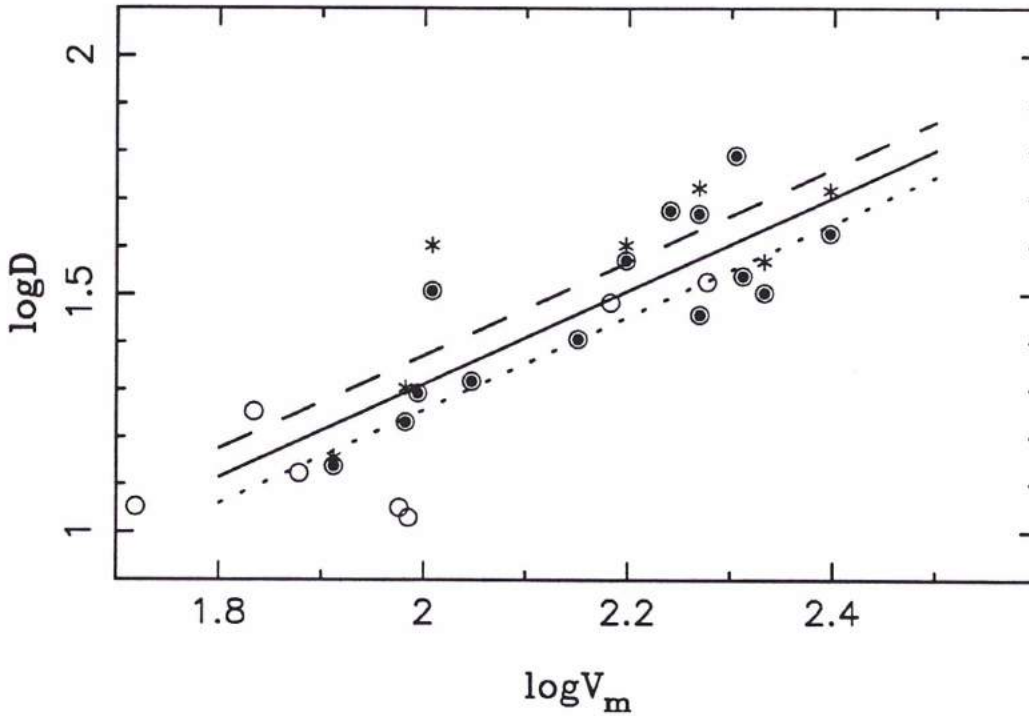


Figure 10.1: Calibration absolue de la relation TF en diamètre en utilisant (1) le premier échantillon de calibration (Table 10.1, cercles, ligne pleine); (2) L'échantillon étendu aux distances de groupes (Tables 10.1 et 10.2, cercles et cercles pointés, ligne en pointillés); (3) le sous-échantillon de 8 galaxies fourni par la calibration HIPPARCOS (étoiles, ligne en tirets).

## 10.4 Résultats, discussion

Les trois échantillons ci-dessus correspondant aux Tables 1, 1+2, et 4 ont donc été utilisés pour calibrer le point zéro absolu de la relation Tully Fisher, selon le procédé décrit en section 10.1. La figure 10.1 donne un exemple de cette calibration pour la relation directe en diamètre, où les points zéro relatifs ont été ramenés à la brillance superficielle moyenne  $\Sigma=10 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . L'échantillon étendu contenant les distances de groupes donne une échelle de distance environ 10% plus courte que l'échantillon restreint aux pures distances céphéides de la Table 1 (ligne en tirets). L'échantillon HIPPARCOS donne une échelle de distance 10% plus longue, comme attendu d'après Paturel et al. (1997b) et Feast&Catchpole (1997). Les résultats détaillés pour les relations en diamètre et en magnitude, directe et inverse, fonction du type ou de la brillance superficielle, sont présentés dans les Tables 10.5 à 10.7.

Table 10.5:

Paramètres de la relation en diamètre				
$T$	$\langle a \rangle$	$b(T)_1$	$b(T)_2$	$n$
1,2		-1.028	-1.063	58
3		-0.956	-0.991	79
4	1.082	-0.905	-0.940	104
5		-0.880	-0.915	103
6		-0.847	-0.882	81
7,8		-0.968	-1.003	53

Table 10.6:

Paramètres de la relation en magnitude				
$T$	$\langle a \rangle$	$b(T)_1$	$b(T)_2$	$n$
1,2		-7.347	-7.023	59
3		-7.725	-7.399	81
4	-5.823	-8.001	-7.675	111
5		-8.034	-7.710	72
6		-8.109	-7.784	82
7,8		-7.499	-7.174	63

Table 10.7:

Dépendance en brillance		
Relation	penne	Polynome points zéro
diamètre	0.98	$0.7864 + (1.78410^{-2})\Sigma - (1.38610^{-3})\Sigma^2$ $+ (3.38110^{-5})\Sigma^3 - (2.83810^{-7})\Sigma^4$
magnitude	5.13	$8.571 + (6.82910^{-2})\Sigma - (1.49210^{-3})\Sigma^2$ $+ (7.04710^{-6})\Sigma^3$

### 10.4.1 Propriétés statistiques de l'échantillon de calibration

On se doit d'accorder une attention particulière à la complétude de l'échantillon de calibration. Cet échantillon fixe en effet le point zéro de la relation TF et conduit à une valeur bien définie de la constante de Hubble (voir le chapitre suivant). Il doit donc, comme dans le cas des galaxies de champ, nous fournir un estimateur non-biaisé de  $\langle M \rangle_p$  ou  $\langle \log D \rangle_p$ , et être équivalent à un échantillon limité en volume. Nous avons étudié cette complétude de différentes façons, en fonction de la magnitude absolue, du diamètre absolu, et de la vitesse de rotation maximale  $\log V_m$ , mais aussi en fonction des résidus des relations TF directes en diamètre et en magnitude. Les résultats sont illustrés par la figure 10.2, où ces paramètres sont représentés en fonction de la distance céphéide des galaxies considérées, qui représente notre échelle de distance "vraie". Aucune corrélation d'un quelconque de ces paramètres avec la distance n'a pu être mise en évidence.

Dans la même optique, nous avons construit pour les calibrateurs un diagramme en distance normalisée (voir Sect. 6.2): il n'apparaît aucune déviation par rapport à un plateau constant (Fig. 10.3).

Tout ceci nous permet de considérer que l'échantillon de calibration possède les propriétés statistiques d'un échantillon limité en volume. Cette conclusion est en fait attendue, car les galaxies en question ont été sélectionnées pour la possibilité d'y détecter et d'y mesurer des céphéides, et donc pour leur propriété d'être résolue en étoiles, propriété qui dépend directement de la distance.

On peut remarquer cependant que les membres de groupes correspondant à la Table 10.2 conduisent à des résultats légèrement différents de ceux donnés par l'échantillon de pures distances céphéides de la Table 10.1. En moyenne, leur luminosité ou leur taille intrinsèque nous apparaît plus petite que les mêmes valeurs moyennes dérivées de l'échantillon de pures distances céphéides. On peut en fait s'attendre à un tel effet d'après la manière dont les membres de groupes sont généralement collectés: si les objets sont sélectionnés à l'intérieur d'un certain angle solide, on a tendance naturellement à collecter plus d'objets à l'arrière du groupe, qu'à l'avant du groupe (c'est un effet de volume comparable au biais de Malmquist de type I, cf Sect. 2.1). La distance moyenne des objets sélectionnés est donc supérieure à la vraie distance du groupe. C'est bien ce qui arrive lorsqu'on affecte à un membre présumé d'un groupe, la distance céphéide d'un autre membre du groupe. Les distances de ces objets sont par conséquent légèrement sous-estimées (en moyenne). On peut espérer que dans le futur, on accorde plus de temps d'observation au HST pour des galaxies de champ. Des mesures directes de courbes de lumière de céphéides dans ces membres de groupes seraient d'un grand intérêt pour compléter cette étude.



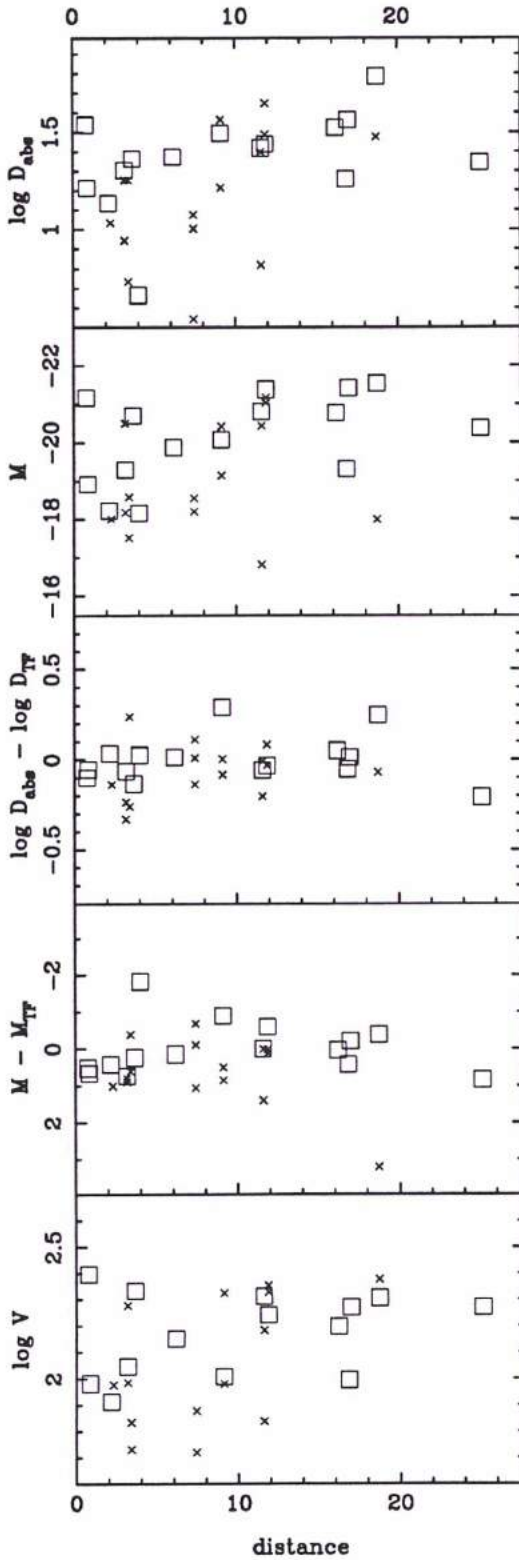


Figure 10.2: Différents paramètres des galaxies de calibration en fonction de leur distance en Mpc. Les galaxies du premier échantillon (Table 10.1) sont représentées par des croix, celles de la Table 10.2 sont représentées par des carrés (membres de groupes). Les paramètres étudiés sont, de haut en bas: le logarithme du diamètre absolu (kpc), la magnitude absolue, les résidus de la relation en diamètre, les résidus de la relation en magnitude, et le paramètre  $\log V_m$ .

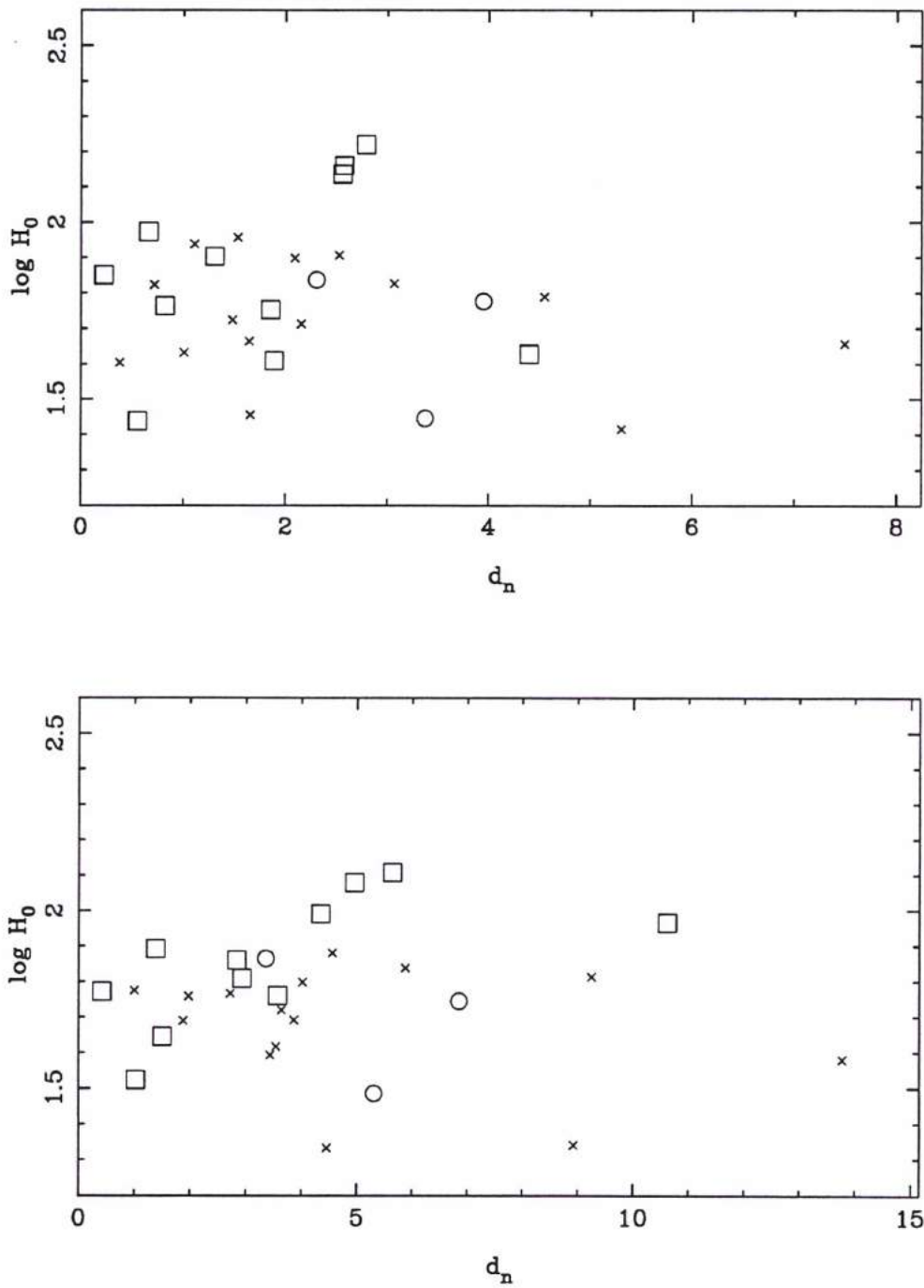


Figure 10.3: Diagramme en distances normalisées pour les calibrateurs primaires (Tables 10.1 et 10.2), pour les relations en diamètres et en magnitude respectivement.

### 10.4.2 Effet de la métallicité

Freedman et Madore (1990) ont montré que les coefficients de la relation Période-Luminosité des céphéides pouvaient dépendre de la métallicité. Les premiers soupçons d'un tel effet sont dus à Iben (1967). Le point zéro de l'échelle des distances extragalactiques serait donc par conséquent légèrement dépendant de la métallicité.

Si la composition originelle du milieu interstellaire varie, il est raisonnable de penser que l'évolution stellaire peut varier elle aussi, et la relation Période-Luminosité de même. Rappelons que la métallicité est une mesure de la composition chimique du milieu. Parce qu'elle varie significativement d'une galaxie à une autre, mais aussi du centre aux bord, ou plus généralement, d'une région à une autre au sein d'une même galaxie, elle est très difficile à déterminer. Pour pouvoir en tenir compte, elle doit être estimée pour chaque céphéide individuellement, et il n'existe aujourd'hui qu'une manière d'évaluer cette métallicité, c'est à partir de la couleur. Or le terme de couleur est connu aussi pour rendre compte de la dépendance de la magnitude absolue vis à vis de la température effective des étoiles, i.e. de la position de la céphéide dans la zone d'instabilité (diagramme HR). Il est utilisé généralement comme un indicateur de la température.

La méthode de calibration décrite plus haut reposant sur les mesures d'un grand nombre de céphéides par galaxie, on peut donc espérer raisonnablement un effet de moyenne à l'échelle d'une galaxie donnée qui nous dispense de mesures acrobatiques de la métallicité. On admet par ailleurs que la métallicité est corrélée au type morphologique, croissant des types précoces aux types tardifs à forte proportion d'étoiles jeunes. En se restreignant aux galaxies d'un type unique, comme c'est le cas par exemple pour la méthode des sosies, on a des chances de rencontrer de nouveau cet effet de métallicité. Par contre, les échantillons de calibration présentés ci-dessus sont représentatifs de l'ensemble des types morphologiques, des spirales Sa aux spirales Sdm. On s'attend de nouveau à un effet de moyenne qui gomme l'influence de cette variation de métallicité. Le point zéro absolu que nous calculons peut donc être raisonnablement considéré indépendant de l'effet de métallicité. Un test décisif, proposé comme programme clé au HST par Nial Tanvir (UK), sera un passage en revue exhaustif des céphéides de la galaxie M101. On pourra en particulier évaluer l'effet de la métallicité sur la dispersion de la relation Période-Luminosité.

Revenons maintenant sur une publication récente de Beaulieu et al. (1997) dont les résultats ont été très médiatisés. Les auteurs affirment en effet, d'une part, pouvoir mesurer la métallicité autour de céphéides situées dans des galaxies extérieures, et d'autre part, que l'effet de métallicité, qu'ils ont mis en évidence entre les relations Période-Luminosité calibrées dans le Petit et le Grand Nuage de Magellan est universel et peut s'étendre à l'ensemble des galaxies. Ils proposent ainsi une réconciliation des échelles de distance "courte" et "longue" en montrant que le module de M100 (Freedman et al. 1994) a été sous-estimé, et que celui de IC4182 (Sandage et al. 1994) a été surestimé. Les arguments de cette étude ne sont cependant pas totalement convaincants.

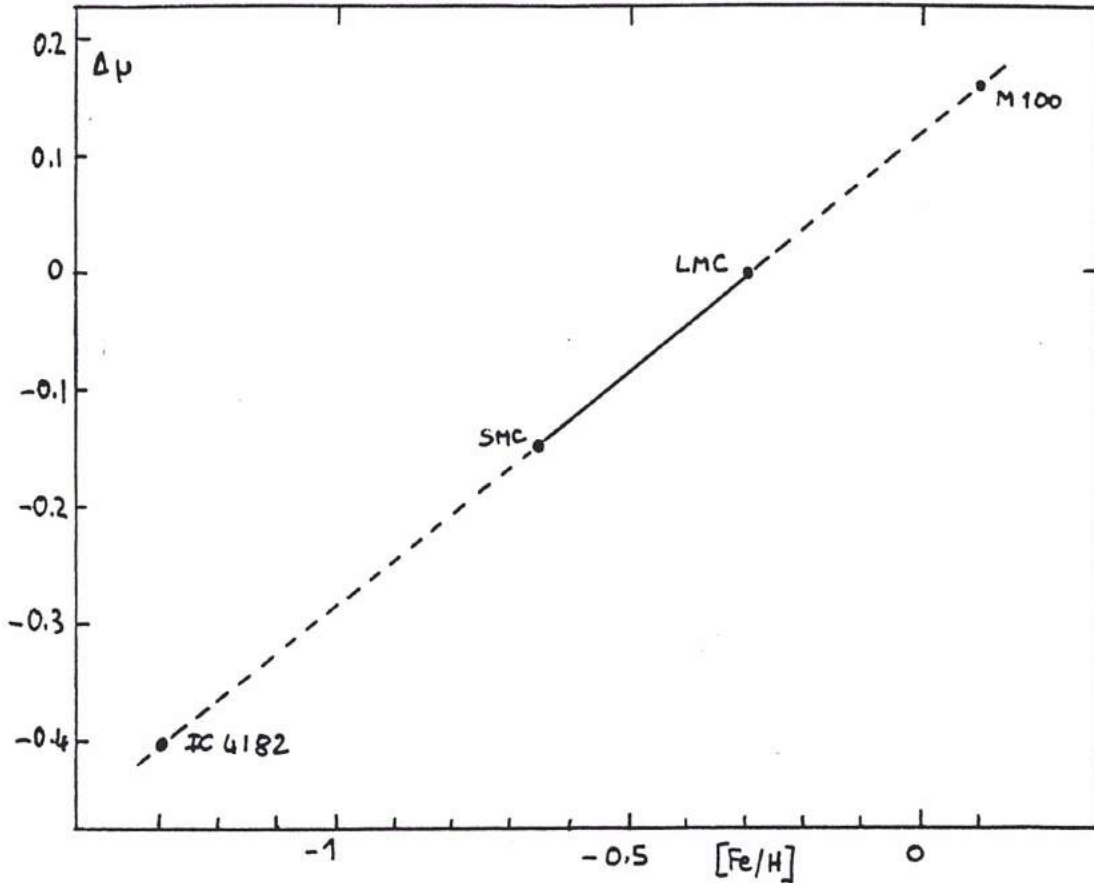


Figure 10.4: Ecart en module de distance prédit par Beaulieu et al. (1997) en fonction de la métallicité des galaxies considérées

Tout d'abord, les auteurs séparent les effets d'extinction des effets de métallicité, sans évaluer proprement l'incertitude sur cette dernière quantité. Ensuite la gamme des métallicités des galaxies proches s'étend de  $Z = -1.3$  à  $Z = +0.1$ , alors que les valeurs  $Z_{LMC} = -0.3$  et  $Z_{SMC} = -0.65$  sont plutôt médianes, même si elles diffèrent significativement. L'extrapolation de l'effet de métallicité mesuré à partir de LMC et SMC à l'ensemble des galaxies proches est donc incertaine pour deux raisons: d'une part, la dérivation d'une loi linéaire à partir de deux points dépourvus de barre d'erreur n'ayant aucun sens statistique, l'erreur sur la pente est donc énorme; d'autre part, l'usage d'une pente peu fiable loin à l'extérieur de l'intervalle  $[Z_{LMC}, Z_{SMC}]$  a toutes les chances de donner des résultats fortement erronés.

De plus, même en supposant la pente juste, et les mesures de métallicité fiables, l'argument ne concerne que les modules de distances de galaxies calibrées à partir de LMC (il n'y a en effet que sous cette condition que l'on peut placer ces objets dans le même diagramme  $\Delta\mu$  vs.  $Z$ , voir figure 10.4). Beaulieu et al. prennent comme exemple la galaxie IC4182 et la galaxie M100, dont les distances céphéides ont été mesurées respectivement par deux groupes antagonistes en terme d'échelle de distance ("longue" et "courte"). Or les premiers (A. Sandage et collaborateurs)

n'ont jamais utilisé LMC pour la calibration de leurs distances céphéides (voir Sandage&Tammann 1997, ou Saha et al. 1996, 1997). La reconciliation de l'échelle de distance "courte" et de l'échelle de distance "longue" autour d'une valeur médiane de  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  ne peut donc s'expliquer ici par le simple effet de la métallicité.



# Chapitre 11

## La valeur de $H_0$ à partir des galaxies de champ

### 11.1 Par la relation directe

Bottinelli et al. (1986, 1988) ou Sandage et al., (1988, 1994) furent les premiers à montrer de manière claire comment le biais de Malmquist influence l'estimation de la constante de Hubble. Le constat est simple: lorsque l'on regarde la variation de  $\langle \log H \rangle = \langle V/d_{TF} \rangle$  avec la distance (typiquement une échelle cinématique basée sur des mesures de décalage spectral), on s'aperçoit qu'après un plateau, cette quantité augmente jusqu'à atteindre des valeurs de 100-200 km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> aux limites de l'échantillon. D'aucuns ont pu, sur cette base, mettre en doute la linéarité de l'expansion qui était pourtant prouvée indépendamment par un certain nombre de critères à plus longue portée que la relation TF. Mais cet accroissement de  $H_0$  avec la distance est directement lié à la limite de complétude de l'échantillon (sélectionné en magnitude apparente ou en diamètre apparent): lorsque l'on considère deux échantillons de magnitudes limites différentes,  $\langle V/d_{TF} \rangle$  augmente plus tôt pour l'échantillon le moins profond (voir Sandage et al. 1994a pour une jolie démonstration), de sorte que plus on repousse la limite de complétude, plus le domaine linéaire ( $H_0 = \text{const.}$  s'étend. Il a été depuis démontré que ce phénomène s'explique parfaitement en terme de biais de Malmquist (voir Ch. 7) et que l'écart  $\Delta H$  à la linéarité est fonction de la dispersion intrinsèque de la relation, de la limite de complétude, et de la distance. Certains auteurs continuent à négliger cet effet, en prétextant que, dans certaines longueurs d'ondes, la dispersion intrinsèque est faible. Cependant, même avec un dispersion de l'ordre de 0.3 magnitude (ce qui est largement optimiste), le biais moyen sur la moyenne des  $V/d_{TF}$  sur n'importe quel échantillon limité en magnitude est d'au moins 6%; avec une dispersion plus raisonnable de 0.5 magnitude, il dépasse 17%! (Ce calcul fait appel à la correction homogène de Malmquist  $\Delta M \simeq 1.382\sigma_{TF}^2$ ).

Revenons maintenant à la méthode des distances normalisée exposée au Chapitre 6. Les prémices de cette études et son principe fondamental ont été exposés par

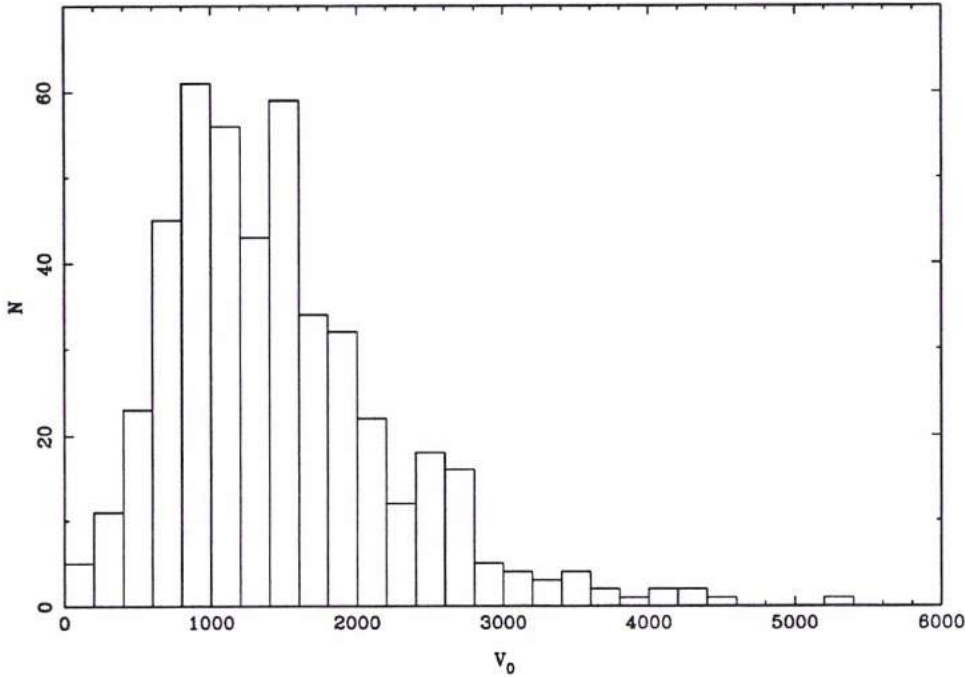


Figure 11.1: Distribution des galaxies du plateau non-biaisé en fonction de la vitesse radiale (relation en diamètre).

Bottinelli et al. (1986) sur la base d'un échantillon de spirales qui ne contenait à l'époque que 395 galaxies. La distance normalisée était alors exprimée dans sa forme la plus simple, soit seulement en fonction de la distance cinématique  $d_{cin}$  (définie au Chapitre 4) et du paramètre  $p = \log V_m$ :  $d_n = d_{cin} 10^{0.2a_{TF}(p_0 - p)}$ . La méthode du plateau permet d'extraire un sous-échantillon non-biaisé d'une quarantaine d'objets. L'échantillon KLUN permet aujourd'hui d'extraire un plateau non-biaisé contenant entre 400 et 900 galaxies selon le type de relation TF employée (voir section suivante). Les figures 11.1 et 11.2 représentent la distribution en vitesses radiales du sous-échantillon non-biaisé pour les relations en diamètre et en magnitudes respectivement (ici, avec un point zéro "type-dépendant"  $b(T)$ ). Pour la comparaison, nous avons placé sur la figure 11.2 la distribution des données non-biaisées de Bottinelli et al. (1986).

### 11.1.1 A propos du plateau

Rappelons que la méthode des distances normalisées suppose que la dispersion  $\sigma_{MP}$  de la relation TF observée, qui représente les contributions cumulées de la dispersion interne et des erreurs de mesure, peut être considérée constante. Les courbes de biais  $\langle \log H \rangle$  vs.  $d_{cin}$ , qui correspondent aux différentes valeurs observées du paramètre



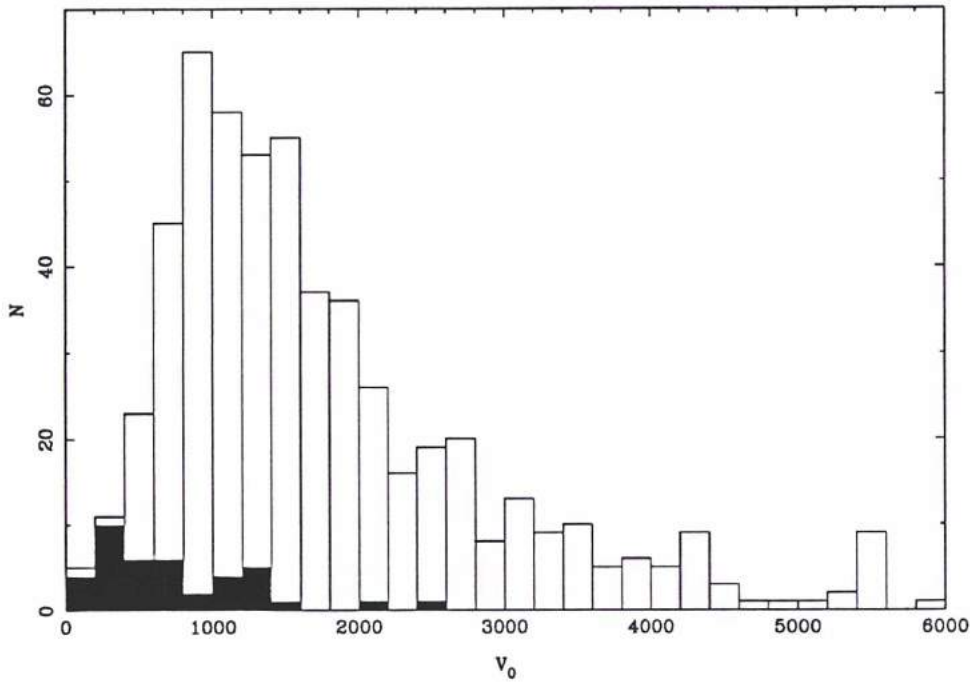


Figure 11.2: Distribution des galaxies du plateau non-biaisé en fonction de la vitesse radiale (relation en magnitude). Pour la comparaison, on a placé sur le même graphique la distribution du sous-échantillon non-biaisé de Bottinelli et al. (1986).

$p = \log V_m$  (mais aussi des corrections d'extinction et des corrections d'opacité, du type morphologique ou de la brillance), vont simplement être déplacées le long de l'axe des  $d_{cin}$  en fonction du facteur qui apparaît dans l'expression de la distance normalisée (Ch. 6), et se superposer les unes aux autres en une unique courbe  $\langle \log H \rangle$  vs.  $d_n$ .

Si l'on suppose une distribution gaussienne des résidus  $\zeta = M - M(p)$ , pour un écart type constant  $\sigma_{M_p}$ , on a vu dans le Chapitre 7 que l'on pouvait calculer analytiquement la forme de la courbe de biais  $\langle \log H \rangle$  vs.  $d_n$ , et mettre en évidence le plateau en l'interprétant comme une courbe d'erreur  $\Delta \log H_0 = \log H_{estimée} - \log H_{vraie}$ . Les prédictions sont indépendantes d'une quelconque hypothèse sur la distribution spatiale des galaxies spirales, bien que l'on ait besoin de l'échelle de distance relative fournie par  $d_{cin}$ .

Si maintenant on ajoute au modèle une loi de distribution spatiale ( $h(\mu)$ ), on peut calculer la proportion de galaxies que contient l'échantillon non-biaisé du plateau. On peut définir ce plateau en demandant que l'erreur moyenne cumulée  $\Delta \log H_0$  ne dépasse pas un certain  $\epsilon$  en dessous de  $d_{n,lim} = d_n(\epsilon)$ . Si on suppose par exemple un distribution spatiale homogène  $h(\mu) = e^{3\sigma\mu}$  on obtient:

$$\langle \Delta \log H_0 \rangle_{cum} = 0.2 \cdot \sqrt{2/\pi} \cdot \sigma_{M_p} \cdot \frac{\int_0^d \exp(-A^2) r^2 dr}{\int_0^d [1 - \text{erf}(A)] r^2 dr}$$

et

$$N/N_{tot} = \frac{\int_0^d [1 - \text{erf}(A)] r^2 dr}{\int_0^\infty [1 - \text{erf}(A)] r^2 dr}$$

où  $A = (M_{lim}(r) - M_0)/(\sigma_{M_p} \sqrt{2})$ ,  $M_{lim}(r) = m_{lim} - 5 \log r - 25$ , et  $N/N_{tot}$  est la fraction de galaxies contenue dans l'intervalle  $[0, d_{n,lim}]$ . Ces formules sont reliées par la distance  $d$  qui apparaît dans les bornes des intégrales. On peut évidemment obtenir des formules similaires pour la relation en diamètre. On a représenté sur la figure 11.3 à la fois la courbe observée et la courbe théorique de  $\Delta \log H_0$  en fonction du rapport  $N/N_{tot}$  pour notre échantillon. Pour une certaine dispersion de la relation TF et une certaine magnitude limite ou un certain diamètre limite, on peut déterminer quelle fraction de l'échantillon total on est autorisé à garder dans le sous-échantillon non-biaisé. Même si le plus petit nombre d'objets à faible distance rend la courbe observée plus bruitée (ligne pleine), celle-ci suit relativement bien la courbe prédite (ligne pointillée).

Pour une dispersion de 0.151 pour la relation en diamètre, et 0.66 pour la relation en magnitude, et en se fixant une erreur maximale  $\epsilon=0.01$  sur  $\langle \log H \rangle$  (soit une incertitude maximale de 10% sur  $H_0$ ), on obtient d'après la figure 11.3 un plateau qui ne devrait pas comprendre plus de 9% et 12% de l'échantillon total pour les relations en diamètre et en magnitude respectivement (soit environ 500 objets). Si on utilise les valeurs obtenues en prenant en compte la dépendance en brillance superficielle ( $\sigma_{TF} \simeq 0.125$  et 0.55 respectivement), le sous-échantillon non-biaisé peut atteindre 17-20% de l'échantillon total (soit environ 900 objets).

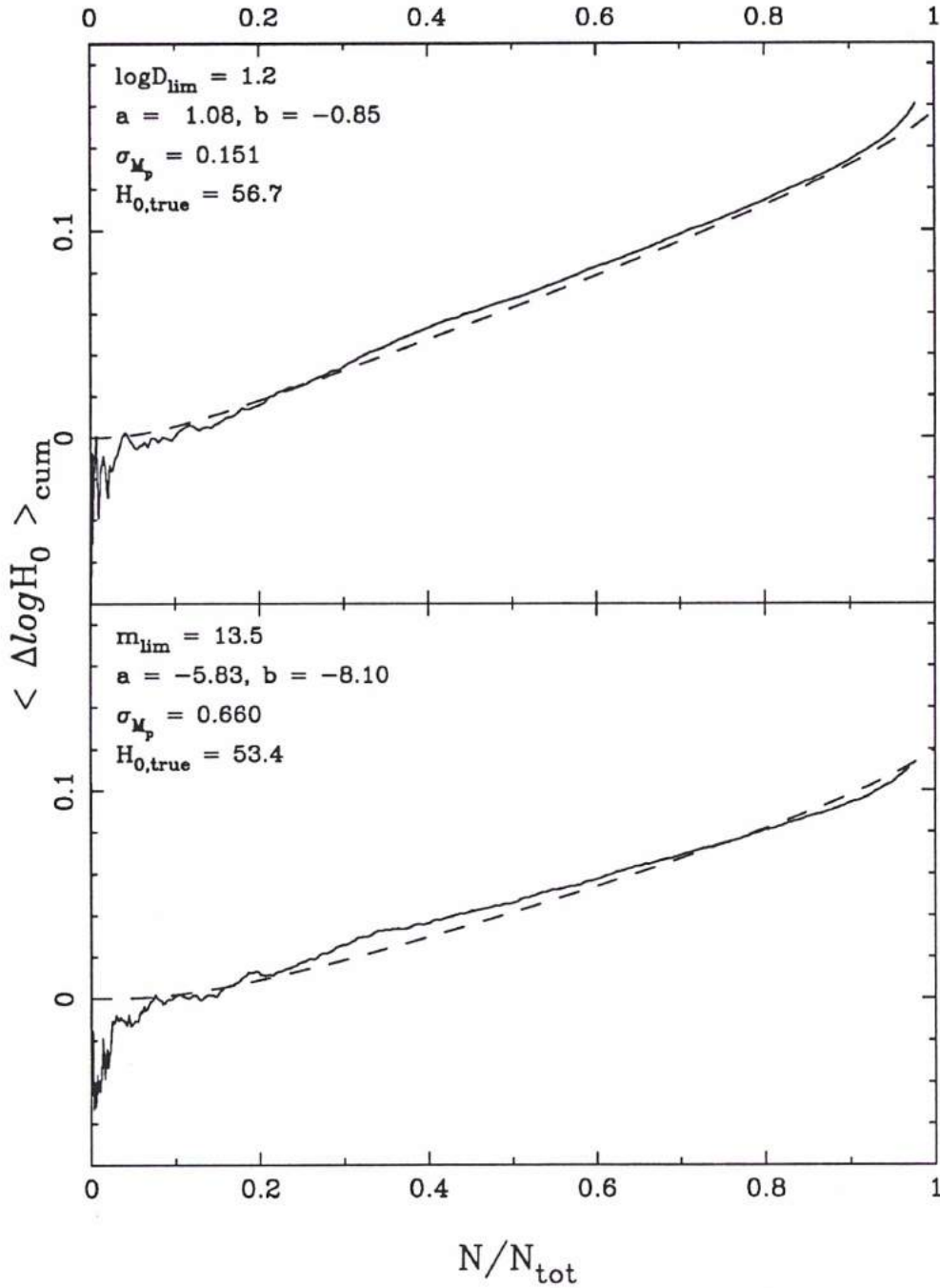


Figure 11.3: Erreur cumulée sur  $\langle \log H_0 \rangle$  en fonction de la taille relative du sous-échantillon (plateau non-biaisé) utilisé. La ligne en tirets correspond au calcul théorique, la ligne pleine à l'écart observé. Le panneau supérieur correspond à la relation en diamètre, le panneau inférieur à la relation en magnitudes. Les valeurs de la limite de complétude, des paramètres TF, et de la "vraie" valeur de  $H_0$  utilisées pour le tracé de la courbe théorique, sont données dans chaque panneau.

### 11.1.2 Résultats

Sur le figure 11.4, sont représentées les valeurs moyennes de  $\log H$  en fonction de la distance normalisée pour les relations en diamètre et en magnitude, en prenant en compte respectivement la dépendance en type et la dépendance en brillance superficielle. L'effet du biais de Malmquist apparaît de façon évidente dans chaque diagramme, lorsque les objets sont sélectionnés au-delà d'un certain  $d_{n,lim}$ , à partir duquel  $\langle \log H \rangle$  commence à augmenter rapidement. On constate aussi que le biais croît sensiblement moins vite dans le cas de la relation en magnitude; c'est une conséquence directe de la plus petite dispersion que l'on observe pour la relation en magnitude.

Il est important d'accorder une attention particulière à l'influence des objets les plus proches: les larges mouvements particuliers (par rapport à l'expansion) augmentent la dispersion et  $H_0$  est alors moins bien déterminée pour les petites valeurs de  $d_n$ . De plus, on s'attend à ce que l'existence de mouvements d'ensemble tels que l'Anomalie Locale du champ des vitesses ( $360 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b) = (199^\circ, 0^\circ)$  d'après Faber & Burstein, 1988) perturbent la valeur estimée et conduise à une trop petite valeur de la constante de Hubble. Pour cette raison, nous avons exclu de l'échantillon les objets de vitesse radiale inférieure à  $700 \text{ km s}^{-1}$  (il s'agit ici de vitesses corrigées de la chute sur Virgo). Cela correspond, outre les galaxies de notre Groupe Local, à une soixantaine de galaxies proches appartenant essentiellement au nuage local formé de Coma-Sculptor et de Leo Spur.

La Table 11.1 présente les résultats obtenus pour différentes limites du plateau et pour les deux premiers échantillons de calibrations ("pures céphéides" et "membres de groupe") présentés au chapitre 10. Les différentes valeurs ont été obtenues en utilisant pour le point zéro de la relation TF, les valeurs "type-dépendantes" ( $b(T)$ ) présentées dans ce même chapitre. Nous avons choisi comme meilleures valeurs de  $H_0$ , celles obtenues avec les sous-échantillons non-biaisés correspondant à  $d_{n,lim} \leq 6$  pour la relation en diamètre et  $d_{n,lim} \leq 11$  pour la relation en magnitude. Ceci nous donne avec le premier échantillon de calibration, les valeurs  $H_0 = 56.7 \pm 4.9 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  et  $H_0 = 53.4 \pm 5.0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ; ces moyennes ont été calculées respectivement avec 403 et 415 galaxies pour la relation en diamètre et la relation en magnitude.

Par une étude équivalente, menée en utilisant la variation du point-zéro avec la brillance, soit la fonction  $b(\Sigma)$  estimée au chapitre 3 section 4 de la partie II, on obtient pour  $H_0$  les valeurs  $H_0 = 61.0 \pm 4.0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  et  $H_0 = 52.5 \pm 6.0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  pour respectivement un échantillon non-biaisé de 577 galaxies limité à  $d_{n,lim} = 4.5$  (diamètres) et un échantillon non-biaisé de 598 galaxies limité à  $d_{n,lim} = 6.0$  (magnitudes). Si on étend l'échantillon de calibration aux membres de groupes, on obtient comme précédemment (Table 11.1), une valeur de  $H_0$  environ 10% plus grande.

Nous avons conclu précédemment (Sect. 4.4.) que la complétude de l'échantillon en diamètre apparent n'était pas affectée par notre méthode de traitement par inter-

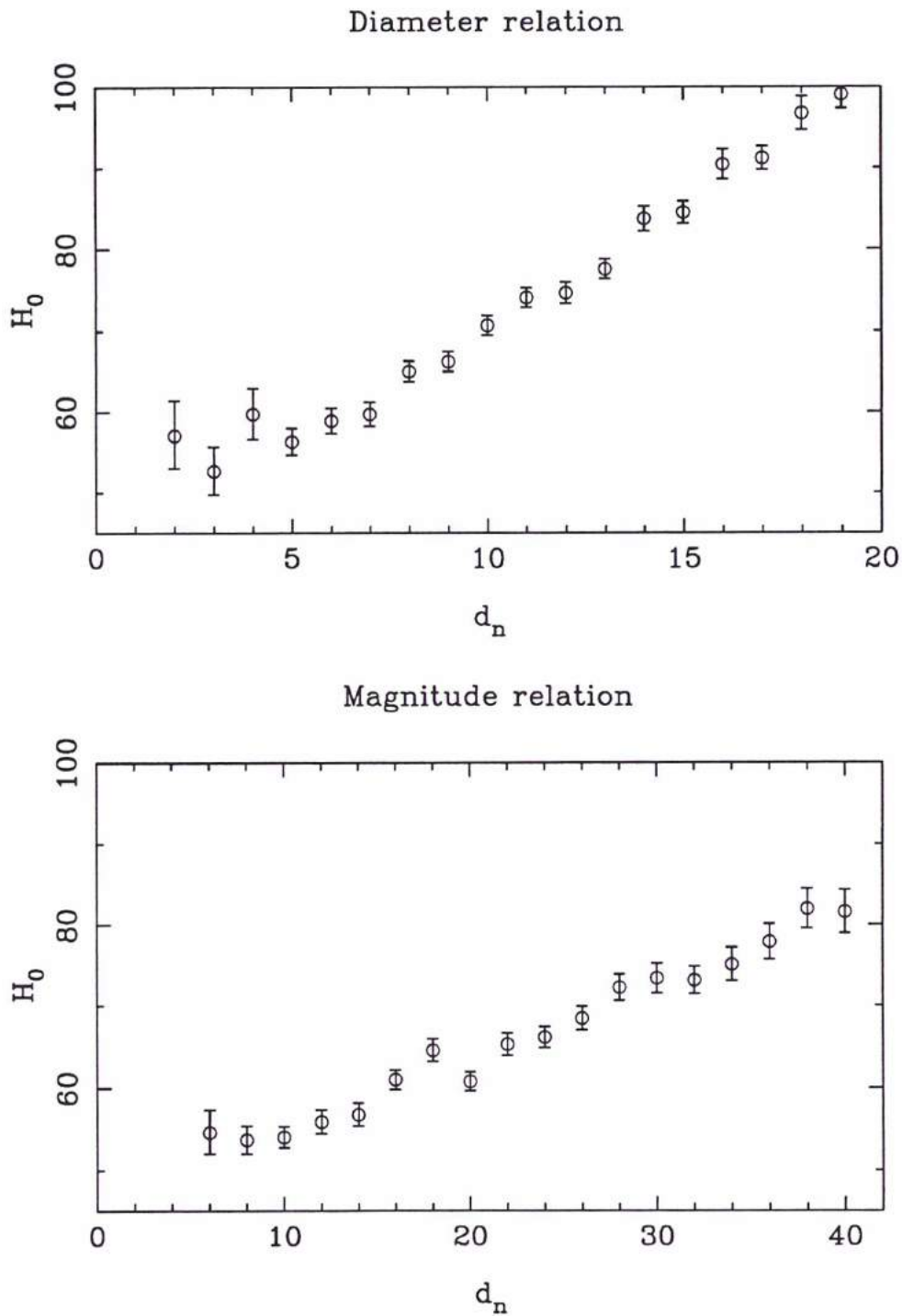


Figure 11.4: La valeur moyenne de  $H_0$  (calculée à partir de  $\langle \log H_0 \rangle$ ) en fonction de la distance normalisée pour les relation TF en diamètre et en magnitude respectivement.

Table 11.1: Valeur de  $H_0$  pour différentes limites du plateau: en utilisant l'échantillon de pures distances céphéides (Table 10.1),  $H_{0,1}$ ; en utilisant l'échantillon étendu aux distances de groupes (Table 10.1 + 10.2),  $H_{0,2}$ .

Relation TF en diamètre			
$d_{n,lim}$	$H_{0,1} \pm \sigma$	$H_{0,2} \pm \sigma$	n
3	$52.8 \pm 5.4$	$57.2 \pm 5.1$	44
4	$54.6 \pm 5.2$	$59.2 \pm 4.7$	105
5	$56.2 \pm 5.0$	$60.9 \pm 4.4$	235
6	$56.7 \pm 4.9$	$61.5 \pm 4.2$	403
7	$57.3 \pm 4.9$	$62.1 \pm 4.2$	578
8	$58.7 \pm 5.0$	$63.6 \pm 4.3$	782
9	$60.2 \pm 5.1$	$65.2 \pm 4.3$	1032
Relation TF en magnitude			
5	$48.2 \pm 5.4$	$55.8 \pm 5.7$	40
7	$52.2 \pm 5.3$	$60.5 \pm 5.4$	114
9	$53.0 \pm 5.1$	$61.4 \pm 5.2$	247
11	$53.4 \pm 5.0$	$61.9 \pm 5.1$	415
13	$54.2 \pm 5.0$	$62.8 \pm 5.1$	597
15	$54.8 \pm 5.1$	$63.4 \pm 5.1$	780
17	$56.1 \pm 5.2$	$65.0 \pm 5.2$	1010

valles de brillance superficielle. Il faut toutefois se rappeler que pour pouvoir calculer pour chaque galaxie la brillance  $\Sigma$ , on a besoin non seulement du diamètre, mais aussi d'une mesure de la magnitude apparente. Les magnitudes étant légèrement moins bien échantillonnées (seulement 94% des galaxies possèdent une mesure de magnitude apparente en bande  $B$ ), on introduit une sélection supplémentaire dans nos données. On peut donc s'attendre à un biais du type "effet de Gould" (1993) lorsque l'on utilise la relation en diamètre dans ce cadre, soit une légère sous-estimation des distances dont l'effet s'ajoute au biais de Malmquist. La valeur de  $H_0$  produite par cette relation serait donc légèrement surestimée. Ceci explique la plus forte valeur ( $H_0=61$ ) obtenue par la relation en diamètre.

L'ensemble des valeurs calibrées avec l'échantillon de "pures" distances céphéides, s'accordent sur une constante de Hubble de  $H_0 = 55 \pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Lorsque l'on calcule la valeur moyenne  $\langle \log H \rangle_{d_n \leq d_{n,lim}}$ , on suppose que la distribution des  $\log H = \log V_c - \log d_{TF}$  est gaussienne autour d'une certaine valeur moyenne, et reflète essentiellement la dispersion de la relation TF. La figure 11.5 montre la distribution des  $\log H$  pour les relations en diamètre et en magnitude. Si l'on extrait les galaxies de l'Anomalie Locale (les galaxies de vitesses radiales  $V_0$  inférieures à  $700 \text{ km s}^{-1}$ ), la forme de la courbe observée est effectivement très

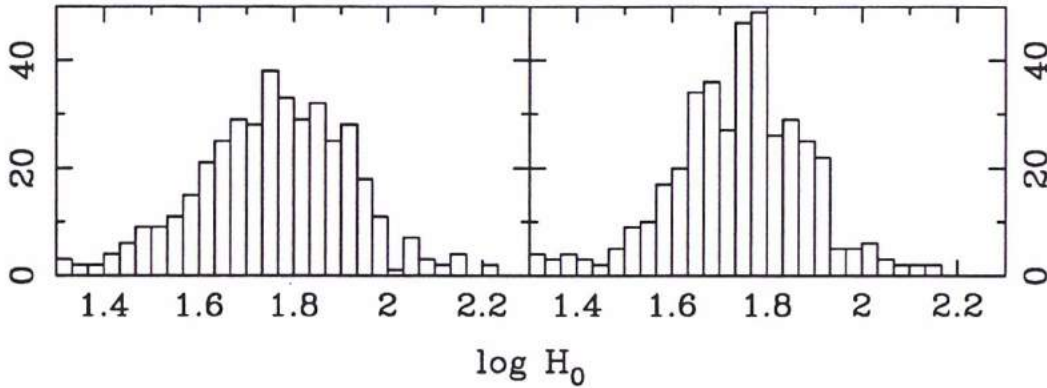


Figure 11.5: Distribution des  $\log H = V/d_{TF}$  pour les galaxies du plateau.

proche d'une gaussienne.

La figure 11.6 présente les valeurs moyennes de la constante de Hubble obtenues à partir de différents groupes de notre voisinage jusqu'à une cinquantaine de megaparsecs. Si les groupes les plus lointains s'alignent sur la valeur globale obtenue à partir de l'ensemble de l'échantillon non-biaisé, Coma-Sculptor et Leo Spur, qui appartiennent à notre "nuage local", fournissent une valeur beaucoup plus faible de  $H_0$ , témoin de la perturbation engendrée par l'Anomalie Locale du champ des vitesses. On s'aperçoit de plus que la moyenne des vitesses particulières ( $\langle V_{obs} - H_0 d \rangle = 615 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b) = (283^\circ, 28^\circ)$ ) ramenée dans le référentiel du CMB s'aligne parfaitement avec la vitesse du Groupe Local mesurée par COBE ( $622 \text{ km s}^{-1}$  vers  $(l, b) = (277^\circ, 30^\circ)$ ) jusqu'à des distances estimées de 18-20 Mpc, illustrant un mouvement cohérent dans notre voisinage proche.

Pour finir, nous avons représenté sur la figure 11.7 les diagrammes de Hubble pour différents types d'échantillon: les carrés et les cercles représentent les objets de l'échantillon de "pures" distances céphéides (les derniers correspondant aux galaxies de Virgo), les croix représentent les "membres de groupes" du deuxième échantillon de calibration, les ronds pleins correspondent aux valeurs moyennes obtenues par tranches de distance pour les galaxies du plateau, et enfin, nous avons ajouté les supernovae de type Ia de Sandage et al. (1996) qui permettent d'étendre le diagramme à de plus grandes distances (ces objets sont représentés par des étoiles).

On pourrait objecter que la profondeur de l'échantillon KLUN et a fortiori, la profondeur du sous-échantillon non-biaisé, ne fournissent qu'une valeur locale de la constante de Hubble. Cependant, la valeur que l'on obtient est confirmée par des "chandelles standard" à plus longue portée, qui sont aussi calibrées à partir des distances "céphéides": les supernovae de type Ia. La figure 11.8 représente les galaxies du plateau non-biaisé ainsi que l'échantillon de SNIa de Sandage et al. (1996), dans un diagramme  $H_0$  vs.  $V_0$ . L'accord entre les deux échantillons est excellent: dans le

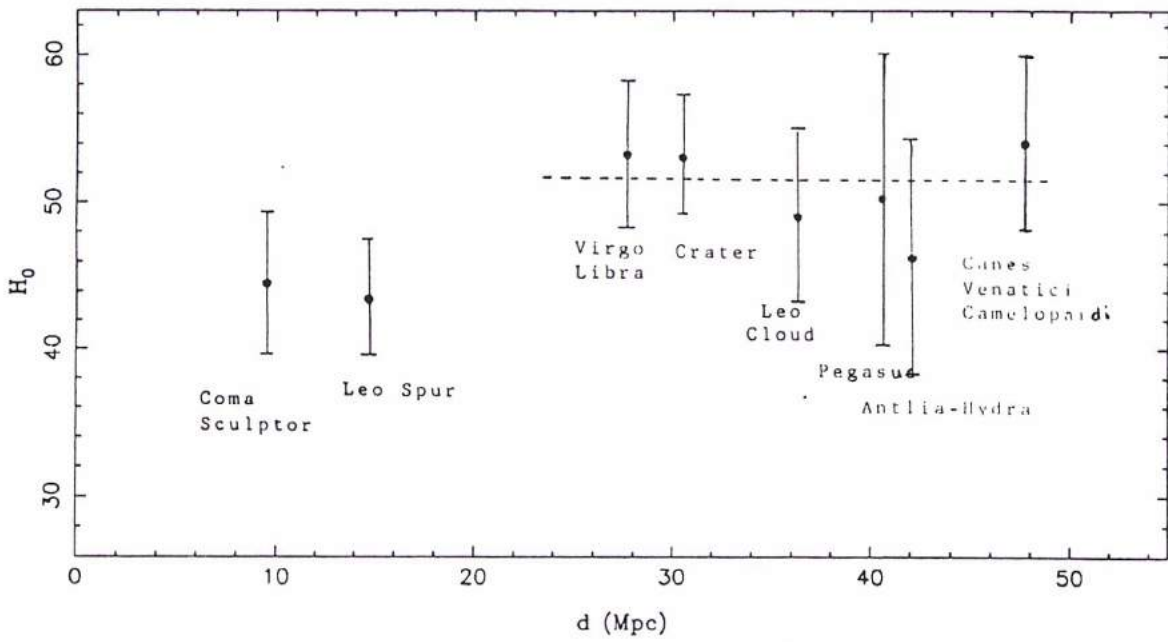


Figure 11.6: Mise en évidence de l'Anomalie Locale du champ des vitesses.  $H_0$  calculée pour différents groupes et amas de galaxies. Au delà du Nuage Local Coma-Sculptor, la valeur moyenne de  $H_0$  s'aligne sur la valeur globale calculée plus haut.



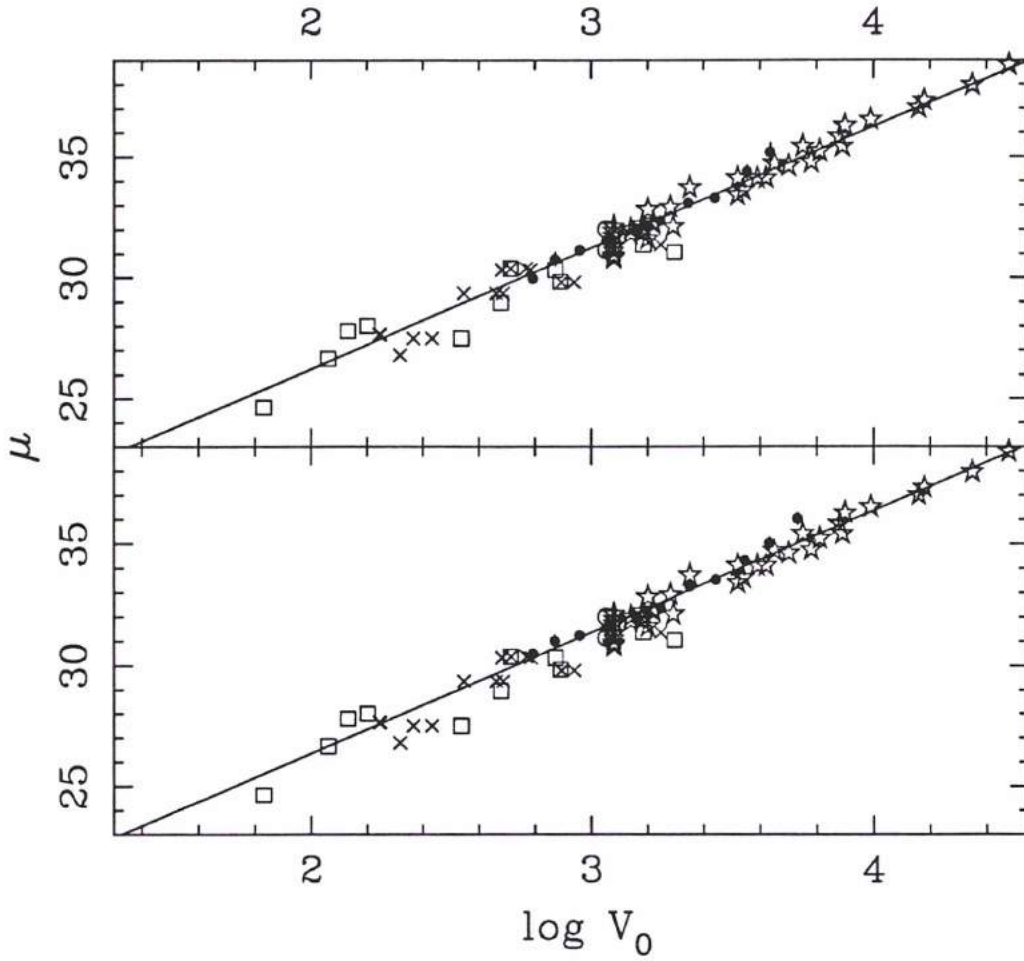


Figure 11.7: Diagramme de Hubble obtenu à partir des relation en diamètre et en magnitude respectivement. Les croix et les carrés représentent les calibrateurs primaires (Tables 10.1 et 10.2), les ronds noirs représentent les points moyens dans le plateau, et les étoiles représentent les supernovae SNIa de Sandage et al. (1996).

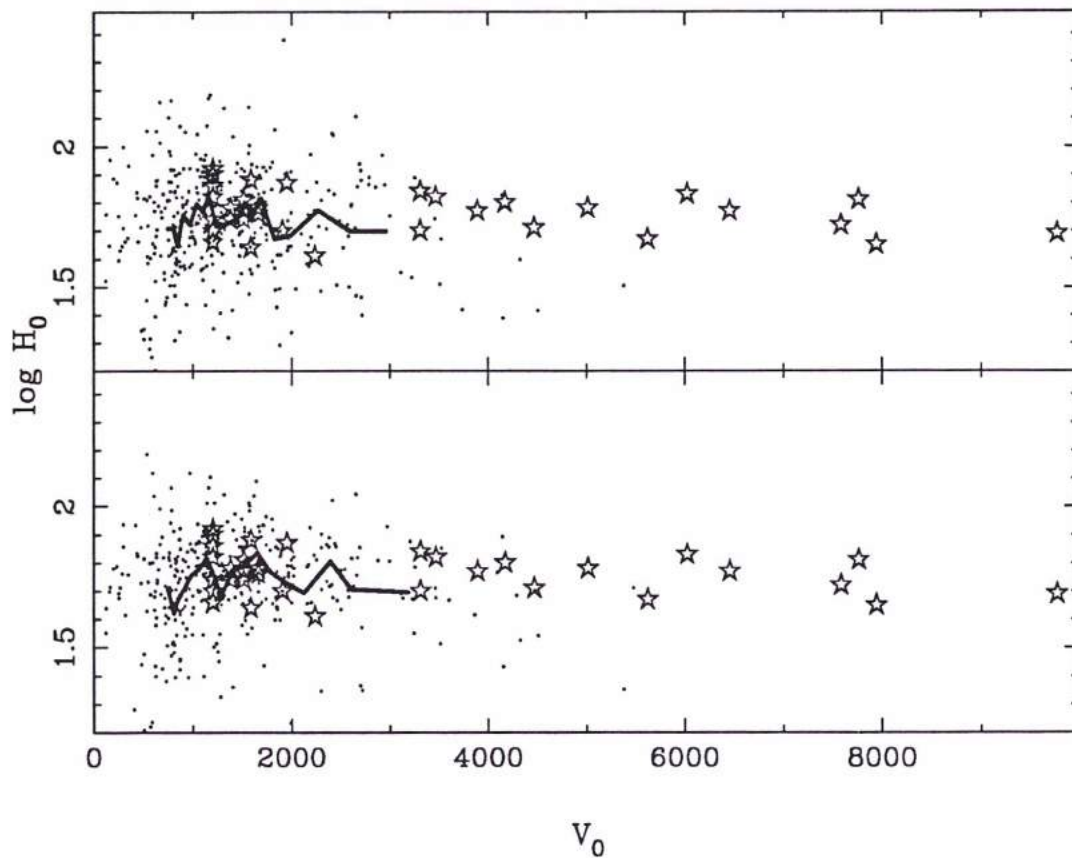


Figure 11.8: Galaxies du plateau (points) et SNIa (étoiles) dans un diagramme  $\log H_0$  vs.  $V_0$  pour les relations en diamètre et en magnitude. La ligne brisée représente l'évolution de la moyenne dans le plateau.

domaine des plus faibles vitesses radiales, tous deux montrent une dispersion plus importante, qui est due en partie à une plus grande importance relative des vitesses particulières. Dans les grandes valeurs de  $V_0$ , les points sont moins nombreux mais convergent relativement bien vers une valeur commune  $H_0 \simeq 55$  ( $\log H_0 \simeq 1.75$ ).

La valeur de  $H_0$  que donnent les SNIa est bien sûr dépendante de la méthode de calibration. La calibration des SNIa étant elle aussi basée sur les mesures de céphéides, on n'attend donc pas de différences systématiques entre les résultats issus des SNIa et de la relation TF telle que nous l'avons calibrée. Ces résultats sont en très bon accord avec les conclusions de la méthode "Triple-Entry- Correction" de Sandage et al. (1988b, 1994b), et les résultats obtenus à partir d'amas de galaxies par Sandage, Tammann, et Federspiel (1995).

Finalement, la calibration "HIPPARCOS", bien que reposant sur un plus petit nombre de calibrateurs, peut apparaître plus robuste puisque reliée à une échelle de distance géométrique via des mesures des parallaxes de céphéides. Nous avons utilisé ici la calibration donnée par Paturel et al. (1997b) pour 8 galaxies spirales (Table 10.4). Celle-ci conduit à une valeur de  $H_0$  de  $49 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , soit comme annoncé par Paturel et al. (1997b) et Feast&Catchpole (1997), **une échelle de distance extragalactique 10% plus longue** que celle admise jusqu'à présent.

### 11.1.3 Influence du modèle de champ de vitesse

Nous avons utilisé pour décrire le champ des vitesses particulières le modèle linéaire de Peebles (1976), où l'amas de la Vierge est l'attracteur dominant. Nous avons utilisé pour les paramètres du modèle les valeurs suivantes: une vitesse de chute du Groupe Local vers Virgo  $v_0$  de  $150 \text{ km s}^{-1}$  et une vitesse radiale moyenne observée de Virgo  $(V_0)_{Vir}$  de  $980 \text{ km s}^{-1}$ . D'après Kraan-Korteweg (1986), le modèle linéaire de Peebles est une bonne approximation des solutions non- linéaires ou solutions de Tolman-Bondi à l'extérieur de la zone de "triple valeur" (pour une même valeur de la vitesse radiale observée, les galaxies proches du coeur de l'amas ont trois solutions pour leur composante de vitesse particulière).

Rappelons en particulier que dans les méthodes qui utilisent directement l'amas Virgo, le modèle de champ de vitesse adopté a un effet crucial sur la détermination de  $H_0$  (voir Ch. 1). Nous présentons dans la Table 11.2 la liste des valeurs de  $H_0$  que l'on obtient pour différentes valeurs des paramètres  $v_0$  et  $(V_0)_{Vir}$ . Le choix de ces paramètres ne semble pas affecter nos résultats de manière significatives, toutes les valeurs obtenues étant compatibles avec  $H_0 = 57 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Cette faible sensibilité aux valeurs des paramètres du modèle peut être illustrée par des simulations numériques. On peut y tester par exemple quelle est la précision des distances cinématiques et du  $H_0$  fournis par le modèle de Peebles, pour une certaine valeur adoptée de la vitesse de chute du Groupe Local, lorsque le champ des vitesses vraies correspond à une solution exacte de Tolman-Bondi. Ces travaux de simulations ont été faits en collaboration avec Timo Ekhholm de l'Observatoire de Turku et apparaissent en section 7.1 de Theureau et al. (1997b). Ils conduisent aux

Table 11.2: Valeurs de  $H_0$  pour différentes vitesses de chute du Groupe Local vers Virgo ( $v_0$ ) et différentes valeurs de la moyenne des vitesses radiales observées dans Virgo ( $(V_0)_{Vir}$ )

$v_0$	$(V_0)_{Vir}$	Utilisé dans	$H_0$ (diam)	$H_0$ (mag)
150	980	Cette thèse	$56.7 \pm 4.9$	$53.4 \pm 5.0$
185	980	Cette thèse <sup>1</sup>	$56.4 \pm 4.9$	$53.4 \pm 5.2$
225	980	Cette thèse <sup>1</sup>	$59.2 \pm 5.0$	$55.0 \pm 5.0$
220	950	Tammann et al. (1996)	$59.1 \pm 5.0$	$54.9 \pm 5.1$
331	1073	Huchra (1986) <sup>2</sup>	$59.8 \pm 4.8$	$54.3 \pm 5.4$
372	1225	Huchra (1986)	$57.4 \pm 4.9$	$53.6 \pm 5.6$
290	937	Huchra (1986)	$60.6 \pm 5.3$	$55.9 \pm 5.4$

1. cf. Sect. 11.1.6.

2. Valeurs choisies

conclusions suivantes:

- le modèle linéaire n'est plus valable lorsque l'on s'approche du coeur de Virgo
- une surestimation de  $v_0$  conduit à des distances cinématiques trop petites, une sous-estimation de  $v_0$  conduit à des distances cinématiques trop grandes
- une incertitude de  $\pm 50 \text{ km s}^{-1}$  conduit à des erreurs de quelques pourcents, une baisse de la précision accroît rapidement ces erreurs
- $H_0$  étant calculé à partir des vitesses corrigées  $V_c = (v_0 + (V_0)_{Vir}) \times d_{cin}$ , les erreurs se compensent partiellement: dans la région du plateau les erreurs sur le champ des vitesses sont de l'ordre de 1% ou moins encore. Ceci explique pourquoi  $H_0$  reste peu sensible à la valeur de  $v_0$ .

### 11.1.4 Influence du système de correction d'extinction galactique

Si on change la valeur de l'extinction galactique  $a_g$ , on change la valeur estimée de la constante de Hubble. Une extinction plus faible conduit à des distances estimées plus grandes, et on obtient finalement une valeur de  $H_0$  plus petite. Nous avons remarqué dans la première partie (Ch. 2) que les systèmes de correction du RC2 et du RC3 (i.e. le système de Burstein&Heiles) différaient d'une valeur constante d'environ 0.18 mag, correspondant à un changement de point zéro, i.e. à la valeur de  $a_g$  que l'on suppose dans la direction du Pôle galactique ( $a_g(RC2) \simeq 0.18 + a_g(RC3)$ ). Nous utilisons ici le système du RC2 pour la simple raison qu'il nous donne des valeurs cohérentes de l'extinction pour l'ensemble du ciel. Il y a cependant de nombreuses raisons, à partir de l'étude du rougissement des étoiles ou de la polarisation du milieu interstellaire, de supposer que l'extinction dans la direction du Pôle est proche de celle donnée par

le RC2 (voir Teerikorpi, 1990, Berdyugin, Snare, et Teerikorpi, 1995, ou Berdyugin et Teerikorpi, 1996). Si l'on utilise les corrections d'extinction de Burstein-Heiles, la constante de Hubble est 8% plus petite avec la relation en magnitude (resp. 4% plus petite avec la relation en diamètre) que celle obtenue avec le système du RC2, soit  $\simeq 52$  avec le premier échantillon de calibration, ou  $\simeq 48$  avec la calibration HIPPARCOS.

### 11.1.5 Influence de la calibration primaire

Nous avons utilisé trois échantillons de calibration primaire, qui nous fournissent des résultats sensiblement différents. Nous avons déjà dit que notre préférence allait à l'échantillon "HIPPARCOS", parce qu'on y trouve en amont une calibration purement géométrique. La plus longue échelle de distance annoncée par Paturel et al. (1997) et Feast&Catchpole (1997b) se retrouve ici sur la valeur de  $H_0$ .

On a vu dans le chapitre 10, que ces échantillons apparaissent statistiquement équivalents à des échantillons complets en distance, et qu'ils ne devraient pas introduire de biais dans le résultat final. Nous avons remarqué toutefois que l'échantillon étendu aux "membres de groupes" (le second) souffrait d'un effet de volume, cet effet conduisant à une sous-estimation des distances de ces galaxies, et donc à une surestimation de la constante de Hubble. C'est ce que l'on constate effectivement, avec un écart de quelques pourcents par rapport à la valeur issue du premier échantillon de "pures distances céphéides".

Revenons un instant sur les calibrateurs employés par Bottinelli et al. (1986). 9 d'entre eux se retrouvent dans les Tables 10.1 et 10.2 du chapitre 10. Seul les Nuages de Magellans, qui sont de type "irrégulières", ont été écartés. Il y a dix ans, on faisait généralement référence à trois échelles de distances: l'échelle de distance de de Vaucouleurs, et les "ancienne" et "nouvelle" échelles de distances de Sandage et Tammann (la Table 4 dans Bottinelli et al. 1986). En moyenne, les modules de distance de l'échelle de de Vaucouleurs étaient plus petits de  $\langle \Delta\mu \rangle = 0.22$ , et "l'ancienne" et la "nouvelle" échelles de Sandage et Tammann donnaient des modules de distance plus grands que ceux que nous avons adopté pour notre premier échantillon, soit respectivement  $\langle \Delta\mu \rangle = -0.33$  et  $\langle \Delta\mu \rangle = -0.06$ . En terme de constante de Hubble, ces trois échelles de distances donnent des valeurs respectivement 11% plus grandes, 14% et 3% plus petites que la valeur de  $55 \pm 5$  que nous avons adoptée ici.

### 11.1.6 Effet de la vitesse de chute du Groupe Local sur la dispersion dans le plateau

Les résultats ci-dessus ont montré que l'estimation de  $H_0$  dépendait très peu du modèle de champ de vitesse utilisé. Cependant, pour que le modèle ait une certaine légitimité, on doit bien trouver son influence quelquepart... D'après ce qui précède, on s'attend à ce que la dispersion des  $\log H$  dans le plateau soit plus importante si on utilise une valeur incorrecte de la chute  $v_0$  du Groupe Local sur l'amas Virgo.

La figure 11.9 nous montre la dispersion  $\sigma_{\log H}$  en fonction de  $v_0$  pour une vitesse observée de Virgo  $(V_0)_{Vir}$  de  $980 \text{ km s}^{-1}$ . La valeur de  $\sigma_{\log H}$  est calculée à partir des seules données du plateau. La limite de ce plateau est prise suffisamment stricte pour que tous les points appartiennent au domaine non-biaisé quelque soit la valeur de  $v_0$ .

La meilleure valeur de  $v_0$  est celle pour laquelle la dispersion observée  $\sigma_{\log H}$  est minimale. On obtient d'après la figure 11.9 les valeurs de  $v_0=225\pm 45 \text{ km s}^{-1}$  et  $v_0=185\pm 40 \text{ km s}^{-1}$  en utilisant respectivement la relation TF en diamètre et la relation TF en magnitude. La limite à  $1-\sigma$  a été calculée en multipliant la dispersion au minimum par  $\sqrt{N/(N-1)}$ . La valeur standard que nous avons utilisée jusqu'à présent ( $v_0=150 \text{ km s}^{-1}$ ) est compatible au niveau  $2-\sigma$  avec les valeurs ci-dessus. L'accord avec la valeur préférée par Tammann et al. (1996) ( $v_0=220 \text{ km s}^{-1}$ ) est encore meilleur. La vitesse cosmologique de l'amas Virgo serait donc égale à  $1180 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ , valeur en excellent accord avec la valeur de  $1178 \pm 32 \text{ km s}^{-1}$  obtenue à partir de 14 amas lointains par Jergen&Tammann (1993).

## 11.2 La constante de Hubble à partir des sosies de M31 et M81

La méthode des galaxies sosies (Paturel et al. 1981, 1997c; Sandage 1993) est en quelque sorte une réduction de la relation TF à une seule valeur du paramètre  $p = \log V_m$  et à un seul calibrateur primaire. Nous en avons déjà discuté brièvement dans le chapitre 7 du point de vue de l'influence du biais de Malmquist.

Si l'on sélectionne les galaxies qui ont approximativement le même type morphologique, le même rapport d'axe (ou la même inclinaison), et la même largeur de raie 21-cm qu'une certaine galaxie de calibration, elles auront toutes à peu près la même magnitude absolue, celle du calibrateur en question. Le module de distance d'une galaxie sosie est alors obtenue par la relation :

$$\mu = \mu(calib) + B_i^c - B_i^c(calib)$$

où  $B_i^c$  est la magnitude apparente en bande  $B$  corrigée des effets d'extinction galactique et d'inclinaison. On remarquera en particulier, qu'à la correction d'extinction près (fonction essentiellement de la latitude galactique), toutes les galaxies d'une même classe de sosies vont suivre la même courbe de biais  $\langle \log H \rangle = f(d) \simeq f'(cz)$ , et que l'on peut se passer du passage à l'échelle des distances normalisées pour délimiter la région non-biaisée de l'échantillon. Pour une limite de complétude ( $m_{lim}$  ou  $D_{lim}$ ) donnée, et une certaine dispersion intrinsèque de la magnitude absolue des sosies autour de celle de leur modèle (le calibrateur primaire), la fonction de biais et la profondeur du plateau ne dépendent que de la magnitude absolue du calibrateur. Plus le calibrateur est intrinsèquement lumineux, plus il va permettre d'atteindre des distances importantes, et plus le domaine non-biaisé va être étendu.

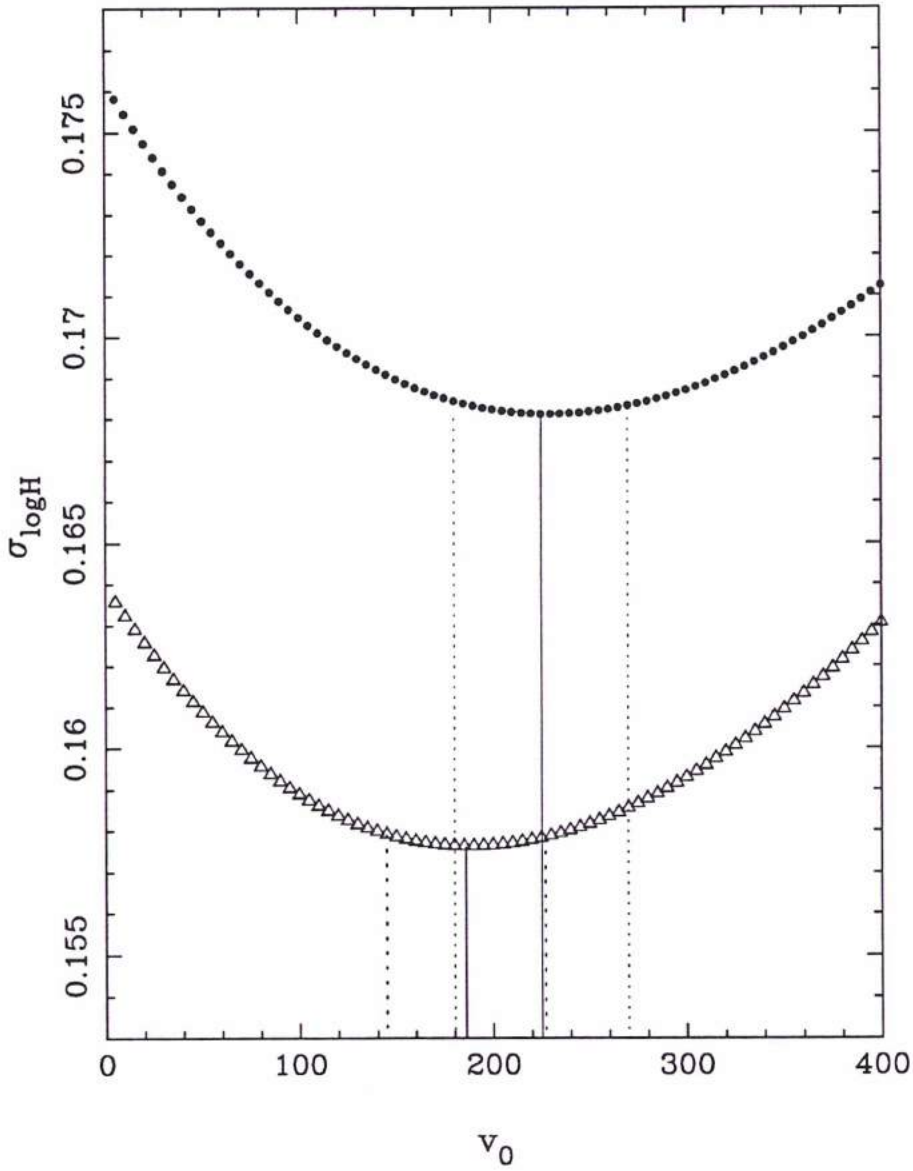


Figure 11.9: Dispersion des  $\log H$  dans le plateau pour différentes valeurs de la chute du Groupe Local sur Virgo ( $v_0$ ). La dispersion est plus faible avec la relation en magnitude (triangles) qu'avec la relation en diamètres (points). Nous avons marqué le minimum de chaque courbe, ainsi que les limites à  $1-\sigma$ .

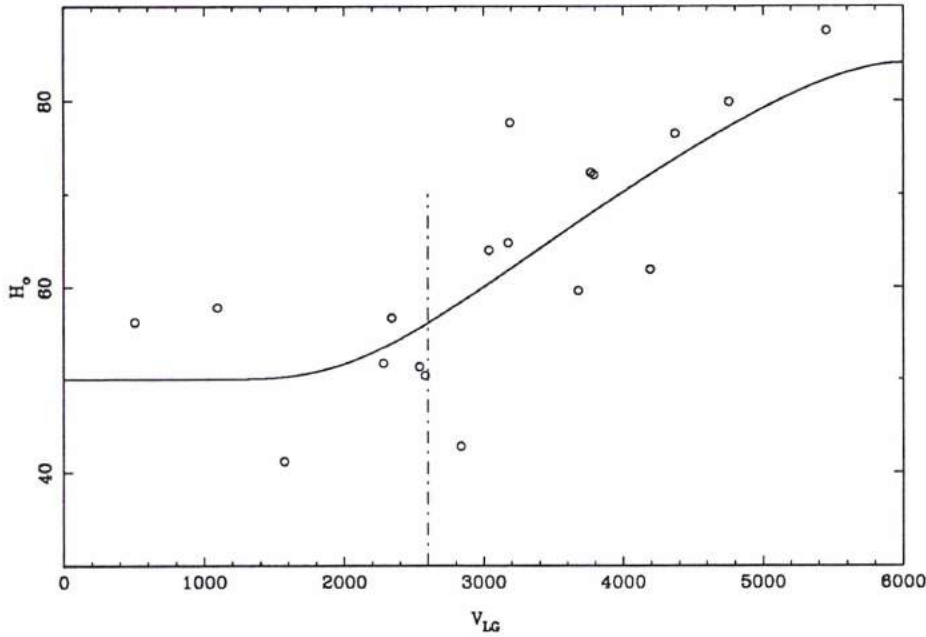


Figure 11.10: Diagramme  $\log H$  vs.  $d_{cin}$  pour les sosies de M31. La courbe représente la forme de la fonction de biais attendue. La limite en pointillés correspond à la limite du domaine non-biaisé adoptée.

Dans notre étude présentée dans Paturel et al. (1997c), nous avons choisi deux galaxies de calibration, M31 (N224) et M81 (N3031), qui sont, parmi les galaxies spirales de distance céphéide connue, les deux objets les plus lumineux intrinsèquement. La récente calibration HIPPARCOS (voir chapitre précédent) de la relation Période-Luminosité des céphéides donne pour ces deux galaxies les modules de distances  $\mu_{M31} = 24.87$  et  $\mu_{M81} = 28.13$  (Paturel et al. 1997b).

Une galaxie est considérée comme sosie d'un de ces objets, si son type  $T$  est dans une fourchette  $\pm 1$ , son rapport d'axe  $\log R_{25}$  dans  $\pm 0.07$ , et sa largeur de raie HI (à 20% ou 50%) dans  $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$ , par rapport au type, rapport d'axe, ou largeur HI du calibrateur choisi (M31 ou M81). En ne sélectionnant que les galaxies de mesure de magnitude apparente précise ( $\varepsilon_m \leq 0.4 \text{ mag}$ ), nous avons extrait de la base LEDA respectivement 45 et 84 sosies pour M31 et M81. Ces deux échantillons, ou classes de sosies, sont complets jusqu'à une magnitude de  $\simeq 12.2 \text{ mag}$ .

Les figures 11.10 et 11.11 représentent respectivement nos deux classes de sosies dans des diagrammes  $\log H$  vs.  $V_c$ , où  $\log H = \log V_c - 0.2[\mu(\text{calib}) + B_t^c - B_t^c(\text{calib}) - 25]$  et  $V_c$  est la vitesse radiale observée, corrigée d'une composante de chute sur l'amas Virgo, et exprimée dans le référentiel du centroïde des vitesses du Groupe Local. Pour éviter une trop grande influence des mouvements particuliers, les galaxies de vitesse radiale inférieure à  $500 \text{ km s}^{-1}$  ont été exclues des échantillons. Pour chaque



11.2. LA CONSTANTE DE HUBBLE À PARTIR DES SOSIES DE M31 ET M81435

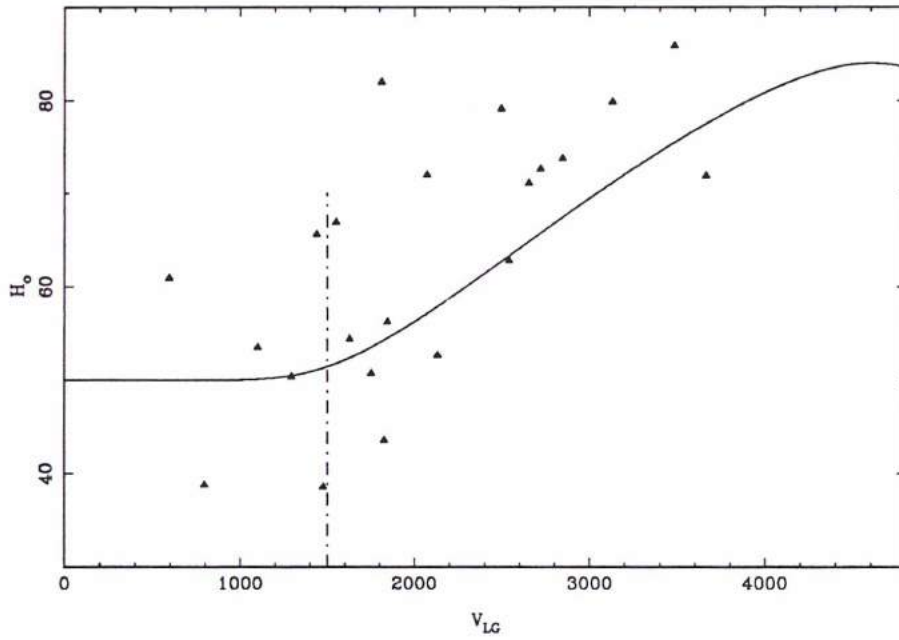


Figure 11.11: Diagramme  $\log H$  vs.  $d_{cin}$  pour les sosies de M81. La courbe représente la forme de la fonction de biais attendue. La limite en pointillés correspond à la limite du domaine non-biaisé adoptée.

distribution, nous avons ajusté et placé sur le même diagramme, la courbe de biais théorique:

$$\log H = \log H_0 + \frac{2\sigma}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}}}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{M_1-M_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)}$$

où  $\log H_0$  est estimée à partir des données du plateau non-biaisé observé ( $V_c \leq 2600$  et  $V_c \leq 1400$ , pour M31 et M81 respectivement),  $M_0$  est la magnitude absolue du calibrateur (-21.76 et -21.18 respectivement),  $M_l = m_{lim} - 25 - 5\log(V/H_0)$ , et la dispersion  $\sigma$  des magnitudes absolues des sosies autour de  $M_0$  est laissée en paramètre libre.

Des données des deux plateaux (7 galaxies pour M31 et 4 galaxies pour M81), on obtient pour  $H_0$  la valeur moyenne de  $H_0 = 51.3 \pm 8$  (*externe*)  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  (la calibration de la distance de M31 par Feast&Catchpole (1997) donne une valeur légèrement supérieure de  $54.0 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ . Quoique moins précise, cette valeur est en bon accord avec celle que nous avons obtenu précédemment à partir des galaxies de champ. il est clair que la puissance de cette méthode est limitée par le faible nombre de sosies disponibles pour une galaxie donnée. Dans le but d'étendre le plateau non-biaisé, nous avons commencé à l'observatoire de Nançay (en Juin 1997) un nouveau programme d'observation HI sur thème. Cela devrait nous apporter une quarantaine de candidats pour chacune des galaxies M31 et M81.

### 11.3 Le cas de la relation inverse

L'usage de la relation inverse pour l'évaluation de la constante de Hubble  $H_0$  pose un certain nombre de problèmes:

- Le premier est l'évaluation de sa pente. Nous avons vu en effet dans la section 7.3.1. que l'estimation de la pente inverse dépend fortement de l'amplitude des mouvements particuliers ( $V_p + \varepsilon_v$ ) et des erreurs de mesures sur les magnitudes apparentes ou les diamètres apparents photométriques ( $\varepsilon_m$  ou  $\varepsilon_{\log D}$ ). Ces influences concourent à une sous-estimation de la pente inverse obtenue par régression linéaire ( $\log V_m = a_I(-M) + b_I$ ), soit d'après la section 7.3.2., à une constante de Hubble progressivement sous-estimée. Toutefois, nous avons vu qu'une manière de trouver la bonne pente est de choisir celle qui nous donne une valeur constante de  $H_0$  quand la distance varie.
- Le second problème est celui de la complétude de l'échantillon par rapport au paramètre  $\log V_m$ . L'échantillon doit être en effet complet si l'on ne veut pas introduire de biais dans les résultats: si l'on a tendance à perdre, soit les petites valeurs, soit les grandes valeurs de  $\log V_m$ , on obtiendra une constante de Hubble respectivement surestimée, ou sous-estimée.

- Le troisième problème enfin, est la variation des erreurs sur les magnitudes ou les diamètres apparents avec la distance. L'existence d'une erreur de mesure implique un effet de volume, de sorte que les objets échantillonnés, pour une certaine magnitude ou un certain diamètre apparent mesuré, sont en moyenne intrinsèquement plus lumineux ou plus grands que ce que l'on déduit de la relation TF (voir Ekhholm&Teerikorpi, 1996). On sous-estime ainsi leurs distances, et on surestime  $H_0$ . Si les erreurs de mesures augmentent avec la distance, la valeur estimée de  $H_0$  croît elle aussi.

### 11.3.1 Effet de pente

Du fait des erreurs de mesures (diamètres et magnitudes) et des mouvements particuliers, la pente inverse estimée par régression linéaire, est essentiellement sous-estimée. Nous avons vu en section 7.3.2. que l'usage d'une mauvaise pente conduisait à une variation avec la distance de la constante de Hubble estimée. La figure 11.12 représente les variations de  $\langle \log H \rangle = \langle \log V - \log d_{TF} \rangle$  avec la vitesse radiale pour différentes valeurs de la pente inverse dans l'intervalle  $[0.42; 0.7]$ . L'échelle de distance  $d_{TF}$  (soit les points zéros  $b_I(T)$ ) a été recalibrée pour chaque valeur de la pente au moyen des calibrateurs primaires (Table 10.1). On a supposé implicitement que les erreurs  $\varepsilon_{\log D}$  sur les diamètres apparents sont indépendantes de la distance; nous verrons plus loin que si ces erreurs augmentent avec la distance, on peut expliquer en partie l'accroissement de  $H_0$  observé au-delà de  $6000 \text{ km s}^{-1}$ .

La pente que nous avons estimée pour la relation inverse en diamètre (dépendance en type prise en compte) était de  $\simeq 0.5$  (voir Sect. 8.1.). Sur tous les diagrammes, on constate qu'au-delà de  $V = 6000 \text{ km s}^{-1}$   $\langle \log H \rangle$  augmente violemment, et que les fluctuations y sont importantes. Par contre, en-deçà de  $V = 6000 \text{ km s}^{-1}$ , ce que l'on observe est tout à fait conforme au comportement attendu:

- à faible distance ( $V \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$ ), où les mouvements particuliers sont importants relativement, on obtient un  $H_0$  systématiquement sous-estimé par rapport à la valeur globale
- entre  $1000$  et  $6000 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\langle \log H \rangle$  décroît si la pente est sous-estimée (en particulier pour  $a_I=0.5$ ),  $\langle \log H \rangle$  est constant si  $a_I=0.56$ , et  $\langle \log H \rangle$  augmente si la pente est surestimée

La bonne pente serait donc  $a_I=0.56$ . Cette valeur conduit pour  $1000 \leq V \leq 6000$  à  $H_0 = 76 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Il est intéressant de se demander si ce résultat dépend du type morphologique. La Table 11.2 présente, pour trois valeurs de la pente inverse, le  $H_0$  moyen obtenu pour chaque type dans l'intervalle  $1000 \leq V \leq 6000 \text{ km s}^{-1}$ . On observe de manière générale une décroissance de  $H_0$  des types "early" (Sa-Sb) aux types "late" (Sc-Sd), avec une différence très marquée entre les type Sa et Sab et le reste de la séquence de Hubble. Si l'on regarde maintenant la distribution des  $\log H = \log V - \log d_{TF}$

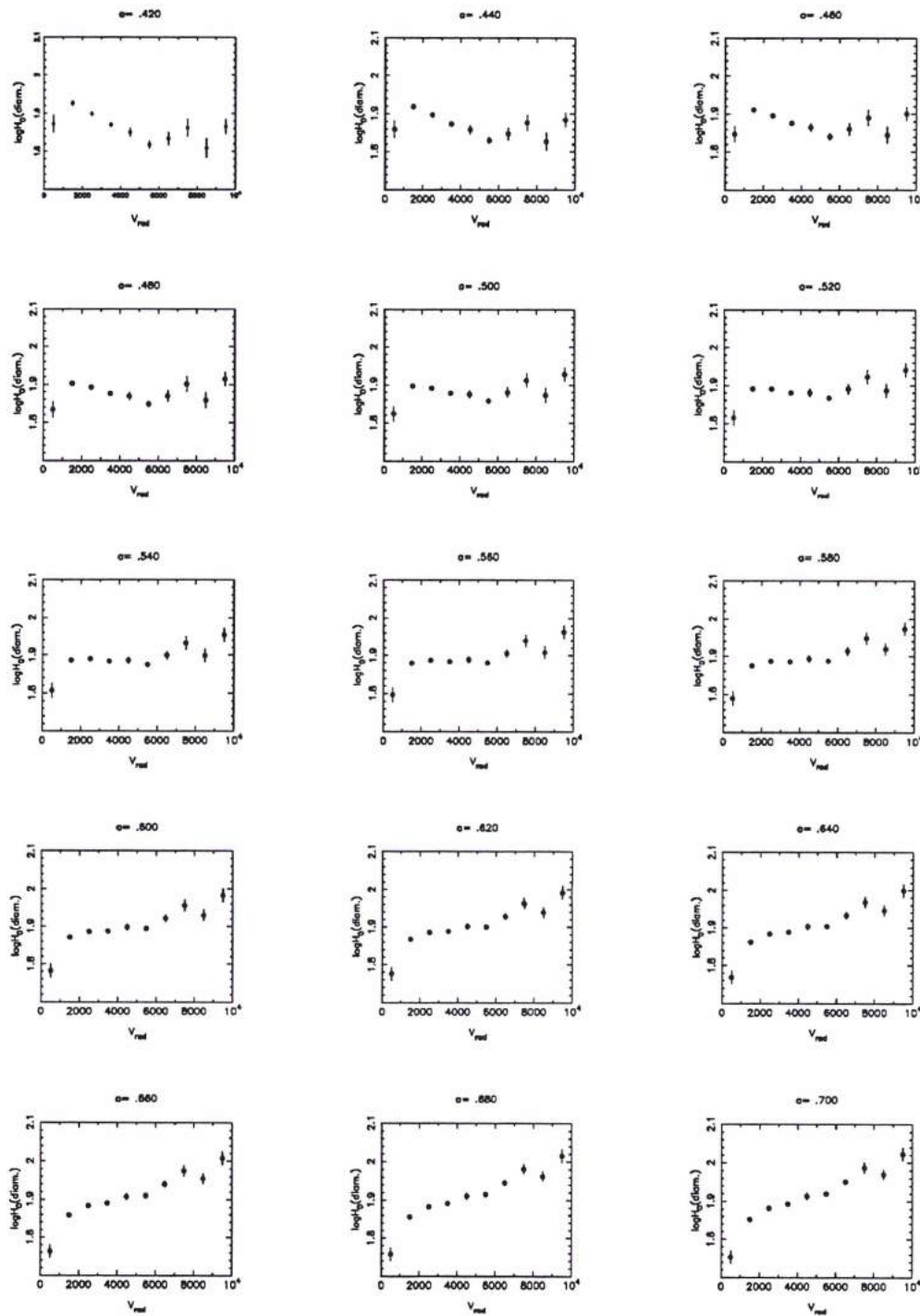


Figure 11.12: Diagrammes  $\langle \log H \rangle$  vs.  $V_{rad}$  obtenus avec la relation inverse en diamètre pour différentes valeurs de la pente ( $[0.42; 0.7]$ ). La pente adoptée est  $a_I = 0.56$ ; elle correspond au panneau central de la figure, qui montre pour  $\langle \log H \rangle$  une valeur stable jusqu'à  $V_{rad} \simeq 6000 \text{ km s}^{-1}$ .

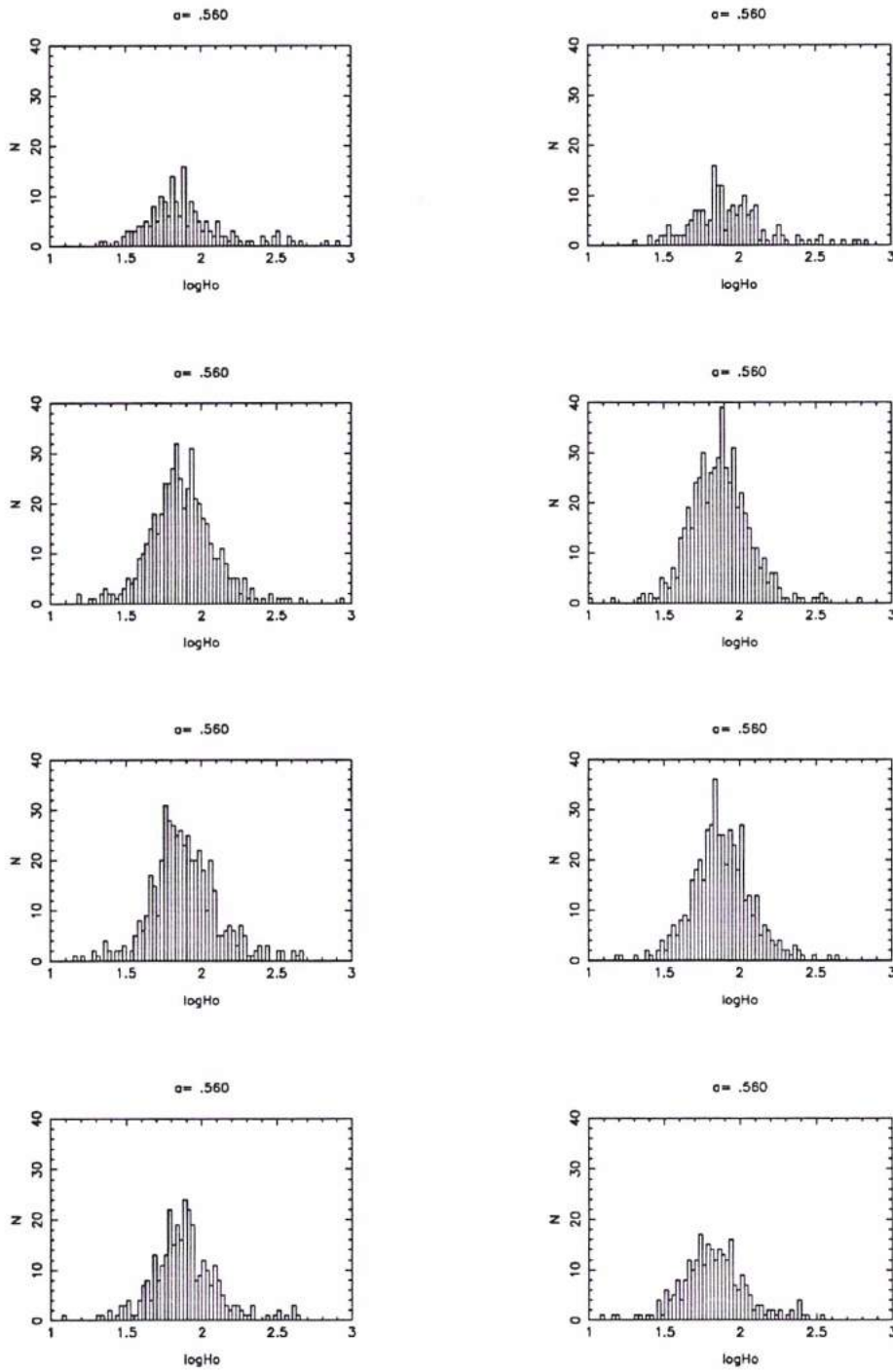


Figure 11.13: Fonction de distribution des  $\log H$  pour les différents types morphologiques (de 1 à 8). On observe une queue de distribution plus marquée pour les types 1 et 2.

Table 11.3: Valeur de  $H_0$  à partir des différents types morphologiques pour trois valeurs de la pente inverse (relation en diamètre).

$H_0$ par la relation inverse en diamètre			
$T \backslash a_I$	0.52	0.56	0.60
1	85.11	84.96	85.15
2	86.43	86.48	86.85
3	73.83	74.81	75.96
4	74.43	75.05	75.88
5	76.98	77.47	78.19
6	76.08	76.04	76.30
7	79.42	78.34	77.72
8	68.96	68.19	67.78

pour les différents types (figure 11.13), on constate que, de manière générale, il existe une queue de distribution vers les fortes valeurs de  $\log H$ , et que cette queue de distribution est nettement plus marquée pour les types Sa et Sab que pour les autres types morphologiques. La forme de la distribution a donc tendance à "tirer" la moyenne  $\log H_0$  vers des fortes valeurs.

Il nous faut maintenant discuter de cette fonction de distribution en termes de complétude ou de taux de détection en HI.

### 11.3.2 La distribution des $\log V_m$

Rappelons nous que l'étude du taux de détection HI, basée sur notre programme d'observation "EDS" à l'observatoire de Nançay, a permis de tirer un certain nombre de conclusions représentatives de l'ensemble de l'échantillon KLUN (le programme "EDS" porte en effet sur près de 40% de l'échantillon total).

Tout d'abord, le taux de détection apparaît relativement constant et indépendant de l'inclinaison des objets jusqu'à des vitesses radiales de  $\simeq 6000 \text{ km s}^{-1}$ . Au-delà, ce taux décroît légèrement, mais le plus petit nombre d'objets disponible ne permet pas d'obtenir un résultat statistiquement fiable.

Ensuite, nous avons montré que le taux de détection est fortement corrélé au type morphologique, avec une perte de l'ordre de  $\simeq 15\%$  pour les types "early" par rapport aux types "late". C'est un phénomène attendu, étant donné la différence en contenu gazeux entre ces types de galaxies spirales.

Plus généralement, on perd en moyenne environ 10% des objets quelque soit leur distance jusqu'à  $V = 6000 \text{ km s}^{-1}$ . Il est clair qu'une petite partie de ces 10% est liée à une mauvaise connaissance a priori de la vitesse radiale de certains objets: si on dispose d'une mauvaise vitesse radiale, on ne vise pas la bonne bande de fréquence, et on ne peut pas détecter la galaxie visée. La question reste maintenant de savoir si en règle générale les "pertes" sont purement aléatoires, ou sont liées au contraire à la valeur du paramètre  $\log V_m$  ou à la largeur des raies observées.

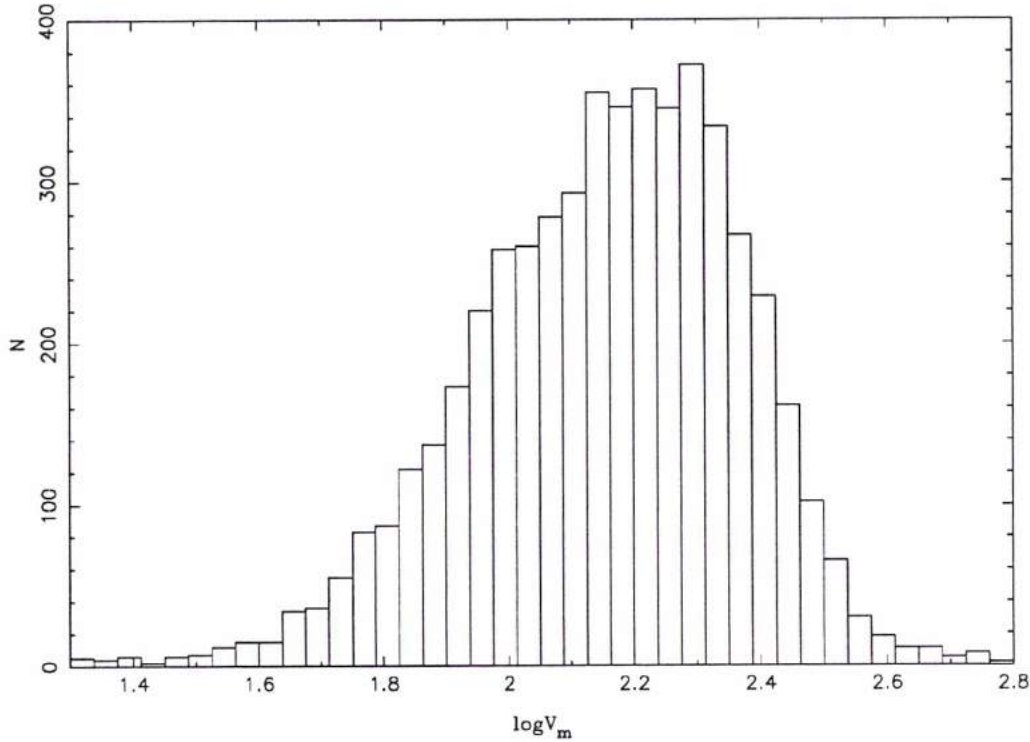


Figure 11.14: Fonction de distribution des  $\log V_m$

Les raies qui sont le plus difficile à détecter ou à reconnaître dans un spectre sont: soit les raies très larges, qui peuvent être fortement perturbées par la ligne de base du spectre (qu'il s'agisse d'un continuum ou d'une fluctuation due au récepteur lui-même), soit les raies très étroites qui peuvent se confondre avec des fluctuations statistiques du niveau de bruit du récepteur, avec des parasites ou interférences, ou avec des pics d'ondes stationnaires liées à la position du soleil par rapport aux antennes.

La distribution totale des  $\log V_m$  de l'échantillon (figure 11.14) nous indique deux choses:

- la distribution n'est pas symétrique et est légèrement déformée par rapport à une gaussienne
- il existe une queue de distribution vers les petits  $\log V_m$ , alors que la pente de la distribution est très abrupte du côté des grands  $\log V_m$ . On peut donc s'attendre à ce qu'une incomplétude dans le domaine des petits  $\log V_m$  (ou des petites largeurs de raies et des petits flux HI) ait une plus grande influence sur la valeur moyenne de la distribution, qu'une incomplétude dans le domaine des grands  $\log V_m$ . Et s'il y a perte, ou défaut de détection, ce phénomène va

être d'autant plus important que le flux HI moyen d'une catégorie d'objet est faible, e.g. d'autant plus important que le type morphologique  $T$  est petit.

Une telle incomplétude a trois conséquences importantes:

- par la relation inverse, on surestime toujours la valeur de la constante de Hubble
- l'effet est plus important pour les types "early" que pour les types "late"
- si l'apparente baisse du taux de détection au delà de  $V=6000 \text{ km s}^{-1}$  est interprétée comme réelle, on doit observer au-delà de cette limite une augmentation de la valeur de  $H_0$

Ces conclusions sont en parfait accord avec ce que l'on observe effectivement.

### 11.3.3 Variation des erreurs de mesures avec la distance

A mesure que l'on sélectionne des galaxies lointaines, donc de diamètre apparent de plus en plus petits, ou de magnitude apparente de plus en plus grande, les mesures deviennent de plus en plus difficiles. En particulier, lorsque l'on se rapproche des limites de détection d'un instrument donné, la précision des mesures se détériore rapidement, créant une discontinuité dans l'évolution des erreurs avec la distance. Même si la précision des mesures de flux (magnitude) peut être considérée constante assez loin dans l'échantillon, l'incertitude sur les diamètres apparents va dépendre aussi de la résolution des images ou du pouvoir séparateur du télescope. Plus une galaxie est loin de nous, plus ses isophotes sont resserrées angulairement, et plus il est difficile de mesurer avec précision son diamètre isophotal à un niveau de brillance donné.

On s'attend donc à une diminution progressive de la pente inverse à partir d'une certaine distance. Une autre conséquence est un effet de volume croissant: au fur et à mesure que l'on s'éloigne, le volume d'espace correspondant à un certain diamètre  $D_{25}$  ou à une certaine magnitude  $m$  augmente, et on a de plus en plus tendance à sous-estimer la taille réelle ou la luminosité intrinsèque des objets échantillonnés. On sous-estime ainsi progressivement leur distance et on surestime progressivement  $H_0$ . Le fait que l'on observe à grande distance un montée violente de  $\langle \log H \rangle$  pourrait être la trace de ce phénomène. Notons qu'à plus faible distance, même s'il est constant, cet effet de volume conduit aussi à une valeur surestimée de la constante de Hubble. Ce biais est l'équivalent pour la relation inverse du biais de Malmquist homogène (voir Ekholm&Teerikorpi, 1996); il est proportionnel au carré des erreurs sur les magnitudes (resp. sur les diamètre).



## Chapitre 12

# L'extension du domaine non-biaisé

Nous proposons dans ce chapitre une nouvelle méthode de correction du biais de Malmquist reposant sur l'échelle des distances normalisées. Notre motivation première est naturellement l'extension du domaine couvert par l'échantillon non-biaisé. La profondeur de l'échantillon KLUN nous permet d'atteindre des structures telles que l'amas de Persée-Poissons, l'amas de Coma, le Grand Mur, ou encore le complexe Hyde-Centaure et la zone du supposé Grand Attracteur. L'étude conjointe du champ des vitesses particulières et de la distribution spatiale des galaxies devrait nous permettre de cartographier le champ de densité dans l'univers local, d'évaluer le paramètre de densité  $\Omega_0$ , et de fixer un certain nombre de contraintes vis à vis des modèles de formation des structures.

Voici quelques exemples d'applications:

- L'étude des vitesses particulières au voisinage des amas riches nous donne accès, par confrontation à des modèles du type Tolman-Bondi, à la distribution de masse et au rapport masse noire/masse lumineuse dans ces amas.
- L'étude du tenseur de corrélation des vitesses et de la fonction de corrélation spatiale des galaxies nous fournit, si toutefois l'échelle de l'uniformité est atteinte, une estimation du spectre de puissance des fluctuations de densité de matière, une estimation du paramètre de biais qui relie le champ des fluctuations de la masse totale avec celui de la masse lumineuse, et enfin, une estimation de l'échelle à partir de laquelle le champ des vitesses cesse d'être irrotationnel (voir Rauzy, 1992; Willick et al. 1997)
- Le test dipolaire, et le test quadripolaire des sphères (S.Rauzy et al. 1993) permettent de tester l'existence à l'échelle de l'échantillon d'un champ convergent (de type Grand Attracteur) ou d'un champ constant
- La méthode du maximum de vraisemblance (Lynden-Bell et al. 1988) permet d'estimer, dans l'hypothèse d'un champ convergent dominant la dynamique de

l'univers local, les paramètres caractéristiques de l'attracteur

Nous n'esquisserons ici qu'un seul exemple d'application: la mise en évidence de "courbes en S", typiques d'un mouvement de chute convergent, au voisinage de certains amas riches. Notre échantillon permet en particulier de révéler une importante composante de chute à la fois à l'avant et à l'arrière de l'amas de Persée-Poissons, en direction de ses régions centrales.

## 12.1 Correction de biais

Nous avons montré dans le chapitre 6, que si le biais  $\Delta\mu$  sur le module de distance estimé par la relation TF dépendait de l'ensemble des paramètres ( $p, d_{cin}, a_g(l, b), a_i(\log R_{25}, T), T$  ou  $\Sigma$ ), on pouvait l'exprimer comme seule fonction de la distance normalisée  $d_n$ . Rappelons que ceci n'est valable que dans le cas d'un échantillon strictement complet en magnitude ou en diamètre apparent.

Dans un diagramme  $\log H$  vs.  $d_n$ , toutes les courbes de biais  $\langle \log H \rangle(d_{cin})$  associées aux valeurs des différents paramètres se superposent en une unique courbe  $\langle \log H \rangle(d_n)$  décrite par une fonction indépendante de la distribution spatiale  $h(\mu)$  des galaxies (voir Sect. 7.2.2.). Cette fonction s'écrit  $\Delta H = \alpha C(x_n)$  où:

$$x_n = \frac{1}{\alpha} \ln d_n - 25$$

$$\alpha = \frac{\ln 10}{5}$$

$$C(x) = \frac{2\sigma_\zeta}{\sqrt{2\pi}} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2\sigma_\zeta^2}(x - m_{lim})^2\right)}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - m_{lim}}{\sqrt{2}\sigma_\zeta}\right)}$$

Cette fonction  $C(x)$  est la généralisation de la fonction définie en section 7.2.2, pour la version abrégée de la distance normalisée  $d_n = d_{cin} 10^{0.2a(p-p_0)}$ . Les paramètres qui entrent dans la version complète ( $a_g, a_i, T, \Sigma$ ) apparaissent dans l'expression de la distance normalisée comme des variations de la magnitude limite effective:

$$m_{lim,eff} = m_{lim} - a_g(l, b) - a_i(\log R_{25}, T) - (m_{lim} - m_{lim}(T))$$

ou comme des variations de la constante de normalisation  $p_0$  avec le type morphologique ou la brillance (effet de point zéro):

$$p_{0,eff} = p_0 + \frac{1}{a}(b(T) - b(6))$$

(la forme est la même si on remplace le type par la brillance)

La distance corrigée s'écrit donc:

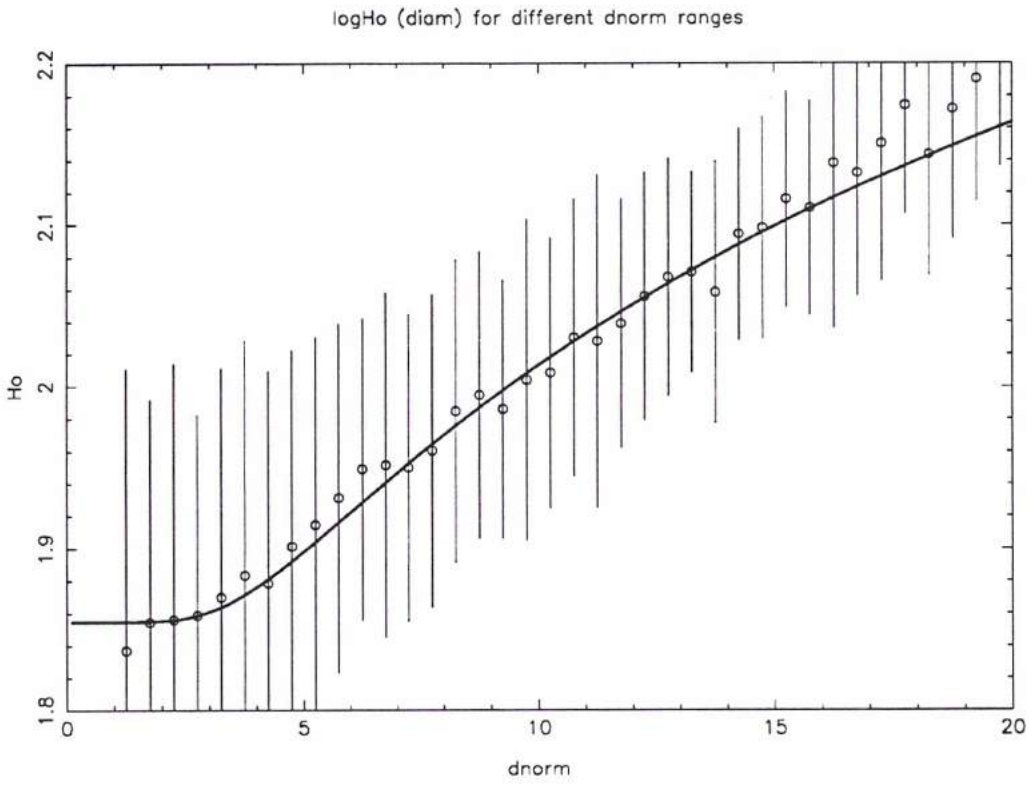


Figure 12.1: Courbe de biais estimée à partir des points moyens  $\langle \log H \rangle (d_n)$

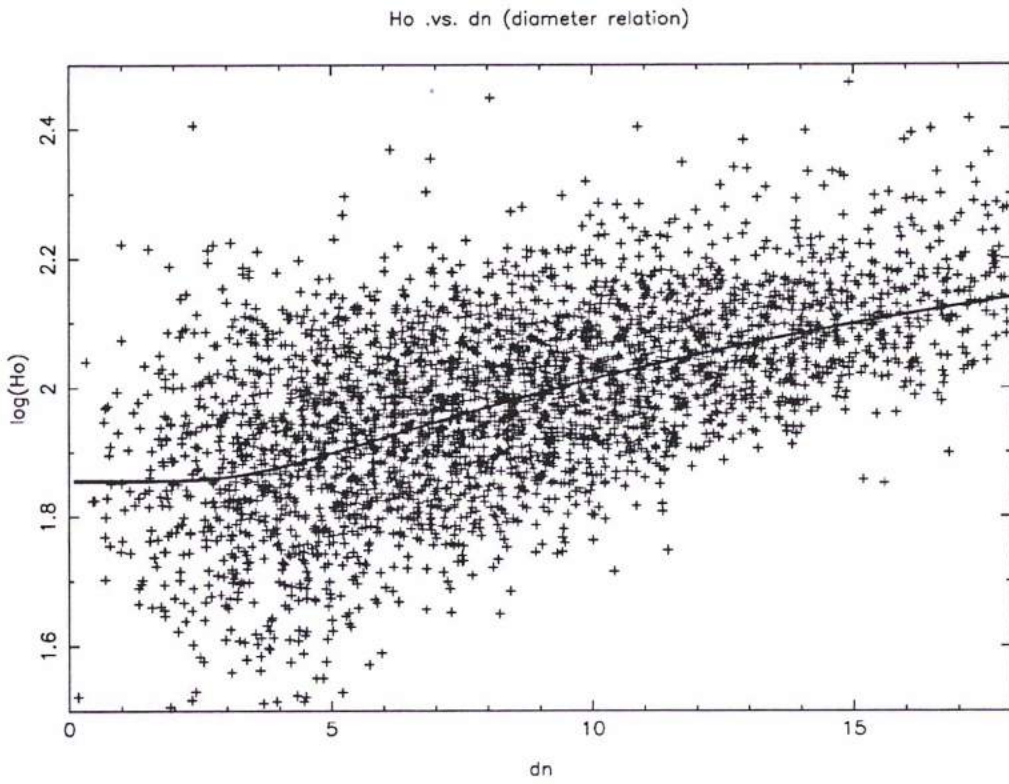


Figure 12.2: Courbe de biais estimée et distribution des points individuels dans le diagramme  $\log H$  vs.  $d_n$

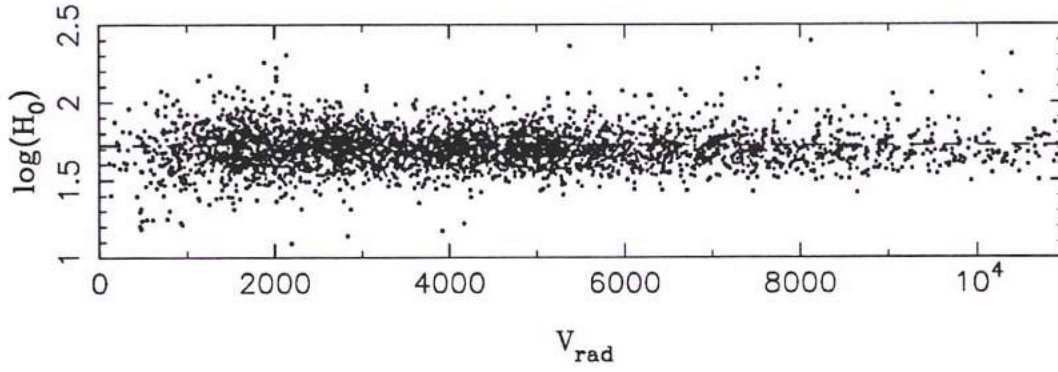


Figure 12.3: Distribution de l'échantillon de distances corrigées dans un diagramme  $\log H$  vs.  $V_{rad}$ .

$$\ln d_{corr} = \alpha(m + a_{TFp} + b_{TF} - 25) -$$

$$\alpha C \left( \frac{1}{\alpha} \ln d_{cin} + a(p - p_0) + a_g(l, b) + a_i(\log R_{25}, T) + (m_{lim} - m_{lim}(T)) - (b(T) - b(6)) - 25 \right)$$

Les figures 12.1 et 12.2 représentent la courbe de biais ( $\ln H_0 + \alpha C(x_n)$ ) avec respectivement les points moyens  $\langle \log H \rangle$  par tranche de  $d_n$ , et l'ensemble des points individuels  $(\log H, d_n)$  de l'échantillon. Ces deux diagrammes ont été obtenus pour la relation TF en diamètre, en prenant en compte l'effet de brillance superficielle mis en évidence au chapitre 8. La forme de la courbe étant très sensible aux variations de  $\sigma_{TF}$  et  $D_{lim}$ , nous avons laissé ces deux quantités en paramètres libres et ajusté la fonction de biais par rapport aux points moyens  $\langle \log H \rangle(d_n)$ .

On remarquera qu'au delà de  $d_n=16$ , les points individuels semblent s'écarter de la courbe de biais adoptée. On peut y voir la trace d'un effet de biais supplémentaire lié à la complétude en vitesse de notre échantillon: au-delà de  $V_{rad} \simeq 8000 \text{ km s}^{-1}$ , le nombre de points chute brutalement, ce qui témoigne des limites des mesures de vitesses acquises jusqu'à aujourd'hui. Cette sélection induit un "effet de Gould" (1993) prédit par Hendry (1997) au voisinage de la limite de l'échantillon, qui se traduit par un biais supplémentaire à très grande distance. Pour éviter ce problème, nous nous sommes restreints aux objets de distance normalisée inférieure à  $d_n=16$ .

La figure 12.3 représente les valeurs de  $\log H = V/d$  obtenues à partir des distances corrigées, en fonction de la vitesse radiale. La droite en pointillée est la droite  $\log H_0=1.72$  (soit  $H_0=52.5$ ) obtenue à partir des données du plateau. Par comparaison nous donnons sur la figure 12.4 le même diagramme obtenu à partir des seules données non-biaisées. On peut constater qu'il ne reste aucun biais résiduel: on obtient bien pour  $H_0$ , une valeur constante quelle que soit la distance.

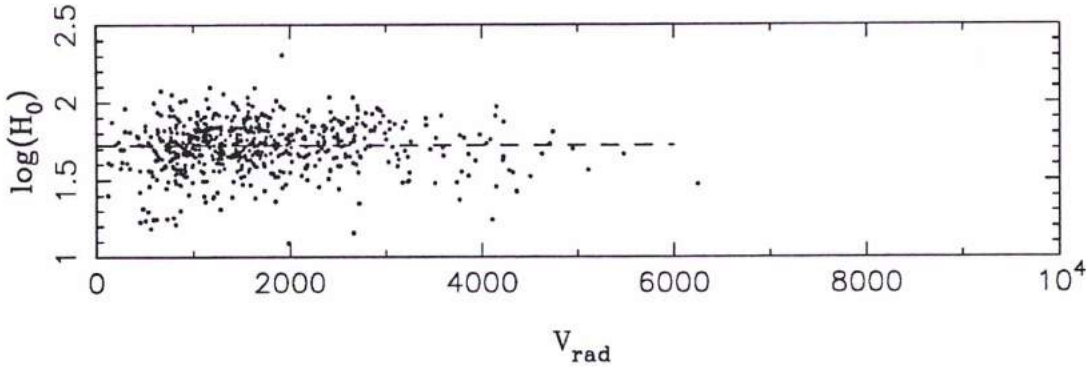


Figure 12.4: Distribution de l'échantillon non-biaisé limité au plateau dans un diagramme  $\log H$  vs.  $V_{rad}$ .

Table 12.1: Régions du ciel sélectionnées pour 8 amas de galaxies

Persée-Poissons	$90^\circ \leq \alpha \leq 155^\circ$	$-45^\circ \leq \delta \leq -15^\circ$
Hydra	$255^\circ \leq \alpha \leq 285^\circ$	$15^\circ \leq \delta \leq 30^\circ$
Coma	$0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$	$75^\circ \leq \delta \leq 90^\circ$
G.A.	$260^\circ \leq \alpha \leq 330^\circ$	$-40^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$
Fornax	$205^\circ \leq \alpha \leq 245^\circ$	$-60^\circ \leq \delta \leq -45^\circ$
Ursa Major	$150^\circ \leq \alpha \leq 185^\circ$	$45^\circ \leq \delta \leq 75^\circ$
Hercules	$0^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$	$35^\circ \leq \delta \leq 50^\circ$
Cancer	$190^\circ \leq \alpha \leq 215^\circ$	$20^\circ \leq \delta \leq 45^\circ$

## 12.2 Diagrammes de Hubble et amas de galaxies

L'échantillon de distances corrigées comprend au total pour la relation en diamètre (plus l'effet de brillance) 3514 galaxies. Cet échantillon est strictement complet jusqu'au diamètre limite  $D_{lim}=1.6'$ . La figure 12.5 le représente en projection Aitoff sur la sphère céleste, en coordonnées galactiques. A titre d'exemple, nous y avons indiqué les directions des quelques amas les plus connus. La profondeur de cet échantillon en distance Tully-Fisher est illustré par la figure 12.6, et la figure 12.7 représente le diagramme de Hubble obtenu avec l'ensemble des points.

La figure 12.8 représente la distribution en distance estimée dans les directions de 8 amas: Persée-Poisson, Hydra, Coma, Grand Attracteur, Fornax, Ursa Major, Hercules, et Cancer. La figure 12.9 représente les diagrammes de Hubble associés à ces mêmes 8 amas, et la table 12.1 donne les zones du ciel que l'on a sélectionné pour chacune de ces structures.

Sur les diagrammes de Hubble, nous avons représenté deux types de points moyens: les carrés représentent des vitesses radiales moyennes par tranche de distance TF estimée; les ronds représentent des distances estimées moyennes par tranches de vitesse radiale.

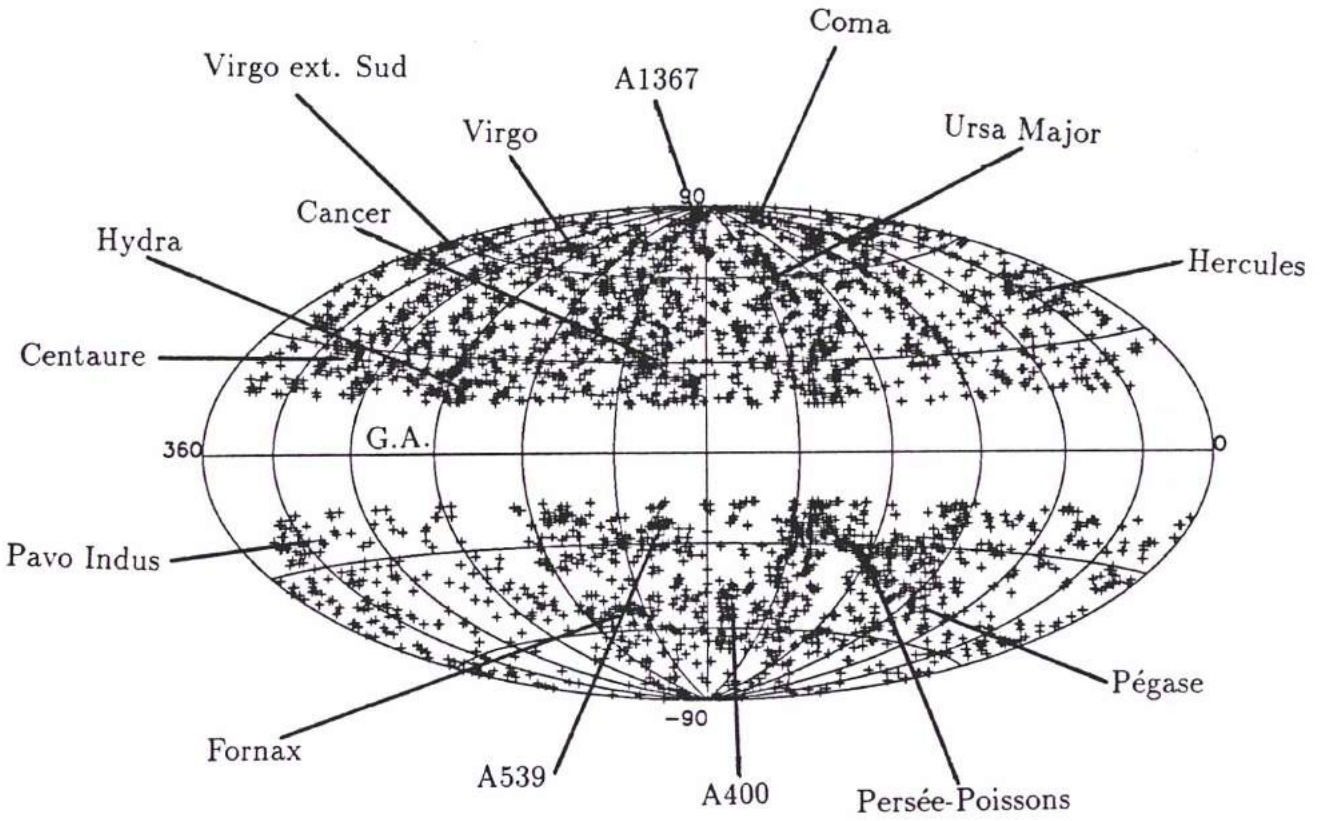


Figure 12.5: Projection Aitoff de l'échantillon de distances corrigées. Les principaux amas et structures y sont indiqués

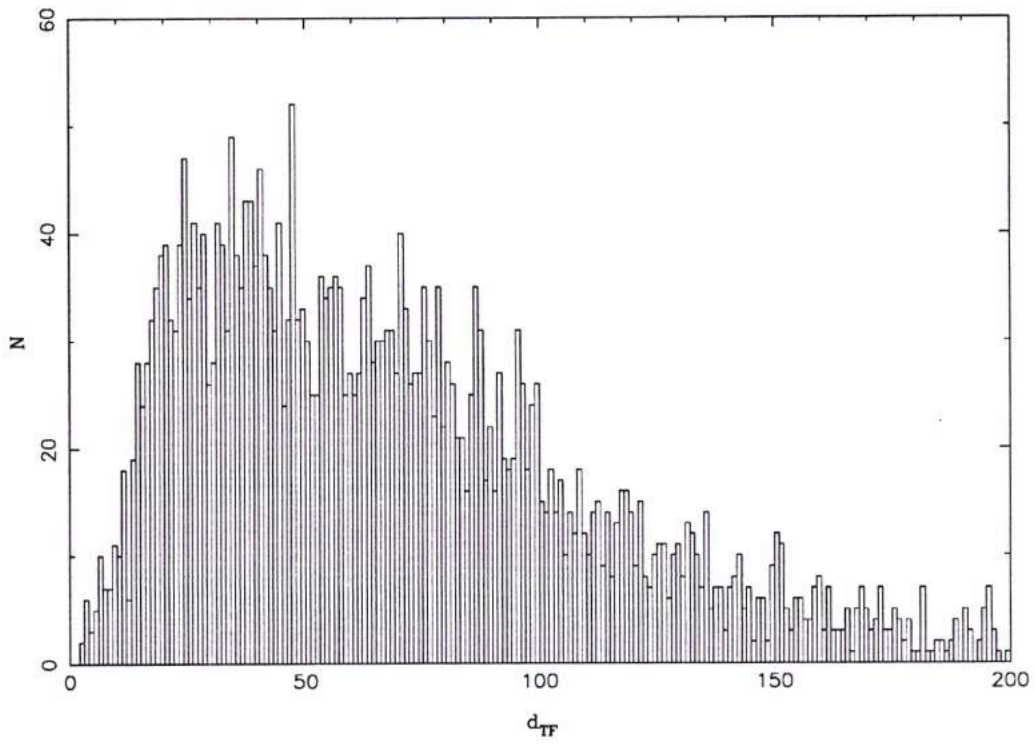


Figure 12.6: Histogramme de l'échantillon en distance Tully-Fisher



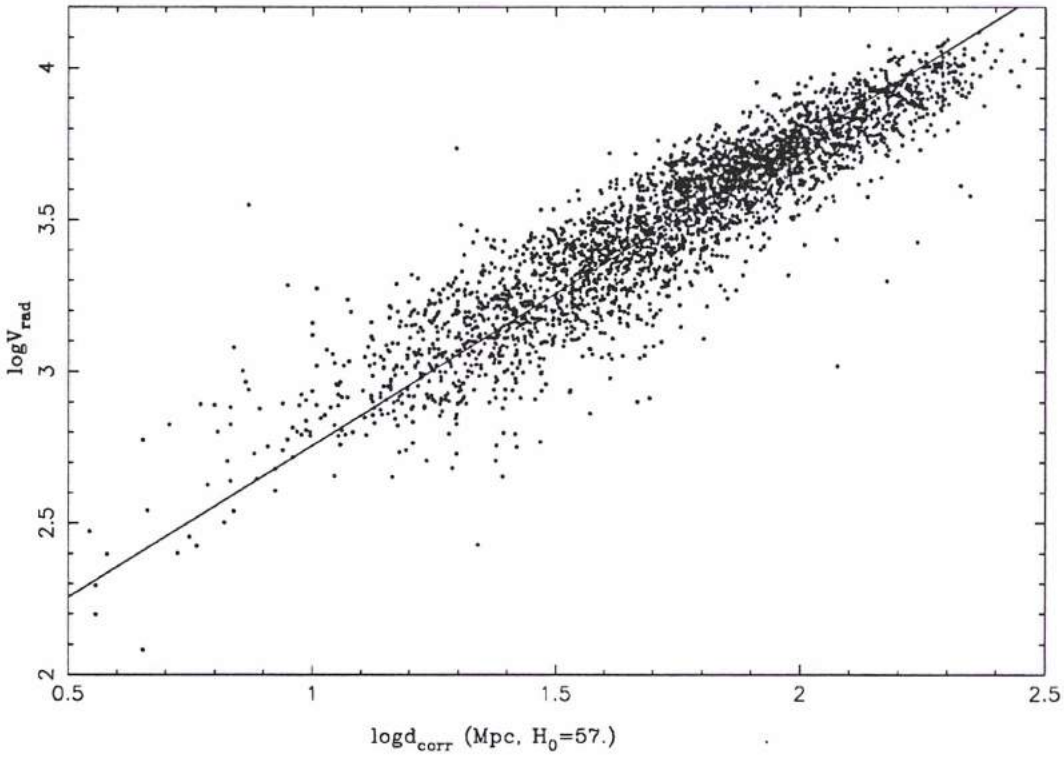


Figure 12.7: Diagramme de Hubble pour l'ensemble de l'échantillon de distances corrigées

Même s'ils correspondent à une approche plus naturelle, la première série de points moyens n'a pas de sens d'un point de vue purement statistique: les distances corrigées ne sont correctes qu'en moyenne pour une distance normalisée donnée, et par extension, qu'en moyenne pour une distance cinématique ou une vitesse radiale donnée. Ils sont par contre très sensibles au passage d'une surdensité: la dispersion sur les distances (due à la dispersion de la relation TF) accroît considérablement la courbure du champ des vitesses particulières apparentes, et révèle la composante de chute si elle existe. La courbe qui passe par ces points ne permet pas d'évaluer la masse de l'amas, mais elle nous donne par contre sa vitesse cosmologique: seul le point central de l'amas, intersection de la courbe avec la droite  $V = H_0 d$ , n'est pas perturbé.

La seconde série de points moyens est juste d'un point de vue statistique (par construction de l'échelle des distances corrigées), mais elle souffre d'un biais à l'approche d'une perturbation locale du flot de Hubble, tel le puit de potentiel créé par un amas. Notre méthode de correction des distances TF suppose en effet que la distance cinématique est bien représentative de la distance d'une galaxie. Ceci n'est plus vrai si cette galaxie est soumise à un mouvement particulier comme une composante de chute en direction du centre d'un amas. A l'approche de l'amas, on observe des vitesses radiales de plus en plus grandes par rapport à  $H_0 d$ , et lorsqu'on s'en éloigne on observe au contraire des vitesses de plus faibles que l'expansion. Ainsi, à l'approche d'un amas, on corrige trop la distance (on la surestime), et lorsqu'on s'en éloigne, on ne la corrige pas assez (on la sous-estime). Le résultat en terme de vitesses particulières est que l'on réduit de manière importante l'amplitude de la courbe de chute observée. Si une telle courbe est observée, on est sûr de l'existence d'un mouvement de chute important.

Finalement, les courbes associées à ces deux séries de points moyens nous fixent respectivement, une limite supérieure, et une limite inférieure pour ce mouvement de chute.

Prenons trois exemples dans les diagrammes présentés plus haut (figures 12.10, 12.11, et 12.12):

- L'étude de la zone de Persée-Poissons révèle une composante de chute importante vers un point situé à  $\simeq 85$  Mpc ( $V_{cos} \simeq 4800$  km s<sup>-1</sup>); on y distingue clairement la chute "à l'avant" et la chute "depuis l'arrière" de l'amas. C'est la première fois qu'une telle composante de chute est observée dans cette région du ciel. Elle est certainement due à la présence de nombreux amas dans cette zone, approximativement dans le même domaine de vitesse radiale (Persée-Poissons, Pegasus, A400, A2634)
- L'étude des vitesses particulières au voisinage de l'amas de l'Hydre (ou amas Hydra) nous permet de même d'observer un mouvement de chute à la fois à l'avant et à l'arrière de la concentration. Son centre est situé à environ 2500 km s<sup>-1</sup>, soit  $\simeq 45$  Mpc de notre Groupe Local.

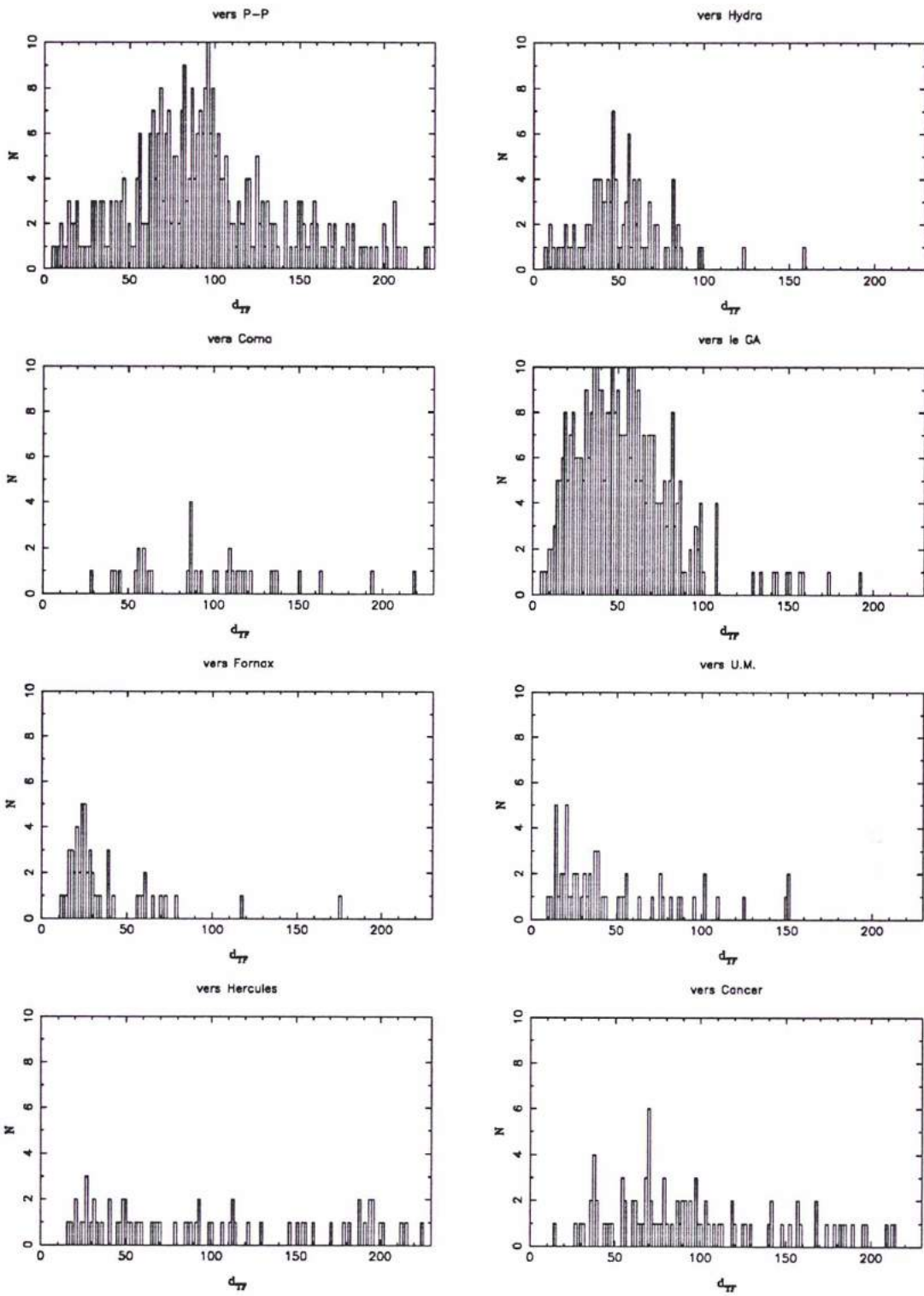


Figure 12.8: Histogramme en distances corrigées pour 8 amas: Persée-Poisson, Hydra, Coma, Grand Attracteur, Fornax, Ursa Major, Hercules, et Cancer.

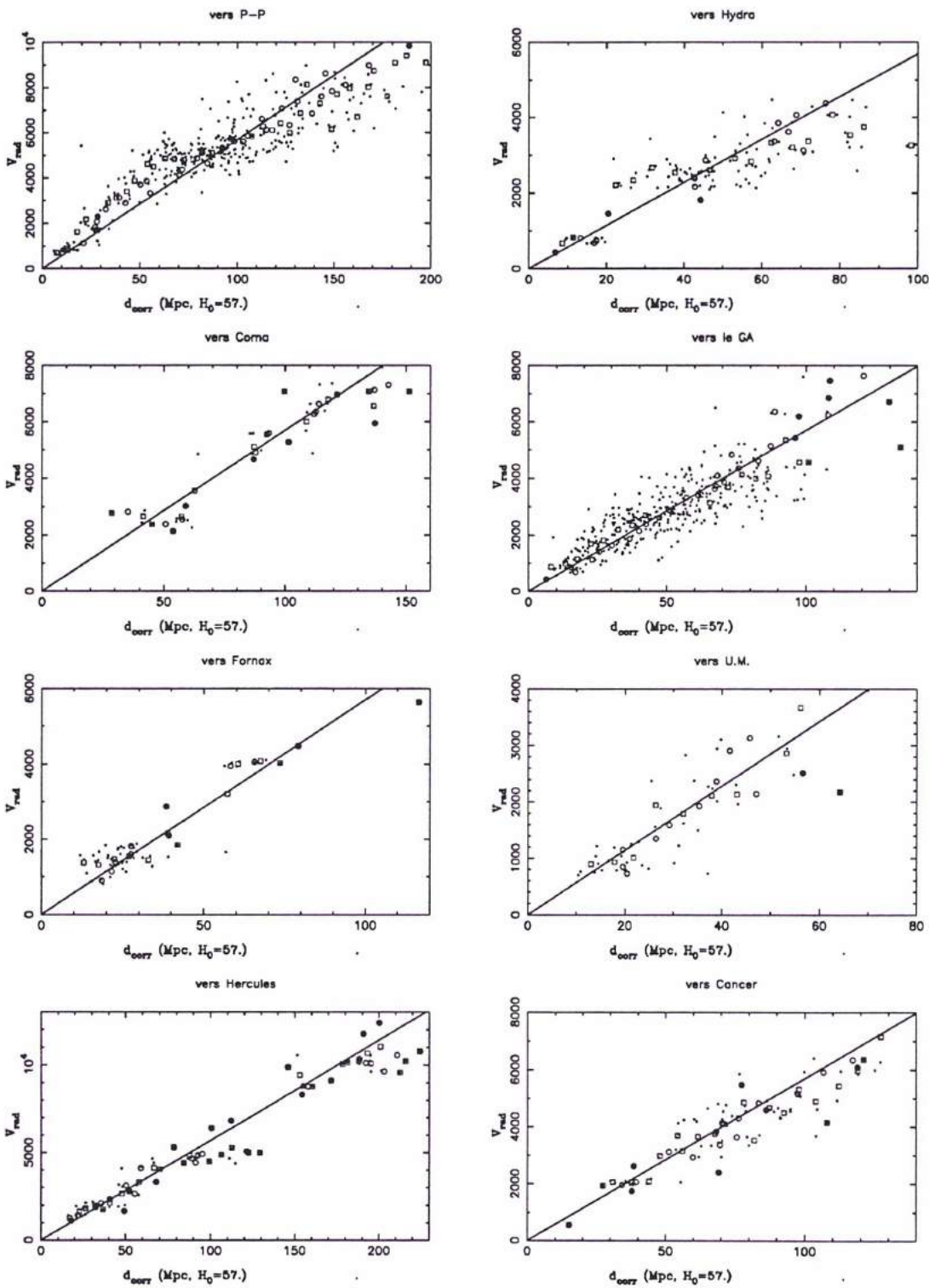


Figure 12.9: Diagrammes de Hubble pour 8 amas: Persée-Poisson, Hydra, Coma, Grand Attracteur, Fornax, Ursa Major, Hercule, et Cancer.

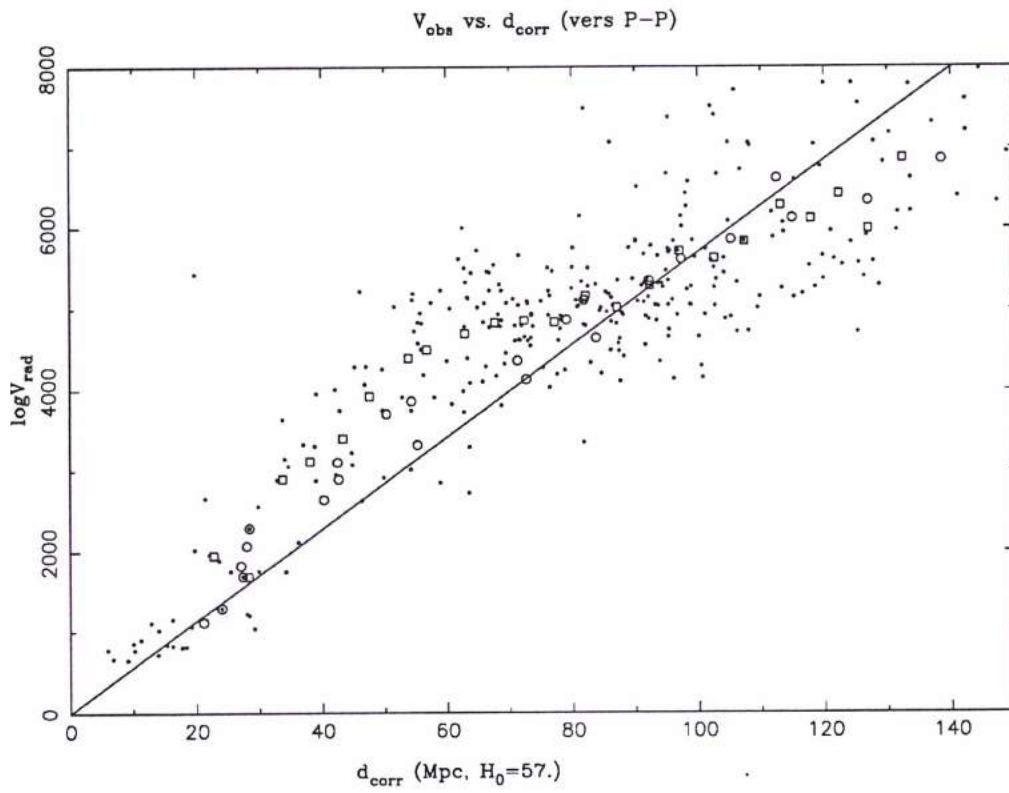


Figure 12.10: Diagramme de Hubble dans la direction de l'amas de Persée-Poissons.

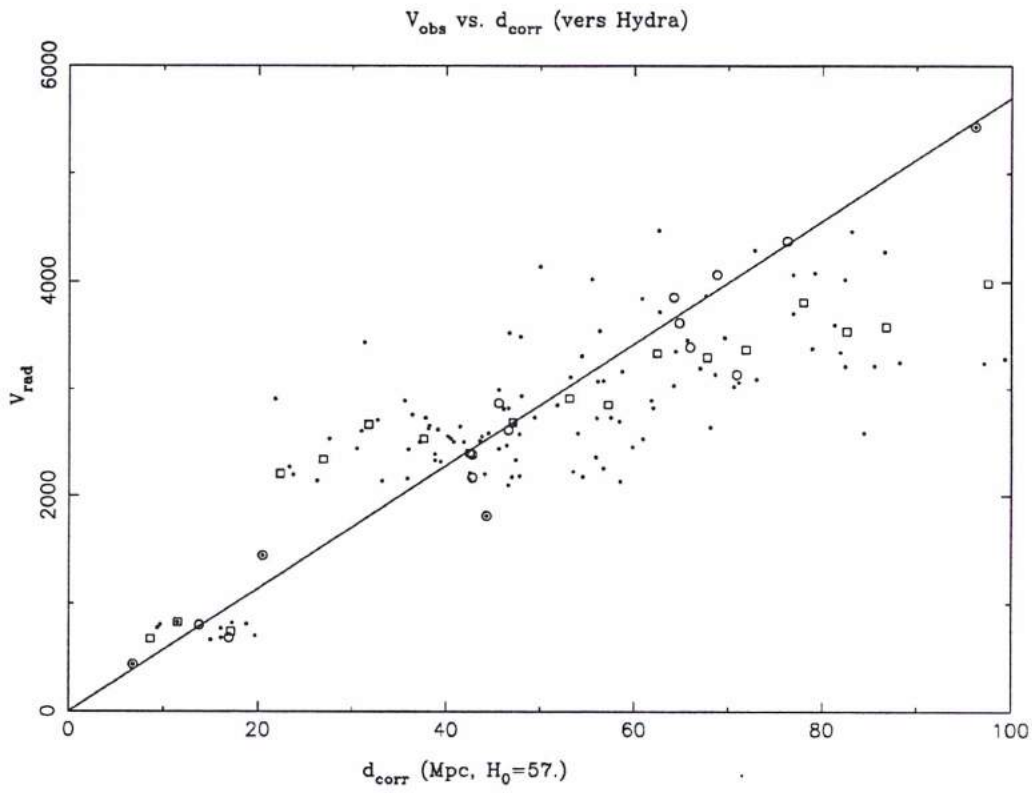


Figure 12.11: Diagramme de Hubble dans la direction de l'amas de l'Hydre

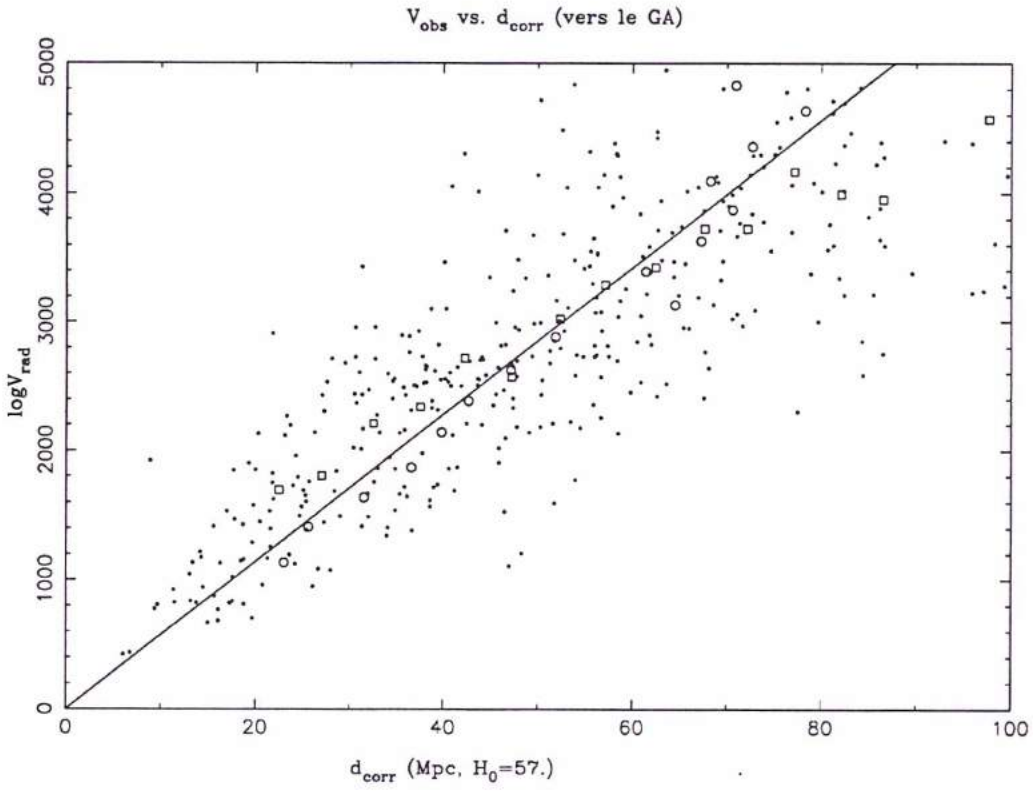


Figure 12.12: Diagramme de Hubble dans la direction du Grand Attracteur.

- L'étude de la zone du Grand Attracteur, un large angle solide centré sur  $(l, b) = (300^\circ, 10^\circ)$ , ne laisse par contre entrevoir qu'une faible composante de chute. On doit cependant remarquer que cette zone du ciel est très mal échantillonnée, puisque l'on a exclu l'ensemble du plan galactique dans un domaine  $-15^\circ \leq b \leq +15^\circ$ . Le volume d'espace sondé étant très grand, on s'attend ici à n'observer qu'une tendance: il semblerait qu'on mette en évidence effectivement un centre de chute autour de  $V_{rad} \simeq 3200-3500 \text{ km s}^{-1}$ , une distance qui serait plus compatible avec la position du complexe Hyde-Centaure, qu'avec le Grand Attracteur prédit par Lynden-Bell et al. (1982) ou Dekel (1990) ( $V_{rad} \simeq 4300-4800 \text{ km s}^{-1}$ ). Les récents sondage en HI et en infrarouge lointain dans cette zone (Kraan-Korteweg, 1996, Bottinelli et al. 1993) n'ont d'ailleurs révélé tout au plus que 10% de la masse impliquée par le supposé Grand Attracteur. Le sondage DENIS à 1.25 et 2.5  $\mu\text{m}$ , devrait nous permettre rapidement de trancher le débat.



[P4]

# Première calibration géométrique de la relation période-luminosité des céphéides par le satellite HIPPARCOS

Georges PATUREL, Lucette BOTTINELLI, Robert GARNIER,  
Lucienne GOUGUENHEIM, Pierre LANOIX, Jeanine ROUSSEAU,  
Gilles THEUREAU et Catherine TURON

G. P., R. G., J. R. et P. L. : Observatoire de Lyon, 69561 Saint-Genis-Laval CEDEX, France ;

G. T. et C. T. : Observatoire de Paris, 92195 Meudon CEDEX, France ;

L. B. et L. G. : Observatoire de Paris, 92195 Meudon CEDEX, France  
et Université de Paris-Sud, 91405 Orsay CEDEX, France.

---

## Résumé.

Un échantillon de 36 céphéides galactiques proches a été mesuré avec le satellite HIPPARCOS, nous donnant accès à des parallaxes géométriques de haute précision ainsi qu'à des mesures photométriques de grande qualité. Ces données sont d'abord testées avec des données obtenues depuis le sol et utilisées ensuite pour établir la première calibration « géométrique » de la relation période-luminosité pour des céphéides proches. Cette relation est utilisée pour déterminer la distance de la galaxie IC4182 ( $\mu = 28.23 \pm 0.07$ ).

## *First geometrical calibration of the period-luminosity relation of Cepheids from the HIPPARCOS satellite*

## Abstract.

A sample of the 36 nearest galactic Cepheids was measured with the HIPPARCOS satellite and supplied us with high precision geometrical parallaxes and accurate photometric data. These data are tested against ground based observations and used to determine the first "geometrical" calibration of the period-luminosity relation for nearby Cepheids. This relation is used to determine the distance of the galaxy IC4182 ( $\mu = 28.23 \pm 0.07$ ).

---

## *Abridged English Version*

The period-luminosity relationship for Cepheid variable stars is the basis for the determination of extragalactic distances. For the first time it has been possible to calibrate this relation using geometrical parallaxes provided by the HIPPARCOS satellite. The accuracy is of the order of  $10^{-3}$  arcsec. Furthermore, the satellite produces accurate photometry ( $H_p$  magnitudes).

Note présentée par Jean-Claude PECKER.

In 1982, a sample of the 36 nearest Cepheids (distance less than or equal to 1 kpc) was submitted and accepted for the HIPPARCOS mission. This paper aims to give preliminary results from the data just arrived.

Comparison between previously determined distances and the present ones measured by HIPPARCOS shows that the accuracy is satisfactory only up to a distance of 0.7 kpc. Now, we will limit our study to those Cepheids below this limit and with no multiplicity flag.

Magnitudes  $\langle H_p \rangle$  (mean between the minimum and maximum) are tested against  $\langle V \rangle$  magnitudes kindly provided to us by J. D. Fernie. The general agreement is excellent (*fig. 2*) despite a systematic shift of 0.17 mag. No residual colour effect is present (*fig. 3*).

Finally, the period-luminosity relationship is constructed either with  $\langle H_p \rangle$  or with  $\langle V \rangle$ . The galactic extinction is estimated from the  $B - V$  colour excess. The adopted relations have a low slope. This can be explained by the relatively short periods of the stars in our sample.

The variable stars  $\delta$ Cep appears as a perfect prototype of our sample. Thus we searched for similar ("sosies") Cepheids in galaxies. Eight such variables are found in IC4182, leading to a very accurate distance modulus of  $(\mu = 28.23 \pm 0.07)$  (using a total extinction of 0.40 mag). This result will be useful for the calibration of Type Ia Supernova SN1937C.

---

## 1. Introduction

Pour déterminer la distance des galaxies voisines de la nôtre, la seule solution possible est de reconnaître dans leurs populations, des étoiles semblables à celles de notre Galaxie. Les étoiles variables céphéides sont les plus couramment employées car leur identification est facile du fait de leur variation périodique d'éclat. La relation période-luminosité permet d'affiner la comparaison avec les étoiles céphéides de référence et de définir ainsi une liste de quelques *galaxies standards* dont les distances constituent la base même de la calibration de l'échelle des distances (<sup>1</sup>).

En fin de compte, la calibration de l'échelle des distances extragalactiques repose essentiellement sur la calibration de la relation période-luminosité des étoiles céphéides. L'enjeu de cette calibration est important car la controverse sur la valeur de la constante de Hubble (et donc sur l'âge de l'univers) vient en partie des désaccords sur la distance des galaxies standards. Le problème majeur vient de ce que les céphéides les plus proches dans notre Galaxie n'étaient pas jusqu'alors accessibles à la méthode géométrique des parallaxes. Il fallait avoir recours à une mesure indirecte aggravant l'incertitude sur la relation période-luminosité.

En 1980, le programme spatial HIPPARCOS a commencé avec pour objectif la production d'un catalogue de positions, de parallaxes et de mouvements propres stellaires couvrant l'ensemble du ciel et offrant une précision absolue encore jamais égalée ( $\leq 10^{-3}$  seconde d'arc, soit 10 fois celles des meilleures mesures effectuées depuis le sol). Le lancement du satellite HIPPARCOS fut réussi en 1989 et la précision obtenue a été largement celle espérée (Arenou *et al.*, 1995). Les positions précises donnent les parallaxes d'un grand nombre d'étoiles, dont celles des céphéides les plus proches, jusqu'à inaccessible à cette méthode géométrique directe. En plus des positions, le satellite HIPPARCOS a fourni des mesures de magnitudes et un grand nombre d'informations complémentaires sur la binarité, la variabilité, les mouvements propres etc. En 1982, l'un d'entre nous (GP) a proposé un programme d'observation des céphéides proches. La sélection de ces objets a été faite à partir de l'une des meilleures compilations disponibles (Fernie et Hube, 1968).

Le but de cet article est de présenter les nouvelles données obtenues par ce programme en vue de leur application à la calibration de la relation période-luminosité.

## 2. Test de l'échantillon

L'échantillon initial est composé de 36 céphéides situées, d'après les données de Fernie et Hube (1968), à moins de 1 kpc du Soleil. Les données photométriques ré-actualisées dans le système standard UBV nous ont été communiquées aimablement par J. D. Fernie. Ces données seront utilisées pour tester celles de notre échantillon HIPPARCOS.

La première comparaison qui s'impose est celle des distances. Les parallaxes  $\pi$  (exprimées en millisecondes d'arc) sont converties en distances  $r_H$  (kiloparsecs) ( $r = 1/\pi$ ). Sur la figure 1, nous donnons la comparaison pour les 34 céphéides dont la distance a pu être mesurée par HIPPARCOS, après élimination des étoiles signalées comme multiples. On s'aperçoit immédiatement qu'au-delà de 0,7 kpc la distance est trop incertaine pour être utilisée raisonnablement. Pour les distances inférieures à cette limite, on note que les mesures HIPPARCOS sont sensiblement supérieures aux valeurs admises jusqu'alors. L'équation de transformation est la suivante :

$$(1) \quad r = (0.82 \pm 0.12)r_H + (0.02 \pm 0.05)$$

(La déviation standard sur les distances est  $\sigma(r) = 0.06$  kpc).

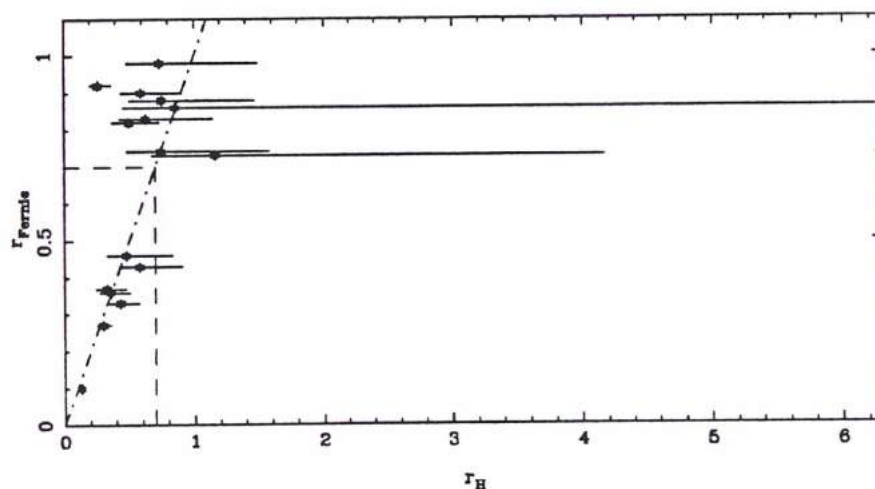


Fig. 1. – Comparaison entre les distances mesurées par HIPPARCOS et les distances admises auparavant [2].

Fig. 1. – Comparison between distances measured by HIPPARCOS and distances previously accepted [2].

Les magnitudes apparentes moyennes  $\langle H_p \rangle$  (moyenne entre le minimum et le maximum) calculées à partir des mesures HIPPARCOS sont des magnitudes correspondant à une bande photométrique plus large que la bande V standard. Une comparaison directe entre  $\langle V \rangle$  et  $\langle H_p \rangle$  est donnée à la figure 2. L'accord est excellent bien qu'un décalage systématique soit clairement visible, explicable par la différence de bande passante. L'équation de transformation est la suivante :

$$(2) \quad \langle V \rangle = (1.005 \pm 0.005)\langle H_p \rangle - (0.17 \pm 0.03)$$

(La déviation standard sur les magnitudes est  $\sigma(m) = 0.039$  mag. Si les erreurs étaient les mêmes sur les deux axes, l'erreur sur l'un des systèmes de magnitude serait  $0.039/\sqrt{2} = 0.03$  mag.)

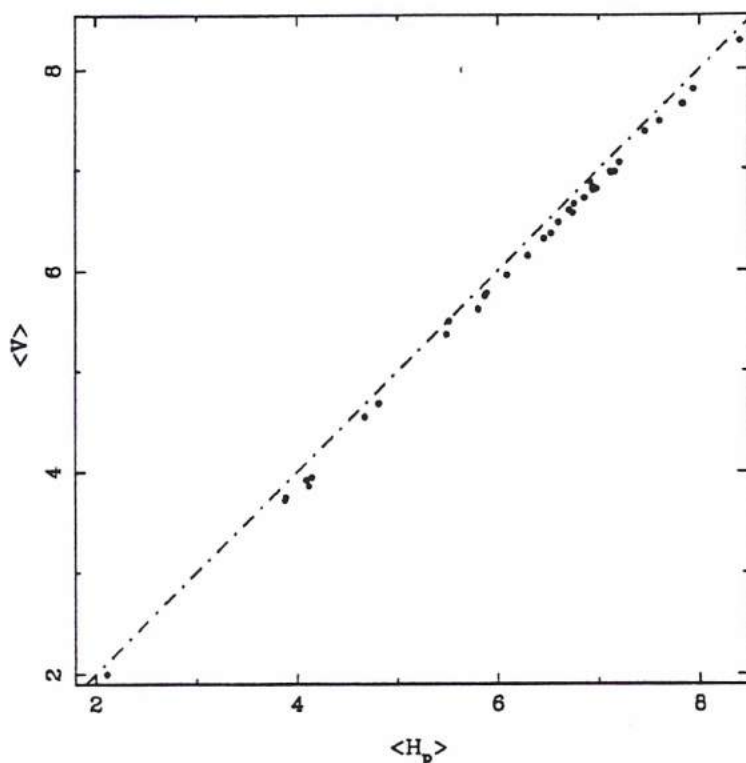


Fig. 2. – Comparaison entre les magnitudes mesurées par HIPPARCOS ( $H_p$ ) et les magnitudes  $\langle V \rangle$  aimablement communiquées par J. D. Fernie.

Fig. 2. – Comparison between magnitudes measured by HIPPARCOS and magnitudes  $\langle V \rangle$  kindly communicated to us by J. D. Fernie.

Pour tester s'il y a un terme résiduel de couleur nous donnons la relation  $\langle V \rangle - \langle H_p \rangle$  en fonction de  $\langle B - V \rangle$  dans la figure 3. La pente n'est pas significativement différente de zéro mais notre échantillon est faible pour conclure de manière certaine.

### 3. La relation période-luminosité. Distance de IC4182

Toutes les données des précédentes sections sont combinées pour construire la relation période-luminosité. La magnitude absolue  $M_{\langle H_p \rangle}$  est calculée par :

$$(3) \quad M_{\langle H_p \rangle} = \langle H_p \rangle - 5 \log(r_H) - 10 - A_v$$

(où  $r_H$  est en kiloparsecs). La correction d'extinction galactique adoptée est  $A_v = 3,1 E_{B-V}$  (Calzetti et al., 1994), où  $E_{B-V}$  est l'excès de couleur  $(B - V) - (B - V)_0$ . Seules les céphéides plus proches que 0,7 kpc sont prises en compte. Bien sûr, les étoiles qui sont marquées comme étant multiples ne sont pas retenues. Seules sept étoiles sont donc utilisées pour l'instant : HIP11767, HIP13367, HIP34088, HIP87072, HIP104185 et HIP110991. Nous présentons dans le tableau I les données utilisées :

Colonne 1 : Numéro HIPPARCOS.

Colonne 2 : Nom usuel de la variable.

Colonne 3 : Logarithme décimal de la période de variation exprimée en jours.

Première calibration géométrique de la relation période-luminosité des céphéides...

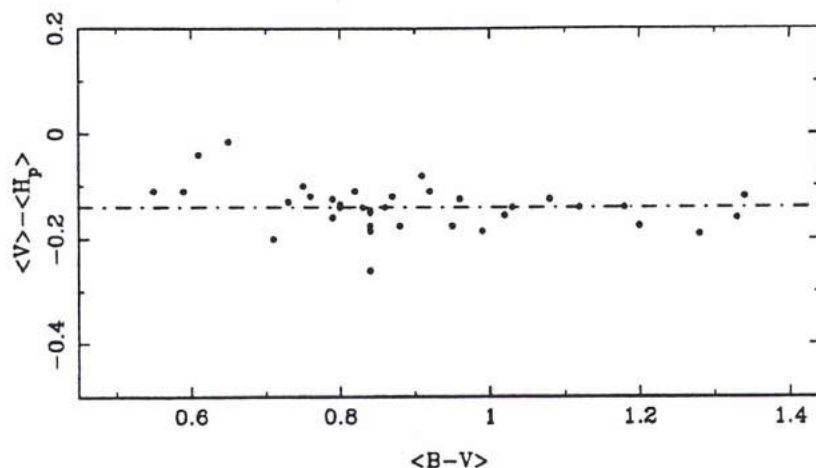


Fig. 3. - Différences entre les magnitudes  $\langle V \rangle$  obtenues au sol et les magnitudes moyennes  $\langle H_p \rangle$  en fonction de  $\langle B - V \rangle$ .

Fig. 3. - Differences between ground- $\langle V \rangle$  magnitudes and mean  $\langle H_p \rangle$  magnitudes versus  $\langle B - V \rangle$ .

TABLEAU 1

Premiers résultats concernant les céphéides proches mesurées par HIPPARCOS.

First results on nearby Cepheids from HIPPARCOS.

HIP	Nom	$\log P$	$\langle H_p \rangle$	$\pi$ (mas)	$r$ (kpc)
HIP011767	alpha UMi	.599	2.110	$7.56 \pm 0.48$	.10
HIP013367	SU Cas	.290	6.090	$2.31 \pm 0.58$	.33
HIP030827	RT Aur	.572	5.515	$2.09 \pm 0.89$	.46
HIP034088	dzeta Gemi	1.006	4.095	$2.79 \pm 0.81$	.36
HIP087072	X Sgr	.846	4.675	$3.03 \pm 0.94$	.37
HIP104185	DT Cyg	.398	5.890	$1.72 \pm 0.62$	.43
HIP110991	delta Cep	.730	4.150	$3.32 \pm 0.58$	.27

Colonne 4 : Magnitude apparente moyenne mesurée par HIPPARCOS.

Colonne 5 : Parallaxe mesurée par HIPPARCOS et son incertitude (en millisecondes d'arc).

Colonne 6 : Distance admise avant la mission HIPPARCOS (Fernie et Hube, 1968).

Pour ces étoiles l'extinction galactique est inférieure à 0,9 mag (la valeur moyenne étant 0,50). Les couleurs  $B - V$  de ces étoiles sont comprises entre 0,55 et 0,84. La relation période-luminosité (fig. 4) trouvée par une régression linéaire directe (l'erreur sur  $\log P$  est négligeable) obéit à l'équation suivante (fig. 4) :

$$(4) \quad M_{\langle H_p \rangle} = (-1.25 \pm 0.32) \log P + (-2.74 \pm 0.22)$$

L'erreur standard sur la magnitude absolue est  $\sigma M_{\langle H_p \rangle} = 0.195$ .

La pente de cette relation est plus faible que celle généralement admise (entre -1,9 et -2,6). Une pente faible de la relation période-luminosité a déjà été trouvée pour les céphéides de population II de petite période ( $P \leq 10$  jours) (McNamara, 1995). En employant les magnitudes  $\langle V \rangle$  de Fernie, la relation est très semblable ( $M_v = (-1.35 \pm 0.37) \log P + (-2.80 \pm 0.25)$ ). Aucun résidu fonction de la couleur n'apparaît.

Les trois étoiles céphéides les plus précises sont HIP11767, HIP110991 et HIP87072. Ces étoiles ont un intérêt particulier car leurs périodes et leurs couleurs sont peu dispersées

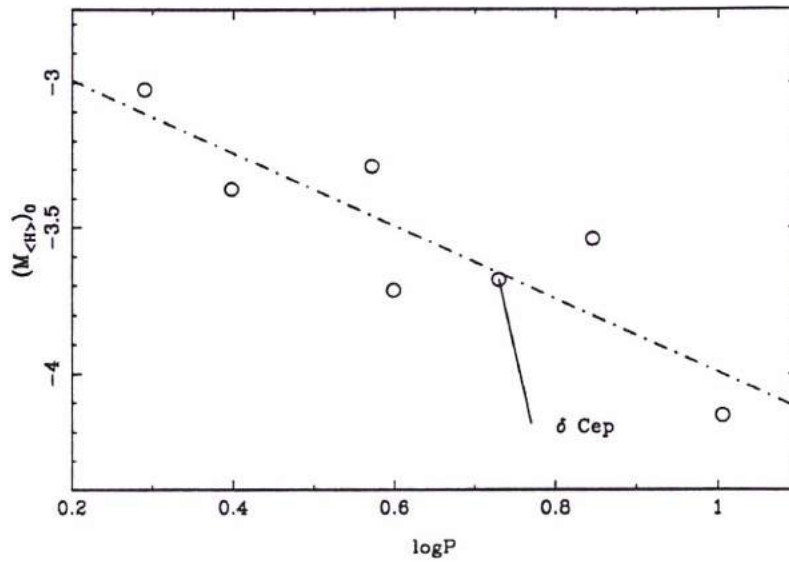


Fig. 4. – Relation période-luminosité déduite des mesures de parallaxes géométriques de la mission HIPPARCOS.  
 Fig. 4. – The period-luminosity relation obtained from geometrical parallaxes measured during the HIPPARCOS mission.

( $\log P = 0.73 \pm 0.1$ ,  $(B - V) = 0.70 \pm 0.1$ ) et leur extinction galactique ne dépasse pas 0.62 mag. Leur magnitude absolue moyenne est  $M_V = -3.64 \pm 0.09$ . On peut leur appliquer le concept de « sosie » (Patuarel, 1984) en cherchant des céphéides extragalactiques semblables (pour l'instant nous ne nous basons que sur la période). Le tableau II donne un premier résultat pour la galaxie IC4182. Cette galaxie revêt une grande importance car elle est utilisable pour la calibration de la Supernova de type Ia SN1937C. En adoptant une extinction totale moyenne de 0,4 mag (l'extinction dans notre galaxie seule est de 0,2 mag environ) le module de distance moyen de IC4182 est :  $\mu = 28.23 \pm 0.07$  (soit  $4.42 \pm 0.15$  Mpc). Ce résultat, en accord avec celui de Saha *et al.* (1994) ( $\mu = 28.36 \pm 0.09$ ), favorise une échelle des distances « longues ».

TABLEAU II

Module de distance de la galaxie IC4182 déduit de la relation période-luminosité « géométrique ». Les données d'observation sont celles de Saha *et al.* (1994).

*Distance modulus of the galaxy IC4182 based on the "geometrical" period-luminosity relation.*

Galaxy	Cepheid	log P	$\langle V \rangle$	$\mu$
IC4182	C1-V1	.842	24.47	28.01
IC4182	C2-V1	.760	24.65	28.08
IC4182	C2-V3	.838	24.57	28.10
IC4182	C3-V1	.629	24.98	28.23
IC4182	C3-V7	.790	25.13	28.60
IC4182	C4-V2	.766	24.80	28.23
IC4182	C4-V4	.714	24.85	28.21
IC4182	C4-V5	.638	25.10	28.36
		moyenne		$28.23 \pm 0.07$

## Première calibration géométrique de la relation période-luminosité des céphéides...

(<sup>1</sup>) Si la luminosité est connue par la relation période-luminosité correctement calibrée, alors la mesure de l'éclat apparent fournit la distance, sous réserve que les corrections d'effets parasites comme l'extinction interstellaire aient correctement été prises en compte.

Note remise le 20 septembre 1996, acceptée le 1<sup>er</sup> octobre 1996.

### Références bibliographiques

- Arenou F., Lindegren L. Froeschle M., Gomez A. E., Turon C., Perryman M. A. C. et Wielen R., 1995.** Zero-point and external errors of Hipparcos parallaxes. *Astronomy and Astrophysics*, 304, p. 52.
- Calzetti D., Kinney A. L. et Storchi-Bergmann T., 1994.** Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The ultraviolet and optical extinction law. *Astrophysical Journal*, 429, p. 582.
- Fernie J. D. et Hube J. O., 1968.** A catalogue of fundamental data for classical cepheids in the galaxy. *Astronomical Journal*, 73, p. 492.
- McNamara D. H., 1995.** Period-luminosity relations of population II Cepheids. *Astronomical Journal*, 109, p. 2134.
- Paturel G., 1984.** Direct determination of extragalactic distances from the 21-cm line width and the method of "sosies". *Astrophysical Journal*, 282, p. 382.
- Saha A., Labbardi L., Schwengeler H., Macchetto F., Panagia N., Sandage A. et Tamman G., 1994.** Discovery of Cepheids in IC4182: Absolute peak brightness of SN Ia 1937C and the value of  $H_0$ . *Astrophysical Journal*, 425, p. 14.



[C15]

## DISTANCES FOR 17 NEARBY GALAXIES BASED ON THE HIPPARCOS CALIBRATION OF THE PERIOD-LUMINOSITY RELATION

G. Paturel<sup>1</sup>, P. Lanoix<sup>1</sup>, R. Garnier<sup>1</sup>, J. Rousseau<sup>2</sup>  
, L. Bottinelli<sup>2+3</sup>, L. Gouguenheim<sup>2+3</sup>, G. Theureau<sup>2</sup>, C. Turon<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Observatoire de Lyon, Université Claude-Bernard Lyon1  
F69561 Saint-Genis Laval, France

<sup>2</sup> Observatoire de Paris-Meudon  
F92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>3</sup> Université Paris-Sud  
F91405 Orsay, France

### ABSTRACT

From new geometrical parallaxes of galactic Cepheids obtained with the Hipparcos satellite a new calibration of BVRI period-luminosity relations is defined independently of previous determinations. Using a compilation of extragalactic Cepheids new distances are derived for a sample of 17 nearby galaxies. It is shown that the PL relation is affected by a statistical bias. Distances should be increased by about 10 percent and sometimes more when the statistical bias is taken into account. A comparison with independent results from Feast and Catchpole shows a good agreement and confirms the existence of the statistical bias. From the method of sosies galaxies applied to the Tully-Fisher relation and from Type Ia Supernovae the new calibration leads to a Hubble constant of:  $H_0 = 53 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$

Key words: cosmic distance; Cepheids; bias .

### 1. INTRODUCTION

The Period-Luminosity (hereafter, PL) relation of Cepheids is one of the most powerful mean to obtain distances to nearby galaxies because Cepheids are very luminous and easy to recognize in an external galaxy. However, the direct, geometrical calibration of this PL relation was impossible before the launch of the HIPPARCOS satellite due to the location of Cepheids in the Galaxy.

Thanks to the HIPPARCOS satellite and to the scientific consortium who worked several years for this program, some galactic Cepheids have now their distances known from geometrical parallaxes. In this paper we are presenting distances we obtained for 17 galaxies on the basis of the multicolor PL relation calibrated from HIPPARCOS observations.

### 2. BASIC CONCEPTS OF THE MULTICOLOR PERIOD-LUMINOSITY RELATION

In addition to the 36 galactic Cepheids observed by HIPPARCOS for our proposal, we made a compilation of 2236 multicolor <sup>1</sup> extragalactic Cepheid measurements for 17 nearby galaxies. This material will be used with quite conventional equations which are summarized below. The PL relation at the equivalent wavelength  $\lambda$  is:

$$M_\lambda = a_\lambda \log P + b_\lambda \quad (1)$$

The distance modulus ( $\mu = 5 \log r_{\text{Mpc}} + 25$ ) is:

$$\mu = m_\lambda^c - M_\lambda \quad (2)$$

where  $m_\lambda^c$  is the mean apparent magnitude corrected for extinction and metallicity effects:

$$m_\lambda^c = m_\lambda - R_\lambda \cdot E \quad (3)$$

where  $m_\lambda$  is the mean raw apparent magnitude,  $E$  is the color excess defined as  $C - C_0$ , where  $C$  is the observed color and  $C_0$  the intrinsic color. This color excess is produced by the extinction and partly, by metallicity effect.  $R_\lambda$  is the ratio of the magnitude correction to the color excess. It is assumed that it is constant for a given photometric band. The wavelength dependence of  $a_\lambda$  and  $R_\lambda$  is accurately represented by the following equations:

$$a_\lambda = a_0 + a_1/\lambda \quad (4)$$

$$R_\lambda = r_0 + r_1/\lambda \quad (5)$$

where  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $r_0$  et  $r_1$  are constants.

The color  $C$  is defined from any couple  $(i, j)$  of apparent magnitudes from the equation:

$$C = \frac{m_i - m_j}{1/\lambda_i - 1/\lambda_j} \quad (6)$$

This remarkable propriety is justified by the fact that the relation  $m_\lambda$  vs.  $(1/\lambda)$  is perfectly linear at least over the wavelength range 440 nm to 880 nm (see Figur. 1).

<sup>1</sup>between 440 nm and 880 nm

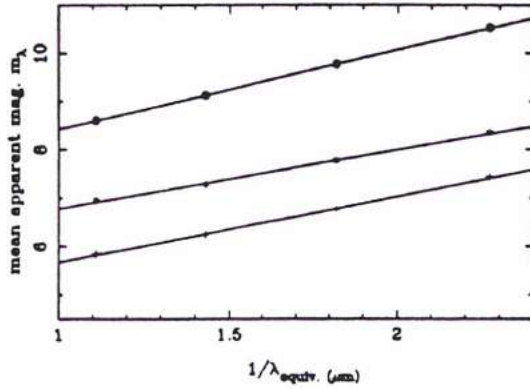


Figure 1. An example of the relation  $m_\lambda$  vs.  $(1/\lambda)$  for three calibrating Cepheids. The relation is perfectly linear over the wavelength range (440 nm, 880 nm). For all calibrating Cepheids there is no exception and no departure from linearity.

The intrinsic color  $C_o$  is a function of  $\log P$ :

$$C_o = c_o \log P + d \quad (7)$$

where  $c_o$  and  $d$  are two constants. Combining all these equations, the distance modulus of any Cepheid can be written as:

$$\mu = m_\lambda - a_\lambda \log P - R_\lambda (C - c_o \log P + d) - b_\lambda \quad (8)$$

The same equation can be written for galactic Cepheids observed by HIPPARCOS. Further, because this equation is linear it can be applied to a "mean calibrating Cepheid" built by averaging all quantities of the HIPPARCOS calibrating sample. The corresponding expression is thus:

$$\mu = \overline{m_\lambda} - a_\lambda \overline{\log P} - R_\lambda (\overline{C} - c_o \overline{\log P} + d) - b_\lambda \quad (9)$$

where overlined parameters refer to mean parameters of our HIPPARCOS sample. Finally, the difference between the two previous equations leads to the expression of the distance modulus of any Cepheid.

$$\mu = \Delta m_\lambda - a_\lambda \Delta \log P - R_\lambda (\Delta C - c_o \Delta \log P + d) + \overline{\mu} \quad (10)$$

where  $\Delta X = X - \overline{X}$  is set for any parameter  $X$ . This equation depends only on 5 parameters:  $a_o$ ,  $a_1$ ,  $r_o$ ,  $r_1$  and  $c_o$ , which will be calculated by minimizing the dispersion of individual distance moduli of a same galaxy. The adopted parameters will be the mean of the 17 determinations obtained for the 17 galaxies of our compilation.

### 3. RESULTS

From ten<sup>2</sup> galactic Cepheids observed with HIPPARCOS we got:  $\overline{\mu} = 7.859$ ,  $\overline{\langle B \rangle} = 5.393$ ,  $\overline{\langle V \rangle} = 4.648$ ,  $\overline{\langle R \rangle} = 4.024$ ,  $\overline{\langle I \rangle} = 3.556$ ,  $\overline{C} = 1.613$ ,  $\overline{\log P} = 0.772$ . Then, we applied Equation 10 to derive the 5 parameters from all BVRI measurements of our compilation. The

<sup>2</sup>Overtone pulsators and binaries were rejected from the sample of 36 observed Cepheids.

first result shows that the coefficient  $a_o$ , which defines the slope of the PL relation through Equation 4, seems to change from one galaxy to another. We plotted  $a_o$  vs. the assumed distance modulus (Figure 2).

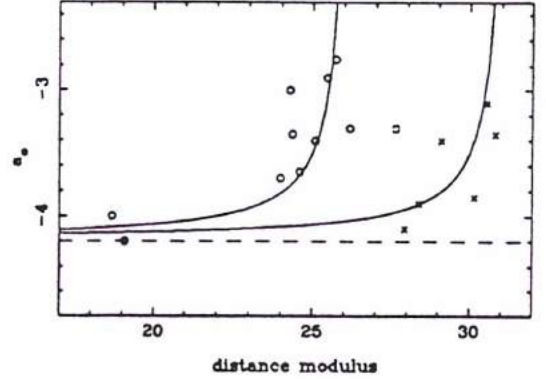


Figure 2. Variation of the coefficient  $a_o$  as a function of the distance. Open circles correspond to ground-base observations and crosses to Hubble Space Telescope observations. The square represents M81 observed with both technics. Interpretation of this change by a statistical bias model gives the solid curves.

Open circles represent ground-based observations while crosses represent observations by the Hubble Space Telescope (HST). These two modes differ by their apparent limiting magnitude. This suggests the presence of a statistical bias. The way the bias works is explained in Figure 3. If we force a linear solution onto the distorted distribution of points, the slope will be flatter than the true one. A simple model describing this relative change of  $a_o$  leads to the relation :

$$\Delta a_o / a_o = -\sigma / (m_l - \mu - M_M) \quad (11)$$

where  $\sigma$  is the intrinsic dispersion of the PL relation and  $m_l$  the limiting apparent magnitude.  $M_M$  is the mean absolute magnitude of the brightest Cepheids. Using realistic values for these parameters we obtain the curves drawn on Figure 2. The agreement is satisfactory and shows that our interpretation may be correct.

From this interpretation two additional consequences can be predicted: i) for a biased galaxy the calculated distance modulus should depend on  $\log P$  ii) distant galaxies should have less short period Cepheids than nearby galaxies. Both predictions are actually satisfied (Figures 4 and 5).

Presently, we will adopt the slope found with unbiased galaxies. This gives:  $a_o = -4.20$ . The four remaining coefficients are less sensitive to the bias because they appear only as secondary terms. We thus obtain:  $a_1 = 0.67 \pm 0.05$ ,  $r_o = -1.40 \pm 0.13$ ,  $r_1 = 1.04 \pm 0.05$  and  $c_o = 0.58 \pm 0.02$ .

The distance moduli for the 17 galaxies of our compilation are given in Table 1. These distances may still be subject to revision for two reasons: i) biased galaxies may have larger distances (but the correction for the bias is not obvious) ii) The Lutz and Kelker (1973) bias may change the value of  $\overline{\mu}$  (preliminary tests suggest that distance moduli could be slightly affected).

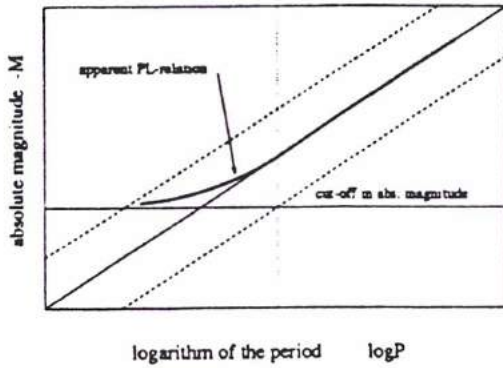


Figure 3. Description of the bias on the PL relation. Due to the limiting apparent magnitude and to the intrinsic dispersion of the PL relation there is a cut-off in absolute magnitude which distorts the linear distribution of points for short period Cepheids.

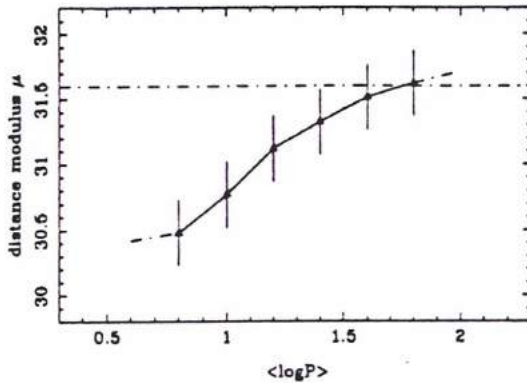


Figure 4. Sliding mean distance modulus of NGC4596 calculated using Cepheids with increasing  $\log P$ . There is a clear dependence as expected if a statistical bias exists. Unbiased galaxies do not show this effect.

#### 4. COMPARISON WITH OTHER DETERMINATIONS

##### 4.1. Comparison of the zero-point of the distance scale

Feast and Catchpole (1997) independently derived from HIPPARCOS Cepheids that  $\mu(LMC) = 18.70$  and they deduced  $\mu(M31) = 24.77$ . These results are in fair agreement with ours:  $\mu(LMC) = 18.72$  and  $\mu(M31) = 24.84$ . In order to compare more precisely we applied Feast and Catchpole method to our sample. The basic equations are almost the same except that  $R_\lambda$  is a function of color and color excess<sup>3</sup>. In practice, the results are the same, within a few percents, than those found using  $R_V = \text{constant} = 3.26$ . We thus extend the application to Cepheids for which only the  $(V - I)$  color is available, assuming that the ratio  $E(V - I)/E(B - V)$  is constant (Savage and Mathis, 1979). The comparison with Feast and Catchpole method applied to our sample

<sup>3</sup>Feast and Catchpole use the PL relation in  $V$  and  $(B - V)$  color and color excess

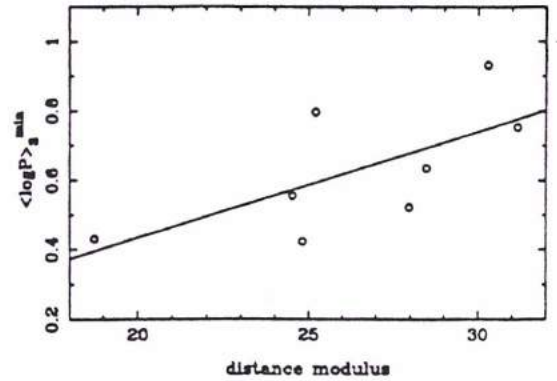


Figure 5. Mean  $\log P$  of the three shortest-period Cepheid as a function of distance modulus. On the mean, distant galaxies have less short-period Cepheids as expected if there is a statistical bias.

is given in Figure 6. There is no departure from linearity and no systematic shift. On the opposite, the comparison with distance moduli from literature (see Figure 6) shows that previous extragalactic distances must be stretched by about 10 to 12 percents.

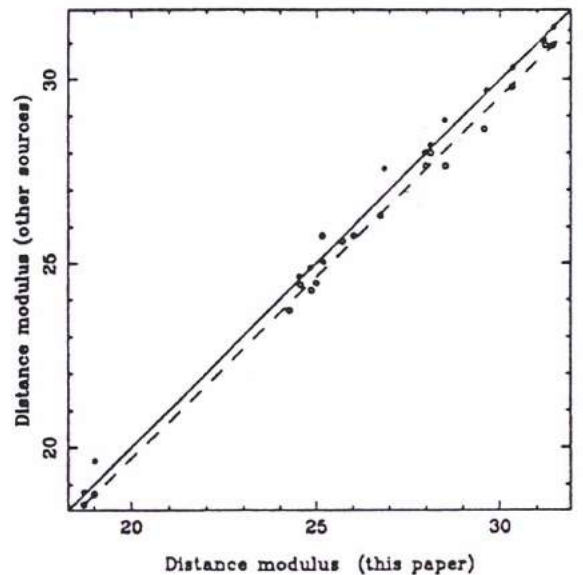


Figure 6. Comparison of distance moduli from this paper and those from other sources. Our distance moduli are in good agreement with those derived from Feast and Catchpole method (filled circles). They are about 10 percent larger than those generally adopted from literature (open circles).

##### 4.2. Independent confirmation of the existence of a statistical bias

Using our compilation of extragalactic Cepheids, we calculated distances from the Feast and Catchpole method as explained in the previous section. The slope of the PL relation adopted by Feast and Catchpole is not biased (or

very slightly) because it is deduced from the LMC which is not biased.

In order to show that the bias discussed in section 3 does not result from our own method we tested it again by plotting, for each galaxy, the distance modulus calculated with different ranges of  $\log P$ . We did that separately for ground-based observations and HST observations (Fig. 7 and 8, respectively), because the bias does not appear at the same distance for both methods (see Fig. 2).

The result clearly confirms our previous results. For ground-based observations (Fig. 7), nearby galaxies do not show any variation of the calculated distance modulus with  $\log P$  (they are not biased - NB). Distant galaxies show an increase of the calculated distance modulus (they are biased - B). Intermediate galaxies show an intermediate variation (they are slightly biased - SB). For HST observations the same effect is visible (Fig. 8).

Another signature of the bias is also visible on both Fig. 7 and 8. The minimum and maximum values of  $\log P$  change with distance modulus. Distant galaxies seem to contain more long-period (luminous) Cepheids.

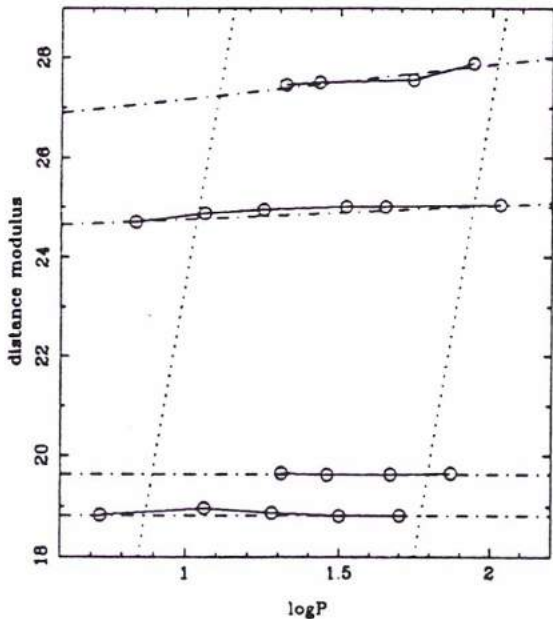


Figure 7. Distances obtained from different ranges of  $\log P$  for ground-based observations. From the bottom to the top we encounter LMC, SMC, M31 and NGC300. Nearby galaxies do not show variation of the calculated distance modulus with  $\log P$  (they are not biased - NB). Distant galaxies show an increase of the calculated distance modulus (they are biased - B). Intermediate galaxies show an intermediate variation (they are slightly biased - SB). This demonstrates, from an independent method (distances are calculated using the method by Feast and Catchpole), that a bias exists. Further, the change of maximum and minimum  $\log P$  with distance is clearly visible (dotted lines).

In order to take into account the effect of the bias, we tentatively estimated the correction to be applied on the mean distance moduli given in Table 1. For each galaxy we noted as above the level of the bias (NB, SB, B) and applied a correction deduced from the plot  $\mu$  vs.  $\log P$ .

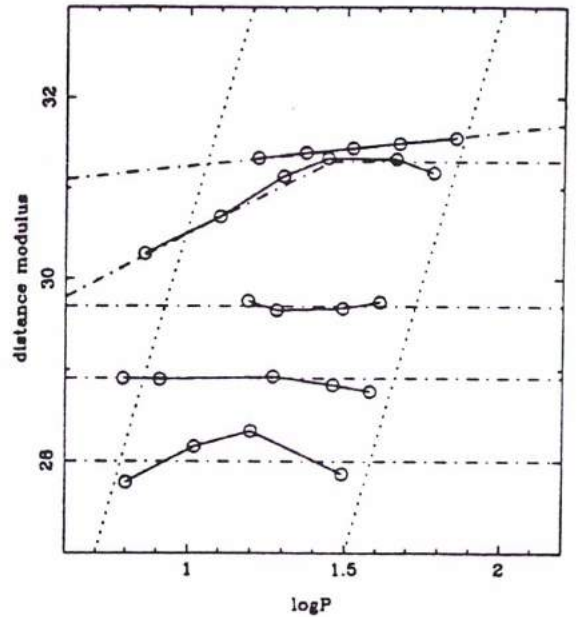


Figure 8. The same as the previous figure for HST observations. From the bottom to the top we encounter NGC5253, IC4182, M101, NGC4536 and M100.

## 5. APPLICATION TO THE CALCULATION OF THE HUBBLE CONSTANT

### 5.1. Tully-Fisher relation and "sosies" galaxies

The Tully-Fisher relation, a relation between the absolute magnitude and the 21-cm line width  $W$ , is one of the most powerful methods to extend the determination of extragalactic distances to distant galaxies. This relation can be written as:

$$M = \alpha \log(W/2\sin i) + \beta \quad (12)$$

Galaxies having the same  $W$ , the same inclination  $i$  and even the same morphological type, than M31, must have the same absolute magnitude, without any assumption about the exact expression of the Tully-Fisher relation. These galaxies are called "sosies" galaxies<sup>4</sup>. In fact, due to the Malmquist bias, the mean absolute magnitude will change with the actual distance of the considered galaxy. This bias is now well understood. Figure 9 shows the result obtained for M31. The solid curve represents the model of the Malmquist bias (Teerikorpi, 1975). From unbiased "sosies" galaxies of M31 and M81 we found a very secure Hubble constant:

$$H_0 = 53 \pm 8 (\text{external}) \text{ km.s}^{-1} . \text{Mpc}^{-1} \quad (13)$$

M31 and M81 are slightly biased. Thus, the Hubble constant could still be overestimated.

### 5.2. Type Ia Supernovae

Among our 17 calibrating galaxies we checked those which have produced type Ia Supernovae. We found four events located in three galaxies: SNe 1895B and 1972E in NGC

<sup>4</sup>In English: look-alike galaxies

## ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank all people who worked for the ESA HIPPARCOS-project. We had very helpful discussions with J. Bergeat, I. Baraffe, J.Ph Beaulieu and D. Mera.

## REFERENCES

- Lutz T.E., Kelker D.H., 1973, PASP 85, 573  
 Feast M.W., Catchpole R.M., 1997, MNRAS 286, L1  
 Tully R.B., Fisher J.R., 1977, AA54, 661  
 Teerikorpi P., 1975, AA 45, 117  
 Savage B.D., Mathis J.S.: 1979, Ann. Rev. Astr. Astrophys. 17, 73

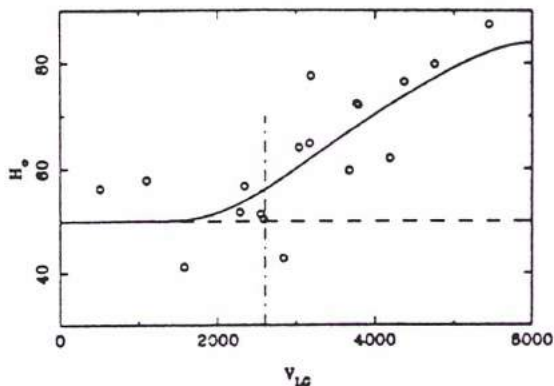


Figure 9. Calculation of the apparent Hubble constant from the method of sosies galaxies applied to the Tully-Fisher relation. The solid curve shows the model of Malmquist bias according to Teerikorpi.

5253, SN 1937C in IC4182 and SN 1981B in NGC4536. Using the best B-band photometry of their maximum light curves our calibrating distance moduli allowed us to determine the maximum peak brightness of SNe Ia (let us recall that SNe Ia at maximum are supposed to have a small dispersion) :  $\langle M_B(M.A.X) \rangle = -19.64 \pm 0.07$ . We built then a sample of SNe Ia as large as possible, assuming that their type is certain, that they are not peculiar events and that their photometry in the B-band at maximum is reliable. We obtained a sample of 50 SNe Ia whose parent-galaxy radial velocities  $v_{vir}$  are corrected for Virgo infall. Then, we plotted a Hubble diagram with these data ( $\log v_{vir}$  vs.  $m_B^{cor}$ ) in order to determine its zero-point (ZP). Forcing the slope to be exactly the theoretical one, we obtained from the 33 (among 50) more reliable SNe Ia:  $ZP = 0.660 \pm 0.023$ . Finally, both the maximum peak brightness and the zero-point led us to the value of the Hubble constant:  $H_0 = 54 \pm 9 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ . NGC4536 is biased, thus the Hubble constant could still be overestimated.

## 6. CONCLUSION

The new geometrical calibration of the PL relation provided by the HIPPARCOS satellite leads us to distances larger than those previously accepted. Although, the geometrical method is less subject to systematic errors the accuracy is comparable with older ones (0.1 mag.) Hence, it seems important to combine other methods based on HIPPARCOS parallaxes to make the zero-point of the distance scale more secure and to work with larger a sample in order to test the effects of Lutz and Kelker type bias.

Another conclusion of our study, is that a statistical bias affects the use of the PL-luminosity relation. This bias has the same origin as the one encountered in study of galaxies in cluster. This bias also tends to make apparent distances larger than the true ones. The Hubble constant we have found here is still an upper-limit. Anyway, the present result agrees with the long distance scale proposed by Sandage and Tammann for many years.

Table 1. Distance moduli calculated from BVRI PL relations calibrated with HIPPARCOS parallaxes of galactic Cepheids. The level of the bias is noted as: NB, for not biased; SB, for slightly biased; and B, for biased. In the last column, we give the distance moduli tentatively corrected for the bias.

Galaxy	$\mu_B$	$\mu_V$	$\mu_R$	$\mu_I$	$(\mu) \pm m.e. (n)$	bias	$\mu_{probable}$
LMC	18.69	18.71	19.12	18.78	18.72 $\pm$ 0.02 (96)	NB	18.7
SMC	19.00	19.04			19.02 $\pm$ 0.03 (54)	NB	19.0
NGC6822	24.26	24.21	24.26	24.31	24.25 $\pm$ 0.04 (44)	NB:	24.3
IC1613	24.55	24.44	24.58	24.53	24.53 $\pm$ 0.06 (62)	SB:	24.6
M31	24.90	24.72	24.90	24.84	24.84 $\pm$ 0.03 (176)	SB	24.9
M33	24.97	25.03	25.05	25.01	25.01 $\pm$ 0.03 (133)	B:	25.1
NGC3109	25.20	25.22			25.20 $\pm$ 0.04 (64)	B:	25.3
SEXB	26.06	25.83	25.96	25.94	25.94 $\pm$ 0.12 (58)	?	25.9?
SEXA	26.06	25.96	26.06	26.03	26.03 $\pm$ 0.05 (15)	?	26.0?
NGC300	26.86	26.84	26.86	26.86	26.86 $\pm$ 0.04 (33)	B	27.2
NGC5253		27.96		27.96	27.96 $\pm$ 0.05 (24)	NB	28.0
M81		28.12		28.12	28.12 $\pm$ 0.05 (50)	SB:	28.2
IC4182		28.50		28.50	28.50 $\pm$ 0.03 (54)	NB	28.5
M101		29.60		29.61	29.61 $\pm$ 0.04 (58)	NB	29.6
NGC925		30.32		30.33	30.33 $\pm$ 0.02 (154)	NB:	30.3
NGC4536		31.17		31.18	31.18 $\pm$ 0.03 (142)	B	31.4
M100		31.42		31.44	31.44 $\pm$ 0.03 (96)	B	31.6

[P3]





# Kinematics of the Local Universe

## V. The value of $H_0$ from the Tully-Fisher $B$ and $\log D_{25}$ relations for field galaxies

G. Theureau<sup>1</sup>, M. Hanski<sup>2</sup>, T. Ekholm<sup>2</sup>, L. Bottinelli<sup>1,3</sup>, L. Gouguenheim<sup>1,3</sup>, G. Paturel<sup>4</sup>, and P. Teerikorpi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Paris-Meudon, CNRS URA1757, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>2</sup> Tuorla Observatory, FIN-21500 Piikkiö, Finland

<sup>3</sup> Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

<sup>4</sup> Observatoire de Lyon, F-69230 Saint-Genis Laval, France

Received 29 July 1996 / Accepted 9 December 1996

**Abstract.** We have studied the value of the Hubble constant using the KLUN (Kinematics of the Local Universe) sample of 5171 spiral galaxies having isophotal diameters  $D_{25}$  (and partially  $B$ -magnitudes), H I line widths, and radial velocities. The sample is diameter-limited, complete down to  $D_{25} = 1.6$  arcmin. As in the first similar study, where a much smaller magnitude-limited sample was used (Bottinelli et al. 1986), we pay special attention to the problem of Malmquist bias when photometric distances are derived by the Tully-Fisher diameter or magnitude relations. The bias is revealed and overcome by a more advanced version of the method of normalized distances, now taking into account, in addition to diameter and magnitude limits, also Hubble type effect, inclination effect, and variable galactic extinction.

Calibration of the Tully-Fisher relations is primarily performed using a sample of 15 galaxies with available Cepheid distances, mostly from the HST programmes. This sample does not show significant trends with distance and is concluded to be closely distance-limited.

Analysis of the  $\log H_0$  vs.  $d_{\text{normalized}}$  diagrams allows us to identify the “unbiased plateaus” for both the diameter and magnitude TF distances. A useful tool here introduced is the theoretical expectation of the bias in cumulative  $\langle \log H_0 \rangle$  as a function of the fraction of the sample accepted for the plateau. An iterative approach is utilized for determining the TF relations, the plateau, and the value of  $H_0$  therefrom.

Using the Peebles linear velocity field model with Virgo and our infall velocities equal to  $980 \text{ km s}^{-1}$  and  $150 \text{ km s}^{-1}$ , respectively, we derived the following values of  $H_0$ :

$$H_0 = 53.4 \pm 5.0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} (N_{\text{gal}} = 415)$$

from the magnitude relation, and

$$H_0 = 56.7 \pm 4.9 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} (N_{\text{gal}} = 403)$$

from the diameter relation.

The given  $1 \sigma$ -errors refer to the statistical scatter around the adopted calibration, and the dispersion of the calibrator sample itself. These  $H_0$  values are not sensitive to reasonable changes in the kinematical parameters of the velocity field model, up to the extreme ones found in literature. This insensitivity is also expected from our numerical experiments. In the radial velocity space, the unbiased plateau extends up to about  $6000 \text{ km s}^{-1}$  and the value of  $H_0$  is in good agreement with the SNIa results by Sandage et al. (1996) which extend to still larger velocities. At present, the supernovae method and the KLUN TF-sample, both calibrated with Cepheid distances, provide complementary approaches to  $H_0$  in different, though overlapping, redshift ranges.

As an additional result, the normalized distance method provides a natural way to estimate the Local Group infall velocity by minimizing the  $\log H_0$  dispersion in the unbiased plateau. Using the diameter and the magnitude TF relations respectively, we obtained, as preliminary results, the following values:

$$v_0 = 225 \pm 45 \text{ km s}^{-1}, \text{ and}$$

$$v_0 = 185 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$$

These values are compatible with our standard value within  $2 \sigma$  and agree particularly well with Sandage’s preferred value  $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ .

**Key words:** galaxies: spiral – galaxies: distances and redshifts – cosmology: distance scale

---

### 1. Introduction

About ten years ago we published a paper on the Malmquist bias and the value of the Hubble constant, as revealed by the  $B_1^0$  Tully-Fisher (TF) relation (Bottinelli et al. 1986, or BGPT86).

In that paper the method of normalized distances was for the first time applied to a sample of galaxies in an attempt to show the very existence of and to correct for the Malmquist bias when the value of  $H_0$  is derived from field galaxies using the direct TF relation. The method accomplishes simultaneously these two tasks via the  $\log H$  vs.  $d_n$  diagram, where  $H$  is the Hubble ratio  $V_c/d_{TF}$  ( $V_c$  = corrected radial velocity,  $d_{TF}$  = TF distance from the direct TF relation) and  $d_n$  is the normalized kinematical distance (we shall return to the details in Sect. 3).

BGPT86 illustrated in a clear manner how the Malmquist bias influences the inferred value of  $H_0$ . The value of  $H_0$  was derived from the “unbiased plateau” of the  $\log H$  vs.  $d_n$  diagram, using the calibrators then available. With two choices of calibrator distances we calculated  $H_0 = 72 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and  $H_0 = 56 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , where the former value refers to the “short” (or de Vaucouleurs) distances and the latter one to the “long” (or Sandage) distances, in use at that time. It is the aim of the present paper to “update” in a very basic manner the results of BGPT86, after ten years of efforts by us and others to increase the data base, enhance the knowledge of the TF relation, and deepen the understanding of the Malmquist bias.

After BGPT86 it became clear that in order to put the investigation of  $H_0$  and the local kinematics on a safer basis, when using the basic  $B_1^0$  (or  $\log D_{25}$ ) photometric parameters in the TF relation, one needs a significantly larger sample than available in 1986. There are several reasons for this. *Firstly*, the method of normalized distances requires complete samples, and to extend the unbiased plateau requires fainter photometric limit. *Secondly*, increasing the population of the unbiased plateau adds weight on  $H_0$  from increasingly large distances, hence reducing the influence of the very local kinematical environment. *Thirdly*, the larger number of galaxies allows one to investigate in detail the properties of the sample, its completeness, and needed photometric corrections. *Fourthly*, similarly, the large sample makes it possible to study the TF-relation itself. *Fifthly*, though our main concern is the direct relation, any attempt to use the inverse TF relation (producing in a certain sense unbiased distance moduli) requires a good, homogeneous and well-understood photometric sample, along with the complete measurements of  $\log V_m$ .

The roots of this work go back to 1983 when a plan was started to build an extragalactic database (Paturel et al. 1990) where the basic available measurements would be collected. This database (LEDA = Lyon-Meudon extragalactic database; telnet [lmc.univ-lyon1.fr](mailto:lmc.univ-lyon1.fr), login: *leda*) contains presently 140000 galaxies which have been used to homogenize the data relevant for TF studies. This part of the work has been reported by Bottinelli et al. (1990), Paturel et al. (1991a), and Paturel et al. (1994a), concerning 21-cm line measurements ( $\log V_m$ ), apparent diameters, and total apparent magnitudes, respectively.

In the project “Kinematics of the local universe” (KLUN), we have constructed a large sample of TF suitable galaxies, complete down to a small apparent diameter (Paturel et al. 1990). We selected diameter instead of magnitude as the defining parameter, because in this way it was possible to create with tolerable effort a deep sample, and because diameters also obey a TF re-

lation. In fact, as a very useful byproduct of this project, it was also possible to make the magnitude limit fainter within the basic diameter-limited sample. Completing the sample required several hundreds of H I line profile measurements with the Nançay radiotelescope and hundreds of optical redshift measurements at Observatoire de Haute Provence and at ESO, La Silla, as a Key Project.

Preparations for the KLUN analysis have included a study of the inclination corrections by Bottinelli et al. (1995), where it was shown that the isophotal diameter changes very little when the viewing angle is changed (consistent with a high optical thickness of spiral galaxy disks at the 25 mag isophote), while  $B$ -magnitudes need a large correction. Another important preparative study concerned the type dependence of the TF relation. It was revealed especially using the inverse TF relations in Theureau et al. (1997), but it exists as well in the direct relations, both in diameters and magnitudes.

The Malmquist bias has received increasing attention during the last ten years, with advancement in our understanding of its different forms and situations in which it enters the results. Teerikorpi (1995) recommended the use of the terms “Malmquist bias of the 1st kind” and “Malmquist bias of the 2nd kind”, in order to make a clear difference between two approaches in the studies using distance measurements. The bias of the 2nd kind is the one that arises in the analysis of the  $\log H$  vs.  $d_n$  diagram and which we try to overcome using the method of normalized distances. It is also the bias that Sandage (1994a,b) has discussed with his approach via the Spaenhauer diagram. The bias of the 1st kind is closely akin to the classical Malmquist bias, and has appeared in discussions on the “general” Malmquist correction.

Our approach to  $H_0$  relies on a *sufficiently* good velocity field model that is used to calculate (relative) kinematical distances. In 1986 we used the Peebles linear model, centered around the Virgo cluster, for this purpose. Even though the years have brought about new information on possible large scale bulk flows (starting from the Hydra Centaurus flow as suggested by Tammann & Sandage 1985) and the possible Great Attractor infall flow (Lynden-Bell et al. 1988), we shall use the same basic kinematical model also in this study, which allows a comparison with the results of BGPT86.

Presently, the number of local calibrators with distances from primary indicators is significantly larger than in 1986. Our complete list contains now 30 local galaxies, half of them having primary Cepheid measurements, the other half with distances determined by group membership. It should be noted that 11 of the new primary (Cepheid) distances come from the HST programmes.

We outline below the structure of this paper:

In Sect. 2, the basic KLUN sample is described. The criteria for excluding parts of the sample due to problems of galactic extinction, kinematical closeness of the Virgo cluster, and inaccurate photometric parameters, are explained.

In Sect. 3, the method of normalized kinematical distances is explained, with some improvements in comparison with

BGPT86. The comparable method of the Spaenhauer diagram (Sandage, 1994a) is discussed.

In Sect. 4, possible calibrators are discussed. We have decided to give two choices of calibrator sample: a smaller primary sample of galaxies with Cepheid distances, and a sample enlarged with group members.

In Sect. 5, we use both the diameter-limited sample, and the magnitude-limited subsample, in the iterative normalized distance method. We derive the slope of the TF relations, zero-point differences for the Hubble types, and the unbiased plateau in the  $\log H$  vs.  $d_n$  diagram. Systematic trends inside the putative plateaus, defined by different  $d_n$ -limits, are studied. All this can be done without a knowledge of  $H_0$  (or of calibrators).

In Sect. 6, we combine the data on calibrators with the results on the unbiased plateaus from Sect. 5, in order to derive the value of the Hubble constant. The calculations are made with different calibrator samples, and with different plateaus from Sect. 5.

Sect. 7 contains a discussion of the results on  $H_0$ . We investigate the effect of the adopted velocity model, absorption correction, and absolute calibration. We conclude by comparing our results with recent SNIa studies.

## 2. The KLUN sample

The galaxy sample that we use is basically the same that we have collected and investigated in a few previous papers of the "Extragalactic Data Base" (Paturel et al. 1989, Bottinelli et al. 1990, Paturel et al. 1991a, 1991b, 1994a, Bottinelli et al. 1995) and "Kinematics of the Local Universe" series (Paturel et al. 1994b, Bottinelli et al. 1992, 1993, Di Nella et al. 1996, Theureau et al. 1997). In totality it consists of 5171 spiral galaxies covering the type range Sa - Sdm (or  $T = 1 - 8$ ). Each galaxy has a photometric diameter ( $\log D_{25}$ ), a 21-cm line width and a radial velocity measurement. 4577 of these objects have also  $B$ -magnitudes.

Any derivation of  $H_0$  using such a data base, depends crucially on our knowledge of the statistical properties of the sample, including its incompleteness and the quality of the measured parameters. The KLUN sample has its origin in a merger of several galaxy catalogues, with the original photometric measurements made in different ways and accuracies. This makes it necessary to practice special care when the formal methods are applied to the sample.

### 2.1. Diameters

Diameters  $D_{25}$  are expressed in units of 0'.1, with an accuracy of 0'.01, following the convention of the RC2 (de Vaucouleurs et al. 1976). They are extracted from LEDA and have been reduced to a standard common system according to Paturel et al. (1991a): isophotal diameters at the limiting surface brightness of 25  $B$ -mag (arc sec) $^{-2}$ . For most of the sample, the standard error of  $\log D_{25}$  does not exceed  $\sigma = 0.05$ . Diameters were corrected for galactic extinction (Fouqué and Paturel, 1985) and inclination effect (Bottinelli et al. 1995).

The sample can be considered complete in observed diameter down to  $\log D_{\text{lim}} = 1.2$  (for details, see Paturel et al. 1994b).

The  $D_{25}$  diameter is measured in most cases in the disc only (Theureau et al. 1997). Hence, the diameter limit is roughly the same for all morphological types.

### 2.2. Magnitudes

The reduction of apparent  $B$ -magnitudes to the RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991) system has been studied recently by Paturel et al. (1996). The mean  $B_i$  is an average with the weights derived for each source of magnitude. The final uncertainty is derived from the total weight. In most of the sample, the standard error is less than 0.5 mag.

Apparent  $B_i$  magnitudes are corrected for galactic extinction ( $a_g$ ), inclination and redshift effects, according to Bottinelli et al. (1995). We adopted for  $a_g$  the RC2 system (see Sect. 7.2.).

The whole sample is complete below  $m_{\text{lim}} = 13.25$  mag. It is important to note, that because the sample is diameter-limited and the magnitudes are correlated with the size of the bulge component for a fixed intrinsic diameter, the magnitude limit  $m_{\text{lim}}$  will be different for different galaxy types. In fact, for a given completeness limit in diameter  $D_{\text{lim}}$ , one obtains, from the exponential law, the following expression:

$$m_{\text{lim}} = -2.5 \log \left[ \frac{2\pi\sigma_0}{1-k(T)} \left( \frac{D_{25,\text{lim}}}{6.4} \right)^2 \right] + M_{\odot} - 5, \quad (1)$$

where  $k(T)$  is the bulge to disc luminosity ratio for a given type, as given by Simien & de Vaucouleurs (1986), and  $\sigma_0 = 10^{-0.4\mu_0+10.58}$  is the central brightness of a pure disc ( $\mu_0 = 21.5 \pm 0.5$ , Bosma & Freeman 1993, Theureau et al. 1997). One expects then that  $m_{\text{lim}}$  increases slowly from early to late types with a total shift of 0.6 mag (value obtained with  $\log D_{\text{lim}} = 1.2$  and  $\mu_0 = 21.5$ , see Sect. 5).

### 2.3. 21-cm line measurements

All raw 21-cm line widths, collected from LEDA, have been reduced to a common system of widths at 20 % and 50 % of the peak (Bottinelli et al. 1990). They are corrected for velocity resolution effect and tested for homogeneity. Large part of the data (almost 50 %) is based on our own observations at the Nançay Radiotelescope. The detection rate at Nançay was excellent (roughly 90 %). The correction for internal velocity dispersion was made according to Tully & Fouqué (1985). Finally,

$$\log V_m = \langle (2 \cdot \log w_{20} + \log w_{50})/3 \rangle - \log (2 \sin I),$$

where  $I$  is the inclination of the galaxy. The uncertainties on  $\log V_m$  are typically around 0.08, as calculated according to Bottinelli et al. (1983).

### 2.4. Radial velocities and kinematical distances

Heliocentric radial velocities from optical or radio measurements are corrected to the centroid of the Local Group according to Yahil et al. (1977). The original optical compilation was

made for the preparation of the RC3 catalogue (Fouqué et al. 1992). Radio velocities come essentially from 21-cm line measurements; they have been homogenized and tested for scale, zero-point errors, and reference effect (Bottinelli et al. 1990).

Radial velocities are used to define a kinematical distance scale,  $d_{\text{kin}}$ , with an infall component in the direction of the Virgo Cluster ( $(l, b) = (284^\circ, 74^\circ)$ ). Similarly as in BGPT86, we applied Peebles's (1976) linear infall model. In most of the calculations we used  $(V_0)_{\text{Vir}} = 980 \text{ km s}^{-1}$  (Mould et al. 1980) for the Virgo mean velocity and  $v_0 = 150 \text{ km s}^{-1}$  as in Bottinelli et al. (1995) for the LG infall.

### 2.5. Morphological types

Even after attempts to characterize rigorously the elements of the Hubble sequence, morphological type still remains a rather subjective datum, and experience shows that its definition depends on astronomer. We adopted the RC3 system as a standard, and converted to it the morphological types from other catalogues (see Paturel et al. 1997).

### 2.6. Adopted restrictions

The sample was restricted according to the following criteria:

- $|b| \geq 15^\circ$ , to exclude objects near the Galactic plane having poorly defined magnitudes; this concerns 420 galaxies of our sample
- $\log R_{25} \geq 0.07$  to exclude face-on galaxies for which the calculated  $\log V_m$  is uncertain. This concerns 501 galaxies of our sample
- galaxies belonging to the triple value region around the center of the Virgo cluster have been excluded (see BGPT86). This concerns 107 galaxies in the case of our standard velocity field
- very close galaxies (sometimes with negative radial velocity) are excluded because of the importance of their peculiar motions

After these restrictions, we are left with 4164 and 3622 galaxies for the diameter and magnitude TF relations, respectively.

## 3. The method of normalized distances

In BGPT86 the method of normalized distances, based on a discussion of the Malmquist bias in TF distance moduli (Teerikorpi 1984), was first applied to a sample of field galaxies. The method is based on the expectation that the mean Hubble ratio  $\langle H \rangle_p$  averaged over all galaxies at the same (kinematical) distance and with the same value of  $p = \log V_m$ , starts to increase at some limiting kinematical distance. Here the magnitude limit begins to cut away the faint part of the luminosity function  $\Phi(M)_p$ . For different  $\log V_m$  the limiting distance will be different by the factor  $10^{0.2a(p-p_0)}$  from the TF relation  $M = a \cdot p + b$ . Hence, if one multiplies  $d_{\text{kin}}$  by  $10^{-0.2a(p-p_0)}$ , the behaviour of  $\langle H \rangle_p$  will be the same along the thus derived normalized distance ( $d_n$ ) axis. Finally, one inspects the  $\langle \log H \rangle$  vs.  $d_n$  diagram for the unbiased

plateau seen at small normalized distances as a horizontal part, now for all  $\log V_m$  together.

The luminosity function  $\Phi(M)_p$  is supposed to be nearly gaussian, with a constant dispersion  $\sigma_{M_p}$  over all values of  $p$ . These assumptions are realistic in view of the distribution of absolute magnitudes for different  $\log V_m$  ranges. In some recent studies (Giovannelli 1996) it has been argued that  $\sigma_{M_p}$  is larger at smaller  $\log V_m$ . However, we did not find such a tendency in our plateau sample (cf. Fig. 1). The TF relation itself also shows a regular distribution of the points along the regression line, allowing us to consider  $\sigma_{M_p}$  equal to the intrinsic TF scatter, except perhaps for small galaxies where measurement errors in diameters become important. The method of normalized distances was discussed and verified in BGPT86, Bottinelli et al. (1988), Bottinelli et al. (1995), and also in Ekholm (1996) by using synthetic data sets.

### 3.1. Analytical description

In its original form, the formula for the normalized kinematical distance was essentially given as

$$d_n = d_{\text{kin}} 10^{0.2a(2.7 - \log V_m)} \quad (2)$$

(magnitude relation, BGPT86).

This expression is for the ideal case where the sample is complete up to a given apparent magnitude limit or down to a given apparent diameter limit. But we may desire to use data from several different catalogues, each being complete up to a different apparent limit. It is then necessary to introduce an additional term for the definition of the normalized distance:

$$d'_n = d_n 10^{0.2(m_0 - m_{\text{lim}})} \quad (3)$$

where  $m_0$  may be arbitrarily chosen and  $m_{\text{lim}}$  depends on the catalogue. An example may be found in Bottinelli et al. (1988), where the study was done with different samples selected according to different  $\log V_m$  ranges.

The influence of the magnitude limit on the bias properties has been well illustrated also by Sandage (1994a) using the device of the Spaenhauer diagram. The importance of a well defined limit was further discussed by Federspiel et al. (1994) in their analysis of the Mathewson-Ford-Buchhorn sample. Consequently, using the type dependent TF relation, we have to pay attention to the fact that, the sample being diameter selected, the magnitude limit will be different from one type to another. Thus, the factor  $10^{0.2(m_0 - m_{\text{lim}}(T))}$  has to be used.

It is also important to note that galaxies of the same type and  $\log V_m$ , but of different inclinations form separate classes as far as the Malmquist bias is concerned. Highly inclined galaxies are much fainter in the sky than similar face-on galaxies at similar distance. Hence, they fall below the (magnitude) detection limit at a smaller distance than the face-on galaxies. In the same way, one must take into account the galactic extinction  $a_g$ : in regions behind an enhanced extinction, galaxies appear smaller and fainter than elsewhere, hence, their normalized distance is

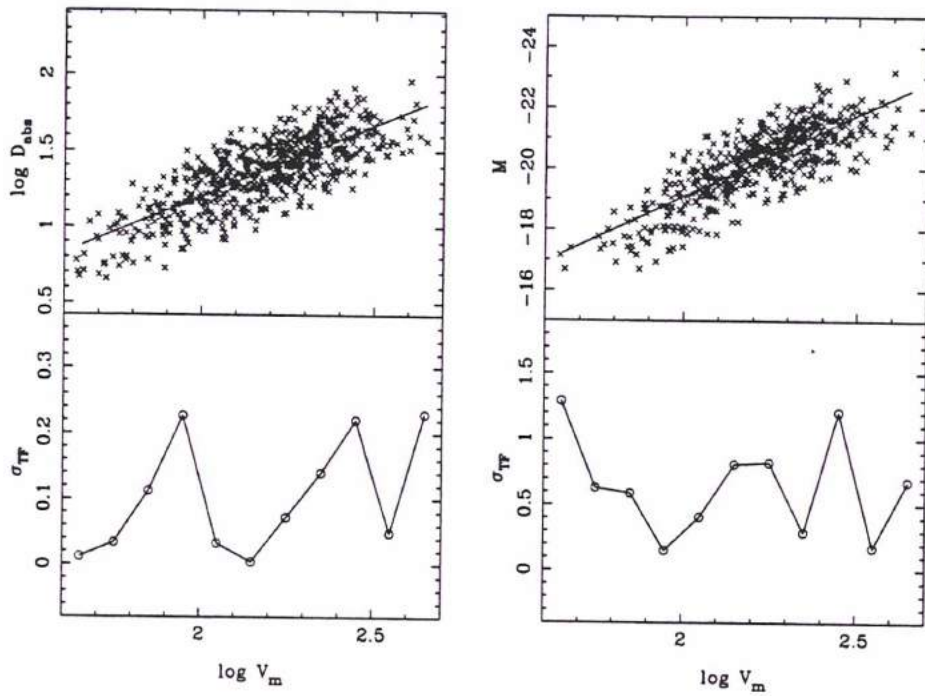


Fig. 1. Diameter (left) and magnitude (right) TF relations and their dispersions at different  $\log V_m$ .

larger. These effects were taken into account in Bottinelli et al. (1995), where the formula was written:

$$d_n = d_{\text{kin}} \cdot 10^{0.2a(\log V_m - 2.7)} \cdot 10^{0.2A(R)}, \quad (4)$$

$$10^{0.2a_g} \cdot 10^{0.2(m_n - m_{\text{lim}})},$$

for magnitude relation, or

$$d_n = d_{\text{kin}} \cdot 10^{a(2.7 - \log V_m)} \cdot 10^{-C \log R}, \quad (5)$$

$$10^{0.094a_g} \cdot 10^{(\log D_{\text{lim}} - \log D_n)},$$

for diameter relation.

Here the factor  $A(R)$  or the constant  $C$  takes care of the influence of the inclination angle on the observed magnitude or diameter. However, this term practically vanishes when one uses the diameter relation:  $C = 0.04$  (Bottinelli et al. 1995).

Following the same idea, one must also take into account the fact that the zero-point  $b = b(T)$  of the TF relation depends strongly on morphological type  $T$  (Theureau et al. 1997). Using  $d_{n,T} = d_n 10^{0.2(b(6) - b(T))}$ , all galaxies are shifted to type  $T = 6$ , which was chosen as a reference because it is one of the better populated and shows the nicest TF regression.

### 3.2. On the Spaenhauer diagram method

One can but note the similarities that exist between our normalized distance method and the method based on the use of the Spaenhauer diagram (Sandage, 1988a, 1994a, 1994b, Federspiel et al., 1994). The philosophical basis and hypotheses are indeed approximately the same, even if the methods are formally different.

Both methods assert the importance of the Malmquist effect on the estimation of the Hubble constant when using a flux-limited sample. Both assert that the bias considered here depends on the distance (Teerikorpi 1975, 1984, Sandage 1994a

and that the selection of an unbiased subsample is the only way to derive the good TF slope and an unbiased value of  $H_0$  from field galaxies. It is also clear that the bias depends on  $\log V_m$  (BGPT86, Bottinelli et al. 1988, Sandage 1994b), and consequently that the limit of the unbiased regime is a function of  $\log V_m$ . Moreover, it is shown that attempts to get the volume-limited (unbiased) subsample or to correct for the bias, require the strict completeness of the sample either in magnitude or in diameter, depending on the TF relation used (BGPT86, Federspiel et al. 1994). Hence, redshift,  $\log V_m$ , and magnitude limit, constituting the elements of Sandage's "triple-entry-correction", are also included in the method of normalized distance, in fact, in formulae (4) and (5). Note also that, both methods assume the symmetry of the luminosity function of a given class of objects (fixed  $\log V_m$ , given type) and its invariability with distance.

However, the two methods have also differences. Sandage's method is, in a certain way, more empirical: it consists of dividing the sample in discrete boxes of  $\log V_m$  to identify for each  $\log V_m$  range separately, the corresponding unbiased region. Our more analytical method allows to treat the  $\log V_m$  values continuously, all the objects being used in the same diagram to extract an optimal "plateau", statistically better defined due to the larger number of points. In addition, the normalized distance method permits one to take into account also more subtle effects due to inclination (i.e. opacity), galactic absorption, and morphological type or mean surface brightness. In addition, the normalized distance scale, the unbiased plateau, and the derived TF slope, are obtained by iteration and therefore optimized. Finally, the Spaenhauer method requires as assumption the uniformity of density to determine the unbiased subsample by fitting the estimated envelopes of the sample to the data plot. Our method

**Table 1.** Primary calibrator sample; galaxies with Cepheid distances. The values in columns 3–7 are taken from KLUN-sample or from LEDA database. Sources for the distance moduli are listed in column 8.

Cepheid distances							
Name	$\mu$	$\log D_{25}^0$	$B_T^0$	$\log V_m$	$T$	$V_0$	Source
N 224	24.42	3.19	3.25	2.397	3	-14	Freedman & Madore 1990
N 300	26.66	2.34	8.44	1.912	7	124	Freedman et al. 1992
N 598	24.64	2.82	5.72	1.982	5	68	Freedman et al. 1991
N 925	29.84	2.07	9.72	2.008	7	782	Silbermann et al. 1996a
N1365	31.36	2.05	9.82	2.305	3	1565	Silbermann et al. 1996b
N2403	27.50	2.34	8.20	2.047	6	299	Freedman & Madore 1988
N3031	27.80	2.34	7.10	2.333	2	123	Freedman et al. 1994b
N3368	30.32	1.89	9.51	2.312	2	760	Tanvir et al. 1995
N3621	28.95	2.12	9.07	2.151	7	436	Rawson et al. 1996
N3627	30.37	1.90	8.99	2.241	3	596	Tanvir et al. 1995
N4321	31.15	1.87	9.73	2.269	4	1481	Freedman et al. 1994a
N4496A	31.13	1.57	11.82	1.994	6	894	Saha et al. 1996a
N4536	31.10	1.85	10.28	2.198	4	1640	Saha et al. 1996b
N4639	32.00	1.48	11.62	2.270	4	894	Sandage et al. 1996
N5253	28.01	1.60	9.86	1.541	2	155	Saha et al. 1995

does not need such a strong hypothesis to fix confidently the limit of the plateau.

#### 4. Primary calibrator galaxies

In order to determine the absolute zero-points for the TF relations, and consequently, the absolute distance scale and the value of  $H_0$ , one needs a sample of calibrators. Furthermore, this sample should be statistically equivalent to a volume-limited sample, providing unbiased  $\langle M \rangle_p$  or  $\langle \log D \rangle_p$ . The galaxies which can be used to build such a sample come from rather heterogeneous observational programmes, with different distance indicators applied, and not always collected with the requirement of volume-limitedness in mind.

##### 4.1. Galaxies with Cepheid distances

The number of galaxies with Cepheid distances is increasing rapidly. The on-going Hubble Space Telescope programmes (cf. Kennicutt et al. 1995, and Sandage et al. 1996) aim at measuring Cepheids in 25 galaxies. 18 of these galaxies have been chosen as optimal calibrators for the IR Tully-Fisher relation. Together with Cepheid observations with advanced ground-based telescopes (e.g. Pierce et al. 1994) we now have a larger sample of calibrator galaxies with more accurate distances than in BGPT86. The range of distances has increased considerably; the first Cepheids in Virgo galaxies have been successfully detected.

We have collected all the galaxies with Cepheid distances and excluded face-on ones, and those being very peculiar or outside the type range  $T = 1 - 8$ .

Though we excluded the low inclination galaxies N4571 and N5457 (=M101), distance to M101 was used for its close companions (cf. Table 2). The very peculiar ‘‘Sombrero’’ galaxy (M104) was excluded together with several galaxies of irregular types  $T = 9-10$  (I10, I4182, I1613, N6822, Sex A, Sex B).

**Table 2.** Secondary calibrator sample; galaxies with group distances. Distances to Sculptor Group galaxies are determined from the Cepheid distance to group member N300 and from resolution arguments (Tammann 1987). M81 Group distance is defined as intermediate between two group members N3031 (=M81) and N2403. Cepheid distance of  $\mu = 29.34$  to N5457 (=M101) has been recently measured with HST (Kelson et al. 1996), but being a face-on galaxy, it was not included in our primary calibrators. Leo Group distance is adopted from the member galaxy N3368.

Group distances						
Name	$\mu$	$\log D_{25}^0$	$B_T^0$	$\log V_m$	$T$	$V_0$
Sculptor Group						
N 247	26.80	2.21	8.80	1.976	7	231
N 253	27.50	2.29	7.00	2.277	5	298
N7793	27.50	1.98	9.33	1.985	7	253
N1023 Group						
N 891	29.80	2.14	9.38	2.325	3	776
N1003	29.80	1.79	10.66	1.980	6	863
Formax Group						
N1350	31.36	1.74	13.38	2.377	2	1805
M81 Group						
N2976	27.65	1.74	10.14	1.731	5	159
N4236	27.65	2.26	9.08	1.834	8	164
Leo Group						
N3299	30.32	1.29	13.51	1.838	8	509
N3351	30.32	1.87	9.89	2.183	3	641
N3627 Group						
N3628	30.37	2.11	9.20	2.329	3	597
N3623	30.37	1.95	9.33	2.354	1	677
M101 Group						
N5204	29.34	1.67	11.16	1.719	8	332
N5477	29.34	1.21	14.04	1.523	8	427
N5585	29.34	1.74	10.81	1.878	7	442

**Table 3.** A list of Hubble Space Telescope extragalactic distance scale project galaxies. As the project continues, the reader may fill the gaps and add these galaxies in the primary calibrators. Following methods explained in the text, the TF relations may then be re-calibrated and value of  $H_0$  re-evaluated.

More HST Key Project galaxies						
Name	$\mu$	$\log D_{25}^0$	$B_T^0$	$\log V_m$	$T$	$V_0$
N1425		1.78	10.62	2.242	3	1440
N2090		1.75	10.96	2.149	5	755
N2541		1.81	11.14	1.962	6	647
N3198		1.92	9.86	2.162	5	703
N3319		1.79	10.89	2.010	6	763
N3351	cf. Leo Group above					
N3521		2.05	9.01	2.356	4	614
N4414		1.59	10.35	2.326	5	694
N4535		1.86	10.11	2.231	5	1822
N4548		1.72	10.60	2.255	3	379
N4725		2.03	9.57	2.389	2	1160
N7331		2.04	9.15	2.388	3	1115

We are left with 15 galaxies for our primary calibrator sample. In Table 1, the Cepheid distances, corrected apparent diameters and  $B$ -magnitudes, rotational velocities, types, and radial velocities ( $V_0$ ), of these galaxies are listed. Sources for distances are given, other values are from our KLUN-sample or from LEDA.

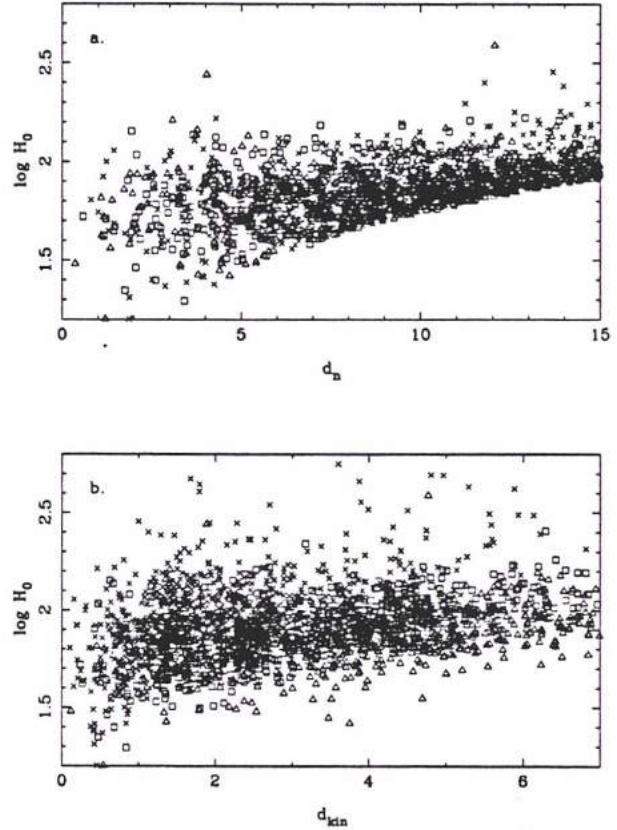
In Table 2 we list possible members of groups with distances known from primary calibrators. For these we attach the mean group distance, except in the case of Sculptor group, where the distance differences are defined from resolution into brightest stars (Tammann, 1987). The 15 galaxies in Table 2 form our secondary calibrator sample. Combining these with the primary sample we enlarge the number of calibrators, which increases statistical reliability even though the distances in Table 2 are obviously not as accurate as in the primary sample. All the types 1–8 are represented in the combined sample.

For the convenience of the reader we list in Table 3 the rest of the Hubble Space Telescope Key Project galaxies. As the project continues, these galaxies may easily be added to the previous calibrator list. In the Appendix, we derive an algorithm for re-evaluating the value of  $H_0$  with the more complete calibrator sample.

#### 4.2. BGPT86 calibrators

The calibrators used in BGPT86 had distances from several different methods — Cepheids, brightest stars, H II regions, luminosity indices, novae, etc. In the present work we use only Cepheid distances, which are now sufficiently numerous and rest on a firm physical and observational basis.

Nine of the BGPT86 calibrators with new distances are found in Tables 1 and 2. Only the Magellanic Clouds, being of irregular type, have been dropped out. Ten years ago we used three different sets of distances: de Vaucouleurs scale, and “old” and “new” Sandage and Tammann scales (Table 4 in BGPT86). On average the distance moduli of the deV-scale were smaller



**Fig. 2.** Plateau diagrams for the diameter relation. In a., the values of  $\log H_0$  for individual galaxies are plotted against normalized distance, in b. the kinematical distances are used. The different  $\log V_m$ -ranges are denoted with:  $\times$  for  $\log V_m \leq 2.1$ ,  $\square$  for  $2.1 < \log V_m < 2.3$ , and  $\triangle$  for  $\log V_m \geq 2.3$ .

by  $\langle \Delta \mu \rangle = 0.22$ , “old” and “new” ST-scales were larger than the present values,  $\langle \Delta \mu \rangle = -0.33$  and  $-0.06$  respectively.

In terms of the Hubble constant, deV-scale gives  $H_0$  that is 11% larger, “old” and “new” ST-scales give values of  $H_0$  that are 14% and 3% smaller than when the present distances are used.

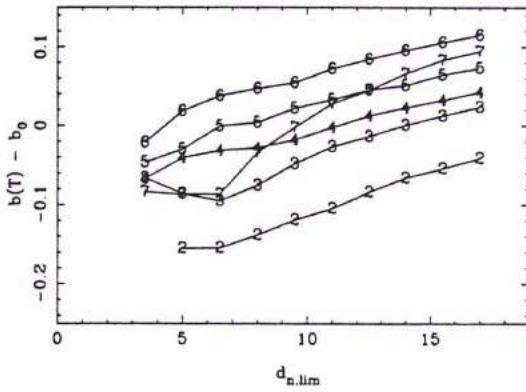
#### 5. Unbiased TF parameters

In the method of normalized distances, unbiased TF parameters are derived by selecting an unbiased subsample on the basis of a  $\log H$  vs.  $d_n$  diagram. This iterative way requires as input a reasonable value of the TF slope  $a$  (we used the values of  $a$  and  $b$  given by Bottinelli et al. 1995 and Fouqué et al. 1990:  $a_D = 0.9$ ,  $b_D = -1.0$ ,  $a_M = -5.5$ ,  $b_M = -8.0$ ).  $\log H$  is calculated for each galaxy as the logarithm of the ratio of the corrected radial velocity  $V_c$  and TF distance  $d_{TF}$  (in Mpc), where:

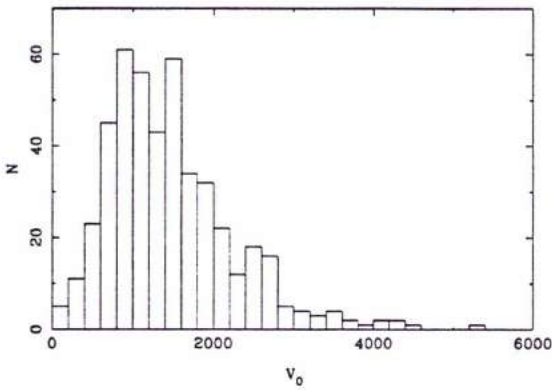
$$d_{TF} = 10^{(m - a_M \log V_m - b_M - 25)/5}$$

for the magnitude relation, or

$$d_{TF} = 10^{(a_D \log V_m + b_D - \log D_{25})}$$



**Fig. 3.** Relative diameter TF zero-points for different types and different plateau-limits ( $d_{n,lim}$ ). Early types  $T = 1$  and  $2$  are combined and marked with number  $2$ . Late types  $T = 7 - 8$  are similarly marked with  $7$ .



**Fig. 4.** Distribution of plateau galaxies with respect to radial velocity  $V_0$ . The number of galaxies in the diameter TF unbiased plateau is 478.

for the diameter relation. At each step, an unbiased subsample consisting of galaxies located in the horizontal part of the plot (the plateau) is extracted, and new TF parameters are evaluated by a least square regression of  $\log D$  or  $M$  against  $\log V_m$ .  $\log D$  and  $M$  are calculated using the kinematical distance  $d_{kin}$  (cf. Sect. 2.4.), and the apparent diameter  $D_{25}$  or the apparent  $B$ -magnitude  $B_1^0$  respectively.

One may ask how sensitive the results of the normalized distance method are either to the choice of the velocity infall model or to the random galaxy peculiar motions. And do we, in the ideal case of a perfectly known velocity field, actually get the true TF parameters. Such questions were studied by Ekholm (1996) using Monte-Carlo simulations. We summarize here some of his results:

1. The inferred TF slope does not depend critically on the precise knowledge of the unbiased plateau.
2. The unbiased plateau and the derived slope are quite insensitive to the adopted value of the infall velocity of the Local Group toward Virgo.

3. The linearized model of Peebles (1976), that we use to define the kinematical distance scale (Sect. 2.4), seems to be an excellent approximation in the case of the underlying Tolman-Bondi flow, when a very accurate value of the Local Group infall velocity is not needed.
4. Velocity dispersions lower than  $100 \text{ km s}^{-1}$  do not affect the above conclusions. In the literature, a value of  $\sigma_V = 80 - 90 \text{ km s}^{-1}$  is generally accepted (Faber & Burstein 1988), and even smaller ones have been advocated (Sandage 1994b).

### 5.1. Direct diameter TF relation

We apply the method of normalized distances first to the diameter TF relation. In Fig. 2, individual  $\log H$  values are plotted both against the kinematical distance scale and the normalized distance scale, to illustrate the effect of the normalization on the putative plateau. Three ranges of  $\log V_m$  values are represented with different icons: crosses correspond to  $\log V_m$  in  $[1.3, 2.1]$ , open squares to  $\log V_m$  in  $]2.1, 2.3[$ , and open triangles to  $\log V_m$  in  $[2.3, 2.8]$ . These intervals contain respectively 949, 967 and 686 objects. According to Sect. 3, objects with small values of  $\log V_m$  are expected to be biased at smaller distances than those with larger values. This is well seen in the kinematical distance diagram (Fig. 2a): Though well mixed at small distances (all  $\log V_m$  ranges are consistent with a same mean value ( $\log H$ )), galaxies with small  $\log V_m$  (crosses) appear rapidly in the upper part of the diagram as the distance increases. For galaxies with large values of  $\log V_m$  (open triangles), ( $\log H$ ) stays longer around the unbiased constant value. In the normalized distance diagram, all the galaxies follow the same behaviour: their mean value ( $\log H$ ) begins to go up at some common  $d_n$ . The plateau region appears then very clearly in the low  $d_n$  range ( $d_n \leq 6$ ).

Fig. 3 shows the derived type dependent zero-points against increasing normalized distance limit; each set of zero-points corresponds to a subsample defined by  $d_n \leq d_{n,lim}$ . Types 1 and 2, and types 7 and 8 have been grouped together for convenience, the number of points in these types being separately not large enough to show well the zero-point differences. The reader may see again the effect of the bias which appears for  $d_{n,lim} > 6$  and leads to an overestimation of the zero-points. However, the relative positions of the different  $b(T)$  ( $T=1$  to  $8$ ) do not vary much with increasing  $d_n$  limit, and moreover, the increasing number of points available makes the relative shift much more evident. If needed, this gives additional support to the reality of the type effect for the direct relation.

Our final adopted unbiased plateau ( $d_{n,lim} = 6$ ) contains 478 points, distributed in radial velocity  $V_0$  as shown by Fig. 4.

Table 4 presents a summary of our results on TF parameters. Again, types 1 – 2 and 7 – 8 have been grouped together. In column 2, the adopted TF slope ( $\alpha$ ) is given; it corresponds to a weighted mean over the slopes derived for each type. In columns 3 and 4 the adopted type dependent TF zero points are listed:  $b(T)_1$  and  $b(T)_2$  refer to the calibrator sample used; our primary Cepheid calibrator sample, and our extended ‘‘Cepheid + group membership sample’’ respectively (Tables 1 and 2). Column 5 gives the number of objects.



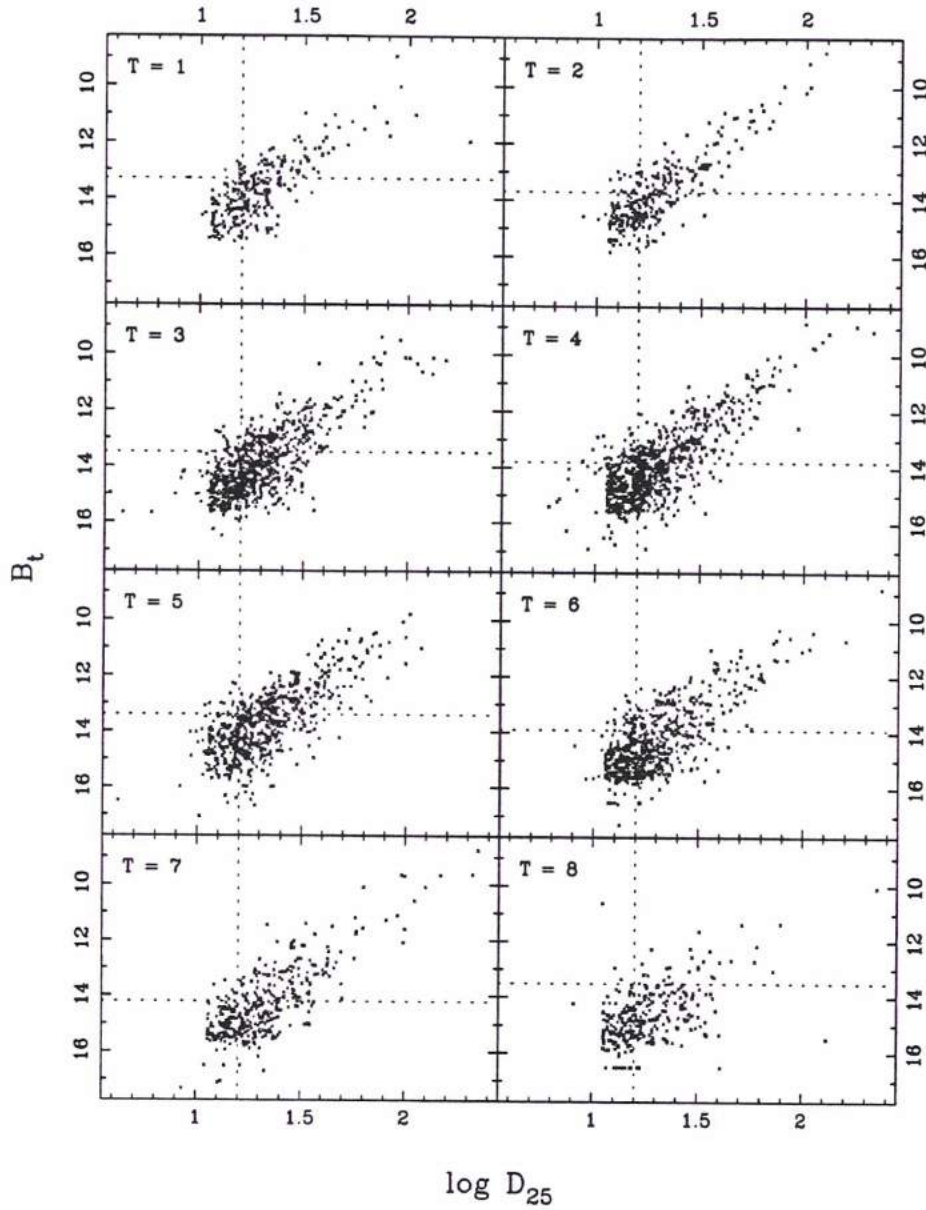


Fig. 5.  $\log D_{25} - B_t$  diagrams for different morphological types. From these diagrams the type dependent magnitude completeness limits may be estimated. We adopted the following values:  $m_{\text{lim}}(1) = 13.3$ ,  $m_{\text{lim}}(2) = 13.7$ ,  $m_{\text{lim}}(3) = 13.5$ ,  $m_{\text{lim}}(4) = 13.8$ ,  $m_{\text{lim}}(5) = 13.4$ ,  $m_{\text{lim}}(6) = 13.9$ ,  $m_{\text{lim}}(7) = 14.2$ ,  $m_{\text{lim}}(8) = 13.5$ . Dashed lines show these limits and the diameter completeness limit ( $\log D_{25, \text{lim}} = 1.2$ ).

Table 4. See text for details.

Diameter TF parameters				
$T$	$\langle a \rangle$	$b(T)_1$	$b(T)_2$	$n$
1.2		-1.028	-1.063	58
3		-0.956	-0.991	79
4	1.082	-0.905	-0.940	104
5		-0.880	-0.915	103
6		-0.847	-0.882	81
7.8		-0.968	-1.003	53

The relative zero-points  $b(T) - b(6)$  were calculated using the field galaxies (plateau data), whereas the absolute values were fixed with the calibrators: knowing the relative trend, calibrators are normalized to type 6 and, forcing the slope to the weighted mean value  $\langle a \rangle$ , an absolute zero-point  $b_c(6)$  is calculated (see also the Appendix).

### 5.2. Direct magnitude TF relation

Fig. 6 illustrate again the effect of distance normalization, now using the magnitude TF relation. We took into account the variation of  $m_{\text{lim}}$  with the morphological type. The unbiased plateau is slightly better determined and contains more points using the normalization on  $m_{\text{lim}}(T)$  rather than a common brighter cut-off at  $m_{\text{lim}} = 13.25$  mag. Here, we used the values of  $m_{\text{lim}}(T)$  derived from the sample itself, with the help of apparent magnitude histograms or  $\log D_{25}$  vs.  $B_t$  diagrams (Fig. 5). Fig. 7 shows the values observed for each type, together with the predicted ones as given by Eq. (1) in Sect. 2.2. Even if the plot is rather noisy, the data appear consistent with a general increase of  $m_{\text{lim}}$  with increasing type code  $T$ . It is also clear that the predicted values (open circles) cannot be used: they just illustrate a general behaviour of  $m_{\text{lim}}$  with increasing  $T$ . In fact, the model is very sensitive to any change in the value of its param-

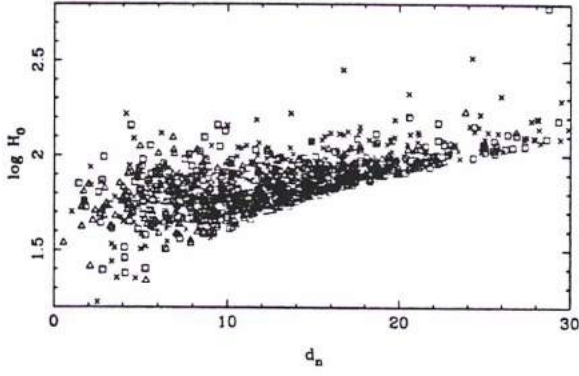


Fig. 6. Plateau diagram for the magnitude relation. Different  $\log V_m$ -ranges are denoted similarly as in Fig. 2. Type dependent magnitude cutoff limits have been used.

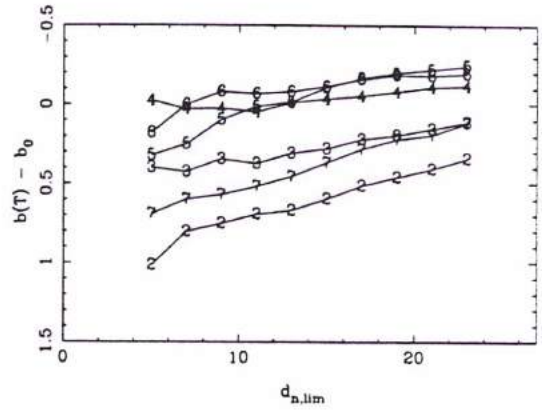


Fig. 8. Relative magnitude TF zero-points for different types and different plateau limits (cf. Fig. 3).

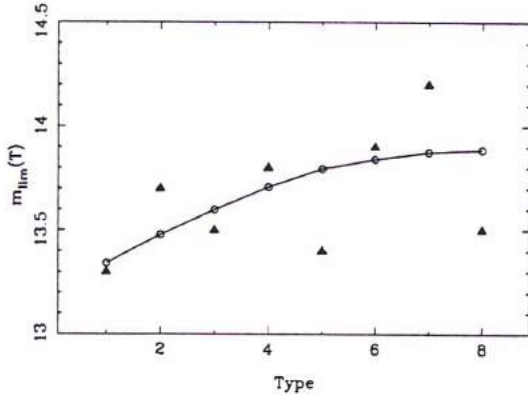


Fig. 7. The observed type dependent magnitude limits from Fig. 5 (triangles) and the corresponding values given by Eq. (1) (circles).

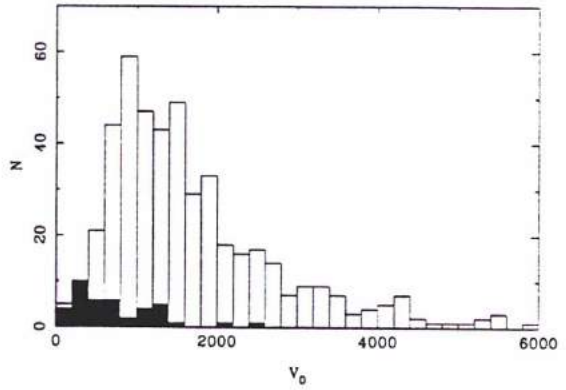


Fig. 9. Distribution of plateau galaxies with respect to  $V_0$  (cf. Fig. 4). Number of galaxies in magnitude plateau is 468. For comparison we have added the 40 BGPT86 plateau galaxies in the same diagram.

eters, and especially the value used for  $\mu_0$ : a constant central surface brightness is assumed for the disc, whatever the type is, which may be unrealistic. Sdm galaxies ( $T = 8$ ), for example, which appear clearly outside the global trend, are known to have a much lower surface brightness than other types. Hence, we assume that the observed variations are real, and adopt the empirical  $m_{lim}(T)$ .

Fig. 8 shows again the behaviour of the relative zero-points  $b(T) - b(6)$  with increasing  $d_{n,lim}$ . The plot is similar to what we obtained with diameters, but as expected from Theureau et al. (1997), the type effect is less clear.

The unbiased plateau ( $d_n \leq 10$ ) now contains 468 galaxies. In comparison, BGPT86 had only 40 plateau objects available. The  $V_0$ -distributions of our new and BGPT86 plateau samples are shown in Fig. 9.

The parameters of the magnitude relation were derived in the same way as with the diameter relation above. They are presented in Table 5.

One may ask why, with a smaller sample, we get in the plateau approximately the same number of points as in the diameter approach. This is caused by the smaller scatter in the magnitude TF relation which makes the plateau deeper.

Table 5.

Magnitude TF parameters				
$T$	$\langle a \rangle$	$b(T)_1$	$b(T)_2$	$n$
1,2	-5.823	-7.347	-7.023	59
3		-7.725	-7.399	81
4		-8.001	-7.675	111
5		-8.034	-7.710	72
6		-8.109	-7.784	82
7,8		-7.499	-7.174	63

## 6. The value of $H_0$

### 6.1. On the unbiased plateau

Strictly speaking, the method of normalized distances presupposes that the dispersion  $\sigma_{M,p}$ , arising from the intrinsic scatter and measurement errors, may be regarded as constant. Then the expected bias curves  $\langle \log H \rangle$  vs.  $d_{kin}$ , corresponding to different observed values of  $p$  ( $= \log V_m$ ), will be simply shifted along the  $d_{kin}$ -axis according to the factors appearing in the definition of the normalized distance, and come one over the other.

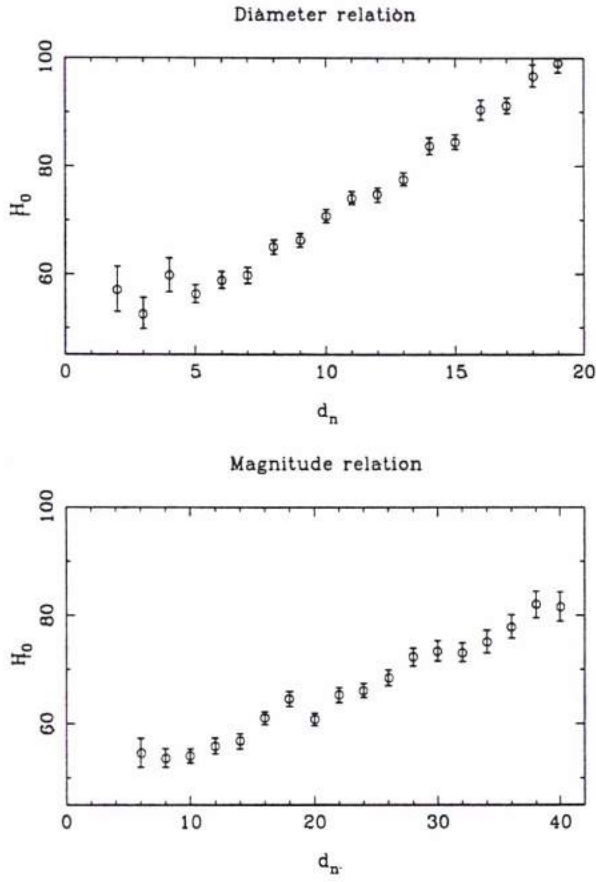


Fig. 1. The mean values of  $H_0$  (from  $\langle \log H_0 \rangle$ ) vs. normalized distance for diameter and magnitude TF relations.

Assuming gaussian distribution for the volume-limited  $M_p = M(p)$  and a constant  $\sigma_{M_p}$ , one can calculate theoretical expectations for  $\langle \log H \rangle$  vs.  $d_n$  in terms of error function (Teerikorpi, 1975; Bottinelli et al. 1988), revealing the horizontal unbiased plateau. These predictions do not depend on any assumption on the spatial distribution of galaxies, though they naturally require  $d_{\text{kin}}$ , from a kinematical model giving at least relative distances.

If one adds into the model a spiral galaxy space density distribution law, it is possible to see how well populated the unbiased plateau is. We define the plateau by the requirement that the cumulative average error  $\langle \Delta \log H_0 \rangle$  is less than some  $\epsilon$  below the limiting  $d_n = d_n(\epsilon)$ .

For instance, assuming homogeneous galaxy distribution and gaussian galaxy luminosity function (and a gaussian intrinsic dispersion  $\sigma_{M_p}$  for the TF relation), we have

$$\langle \Delta \log H_0 \rangle_{\text{cum}} = 0.2 \cdot \sqrt{2/\pi} \cdot \sigma_{M_p} \cdot \frac{\int_0^d \exp(-A^2) r^2 dr}{\int_0^d [1 - \text{erf}(A)] r^2 dr}$$

and

$$N/N_{\text{tot}} = \frac{\int_0^d [1 - \text{erf}(A)] r^2 dr}{\int_0^\infty [1 - \text{erf}(A)] r^2 dr}$$

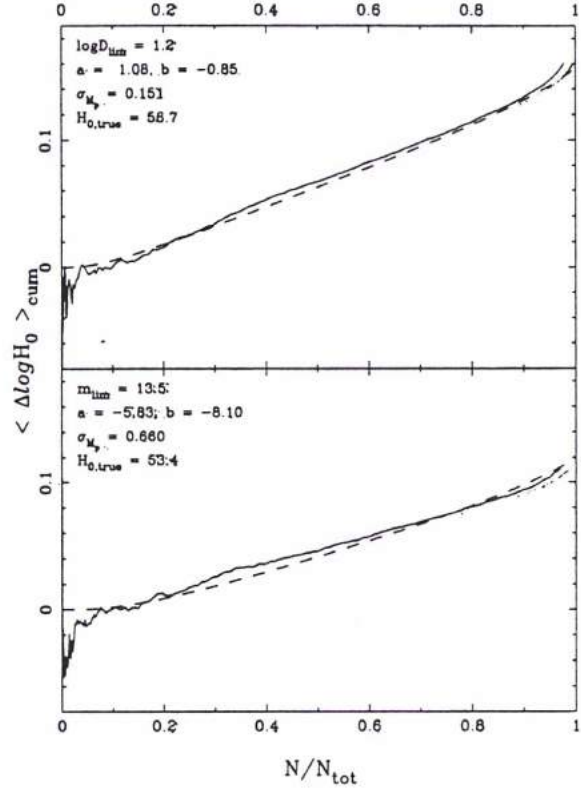


Fig. 11. Cumulative error of  $\langle \log H \rangle$  for different relative number of galaxies used for the plateau. The dashed line is from theoretical, the continuous line from observational values. Diameter relation is used in the top, magnitude relation in the bottom. The values of completeness limits, TF parameters and true  $H_0$  used for the theoretical curves are listed in both panels.

where  $A = (M_{\text{lim}}(r) - M_0)/(\sigma_{M_p} \sqrt{2})$ ,  $M_{\text{lim}}(r) = m_{\text{lim}} - 5 \log r - 25$ , and  $N/N_{\text{tot}}$  is the fraction of galaxies in the plateau. These formulae are connected by the distance  $d$  appearing as integration limit.

In the next subsection we use this expected run of  $\langle \Delta \log H_0 \rangle$  vs. the sample fraction  $N/N_{\text{tot}}$ , comparing it to the real data (Fig. 11). Typically, requiring that the error in  $\log H$  be less than 0.01, one should not accept the plateau to include more than about 10 per cent of the sample. Such curves are a useful tool when one tries to decide where it would be realistic to cut the plateau. Similar formulae may be derived using the diameter relation.

## 6.2. Results

In Fig. 10, mean values of  $\log H_0$  are shown against normalized distance  $d_n$ , both using the diameter and the magnitude TF relations. The effect of the Malmquist bias is clearly seen when objects are selected above  $d_{n,\text{lim}}$  where  $\langle \log H \rangle$  begins to grow quickly.

In Fig. 11, we have plotted both the observed and the theoretical curves corresponding to the cumulative average error  $\langle \Delta \log H_0 \rangle$ , as a function of the fraction of objects  $N/N_{\text{tot}}$  ac-

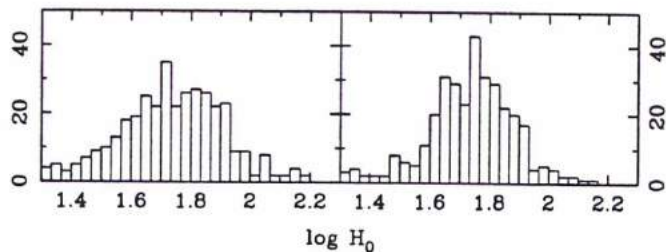


Fig. 12. Plateau  $\log H_0$  distributions for both relations, diameter on the left, magnitude on the right.

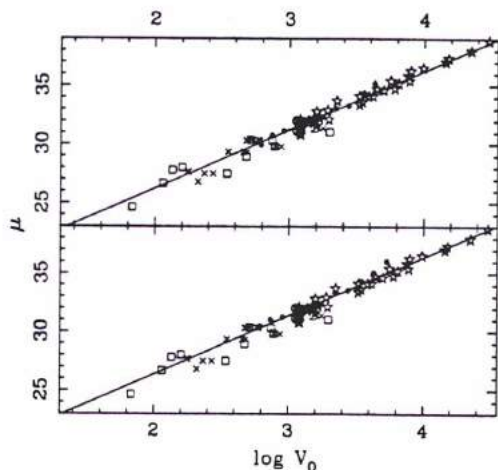


Fig. 13. Hubble diagrams. See text for details.

cepted to define our unbiased subsample. For a given scatter of the TF relation, we are able to decide which fraction of the sample we are allowed to keep in the unbiased plateau subsample. Even if the small number of points at short distances makes it noisy, the observed curve (full line) follows the predicted one (dashed line) quite well. The diagram suggests that we may not use more than 9 % and 12 % of our diameter-limited and our magnitude-limited samples, respectively. In practice this means that we may accept roughly 400 objects from each sample.

One also sees from these figures that the bias increases with a much slower rate when one uses the magnitude TF relation rather than the diameter TF relation. This is a direct consequence of the smaller scatter in the magnitude TF relation.

It is important to pay attention to the bad influence of the closest objects: large relative peculiar motions increase the dispersion and  $H_0$  is then poorly determined for small values of  $d_n$ . Moreover, the existence of a bulk flow such as the Local Anomaly (360 km s<sup>-1</sup> toward  $(l, b) = (199^\circ, 0^\circ)$  from Faber & Burstein, 1988) is expected to perturb the derived  $H_0$  value, making it smaller. For that reason, we excluded the galaxies within 700 km s<sup>-1</sup> around the Local Group from our calculations, about 60 objects in total.

Table 6 summarizes our results for different plateau limits and the two calibrator samples presented in Tables 1 and 2. For the most relevant value of  $H_0$ , we adopted the unbi-

Table 6. Values for  $H_0$  with different plateau limits,  $H_{0,1}$  using Cepheid distance calibrators (Table 1) only,  $H_{0,2}$  with group distances (Table 2) also.

Diameter TF relation			
$d_{n,lim}$	$H_{0,1} \pm \sigma$	$H_{0,2} \pm \sigma$	n
3	$52.8 \pm 5.4$	$57.2 \pm 5.1$	44
4	$54.6 \pm 5.2$	$59.2 \pm 4.7$	105
5	$56.2 \pm 5.0$	$60.9 \pm 4.4$	235
6	$56.7 \pm 4.9$	$61.5 \pm 4.2$	403
7	$57.3 \pm 4.9$	$62.1 \pm 4.2$	578
8	$58.7 \pm 5.0$	$63.6 \pm 4.3$	782
9	$60.2 \pm 5.1$	$65.2 \pm 4.3$	1032
Magnitude TF relation			
5	$48.2 \pm 5.4$	$55.8 \pm 5.7$	40
7	$52.2 \pm 5.3$	$60.5 \pm 5.4$	114
9	$53.0 \pm 5.1$	$61.4 \pm 5.2$	247
11	$53.4 \pm 5.0$	$61.9 \pm 5.1$	415
13	$54.2 \pm 5.0$	$62.8 \pm 5.1$	597
15	$54.8 \pm 5.1$	$63.4 \pm 5.1$	780
17	$56.1 \pm 5.2$	$65.0 \pm 5.2$	1010

ased subsamples defined as follows:  $d_{n,lim} \leq 6$  for the diameter relation and  $d_{n,lim} \leq 11$  for the magnitude relation. These give  $H_0 = 56.7 \pm 4.9$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> and  $H_0 = 53.4 \pm 5.0$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>, where the average has been calculated using 403 and 415 galaxies for the diameter and the magnitude relations respectively.

When calculating this average, we suppose the distribution of  $\log H = \log V_c - \log d_{TF}$  to be gaussian around a certain mean value, reflecting mostly the TF scatter. Fig. 12 shows the distribution of  $\log H$  for the diameter and the magnitude relations. Without galaxies belonging to the Local Anomaly, the observed shape of the distribution is obviously not far from gaussian.

To complete this section, we present in Fig. 13 Hubble diagrams for different kinds of samples: open squares and circles represent the objects in the pure Cepheid calibrator sample (the latter denoting Virgo galaxies), crosses represent the “group member” calibrators from Table 2, filled circles are the mean points obtained from our unbiased plateau of field galaxies, and finally we have also plotted as stars the SNIa standard candles of Sandage et al. (1996, see Sect. 7.4) which extend the diagram to large distances. Again, the diameter TF relation is used in the top and magnitude relation in the bottom panel. These different samples are in good agreement.

## 7. Discussion and conclusions

In this section we shall now discuss the legitimacy of our derived  $H_0$  value:  $H_0 = 56.7$  or  $H_0 = 53.4$  according to diameter or magnitude relation respectively. We study the influence of the velocity field model used to define the kinematical distance scale, comment on the adopted galactic absorption, and discuss the choice of the calibrator sample. We finally compare our results to those of the supernova method reaching larger redshifts.

**Table 7.** Values for  $H_0$  with different LG Virgo infall and observed Virgo recession velocities.

$v_0$	$(V_0)_{\text{Vir}}$	Used in	$H_0$ (diam)	$H_0$ (mag)
150	980	This paper	$56.7 \pm 4.9$	$53.4 \pm 5.0$
185	980	This paper <sup>1</sup>	$56.4 \pm 4.9$	$53.4 \pm 5.2$
225	980	This paper <sup>1</sup>	$59.2 \pm 5.0$	$55.0 \pm 5.0$
220	950	Tammann et al. (1996)	$59.1 \pm 5.0$	$54.9 \pm 5.1$
331	1073	Huchra (1986) <sup>2</sup>	$59.8 \pm 4.8$	$54.3 \pm 5.4$
372	1225	Huchra (1986) <sup>3</sup>	$57.4 \pm 4.9$	$53.6 \pm 5.6$
290	937	Huchra (1986) <sup>4</sup>	$60.6 \pm 5.3$	$55.9 \pm 5.4$

1. cf. Sect. 7.1.2

2. preferred values

3. highest estimate

4. lowest estimate

### 7.1. Influence of the velocity field model

We have used a linear velocity model (Peebles 1976) with  $v_0$  = Local Group infall velocity toward Virgo =  $150 \text{ km s}^{-1}$  and  $(V_0)_{\text{Vir}}$  = observed Virgo radial velocity =  $980 \text{ km s}^{-1}$ . As noted in Sect. 5, the linear Peebles's model is a good approximation of the non-linear or Tolman-Bondi solution (e.g. Kraan-Korteweg, 1986) outside the triple-value region.

Particularly in the methods which use directly the Virgo cluster, changing the velocity model has a crucial effect on the derived  $H_0$ . In Table 7 we list our values of  $H_0$  obtained when different velocity parameters are used. The choice of  $v_0$  and  $(V_0)_{\text{Vir}}$  do not seem to affect significantly the results, all models are compatible with  $H_0 = 57 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$ .

Some understanding on the small sensitivity of  $H_0$  is provided by numerical experiments. We tested how accurately the Peebles model gives kinematical distances and individual  $H_0$  values when we assume an underlying exact Tolman-Bondi velocity field and use somewhat erroneous value for the Local Group infall velocity.

#### 7.1.1. Sensitivity to errors in the model

We conducted a theoretical experiment asking how large an error emerges in the kinematical distances if the adopted value for  $v_0$  is larger (smaller) than the true value. Results from this experiment are shown in Fig. 14.

A uniform  $100 \times 100$  grid was created. We assume the true distance  $d_t$  in Virgo units and the angular distance  $\Theta$  with respect to Virgo to be known for each grid point. For each  $(d_t, \cos \Theta)$  -pair the corresponding observed velocity  $V_0$  is calculated from the Tolman-Bondi solution. For details of the model cf. Ekholm (1996). Two possibilities were considered: either  $v_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$  or  $v_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$ . The common parameters used were  $q_0 = 0.5$ ,  $\alpha = 2$  and  $(V_0)_{\text{Vir}} = 980 \text{ km s}^{-1}$ . Using  $V_0$  and  $\cos \Theta$  we then solve from the Peebles model the kinematical distance (Eq. (2) in BGPT86), presuming an infall velocity  $v_0 = 150 \text{ km s}^{-1}$ . In order to get a regular, uniform grid for the solutions  $d_{\text{kin}}$  we interpolate for each  $d_{\text{kin}}$  (grid) the corresponding value of  $d_t$ . The relative error  $\epsilon = 100 \times (d_t - d_{\text{kin}})/d_{\text{kin}}$  is shown as contours of equal error in the upper panels of Fig.

14. The zero-error curves are plotted as dashed lines, positive errors as solid lines and negative errors as dotted lines. Each curve reflects an increase (decrease) in the error by one percent.

The lower zero-error line represents the tangential points where the infall velocity is perpendicular to the line-of-sight thus cancelling out. On the upper zero-error line are the points which with the LG and Virgo form an isosceles triangle. Now the line-of-sight components of the infall velocity of LG and each point cancel out as they are equal but of opposite signs.

We also note how the linearized model of Peebles collapses as we approach Virgo. Following tendencies are seen from Fig. 14 (upper panels). An overestimation of  $v_0$  yields too small kinematical distances  $d_{\text{kin}}$  ( $\epsilon > 0$ ) and an underestimation too large distances ( $\epsilon < 0$ ). An inaccuracy of  $\pm 50 \text{ km s}^{-1}$  yields errors of order of a few percent. Tests also show that decrease in accuracy rapidly increases the errors.

The value of  $H_0$  is determined, however, using the corrected velocity  $V_c = ((V_0)_{\text{Vir}} + v_0) \times d_{\text{kin}}$ . As the error in  $v_0$  induces an error in  $d_{\text{kin}}$  of opposite sign, we suspect the error in  $V_c$  to be smaller than in  $d_{\text{kin}}$ . The lower panels in Fig. 14 show that this indeed is the case. Now the error-curves are based on  $\epsilon = 100 \times (V_c(\text{input}) - V_c(\text{guess}))/V_c(\text{guess})$ . In particular, in regions used for the plateau the errors are now of order of one percent or smaller. Though being rather restricted, this experiment helps one to understand why the value of  $H_0$  is so insensitive to  $v_0$ .

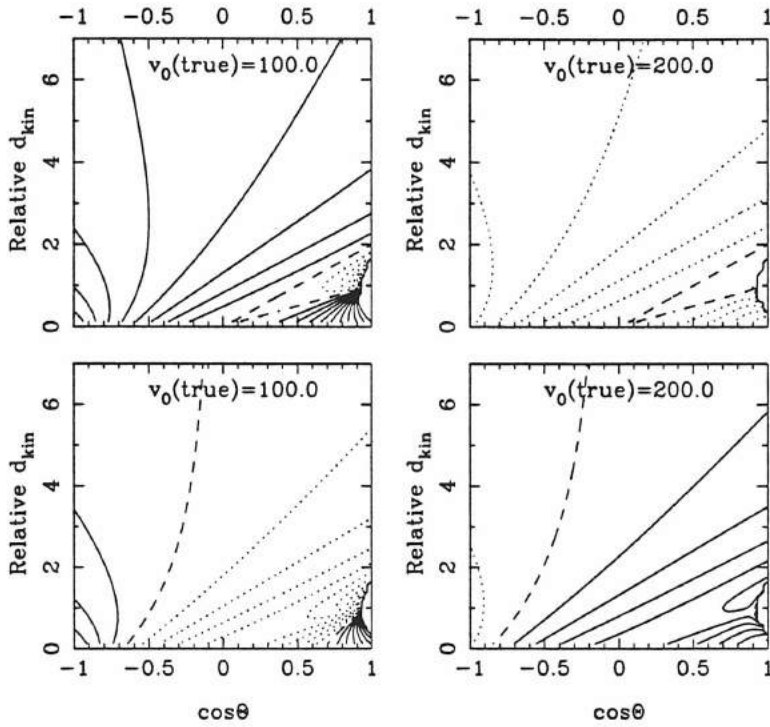
#### 7.1.2. The effect of the Local Group infall velocity on the plateau dispersion

The results above showed the insensitivity of  $H_0$  on the velocity model used. However, for the model to have some validity, its influence should be seen somewhere. From previous subsection we expect the dispersion of  $\log H_0$  in the plateau to be larger when incorrect velocities for Local Group infall  $v_0$  is used. In Fig. 15 the dispersion  $\sigma_{\log H}$  is plotted as a function of  $v_0$  for the adopted Virgo observed velocity  $(V_0)_{\text{Vir}} = 980 \text{ km s}^{-1}$ . The value of  $\sigma_{\log H_0}$  is derived from the real plateau data, choosing the plateau limit strictly enough so that, regardless of the value of  $v_0$ , all the data points still lie in the unbiased region.

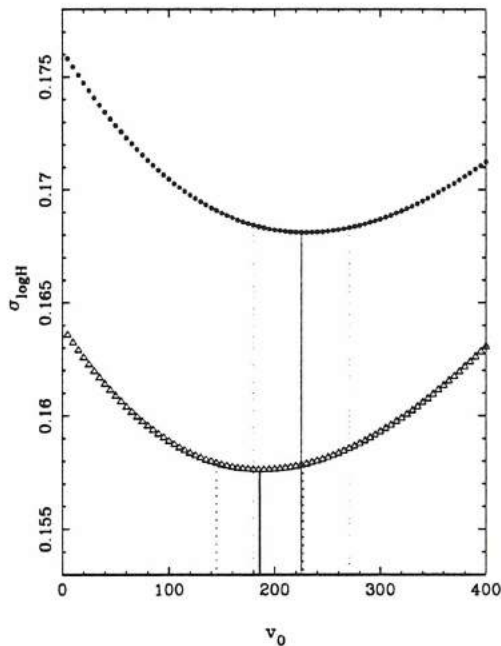
The best value of the LG infall is then given by the minimum of the observed  $\sigma_{\log H}(v_0)$ -curve. From Fig. 15 we get  $v_0 = 225 \pm 45 \text{ km s}^{-1}$  and  $v_0 = 185 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$  using diameter and magnitude TF relations respectively. The  $1 \sigma$ -limits have been calculated by multiplying the minimum dispersion by  $\sqrt{N/(N-1)}$ . Our standard value  $v_0 = 150 \text{ km s}^{-1}$  is within  $2 \sigma$  of these values. Agreement with the infall velocity preferred by Tammann et al. (1996) ( $V_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ , see Table 7) is even better.

#### 7.2. Influence of the adopted galactic absorption

Changing the value of the galactic extinction  $a_g$  affects the derived Hubble constant. Smaller values lead to larger derived distances, and one obtains finally a lower value for  $H_0$ . It has been shown in Paturel et al. (1996), that the RC2 and the RC3 (Burstein-Heiles) systems for correcting galactic extinc-



**Fig. 14.** Upper panel: the relative errors of kinematical distances obtained with the Peebles’s model, for objects with different angular distances  $\Theta$  from Virgo and different observed radial velocities  $V_0$ . On the left we show the error contours when the true infall velocity is  $50 \text{ km s}^{-1}$  lower, and on the right  $50 \text{ km s}^{-1}$  higher than the used value  $v_0 = 150 \text{ km s}^{-1}$ . Lower panel: now the error contours refer to the error in  $V_{\text{corr}}$ . Dashed lines represent the zero-error curves



**Fig. 15.** Plateau dispersion with different values of  $v_0$ . Diameter relation has lower values of  $\sigma_{\log H_0}$  (triangles). We have also marked the minimum of the curve and the  $1 \sigma$  limits.

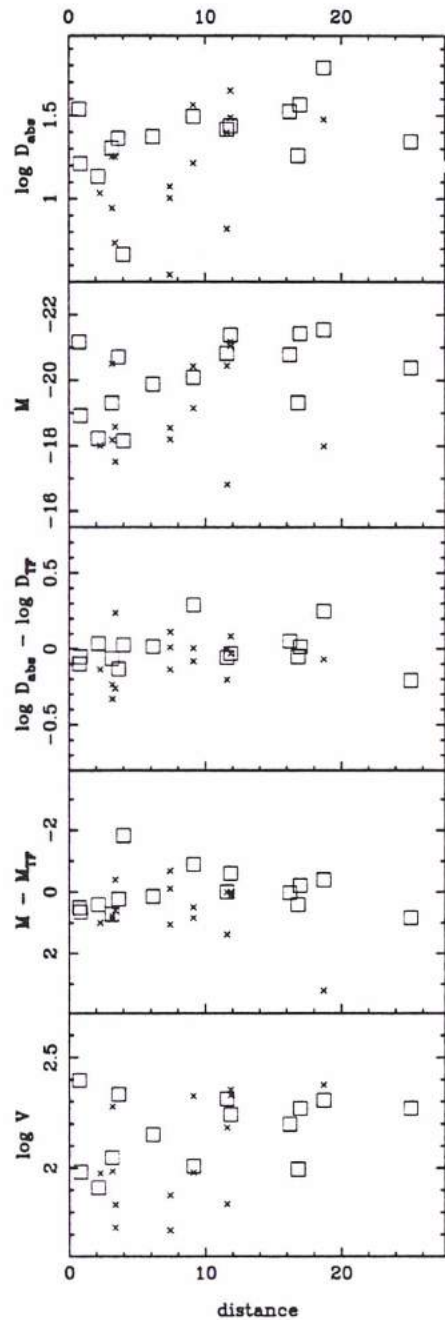
tion differ essentially by a simple shift of roughly  $0.18 \text{ mag}$  reflecting the assumed Galactic Pole extinction ( $a_g(\text{RC2}) \simeq 0.18 + a_g(\text{B-H})$ ). In the present paper,  $H_0$  is calculated using the RC2 system as it is available for the whole sky. Also, there is evidence from stellar reddening and interstellar polarization, that the Pole extinction may approach the RC2 value (Teeriko-

rpi, 1990, Berdyugin, Snare, and Teerikorpi, 1995, Berdyugin and Teerikorpi, 1996). Using B-H corrections, the Hubble constant is  $8\%$  (with magnitude,  $4\%$  using the diameter TF relation) smaller than when the RC2 system is used, hence,  $H_0$  becomes  $49.2$  with magnitudes, and  $54.5$  with diameters.

### 7.3. Influence of the absolute calibration

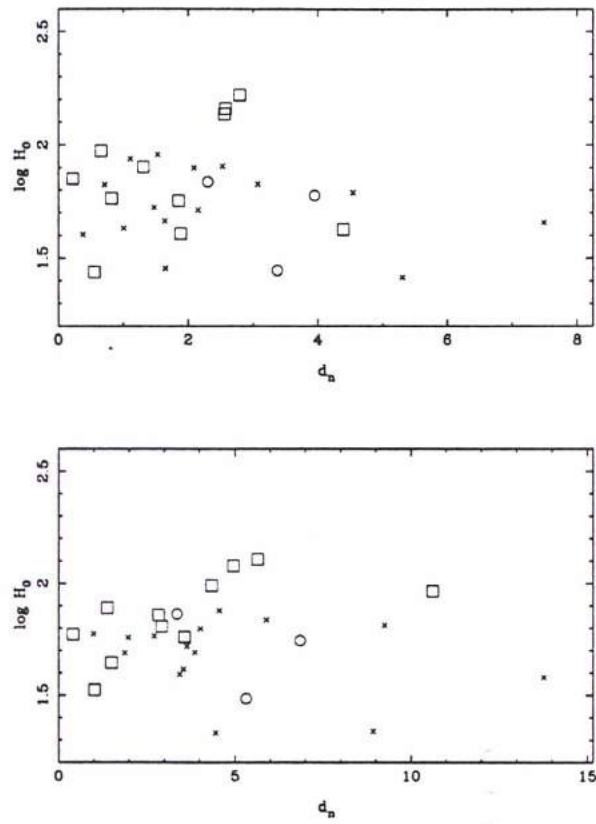
Special attention should be paid to the completeness of the calibrator sample. This sample, fixing the absolute TF zero-points and thus leading to a definite value of the Hubble constant, should, as for field galaxies, provide unbiased  $\langle M \rangle_p$  or  $\langle \log D \rangle_p$ , and be equivalent to a volume-limited sample. We studied this completeness in several ways, according to absolute diameter, absolute magnitude, and  $\log V_m$  values. Also TF residuals in both diameter and magnitude TF relations were investigated. Fig. 16 shows these parameters against the “true” Cepheid distance scale. No evidence was found for any correlation of any of these parameters with distance. We computed also a normalized distance diagram for the calibrator sample (Fig. 17), and it appears that there is no deviation from a plateau region. All of this allows us to consider the calibrator sample close to volume-limited in its statistical properties. This is not so unexpected because the galaxies have been selected for Cepheid-detection and measurement primarily on the basis of their resolution into stars.

However, group members corresponding to Table 2 seem to have a slightly different behaviour than objects of the pure Cepheid sample (Table 1). On average, their luminosity or size appears a little smaller than the mean value derived from the pure Cepheid sample, and tends to make  $H_0$  a few per cent greater. This is indeed expected from the way we generally col-



**Fig. 16.** Different parameters of the calibrator galaxies vs. their distance in Mpc. Primary (Cepheid) calibrators are plotted with squares, group calibrators with crosses. Absolute diameters and magnitudes are shown in two top panels, following them are the corresponding residuals with respect to values obtained from the TF relations. In the bottom panel the rotational velocities  $\log V_m$  are plotted.

lect group members, a method suffering from a volume effect: if one selects the objects within a certain solid angle, one collects naturally more points from the back side of the group than from its front side. The resulting average distance over all the selected group members is then greater than the true distance of the group. That is just what happens when we assign to a putative group member the Cepheid distance of another group member. Consequently, the distances for these objects being slightly



**Fig. 17.** “Plateau diagrams” (cf. Figs. 2, and 6) for calibrators. Primary and group calibrators are denoted similarly as in Fig. 16, except for Virgo galaxies, which are plotted with circles (as in Fig. 13).

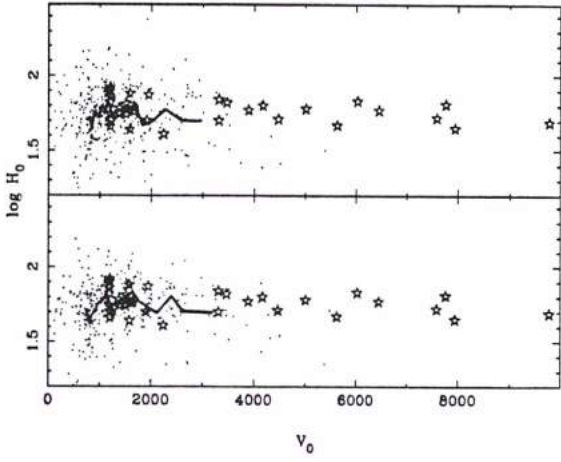
under-estimated (on average), the resulting absolute calibration provides a slightly too large value of  $H_0$ . Using only the group selected calibrators we obtained  $H_0 = 66.5$  and  $H_0 = 70.9$  with diameters and magnitudes respectively. One can but hope, that in the future more HST time is allocated to field spirals. Direct Cepheid distances for these putative group members would be of great interest in order to complete the present study.

#### 7.4. Concluding remarks

One of the main purposes of the KLUN-project has been to collect a large sample of several thousand galaxies which can be analyzed by the method of normalized distances. The resulting unbiased plateau set of 400 galaxies is now ten times larger than in 1986. At the same time it is one of the largest samples of field galaxies used to derive  $H_0$ . It also reaches much greater redshifts, being well populated up to  $2000 - 3000 \text{ km s}^{-1}$ .

We report bellow some other novel features of the present analysis:

- for the first time, a type-dependent TF relation was used, which improves the accuracy of derived B-band TF distances
- both diameter and magnitude TF relations were used in parallel



**Fig. 18.** Plateau galaxies (dots) and type Ia supernovae (stars) in a  $\log H_0$  vs.  $V_0$  diagram. The line corresponds to average value of plateau galaxies. Diameter relation used on the top, magnitudes on the bottom.

- a new method was presented for estimating the Local Group infall from the dispersion of  $\log H_0$  in the plateau
- simulations were used to show that the Hubble constant is not sensitive to the Virgo cluster velocity parameters
- the sensitivity of  $H_0$  to different infall models was checked
- we calculated analytically what portion of the total sample is the useful unbiased subsample in a normalized distance diagram
- we checked and studied the statistical properties of the primary calibrator sample, and discussed its influence on the derived Hubble constant.

It could be argued that the velocity range of the KLUN sample again provides only a local value for the Hubble constant. However, results from farther reaching standard candles also calibrated using Cepheid galaxies, the type Ia supernovae, confirm this value for larger redshifts.

In Fig. 18 we have plotted our unbiased plateau galaxies together with SNIa from Sandage et al. (1996) in an  $H_0$  vs.  $V_0$  diagram. The agreement between the two samples is good: In the lower radial velocities both have a larger dispersion, partly due to the larger relative importance of the peculiar velocities. At larger  $V_0$  the data points become fewer, but converge quite well to a mutual value of  $H_0 \approx 56$  ( $\log H_0 \approx 1.75$ ).

The value of  $H_0$  given by the SNe is of course dependent on the calibration of the method. The SNIa calibration is also based on Cepheid measurements, so we expect no systematical differences between SN and TF results from there. Our results are also in agreement with the conclusions of the "Triple-Entry-Correction" method presented for field galaxies in Sandage (1988b, 1994b), and for clusters in Sandage, Tammann, and Federspiel (1995).

Together with the recent Cepheid distances, Tully-Fisher  $B_T^0$  and  $\log D_{25}$  relations and the normalized distance method provide a firm unbiased value of the Hubble constant from field galaxies:  $H_0 = 55 \pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

*Acknowledgements.* We have made use of data from the Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA) compiled by the LEDA team at the CRAL-Observatoire de Lyon (France).

We are very grateful to Allan Sandage for his detailed and useful comments.

## Appendix A: adding new calibrators

Here we provide formulae for calculating  $H_0$  when new galaxies are added in the calibrator sample.

Following the results of a study on the type dependence of TF relation (Theureau et al. 1997), we assume that the relations of different Hubble types have a common slope. Type dependence is observed in the zero-point differences of the relations ( $M$  or  $\log D = a \log V_m + b(T)$ ). Using the slope derived for the field sample we calibrate the zero-points,

$$b_c(6) = \frac{\sum(M' - a \log V_m)}{n} \quad (\text{A.1a})$$

In the equation above,  $n$  is the number of calibrators, all of them shifted to a common type ( $T = 6$ ) by

$$M' = M + b(6) - b(T) = B_T^0 - \mu + b(6) - b(T) \quad (\text{A.2a})$$

Equivalently, using the diameters:

$$b_c(6) = \frac{\sum(\log D_{\text{abs}}' - a \log V_m)}{n} \quad (\text{A.1b})$$

and

$$\log D_{\text{abs}}' =$$

$$\log D_{25+0.2(\mu-25)} + \log \left( \frac{\pi}{180 \cdot 216000} \right) + 3 + b(6) - b(T). \quad (\text{A.2b})$$

When a new calibrator is added, we get a new value for  $b_c(6)$  simply by

$$b_{c.\text{new}}(6) = \frac{nb_{c.\text{old}}(6) + M' - a \log V_m}{n+1} \quad (\text{A.3})$$

or we can calculate

$$\Delta b = b_{c.\text{new}}(6) - b_{c.\text{old}}(6) = \frac{M' - a \log V_m - b_{c.\text{old}}(6)}{n+1} \quad (\text{A.4})$$

Hubble constant for the field sample is calculated from mean of logarithmic values (averaged over the unbiased 'plateau' sample):

$$\langle \log H_0 \rangle = \frac{\sum \log H_0}{N} = \frac{\sum [\log V_0 - 0.2(B_T^0 - a \log V_m - b_c(T) - 25)]}{N} \quad (\text{A.5a})$$

When a new calibrator is introduced, and corresponding  $\Delta b$  has been calculated, we get

$$\langle \log H_0 \rangle_{\text{new}} = \langle \log H_0 \rangle_{\text{old}} + 0.2 \Delta b \quad ,$$



giving

$$H_{0,\text{new}} = H_{0,\text{old}} \cdot 10^{0.2\Delta b} \quad (\text{A.6a})$$

Correspondingly, for diameters:

$$\langle \log H_0 \rangle = \frac{\sum [\log V_c + \log D_{25} - a \log V_m - b_c(T) + \log \left( \frac{\pi}{180 \cdot 216000} \right) + 2]}{N} \quad (\text{A.5b})$$

$$H_{0,\text{new}} = H_{0,\text{old}} \cdot 10^{-\Delta b} \quad (\text{A.6b})$$

In conclusion: when a new Cepheid distance is announced, the reader may substitute values of  $B_1^0$  and  $\log V_m$  from table 3, and TF-parameters  $a$  and  $b(T)$  from section 5 to Eqs. (A.2) and (A.4). With  $\Delta b$  thus obtained one gets a new value for  $H_0$  (Eq. A.6).

## References

- Berdyugin, A., Snare, M.-O., Teerikorpi, P., 1995, A&A 294, 568  
 Berdyugin, A., Teerikorpi, P., 1996, A&A (in Press)  
 Bosma, A., Freeman, K., 1993, AJ 106, 1394  
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1982, A&AS 47,171  
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1986, A&A 156, 157 (BGPT86)  
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1988, ApJ 328, 4  
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Fouqué, P., Paturel, G., 1990, A&AS 82, 391  
 Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué, P. et al., 1992, A&AS 93, 173  
 Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué, P. et al., 1993, A&AS 102, 57  
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1995, A&A 296, 64  
 Di Nella, H., Paturel, G., Walsh, A. et al., 1996, A&A (submitted)  
 Ekholm, T., 1996, A&A 308,7  
 Faber, S., Burstein, D., 1988, in Large Scale Motions in the Universe, eds. V. Rubin and G. Coyne, Princeton University Press, Princeton, p.115  
 Federspiel, M., Sandage, A., Tammann, G., 1994, ApJ 430, 29  
 Fouqué, P., Paturel, G., 1985, A&A 150, 192  
 Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1990, ApJ 349,1  
 Fouqué, P., Durand, N., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1992, Monographies de la base de donnees extragalactiques No3, Lyon  
 Freedman, W., Madore, B., 1988, ApJ 332, L63  
 Freedman, W., Madore, B., 1990, ApJ 365, 186  
 Freedman, W., Wilson, C., Madore, B. et al., 1991, ApJ 372, 455  
 Freedman, W., Madore, B., Hawley, S. et al., 1992, ApJ 396, 80  
 Freedman, W., Madore, B., Mould, J. et al., 1994a, Nature 371, 757  
 Freedman, W., Hughes, S., Madore, B. et al., 1994b, ApJ 427, 628  
 Giovanelli, R., 1996, in The Extragalactic Distance Scale, eds. M. Livio, M. Donahue, N. Panagia, Cambridge University Press, Cambridge (in press)  
 Huchra, J., 1988, in The Extragalactic Distance Scale, eds. S. van den Bergh, C. Pritchett, ASP conf. series 4, 257  
 Kelson, D., Illingworth, G., Freedman, W. et al., 1996, ApJ 436, 26  
 Kennicutt, R., Freedman, W., Mould, J., 1995, AJ 110, 1476  
 Kraan-Korteweg, R., 1986, A&AS 66, 255  
 Lynden-Bell, D., Faber, S., Burstein, D. et al., 1988, ApJ 326, 19  
 Mould, J., Aaronson, M., Huchra, J., 1980, ApJ 238, 458  
 Paturel, G., Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1989, A&AS 80, 299  
 Paturel, G., Bottinelli, L., Fouqué, P., Gouguenheim, L., Teerikorpi, P., 1990, The Messenger 62, 8  
 Paturel, G., Fouqué, P., Buta, R., Garcia, A., 1991a, A&A 243, 319  
 Paturel, G., Petit, C., Kogoshvili, N. et al., 1991b, A&AS 91, 371  
 Paturel, G., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1994a, A&A 286, 768  
 Paturel, G., Bottinelli, L., Di Nella, H. et al., 1994b, A&A 289, 711  
 Paturel, G., Garnier, R., Petit, C., Marthinet, M., 1996, A&A 311, 12  
 Paturel, G. et al. 1997, (in press)  
 Peebles, P., 1976, ApJ 205, 318  
 Pierce, M., Welch, D., McClure, R. et al., 1994, Nature 371, 385  
 Rawson, D. et al., 1996, ApJ (in preparation)  
 Saha, A., Sandage, A., Labhardt, L. et al., 1995, ApJ 438, 8  
 Saha, A. et al., 1996a, ApJ (in press)  
 Saha, A. et al., 1996b, ApJ (in press)  
 Sandage, A., 1988a, ApJ 331, 583  
 Sandage, A., 1988b, ApJ 331, 605  
 Sandage, A., 1994a, ApJ 430, 1  
 Sandage, A., 1994b, ApJ 430, 13  
 Sandage, A., Tammann, G., Federspiel, M., 1995, ApJ 452, 1  
 Sandage, A., Saha, A., Tammann, G. et al., 1996, ApJ (in press)  
 Silbermann, N., Harding, P., Madore, B. et al., 1996a ApJ (in press)  
 Silbermann, N., Harding, P., Madore, B. et al., 1996b ApJ (in preparation)  
 Simien, F., de Vaucouleurs, G., 1986, ApJ 302, 564  
 Tammann, G., 1987, in Observational Cosmology, IAU Symposium No. 124, eds. A. Hewitt G. Burbidge and L. Fang, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, p. 151  
 Tammann, G., Sandage, A., 1985, ApJ 294, 81  
 Tammann, G., Labhardt, L., Federspiel, M. et al., 1996, in Science with Hubble Space Telescope, eds. Benvenuti, P., Macchetto, F., Schreier, E. (preprint)  
 Tanvir, N., 1995, in Science with Hubble Space Telescope -meeting (private communication)  
 Tanvir, N., Shanks, T., Ferguson, H., Robinson, D., 1995, Nature 377, 27  
 Teerikorpi, P., 1975, A&A 45, 117  
 Teerikorpi, P., 1984, A&A 141, 407  
 Teerikorpi, P., 1990, A&A 235, 362  
 Teerikorpi, P., 1995, Astrophys. Lett. Comm., 31, 263  
 Theureau, G., Hanski, M., Teerikorpi, P. et al., 1997, A&A (in press)  
 Tully, B., Fouqué, P., 1985, ApJS 58, 67  
 Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., de Corwin, H.G. Jr. 1976, Second Reference Catalog of Bright Galaxies, University of Texas Press, Austin (RC2)  
 Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., de Corwin, H.G. Jr, Buta, R.J., Paturel, G., Fouqué, P., 1991, Third Reference Catalog of Bright Galaxies, Springer-Verlag (RC3)  
 Vaucouleurs, G. de, 1995, Astrophysical Letters and Communications 31, 231 (Proceedings: The World of Galaxies II)  
 Yahil, A., Tammann, G., Sandage, A., 1977, ApJ 217, 903  
 Yahil, A., Sandage, A., Tammann, G., 1980, in Physical Cosmology, eds. R. Balian, J. Adouze, and D. Schramm, North-Holland, Amsterdam, p.127  
 This article was processed by the author using Springer-Verlag L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X A&A style file L-AA version 3.

[P12]

# Hubble constant from sosies galaxies and HIPPARCOS geometrical calibration

G. Paturel<sup>1</sup>, L. Bottinelli<sup>2+3</sup>, L. Gouguenheim<sup>2+3</sup>, P. Lanoix<sup>1</sup>, N. Renaud<sup>1</sup>, P. Teerikorpi<sup>4</sup>, G. Theureau<sup>2</sup>, and O. Witasse<sup>1+5</sup>

<sup>1</sup> CRAL-Observatoire de Lyon, UMR 5574  
F69230 Saint-Genis Laval, FRANCE,

<sup>2</sup> Observatoire de Paris-Meudon, URA 1757  
F92195 Meudon Principal Cedex

<sup>3</sup> Université Paris-Sud  
F91405 Orsay, FRANCE

<sup>4</sup> Tuorla Observatory  
SF-21500 Piikkiö, FINLAND

<sup>5</sup> Université Claude-Bernard Lyon I  
F69622 Villeurbanne Cedex

Received: April, 1997; Accepted:

**Abstract.** Using new distances for M31 and M81 based on the geometrical zero-point of the Period-luminosity relation provided by the HIPPARCOS satellite, a new determination of the Hubble constant is obtained from the method of sosies (look-alike) galaxies. A test is used to reject galaxies affected by Malmquist bias. The small remaining sample leads to a very accurate Hubble constant:

$$H_0 = 53 \pm_7^8 \text{ (external) } km.s^{-1}.Mpc^{-1}$$

This method is very secure because it does not depend on any assumption. This result is discussed in order to highlight possible improvements still aiming at reducing the uncertainty.

## Key words:

Galaxies:general

Galaxies:distances and redshifts

Cosmology:distance scale

Astronomical data bases: miscellaneous

Methods: data analysis

Methods: statistical

## 1. Introduction

From recent measurements with HIPPARCOS astrometric satellite we obtained new distances for 17 nearby galaxies on the basis of Cepheid geometrical parallaxes (Paturel et al., 1997). This provide us with a new zero-point calibration of the extragalactic distance scale.

It would be quite exciting to look for the Hubble constant derived from this new calibration but none of these 17 calibrating galaxies can be used to do it because their radial velocities are dominated by motion due to the local velocity field and not by the cosmological velocity.

The TF relation - relation between the 21-cm line width and the absolute magnitude (Tully and Fisher, 1977) - is yet the best way to extend farther extragalactic distance measurements. The distance modulus derived from this relation can be written as:

$$\mu = B_T^c - a \log(W/2sini) + b \quad (1)$$

Where,  $\mu$  is the distance modulus,  $B_T^c$  is the apparent total magnitude corrected for inclination and galactic extinction,  $W$  is the 21-cm line width corrected for instrumental effect and non circular velocity,  $a$  and  $b$  are two constants. This seems very simple but some difficulties exist: All the corrections for inclination effects on both  $B_T^c$  and  $W$  depend on models which use the axis ratio  $R_{25}$  of the external isophotes and the morphological type code  $T$

---

Send offprint requests to: G. Paturel

of the considered galaxy. Further, it has been said that  $a$  and  $b$  also depend on  $T$  (Roberts, 1978; Rubin et al., 1985; Theureau et al., 1997) and it has been suggested that the linearity is not necessarily satisfied (Aaronson and Mould, 1983; Mould and Han, 1989). The use of the TF relation is plagued by these problems and the result may appear less convincing.

The second problem is related to statistical bias (the so-called Malmquist bias). This bias can be understood as follows. First of all, at large distances only the intrinsically brightest galaxies are seen (in a crowd one sees giants first) because any sample is limited to a given apparent magnitude. In addition, the number of galaxies increases with distance, so that the chance of finding galaxies abnormally bright for their  $W$  is higher at a large distance (we have more chance to find a giant in a large number of people). These features are clearly illustrated by the Spaenhauer diagram (Sandage, 1994).

In summary, if one wants to produce a sufficiently convincing value for the Hubble constant two difficulties have to be solved:

- Correction for inclination effects and morphological type dependence.
- Correction for statistical bias (Malmquist bias).

The way we have chosen here is different. We will not try to correct for these perturbing effects but we will consider a situation where they do not appear. Let us explain the method.

If one selects galaxies having very nearly the same morphological type  $T$ , the same axis ratio  $R_{25}$  and the same 21-cm line width  $W$  than a given calibrating galaxy (here, M31 or M81), they will have the same absolute magnitude as the calibrating one. This is the direct consequence of Rel. 1. This method (Paturel, 1981; Sandage, 1996) is called the method of sosies galaxies ("sosies" is the French word for look-alike). The distance modulus of a sosie galaxy is simply obtained by the relation:

$$\mu = \mu(\text{calib}) + B_T^c - B_T^c(\text{calib}) \quad (2)$$

where "calib" refers to the considered calibrator (here, M31 or M81).

In our first application of the method of sosies (Paturel, 1981) we naively claimed that "this method is free from any Malmquist bias" because we thought that at a given 21-cm line width only one single value of the absolute magnitude may exist. In fact, this is not correct. Sosies galaxies do have a distribution of absolute magnitudes around a constant mean value. Selecting galaxies on the basis of their apparent magnitude selects the brightest galaxies of the distribution. We understood this point after a paper by Teerikorpi (1984) where the bias on a linear relationship (like the TF one) is analyzed. This point is also clearly explained by Sandage (1994) who was one of the first to claim the existence of such a bias. Note that Sandage (1995) also made use of the concept of sosies

galaxies by considering galaxies having the same morphological type and the same luminosity class (Van den Bergh, 1960). In this particular case, the intrinsic dispersion is somewhat higher and thus the bias must be taken into account still more seriously.

Here, the problem of statistical bias will be solved using a method similar to the one described by Bottinelli et al., 1986. The apparent Hubble constant  $H_o$  is plotted versus the radial velocity  $V_{LG}$  (the subscript "LG" means that the heliocentric velocity is calculated with respect to the centroid of the Local Group). Unbiased galaxies are located on a plateau and biased galaxies tend to give higher  $H_o$  at large distance. If one cuts the sample to keep only galaxies in the plateau, these remaining galaxies will be free of bias. It is worth noting that, in principle, it is not recommended to plot  $H_o = V_{LG}/r$  vs  $V_{LG}$  because one could have a correlation between errors on  $y$  and  $x$ -axis. Fortunately, the uncertainty on the velocity is negligible, specially if one considers that all velocities are obtained from accurate HI measurements.

We started a new program of HI observations with the purpose of measuring sosies candidates of principal calibrators. Our first HI observations for this project are published elsewhere (Bottinelli et al., 1997). Now, let us start the practical work with available data. The sample will be built in section 2 and the completeness limit will be calculated. Then, in section 3, the Hubble constant will be calculated for the whole sample and we will define the subsample of unbiased galaxies. In section 4 the final value of the Hubble constant will be calculated and discussed.

## 2. M31 and M81 sosies galaxies

From the HIPPARCOS satellite we obtained (Paturel et al., 1997a) new distances for 17 galaxies including M31=NGC224 and M81=NGC3031. In the present paper we will use only M31 and M81 because they are the brightest calibrators (thus, less prone to be affected by Malmquist bias). The main characteristics of these galaxies are given in Table 1. All astrophysical parameters are taken from the LEDA database which is freely accessible (see Paturel et al., 1997b)<sup>1</sup>.

Note that the distance modulus of M31 derived independently by Feast and Catchpole (1997) from HIPPARCOS is slightly smaller ( $\mu = 28.77 \pm 0.11$ ) but compatible within the uncertainties.

Then, using SQL-like query language from the LEDA database we selected sosies galaxies, i.e. galaxies having nearly the same morphological type code, the same log of axis ratio and the same 21-cm line width at 20 or 50 percent of the maximum, than M31 or M81. Further, we selected only galaxies with accurate apparent magnitude (mean error less than 0.4) and no discrepant

<sup>1</sup> through telnet: telnet leda.univ-lyon1.fr, login: leda or through internet: <http://www-obs.univ-lyon1.fr/leda>

parameter	M31	M81
$\mu$	24.87	28.13
$M_B$	-21.76	-21.18
$T_{code}$	3.0	2.5
$\log R_{25}$	0.48	0.31
$B_T^c$	3.11	6.95
$W_{20}$	536	434
$W_{50}$	510	422

**Table 1.** Parameters of Calibrating Galaxies (Paturel et al., 1997a)

SQL selection text radial velocity (mean error less than  $300 \text{ km.s}^{-1}$ ). The tolerances are chosen as a typical error on each parameter. They are  $\pm 1$  for the morphological type code,  $\pm 0.07$  for  $\log R_{25}$  and  $\pm 100 \text{ km.s}^{-1}$  for  $W$ . Generally, the notations are obvious:

- t is the morphological type code,
- $\log r_{25}$  is the decimal logarithm of the axis ratio  $R_{25}$
- w20 and w50 are the 21-cm line widths at 20 and 50 percent of the maximum,
- btc is the corrected total B magnitude  $B_T^c$ ,
- vlg is the radial velocity  $V_{LG}$  with respect to the Local Group
- sbt is the uncertainty on  $B_T^c$
- sv is the uncertainty on  $V_{LG}$ .

The selections are the following for M31 and M81, respectively:

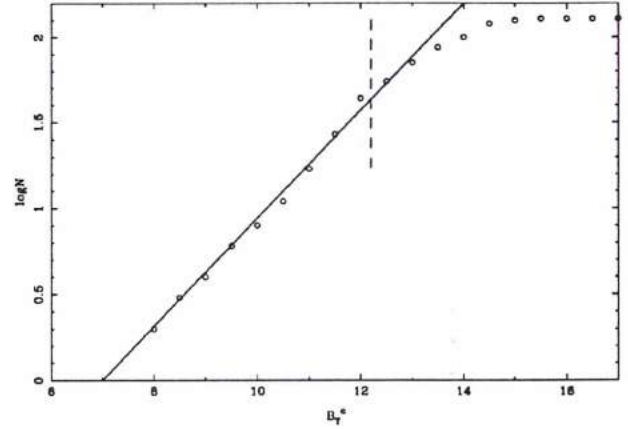
```
select
pgc,al1950,de1950,btc,vlg
where
t>1.99 and t < 4.01
and
logr25>0.409 and logr25<0.551
and
((w20>436 and w20<636) or (w50>410 and w50>410))
and
sbt<0.4 and sv<300
```

```
select
pgc,al1950,de1950,btc,vlg
where
t>1.49 and t < 3.51
and
logr25>0.239 and logr25<0.381
and
((w20>334 and w20<534) or (w50>322 and w50>422))
and
sbt<0.4 and sv<300
```

From these selections we obtained a sample of 45 sosies of M31 and 84 sosies of M81. These samples are given in the annex. For each galaxy the following parameters are given (they all conform to the description given by Paturel et al., 1997b):

- Column 1: PGC name according to Paturel et al. (1989a,b)
- Column 2: Right ascension and Declination for 1950 in (h,mn,s) and (deg,arcmin,arcsec) respectively.
- Column 3: Corrected total B magnitude in the RC3 system (de Vaucouleurs et al., 1991)
- Column 4: Radial velocity corrected for the motion of the Sun towards the centroid of the Local Group (Yahil et al., 1977).

From this sample the completeness curve  $\log N$  vs  $B_T^c$  is built (Fig. 1). The completeness is fulfilled up to an apparent magnitude of  $B_{lim} \approx 12.2$ . In fact, both samples have not necessarily the same completeness limit. Nevertheless, we will adopt a common limit.



**Fig. 1.** Completeness curve of the samples. The completeness is fulfilled up to an apparent magnitude of  $B_{lim} \approx 12.2$ .

In practice, the Hubble constant will be calculated up to  $B_T^c \approx 12.5$  in order to avoid some problem just at the limit. It will be seen that a much more drastic cut will be necessary to avoid Malmquist bias.

### 3. Calculation of the apparent Hubble constant

The Hubble constant is calculated according to the following relation:

$$\log H = \log V_{LG} - 0.2[\mu(calib) + B_T^c - B_T^c(calib) - 25] \quad (3)$$

The calculation is made only when  $V_{LG} \geq 500 \text{ km.s}^{-1}$  in order to avoid purely turbulent velocities. Fig.2 and 3 show the plots  $H_o$  vs.  $V_{LG}$ . The expected tendency is clearly visible. It reveals the presence of a Malmquist bias. The bias can be represented using formula Eq. 5 in Teerikorpi (1975) for sosies galaxies: The bias is given by the following expression:

$$\log H' = \log H_o + \frac{2\sigma}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-(M_l - M_o)^2/2\sigma^2}}{1 + \text{erf}((M_l - M_o)/\sqrt{2}\sigma)} \quad (4)$$

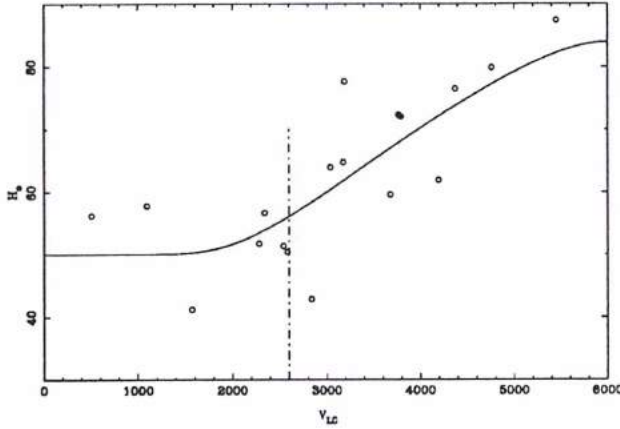
where

$$M_i = B_{lim} - 25 - 5 \log V_{LG} / H_o \quad (5)$$

and

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (6)$$

The parameter  $\sigma$  is the dispersion of the TF relation for a given 21-cm line width  $W$ . Generally  $\sigma = 0.5$  for calibrating galaxies. For distant galaxies we adopted :  $\sigma = 0.6$ . For the preliminary unbiased Hubble constant we adopted  $H_o = 50 \text{ km.s}^{-1} . \text{Mpc}^{-1}$ . From previous section we have:  $B_{lim} = 12.2$ ,  $M_o = -21.76$  for M31 and  $M_o = -21.18$  for M81. The representation is quite accurate (see Fig. 2 and 3). The purpose of such a model is only to show that the bias works as predicted but not to define the plateau of unbiased galaxies. The plateau will be defined by eye at  $V_{LG} \leq 2600 \text{ km.s}^{-1}$  for M31 and  $V_{LG} \leq 1500 \text{ km.s}^{-1}$  for M81. This will limit the final sample to only 13 unbiased galaxies which will be used in next section to define the most likely value of the Hubble constant.



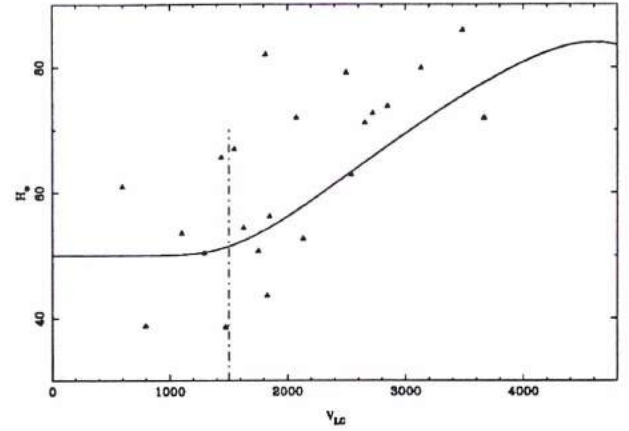
**Fig. 2.** Hubble constant  $H_o$  versus radial velocity  $V_{LG}$  for M31 sosies galaxies. (the velocity is used as an estimator of the true distance). As expected  $H_o$  increases with the distance because of the Malmquist bias. The full line represents the Teerikorpi's model of the bias. Only galaxies in the plateau (left of the dashed line) leads to unbiased Hubble constant.

#### 4. Mean Hubble constant derived from the geometrical zero-point

The final sample of unbiased galaxies is given in Table 2.

From the mean  $\log H = 1.710 \pm 0.018$  we derive the Hubble constant:

$$H_o = 51.2 \pm 2(\text{internal}) \text{ km.s}^{-1} . \text{Mpc}^{-1} \quad (7)$$



**Fig. 3.** Hubble constant  $H_o$  versus radial velocity  $V_{LG}$  for M81 sosies galaxies (same comments as the previous figure).

M31 sosies	$B_T^c$	$V_{LG}$	$\log H_o$
PGC14638	9.62	1094.	1.762
PGC26157	11.46	2282.	1.714
PGC31513	11.79	2581.	1.703
PGC36964	11.71	2538.	1.711
PGC37483	11.32	2341.	1.753
PGC39600	8.01	506.	1.750
PGC71031	11.15	1571.	1.615
M81 sosies	$B_T^c$	$V_{LG}$	$\log H_o$
PGC00218	10.87	1295.	1.702
PGC10208	10.39	1101.	1.728
PGC13602	10.53	1439.	1.817
PGC34695	8.77	596.	1.785
PGC35164	10.38	796.	1.589
PGC52641	11.73	1476.	1.586
mean			$1.709 \pm 0.020$

**Table 2.** Sample of unbiased galaxies

If the mean-error on the HIPPARCOS geometrical zero-point is taken into account (about 0.3 magnitude) we derive the external error of  $H_o$ :

$$H_o = 51.2 \pm \frac{8}{7} (\text{external}) \text{ km.s}^{-1} . \text{Mpc}^{-1} \quad (8)$$

Using only M31, we obtain  $H_o = 51.9 \pm 2 \text{ km.s}^{-1} . \text{Mpc}^{-1}$ . If the distance modulus given by Feast and Catchpole is used for M31 instead of our own value, the Hubble constant becomes  $H_o = 54.3 \text{ km.s}^{-1} . \text{Mpc}^{-1}$ . So, the result seems quite stable.

It is to be noted that, among the 17 calibrating galaxies for which we obtained distance from Cepheids, two have a radial velocity larger than the limit accepted here (NGC4536 and NGC4321=M100). This could mean that they can be used directly for the calculation of the Hubble constant. In fact, both are located near or in front of the Virgo cluster. The infall velocity at this position may be very high. This explains that these galaxies cannot be used

directly. The consequence is that we have to take care of rejecting in our present sample those galaxies close to the Virgo cluster. In practice none of the remaining galaxies should be affected by the Virgo cluster. The low value obtained for the Hubble constant can hardly be explained by a local velocity anomaly for two reasons: (i) galaxies used for the calculation are spread over all directions (ii) the increase of the Hubble constant with the distance is very well represented by the a realistic curve of the Malmquist bias. In order to test the effect of the infall of the Local Group onto Virgo, we calculated the Hubble constant derived when the radial velocity is corrected for a Local Group velocity infall of  $170\text{km.s}^{-1}$  (Sandage and Tammann, 1990). We obtained  $\log H_0 = 1.722 \pm 0.025$  (i.e.,  $H_0 = 52.7\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ ). The result is not significantly different from the previous one.

It is clear now, that the bias appears at very short distance, even when a luminous galaxy is used as calibrator. This shows that it is difficult to obtain a secure Hubble constant when using low luminosity galaxies. Indeed, restricting the sample to the unbiased plateau requires a cut at very low radial velocity, just where random velocity starts to dominate.

For future improvement, it will be necessary to enlarge the sample. This can be achieved only by using deeper samples which require more HI measurements. Nevertheless, restricting to galaxies with the same morphological type and the same axis ratio (but not necessarily with the same 21-cm line width  $W$ ) than a calibrator will greatly improve the accuracy of the TF relation because inclination and morphological type effects will be cancelled.

Another way to improve the result may consist in using infrared photometry. Indeed, even with the method of sosies galaxies it is necessary to correct for the galactic extinction. Obviously, only the difference between the current galaxy and the calibrator intervenes in the final result. Nevertheless, it is still a part of the uncertainty.

## 5. Conclusion

In this paper we are using the method of sosies galaxies to get a very secure value of the Hubble constant on the basis of the new zero-point calibration of the extragalactic distance scale provided by the HIPPARCOS astrometric satellite. The strength of the present method resides in its simplicity. There is no assumption about the expression of the Tully-Fisher relationship. Further, the method used to avoid statistical bias is also straightforward. The Hubble constant derived so is about  $H_0 = 53\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  with an external uncertainty of about  $8\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ . The main residual uncertainty could be due to the effect of local velocity flows and to extinction estimation. This justifies that we are engaged in a program aiming at collecting deeper samples of sosies galaxies specially in the infrared domain.

## References

- Aaronson M., Mould J., 1983, ApJ 265, 1  
 Bottinelli, L. Gouguenheim, L. Paturel, G. Teerikorpi P., 1986, AA 156, 157  
 Bottinelli, L. Gouguenheim L., Theureau G., Coudreau N., Paturel G., 1997, AAS (submitted)  
 de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G., Buta R.J., Paturel G., Fouqué P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, Springer-Verlag (RC3)  
 Mould J. and Han M., 1989, ApJ 347, 112  
 Feast M.W., Catchpole R.M., 1997, MN 286, L1  
 Paturel G., 1981, ApJ 282, 382  
 Paturel G., Andernach H., Bottinelli L., Di Nella H., Durand N., Garnier R., Gouguenheim L., Lanoix P., Marthinet M.C., Petit C., Rousseau J., Theureau G., Vauglin I., 1997b, AAS (in press)  
 Paturel, G., Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1989a, Monographies de la base de donnees extragalactiques No.1 (volumes I, II and III)(ISBN 2.908288.00.1)  
 Paturel, G., Lanoix P., Garnier R., Rousseau J., Bottinelli L., Gouguenheim L., Theureau G., Turon C., 1997, AA (submitted).  
 Roberts M.S., 1978, AJ 83, 1026  
 Rubin V.C., Burstein D., Ford Jr. W.K., Thonnard N., 1985, ApJ 289,81  
 Sandage A., 1994, ApJ 430, 1  
 Sandage A., 1996, AJ 111, 18  
 Sandage A., Tammann G., 1990, ApJ 365, 1  
 Teerikorpi P., 1975, AA 45, 117  
 Teerikorpi P., 1984, AA 141, 407  
 Theureau G., Hanski M., Teerikorpi P., Bottinelli L., Ekholm T., Gouguenheim L., Paturel G., 1997, AA 319, 435  
 Tully,R.B., Fisher,J.R., 1977, AA 54, 661  
 Yahil A, Tammann G.,A., Sandage A., 1977, ApJ 217, 903

PGC name	RA.(1950)DEC.	BTc	VLG	PGC name	RA.(1950)DEC.	BTc	VLG
M31	004000.1+405943	3.11	-14.	M81	095127.6+691813	6.95	124.
PGC02791	004507.0-204200	13.63	6242.	PGC00218	000041.1+155203	10.87	1295.
PGC03611	005752.3+302358	12.77	5040.	PGC02052	003147.1-280450	11.20	1628.
PGC04596	011328.4+304613	12.74	5222.	PGC03235	005208.0+285829	14.33	4891.
PGC05344	012331.2+342640	12.21	5451.	PGC03260	005224.6+311615	12.22	5729.
PGC08652	021250.8+354053	13.64	8439.	PGC03481	005550.1-153944	13.47	5652.
PGC10048	023630.4+103756	12.19	3678.	PGC04777	011710.5+030853	11.85	2542.
PGC10928	025056.9+124843	11.85	3791.	PGC07282	015342.5+335554	13.19	4888.
PGC14638	041010.2-330006	9.62	1094.	PGC07300	015348.3+363836	14.00	5721.
PGC18147	055543.0-200518	12.34	2837.	PGC07445	015540.8+250700	13.33	5146.
PGC24438	083846.0+330253	13.55	7724.	PGC07525	015635.3+184550	10.27	2659.
PGC25161	085444.3+030657	11.82	3768.	PGC07957	020219.7+343302	14.49	4655.
PGC25558	090701.0-753618	12.02	4371.	PGC08165	020542.5+140645	12.80	4603.
PGC26157	091405.0-232530	11.46	2282.	PGC08372	020816.0+371544	12.63	4785.
PGC29499	100552.0+182833	12.71	5000.	PGC09533	022719.3+350615	13.99	9348.
PGC30364	101948.6+041501	12.95	6662.	PGC09692	022952.9+181445	14.65	10452.
PGC31513	103441.0-271818	11.79	2581.	PGC09788	023116.5+290534	11.51	1755.
PGC35347	112613.3+210416	12.77	6172.	PGC10208	023910.7+001345	10.39	1101.
PGC36964	114719.0-383024	11.71	2538.	PGC11971	030959.4+183627	14.60	10091.
PGC37483	115323.0+070140	11.32	2341.	PGC12717	032111.3+160019	13.77	11757.
PGC38914	120958.2+153300	14.27	6945.	PGC13059	032910.0-334754	10.55	1815.
PGC39600	121629.7+473455	8.01	506.	PGC13179	033142.0-361818	9.73	1567.
PGC40296	122132.1+490323	12.39	4194.	PGC13602	034009.4-300311	10.53	1439.
PGC40656	122337.9-072428	13.08	4993.	PGC16892	050929.1-202912	12.84	3947.
PGC44921	125918.8+291845	13.84	7078.	PGC21832	074348.0+590800	13.31	6634.
PGC45999	131100.0-491254	11.31	3189.	PGC23086	081118.7+213033	12.44	3324.
PGC46427	131646.5+284603	13.17	6636.	PGC23589	082124.0+204100	14.97	5915.
PGC48533	133924.0-304712	13.52	4126.	PGC23705	082420.2+230235	12.89	5482.
PGC54001	150519.0+194625	12.11	4757.	PGC24839	084725.0+260820	14.52	8255.
PGC54051	150523.0-283918	13.70	5501.	PGC25097	085336.9-031007	11.93	1829.
PGC55740	153852.3+581433	11.69	3175.	PGC27666	093815.4+360640	12.82	7008.
PGC56949	160228.9+251927	14.27	9655.	PGC28376	094905.0-323112	11.32	2497.
PGC63214	192247.0-550306	11.62	3038.	PGC31335	103258.0-432600	10.60	2582.
PGC64932	203025.0+094530	11.74	4905.	PGC32813	105249.0-255330	12.95	3703.
PGC67811	215739.8-132314	13.35	126.	PGC33817	110651.2+001023	13.31	3668.
PGC69160	223125.8+203240	14.15	10592.	PGC34695	111737.9+131608	8.77	596.
PGC71031	231610.0-423042	11.15	1571.	PGC35164	112324.2+435136	10.38	796.
PGC71139	231806.8+155605	14.46	7418.	PGC35601	112937.5+624700	13.50	3780.
PGC71573	232646.2+260612	14.49	8295.	PGC36577	114213.2+200418	13.64	5502.
PGC72117	233845.8+034425	13.17	6476.	PGC37288	115106.6+233936	13.56	6382.
PGC72328	234300.7+270454	13.35	7965.	PGC37599	115452.0+253040	14.95	4600.
PGC72567	234746.5+362330	14.22	11479.	PGC37775	115657.4+302610	14.45	8738.
PGC72601	234824.5+264835	13.48	8342.	PGC39212	121257.0-352106	11.68	2656.
PGC72618	234832.7+004642	13.28	8308.	PGC39464	121518.0+084230	14.17	14615.
PGC72638	234852.3+195008	12.45	4557.	PGC39749	121733.9+281508	14.21	8272.
				PGC40894	122503.6-080011	12.49	2788.
				PGC41107	122627.6+080742	14.23	7315.
				PGC41517	122928.1+144150	9.46	2172.
				PGC41978	123313.2+144118	14.48	9065.
				PGC42089	123418.7+132618	9.45	-356.
				PGC43074	124343.8+083718	13.86	6331.
				PGC45269	130234.0-350412	11.86	2134.
				PGC45358	130354.0+291948	13.31	7014.



PGC46302	131518.4+274907	13.50	6969.
PGC46409	131602.0-473854	11.69	2722.
PGC48799	134333.9+270123	14.53	8959.
PGC49359	135118.9+380936	12.36	3667.
PGC50006	140004.4+091907	14.54	5926.
PGC51349	141926.0-340812	13.00	3783.
PGC51932	143037.1+580835	11.12	2074.
PGC52641	144152.1+015325	11.73	1476.
PGC54364	151059.4-140505	11.40	1849.
PGC55080	152420.6+415105	12.89	2612.
PGC55725	153836.3+592935	11.13	2696.
PGC57214	160509.2+174739	15.15	11583.
PGC59077	164852.6+553743	13.47	5527.
PGC60086	171740.6+164237	13.54	6235.
PGC61598	180836.0-642924	12.65	4301.
PGC62178	183631.1+251955	11.48	3609.
PGC62346	184015.0-622454	13.45	4036.
PGC62528	184832.0-591900	11.86	3486.
PGC62871	190734.0-504330	11.79	3132.
PGC64314	201006.0-445806	12.78	5172.
PGC64884	202833.0-310012	11.76	2849.
PGC65908	205849.5+155400	14.94	12175.
PGC67036	213305.0-384606	14.03	5706.
PGC68946	222607.5+171253	14.42	7536.
PGC69040	222819.5-141528	12.76	5115.
PGC69402	223633.0+340233	14.38	6407.
PGC71001	231538.0-423836	10.64	1549.
PGC71047	231629.2-084533	10.88	2384.
PGC72567	234746.5+362330	14.22	11479.
PGC72618	234832.7+004642	13.28	8308.

## Conclusion générale et prospective

## Conclusion générale et Prospective

Nous avons présenté dans cette thèse une étude exhaustive de la relation Tully-Fisher appliquée aux galaxies spirales de champ.

Ce travail repose tout d'abord sur l'échantillon de données le plus vaste existant aujourd'hui, l'échantillon KLUN, qui compte quelques 6620 galaxies. Cet échantillon est certes composite, ses données provenant de sources multiples, mais l'attention particulière accordée à son homogénéisation en a fait un outil de qualité.

Nous avons étudié les différents aspects de la relation Tully-Fisher en bande  $B$ : nous utilisons en parallèle ses deux formes, la relation en diamètre et la relation en magnitude, ainsi que les deux points de vue possibles, les régressions directe et inverse.

La question des biais statistiques est traitée en détail. Nous présentons une méthode empirique, la méthode des distances normalisées, qui permet de prendre en compte de manière exhaustive toutes les variations du biais de Malmquist dans l'espace des paramètres observables, et validons cette méthode d'un point de vue théorique dans le cadre du formalisme mathématique des densités de probabilité. Plus généralement, nous montrons que tous les aspects et applications de la relation TF peuvent être décrits de façon homogène au sein du même formalisme.

L'étude de la relation TF en termes physiques a montré que ses paramètres (pente et point zéro) dépendaient des influences relatives des différentes sous-structures qui composent les galaxies spirales (bulbe et disque stellaires, gaz, poussières, matière noire). Ainsi, l'amélioration du critère de distance TF passe par la réduction de sa dispersion interne en prenant en compte de nouveaux paramètres observables comme le type morphologique ou la brillance superficielle moyenne. En réduisant cette dispersion de 30%, nous avons presque doublé l'échantillon non-biaisé utilisable pour le calcul de  $H_0$ .

Ce travail a permis d'obtenir une valeur statistiquement fiable, non-biaisée, de la constante de Hubble  $H_0$  à partir des galaxies de champ. Cette valeur de  $50\text{-}55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  ne dépend plus que de la calibration primaire, i.e. de la calibration de la relation Période-Luminosité des céphéides. Nous avons montré que cette valeur n'est pas seulement locale ( $V_{rad} \leq 6000 \text{ km s}^{-1}$ ,  $z \leq 0.02$ ), mais en parfait accord avec les résultats obtenus sur de plus grandes échelles ( $z \leq 0.1$ ), à partir des supernovae de type Ia. Nous obtenons donc une petite valeur de  $H_0$ , soit un âge de l'univers inférieur ou égal à 20 milliards d'années. En fait, les mesures précises du Hubble Space Telescope et du satellite HIPPARCOS ont conduit l'ensemble de la communauté à s'accorder sur la fourchette  $50\text{-}70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ; le débat entre échelle de distance courte et échelle de distance longue n'est donc plus d'actualité aujourd'hui. De même, le désaccord entre

échelle de temps astronomique ( $\simeq 11-13 \cdot 10^9$  ans pour les plus vieilles étoiles) et échelle de temps cosmologique ( $\simeq 10-14 \cdot 10^9$  ans dans un modèle standard à constante cosmologique nulle) semble lui aussi trouver sa solution, même si c'est à présent du côté des méthodes d'évaluation de l'âge des amas globulaires que l'on trouve le plus de doutes.

Pour finir, nous avons présenté dans cette thèse une nouvelle méthode de correction du biais de Malmquist permettant de construire un échantillon non-biaisé de plus de 3500 galaxies, atteignant des distances de 200 Mpc ( $V \simeq 10000 \text{ km s}^{-1}$ ). Sur la base de ces distances corrigées, nous avons pu pour la première fois mettre en valeur un mouvement de chute important dans la région de Persée-Poissons et au voisinage de l'amas de l'Hydre, à la fois à l'avant et à l'arrière de ces concentrations. Une étude similaire dans la zone du supposé Grand Attracteur (GA) n'a toutefois pas permis de confirmer l'existence du fort puits de potentiel impliqué par les travaux de Lynden-Bell et al. (1988).

Par ailleurs, nous avons au cours de cette thèse présenté quelques résultats annexes, comme une méthode d'évaluation de la masse noire contenue dans les galaxies spirales, qui représenterait entre 50% et 80% de la masse totale, l'estimation de la vitesse de chute du Groupe Local en direction de l'amas Virgo par une méthode entièrement nouvelle, qui aboutit à  $V_{GL} = 200 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ , et donc à une vitesse cosmologique de Virgo de  $1180 \pm 60 \text{ km s}^{-1}$ , et enfin, la mise en évidence de l'Anomalie Locale du champ des vitesses, qui concernerait essentiellement les groupes de Leo et du Sculptor.

L'avenir de ce type d'étude est lié au développement des grands sondages actuels multi-fréquence (DENIS pour l'hémisphère Sud, 2-MASS pour l'hémisphère Nord) qui nous fourniront une moisson formidable de données homogènes sur l'ensemble de la sphère céleste. Ils devraient permettre une meilleure maîtrise de la fonction de sélection des échantillons TF, qui intervient de façon cruciale dans les biais statistiques comme le biais de Malmquist.

Une classification physique des galaxies spirales, à partir de l'ensemble des paramètres astrophysiques fournis par les grands sondages en cours, sera bientôt indispensable. En effet, avec la taille des nouveaux catalogues, qui compteront plusieurs dizaines de milliers d'objets, il ne sera bientôt plus possible d'avoir une classification de Hubble cohérente et homogène. La classification "à l'oeil" sera inmanquablement remplacée par une classification automatique en fonction des paramètres mesurés. Les catalogues CCD multi- fréquences nous fourniront à la fois des termes de couleur et des profils photométriques pour chaque objet et permettront d'évaluer directement les proportions relatives des composantes stellaires (bulbe et disque). En outre, l'usage des bandes *I*, *J*, et *K*, moins sensibles aux effets d'extinction, permettra de sonder plus profondément dans la zone d'obscurcissement Galactique. Les nouvelles générations de radiotélescopes auront un rendement bien meilleur, et des bandes passantes plus larges que celles disponibles aujourd'hui. La comparaison des vitesses

maximales de rotation, déduites des largeurs de raies 21-cm, aux mesures interférométriques de courbes de vitesse de rotation devraient en outre permettre de connaître un peu mieux la distribution du gaz et la vitesse de rotation maximale que l'on déduit des largeurs de raies. L'implantation de la base LEDA sur le site de Nançay et son implication dans la réduction des données pour le suivi radio du sondage DENIS devrait favoriser ce genre d'étude (projet en collaboration avec Georges Paturel). Les sondages en infrarouge lointain, enfin, seront à même de nous fournir des informations sur le contenu en poussières.

Dans une perspective plus générale, il sera important de pouvoir confronter les résultats fournis par la relation TF à ceux issus d'autres indicateurs de distance comme la relation Faber-Jackson, le maximum d'éclat des supernovae SNIa, la fonction de distribution des amas globulaires, la méthode des nébuleuses planétaires, ou encore des fluctuations de brillance des galaxies elliptiques. On notera qu'au préalable, une étude physique et statistique rigoureuse de l'ensemble de ces méthodes sera une étape incontournable, si l'on veut pouvoir maîtriser les biais auxquelles elles sont soumises. Mon séjour Post-Doctoral à l'Observatoire de Naples, au sein de l'équipe dirigée par Massimo Capaccioli et Giuseppe Longo, devrait me donner l'occasion d'aborder l'ensemble de ces questions et de réfléchir de manière synthétique à une théorie de l'estimation des distances extragalactiques.

L'estimation de la constante de Hubble ne dépend plus que de la précision de la calibration primaire. Il faudra attendre les mesures de parallaxes du satellite GAIA (certaines à mieux de 0.002 milli-seconde d'arc près) pour pouvoir raccorder encore plus précisément les distances céphéides à une échelle purement géométrique, ainsi que les résultats du programme test du HST, proposé par N. Tanvir, pour déterminer l'influence de la métallicité sur la relation Période-Luminosité des céphéides.

Enfin, nous avons donné une piste importante pour l'étude des vitesses particulières. Même si les méthodes de reconstruction du champ des vitesses particulières (POTENT, Ondelettes) ne sont pas encore à même de fournir des réponses fiables, tant la distribution de la matière à l'échelle des catalogues existants est fortement hétérogène, l'étude du champ des vitesses au voisinage d'amas semble accessible et pouvoir donner des résultats en terme de contraste de densité dans ces régions. Plus généralement, la confrontation des courbes de chute observées au voisinage d'amas à des modèles de distribution de masse ou de champ de vitesses de type Tolman-Bondi, devrait permettre d'évaluer la proportion de masse noire contenue dans les amas de galaxies. Ce type d'étude fait actuellement l'objet d'un projet commun avec Mikko Hanski et Pekka Teerikorpi de l'Observatoire de Turku (Finlande).



# Bibliographie

- Aaronson, M., et al. , 1982, ApJSS 50, 241
- Aaronson, M., et al. ,1986, ApJ 302, 536
- Albada, T.S. van, Casertano, S., 1990, in Baryonic Dark Matter (Lynden-Bell, D., Gilmore, G., editors), Kluwer Academic Publication, Dordrecht, p 159
- Barnes, T.G., Evans, D.S., 1976, MNRAS 174, 489
- Baryshev, Yu., Montuori, M., Sylos Labini, F., Pietronero, L., Teerikorpi, P. (in preparation)
- Beaulieu J.P., Sasselov, D.D., Renault, C. et al., 1997, A&A 318, L47
- Bennett, C.L., Banday, A.J., Górski, K.M., et al. 1996,ApJ 464, L1
- Berdyugin, A., Snare, M.-O., Teerikorpi, P., 1995, A&A 294, 568
- Berdyugin, A., Teerikorpi, P., 1996, A&A (in Press)
- Bingelli, B., Sandage, A., Tammann, G.A., 1985, AJ 90, 1681
- Bingelli, B., Popescu, C.C., Tammann, G.A., 1993, A&ASS 98, 275
- Bosma, A., Freeman, K.C.,1993, AJ 106, 1394
- Bothun, G., 1986, in Galaxy Distances and Deviation from Universal Expansion, eds. B.F. Madore and R.B. Tully, Reidel Publishing Company, 87-92
- Bothun, G., Mould, J., 1987, ApJ 313, 629
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1982, A&AS 47,171
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Vaucouleurs, G. de, 1983, A&A 118, 4

- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Vaucouleurs, G. de, 1984, ApJ 280, 34
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1986, A&A 156, 157 (BGPT86)
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1988, ApJ 328, 4
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Fouqué, P., Paturel, G., 1990, A&AS 82, 391
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1991, A&A 252, 550
- Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué, P. et al., 1992, A&AS 93, 173
- Bottinelli, L., Durand, N., Fouqué, P. et al., 1993, A&AS 102, 57
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Loulergue, M., Martin, J.M., Theureau, G., 1994, ASP Conf. Ser. Vol. 67, p 225
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., Teerikorpi, P., 1995, A&A 296, 64
- Caon, N., Capaccioli, M., D'Onofrio, M., 1993, MNRAS 265, 1013
- Capaccioli, M., Caon, N., D'Onofrio, M., 1995, Astrophys. Lett. Comm. 31, 169
- Chiosi, C., Wood, P.R., Capitanio, N., 1993, ApJS 86, 541
- Dekel, A., Bertschinger, E., Faber, S.M., 1990, ApJ 364, 349
- Di Nella, H., Paturel, G., Walsh, A. et al, 1996, A&ASS 118, 311
- Di Nella, H., Montuori, M., Paturel, G., Pietronero, L., Sylos Labini, F. 1996, A&A 308, L33
- Distefano, A., Rampazzo, R., Chincarini, G., de Souza, R., 1990, A&ASS 86, 7
- Djorgovsky, S., Karvalho, R. de, Han, M.S., 1988, in The Extragalactic Distance Scale, ed. Van den Gergh and Pritchett (ASP Conf. Ser., 4), p329
- Dole, H., Theureau, G., 1997, Rev. de l'Acc. des Sciences de Paris, in press
- Ekholm, T., 1996, A&A 308, 7
- Ekholm, T., Teerikorpi, P., 1994, A&A 308, 7
- Ekholm, T., Teerikorpi, P., 1997, A&A in press



- Faber, S., Burstein, D., 1988, in *Large Scale Motions in the Universe*, eds. V. Rubin and G. Coyne, Princeton University Press, Princeton, p.115
- Faber, S.M., Gallagher, J.S., 1979, *ARA&A* 17, 135
- Feast, M., Catchpole, R., 1997, *MNRAS* (in press)
- Feast, M., Walker, A.R., 1987, *ARA&A* 25, 345
- Federspiel, M., Sandage, A., Tammann, G., 1994, *ApJ* 430, 29
- Federspiel, M., 1997, proceedings of the workshop *How Far Can You Go?*
- Fouqué, P., 1982, PhD Thesis, University of Paris
- Fouqué, P., Paturel, G., 1985, *A&A* 150, 192
- Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1990, *ApJ* 349,1
- Fouqué, P., Durand, N., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1992, *Monographies de la base de donnees extragalactiques No3*, Lyon
- Freedman, W., Madore, B., 1988, *ApJ* 332, L63
- Freedman, W., Madore, B., 1990, *ApJ* 365, 186
- Freedman, W., Wilson, C., Madore, B. et al., 1991, *ApJ* 372, 455
- Freedman, W., Madore, B., Hawley, S. et al., 1992, *ApJ* 396, 80
- Freedman, W., Madore, B., Mould, J. et al., 1994a, *Nature* 371, 757
- Freedman, W., Hughes, S., Madore, B. et al., 1994b, *ApJ* 427, 628
- Freedman, W., 1995,
- Freedman, W., 1997, proceedings of the workshop *How Far Can You Go?*
- Freeman, K.C., 1970, *ApJ* 160, 811
- Gieren, W., Fouqué, P., 1993, *AJ* 106, 734
- Giovanelli, R., 1996, in *The Extragalactic Distance Scale*, eds. M. Livio, M. Donahue, N. Panagia, Cambridge University Press, Cambridge (in press)
- Gould, A., 1993, *ApJ* 412, L55
- Guhathakurta, P., van Gorkum, J.H., Kotanyi, C.G., Balkowski, C., 1988, *AJ* 96, 851
- Hamuy, M., et al., 1995, *AJ* 109, 1

- Hart, L., Davies, R.D., 1982, *Nature* 20, 191
- Hendry, 1997, proceedings of the workshop How Far Can You Go?
- Hendry, M.A., Simmons, J.F.L., 1994, *ApJ* 435, 515
- Heidmann, J., Heidmann, N., de Vaucouleurs, G., 1972, *MNRAS* 75,85
- Hubble, E., 1926, *ApJ* 64, 321
- Huchra, J., 1988, in *The Extragalactic Distance Scale*, eds. S. van den Bergh, C. Pritchett, ASP conf. series 4, 257
- Iben, I., 1967, *ARA&A* 5, 606
- Jacoby, G.H., Ciardullo, R., Ford H.C., 1990, *ApJ* 356, 332
- Jergen, Tammann, 1993, *A&A* 276, 1
- Kapteyn, 1914, *ApJ* 15, 339
- Karachentsev, I., 1989 *AJ* 97, 1566
- Kelson, D., Illingworth, G., Freedman, W. et al., 1996, *ApJ* 436, 26
- Kent, S.M., 1984, *ApJS* 56, 105
- Kent, S.M., 1985, *ApJS* 59, 115
- Kent, S.M., 1986, *AJ* 91, 1301
- Kennicutt, Jr., R.C., Tamblyn, P., Congdon, C.W., 1994 *ApJ* 435, 22
- Kennicutt, R., Freedman, W., Mould, J., 1995, *AJ* 110, 1476
- Kodaira, K., Watanabe, M., Okamura, S., 1986, *ApJS* 62, 703
- Kormendy, J., 1977 *ApJ* 218, 333
- Kraan-Korteweg, R., 1986, *A&AS* 66, 255
- Kraan-Korteweg, R., Woudt, P.A., Cayatte, V., Fairall, A.P., Balkowski, C., Hemming, P.A., 1996, *Nature* 379, 519
- Landy, S.D., Szalay, A.S., 1992, *ApJ* 391, 494
- Lynden-Bell, D., Faber, S., Burstein, D. et al., 1988, *ApJ* 326, 19
- Malmquist, 1920, *Medd. Lunds Astron. Obs., Ser. II*, No 22
- Malmquist, 1922, *Medd. Lunds Astron. Obs., Ser. I*, No 100

- Meisels, A., 1983, *A&A* 118, 21
- Moffet, T.J., Barnes, T.G., 1984, *ApJS* 55, 389
- Mould, J., Aaronson, M., Huchra, J., 1980, *ApJ* 238, 458
- Paturel, G., 1981, *ApJ* 282, 382
- Paturel, G., Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1989, *A&AS* 80, 299
- Paturel, G., Bottinelli, L., Fouqué, P., Gouguenheim, L., Teerikorpi, P., 1990, *The Messenger* 62, 8
- Paturel, G., Fouqué, P., Buta, R.J., Garcia, A.M., 1991a, *A&A* 243, 319
- Paturel, G., Petit, C., Kogoshvili, N. et al., 1991b, *A&AS* 91, 371
- Paturel, G., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., 1994a, *A&A* 286, 768
- Paturel, G., Bottinelli, L., di Nella, M., Fouqué, P., Gouguenheim, L., Teerikorpi, P., 1994b, *A&A* 286, 711
- Paturel, G., Garnier, R., Petit, C., Marthinet, M., 1996, *A&A* 311, 12
- Paturel, Bottinelli, L., Di Nella, H. et al., 1997a, *A&ASS* 124, 109
- Paturel, G. et al. 1997b, in *Hipparcos Venice'97 symposium*, 13-16 May, 1997 (ESA SP-402 in press)
- Paturel, G. et al. 1997c, *A&A* submitted
- Paturel, G. et al. 1997d, *A&ASS* submitted
- Peebles, P.J.E., 1976, *ApJ* 205, 318
- Persic, M., Salucci, P., 1988, *MNRAS* 234, 131
- Persic, M., Salucci, P., 1990, *ApJ* 355, 44
- Persic, M., Salucci, P., 1990, *MNRAS* 247, 349
- Persic, M., Salucci, P., 1995, *ApJSS* 99, 501
- Phillips, M.M., 1993, *ApJ* 413, L105
- Pierce, M., Welch, D., McClure, R. et al., 1994, *Nature* 371, 385
- Pietronero, L., Montuori, M., Sylos Labini, F. 1997, in the *Proceedings of the Princeton Conference "Critical Dialogues in Cosmology"*, ed. N. Turok (World Scientific)

- Rauzy, S., 1992, PhD Thesis, Université d'Aix-Marseille
- Rauzy, S., Lacièze-Rey, M., Triay, R., 1992, A&A 256, 1
- Rauzy, S., 1997, A&ASS (in press)
- Rauzy, S., Triay, R., 1996, A&A 307, 726
- Rawson, D. et al., 1996, ApJ (in preparation)
- Rhee, M.H., 1996, PhD Thesis, Kapteyn Institute, The Netherlands
- Rhee, M.H., Van Albada, T.S., 1996, MNRAS in press
- Roberts, M.S., 1978, AJ 83, 1026
- Roberts, M.S., Haynes, M.P., 1994 ARA&A 32, 115
- Rousseau, J., Di Nella, H., Paturel, G., Petit, C., 1996, MNRAS 282, 144
- Rubin, V.C., Burnstein, D., Ford, Jr., W.K., Thonnard, N., 1985 ApJ 289, 81
- Rubin, V.C., Whitmore, B.C., Ford W.K. Jr, 1988, ApJ 333, 522
- Saha, A., Sandage, A., Labhardt, L. et al., 1995, ApJ 438, 8
- Saha, A. et al., 1996a, ApJ (in press)
- Saha, A. et al., 1996b, ApJ (in press)
- Sandage, A., 1988a, ApJ 331, 583
- Sandage, A., 1988b, ApJ 331, 605
- Sandage, A., 1993, AJ 106, 719
- Sandage, A., 1994a, ApJ 430, 1
- Sandage, A., 1994b, ApJ 430, 13
- Sandage, A., 1996, preprint
- Sandage, A., Saha, A., Tammann, G. et al., 1996, ApJ (in press)
- Sandage, A., Tammann, G., 1990, ApJ 365,1
- Sandage, A., Tammann, G., 1993, ApJ 415, 1
- Sandage, A., Tammann, G., Federspiel, M., 1995, ApJ 452, 1
- Sandage, A., Tammann, G., 1997, preprint

- Saunders, R., 1997, proceedings of the workshop How Far Can You Go?
- Scalo, J.M., 1986 *Fund. Cos. Phys.* 11, 1
- Secker, J., 1992, *AJ* 104, 1472
- Schechter, P.L., 1980, *AJ* 85, 801
- Shapley, H., Ames, A., 1929, 1930, *Harvard Bulletin* 865 & 873
- Silbermann, N., Harding, P., Madore, B. et al., 1996a *ApJ* (in press)
- Silbermann, N., Harding, P., Madore, B. et al., 1996b *ApJ* (in preparation)
- Simien, F., 1989, in *The World of Galaxies*, eds. H.G. Corwin and L. Bottinelli, Springer-Verlag, p 293
- Simien, F., Vaucouleurs, G. de, 1986 *ApJ* 302, 564
- Staveley-Smith, L., Davies, R.D., 1989, *MNRAS* 241, 787
- Sylos Labini, F., Gabrielli, A., Montuori, M., Pietronero, L. 1996, *Physica A* 226, 195
- Tammann, G., 1987, in *Observational Cosmology*, IAU Symposium No. 124, eds. A. Hewitt G. Burbidge and L. Fang, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, p. 151
- Tammann, G., Sandage, A., 1985, *ApJ* 294, 81
- Tammann, G., Sandage, A., 1995, *ApJ* 452, 16
- Tammann, G., Labhardt, L., Federspiel, M. et al., 1996, in *Science with Hubble Space Telescope*, eds. Benvenuti, P., Macchetto, F., Schreier, E. (preprint)
- Tammann, G., 1997, preprint
- Tanvir, N., 1995, in *Science with Hubble Space Telescope -meeting* (private communication)
- Tanvir, N., Shanks, T., Ferguson, H., Robinson, D., 1995, *Nature* 377, 27
- Tanvir, N., 1997, proceedings of the workshop How Far Can You Go?
- Teerikorpi, P., 1975, *A&A* 45, 117
- Teerikorpi, P., 1984, *A&A* 141, 407
- Teerikorpi, P., 1990, *A&A* 235, 362

- Teerikorpi, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., 1992, *A&A* 260, 17
- Teerikorpi, P., 1995, *Astrophys. Lett. Comm.*, 31, 263
- Teerikorpi, P., 1997, *ARA&A* in press
- Teerikorpi, P., Theureau, G., Paturel, G., et al., *A&A* submitted
- Theureau, G., Hanski, M., Teerikorpi, P. et al., 1997a, *A&A* 319, 435
- Theureau, G., Hanski, M., Ekholm, T. et al., 1997b, *A&A* 322, 730
- Theureau, G., 1997c, *A&A* in press
- Tinsley, B.M., 1981, *MNRAS* 194, 63
- Tonry, J.L., 1991, *ApJ* 373, L1
- Tonry, J.M., Davis, M., 1981, *ApJ* 246, 680
- Tonry, J.M., Blakeslee, P., Ajhar, E.A., Dressler, A., 1997, *ApJ* 475, 399
- Triay, R., Lachièze-Rey, M., Rauzy, S., 1994, *A&A* 289, 19
- Tully, B., Fouqué, P., 1985, *ApJS* 58, 67
- Tully, B., 1988, *Nature* 334, 209
- Tully, B., Peebles, P.J., Shaya E.J., 1995, *Asto. Lett. and Communications*, Vol. 31, p 329
- Vaucouleurs, G. de, 1959, *Handbuch d. Phys.* 53, 331
- Vaucouleurs, G. de, 1961, *ApJS* 6, 213
- Vaucouleurs, G. de, Vaucouleurs, A. de, Corwin, H.G. Jr, 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, Austin (RC2)
- Vaucouleurs, G., de, Vaucouleurs, A., de, Corwin, H.G. Jr, Buta, R.J., Paturel, G. Fouqué, P., 1991, *Third Reference Catalog of Bright Galaxies*, Springer-Verlag (RC3)
- Vaucouleurs, G. de, 1993, *ApJ* 415, 10
- Vaucouleurs, G. de, 1995, *Astrophysical Letters and Communications* 31, 231 (Proceedings: The World of Galaxies II)
- Walker, A.R., 1988, *PASP* 100, 949

- Whitmore, B.C., Kirshner, R.P., 1981 ApJ 250, 43
- Whitmore, B.C., Forbes, D.A., Rubin, V.C., 1988, ApJ 333, 542
- Willick, J., 1994, ApJS 92, 1
- Willick, J., et al., 1997, ApJ in press
- Yahil, A., Tammann, G., Sandage, A., 1977, ApJ 217, 903
- Yahil, A., Sandage, A., Tammann, G., 1980, in Physical Cosmology, eds. R. Balian, J. Adouze, and D. Schramm, North-Holland, Amsterdam, p.127
- Young, J.S., Knezek, P.M., 1989, ApJ 347, L55
- Young, J.S., Scoville, N.Z., 1991 ARA&A 29, 581
- Zaritsky, D., White, S.D.M., 1994, ApJ 435, 599

Communications orales et posters:**[C1] Tobias Mayer et le traitement des observations**B.Morando, F.Mignard, G.Theureau

(1991, Journées Système de Référence Spatio-Temporels de l'Observatoire de Paris, N. Capitaine Ed., p.74-79)

**[C2] Introduction to the study of large scale motions in the local universe**G.Theureau

(YERAC conference, Les Houches, France, September 1993)

**[C3] An HI search for IRAS Galaxies in the Galactic Plane**L.Bottinelli, L.Gouguenheim, M.Loulergue, J.M.Martin, G.Theureau(1994, ASP Conf. Ser. Vol. 67, p 225) *cf annexes Partie 1***[C4] La constante de Hubble: bilan et perspectives (poster)**G.Theureau

(1994, Journées Système de Référence Spatio-Temporels de l'Observatoire de Paris, N. Capitaine Ed., p.182-185)

**[C5] Kinematics of the local universe:***Type dependence in the diameter Tully-Fisher relation and implications on the mass-luminosity structure*G.Theureau, M.Hanski

(YERAC conference, Groningen, The Netherlands, September 1995)

**[C6] The extragalactic distance scale and the Hubble constant:***controversies and misconceptions*L.Gouguenheim, L.Bottinelli, G.Theureau, G.Paturel, P.Teerikorpi

(1996, Reviews in Modern Astronomy, R.E.Schielicke Ed., Vol.9, p.127-137)

**[C7] La constante de Hubble et l'âge de l'univers**L. Gouguenheim, L. Bottinelli, G.Theureau, G.Paturel, P.Teerikorpi

(1996, Journées Système de Référence Spatio-Temporels de l'Observatoire de Paris, N. Capitaine Ed., in press)

**[C8] The Value of  $H_0$  from the Tully-Fisher B and logD relations for field galaxies (poster)**M.Hanski, G.Theureau, P.Teerikorpi, L.Bottinelli, T.Ekholm, L.Gouguenheim, G.Paturel



The Extragalactic Distance Scale, Space Telescope Science Institute Symposium, May 1996, eds. M. Livio, M. Donahue and N. Panagia

[C9] **La constante de Hubble  $H_0$  a partir d'un échantillon de 6600 galaxies spirales**

G.Theureau, L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel

GDR cosmology General Assembly, Paris, 30-31 January 1997

[C10] **An HI survey of DENIS/LEDA spiral galaxies**

G.Theureau, G.Paturel, I.Vauglin

XXXIIInd Moriond-meeting, les Arcs, 15-22 March 1997, *cf annexes Partie 1*

[C11] **La constante de Hubble  $H_0$  a partir d'un échantillon de 6600 galaxies spirales** (poster)

G.Theureau

Journées de la Société Française d'Astronomie (SFSA), 1-3 April 1997

[C12] **Projet de suivi HI des galaxies DENIS/LEDA** (poster)

G.Theureau

Journées de la Société Française d'Astronomie (SFSA), 1-3 April 1997

[C13] **Tully-Fisher and field galaxies**

G.Theureau

Workshop "How Far Can You Go?", La Petite Pierre, 25-27 Juin, 1997

[C14] **The value of  $H_0$  from the Tully-Fisher diameter relation** (poster)

G.Theureau, M.Hanski, T.Ekholm, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, P.Teerikorpi

IAU symposium 183, Kyoto, 18-22 August 1997

[C15] **Distances for 17 nearby galaxies based on the HIPPARCOS calibration of the Period-Luminosity relation** G.Paturel, P.Lanoix, R.Garnier,

J.Rousseau, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Theureau, C.Turon

Hipparcos Venice'97 symposium, 13-16 May, 1997 (ESA SP-402 sous presse).

*cf annexes Partie 3*



**Publications à referee:****[P1] Kinematics of the local universe III:***Neutral hydrogen of southern galaxies*H.di Nella, G.Paturel, A.J.Walsh, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Theureau  
(1996, A&ASS, 118, 311) *cf annexes Partie 1***[P2] Kinematics of the local universe IV:***Type dependence in the diameter Tully-Fisher relation and implications on the mass-luminosity structure*G.Theureau, M.Hanski, P.Teerikorpi, L.Bottinelli, T.Ekholm, L.Gouguenheim, G.Paturel  
(1996, A&A 319, 435) *cf annexes Partie 2***[P3] Kinematics of the local universe V:***The value of  $H_0$  from the Tully-Fisher  $B$  and  $\log D_{25}$  relations for field galaxies*G.Theureau, M.Hanski, T.Ekholm, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, P.Teerikorpi  
(A&A, 322, 730) *cf annexes Partie 3***[P4] Première calibration géométrique de la relation période- luminosité des céphéides par le satellite HIPPARCOS**G.Paturel, L.Bottinelli, R.Garnier, L.Gouguenheim, P.Lanoix, J.Rousseau, G.Theureau, C.Turon(C.R.A.S., t. 323, Série II b, p.619-625, 1996) *cf annexes Partie 3***[P5] A new distance criterion for spiral galaxies in the zone of avoidance**H.Dole, G.Theureau(C.R.A.S., t. 324, Série II b, p.201-208, 1997) *cf annexes Partie 2***[P6] HI measurements of galaxies from Kazarian's lists**V.Tamazian, G.Theureau, N.Coudreau(A&ASS, in Press) *cf annexes Partie 1***[P7] Kinematics of the local universe VI:***Mean surface brightness and Tully-Fisher relation*G.Theureau(A&A, in press) *cf annexes Partie 2*

**[P8] Extragalactic Database VII:***Reduction of astrophysical parameters*G.Paturel, L.Bottinelli, H.di Nella, N. Durand, R.Garnier, L.Gouguenheim, M.C.Marthinet, C.Petit, G.Theureau, I.Vauglin(A&ASS 124, 109) *cf annexes Partie 1***[P9] Kinematics of the local universe VII:***2112 new HI measurements*G.Theureau, L.Bottinelli, N.Coudreau, L.Gouguenheim, M.Loulergue, G.Paturel(A&ASS, soumis) *cf annexes Partie 1***[P10] The radial space distribution of KLUN-galaxies up to 200 Mpc:***incompleteness or entering the fractal regime ?*P.Teerikorpi, G.Theureau, G.Paturel, Yu. Baryshev, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, M. Hanski

(A&amp;A Research Notes, soumis)

**[P11] Geometrical calibration of extragalactic distances from HIP-  
PARCOS satellite**G.Paturel, P.Lanoix, R.Garnier, J.Rousseau, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Theureau, C.Turon

(MNRAS, en preparation)

**[P12] Hubble constant from sosies galaxies and HIPPARCOS geo-  
metrical calibration**G.Paturel, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, P.Lanoix, N.Renaud, P.Teerikorpi, G.Theureau, O.Witasse(A&A, soumis) *cf annexes Partie 3***[P13] Pseudo-sosies of primary calibrators:***HI observation for 4 calibrators*L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Theureau, N.Coudreau, G.Paturel

(A&amp;ASS, soumis)

## Résumé

Cette thèse présente une étude exhaustive de la relation Tully-Fisher (TF) appliquée aux galaxies spirales de champ. Mon échantillon (KLUN) compte 6620 galaxies de type Sa à Sdm; il a été collecté à partir de nouvelles observations et de la base LEDA, et étudié en détail, en particulier en terme de complétude et d'homogénéité. Il permet d'analyser les différents aspects de la relation TF en bande *B*, en utilisant en parallèle les relations en diamètre, en magnitude, directe ou inverse.

J'expose une version généralisée de la méthode des distances normalisées de Bottinelli et al (1986), où toutes les variations du biais de Malmquist dans l'espace des paramètres observables sont maintenant prises en compte. Sa validation en termes statistiques conduit à une nouvelle méthode de correction du biais, qui permet d'étudier le champ des vitesses particulières jusqu'à des distances de 200 Mpc. Je montre par ailleurs que l'introduction de paramètres supplémentaires, tels que le type morphologique ou la brillance superficielle moyenne, permet de réduire la dispersion de la relation TF, et d'étendre le domaine des distances non-biaisées.

J'obtiens ainsi une valeur statistiquement fiable de la constante de Hubble  $H_0$  à partir d'un échantillon non-biaisé de 600 galaxies de champ ( $z \leq 0.02$ ), en parfait accord avec les résultats obtenus à plus grandes distances ( $z \leq 0.1$ ) à partir des supernovae de type Ia. Cette valeur de  $H_0 = 55 \pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  ne dépend plus que de la calibration primaire (distances céphéides). J'évalue indépendamment la vitesse de chute du Groupe Local vers Virgo ( $V_{GL} = 200 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ ), confirme l'existence d'une Anomalie Locale du champ des vitesses, et mets en valeur un mouvement de chute important au voisinage des amas de Persée-Poissons et Hydra, à la fois à l'arrière et à l'avant de ces concentrations. Le fort puit de potentiel attendu dans la région du Grand Attracteur n'est pas confirmé.

## Abstract

This thesis presents an exhaustive study of the Tully-Fisher (TF) relation on the basis of the largest available sample of field spiral galaxies. This so-called KLUN sample, containing 6620 galaxies from type Sa to Sdm, has been collected from LEDA data base and studied in detail for completeness and homogeneity. It allows to investigate the various aspects of the *B*-band TF relation both with diameter and magnitude, direct or inverse relations.

I report on an advanced version of the normalized distance method (Bottinelli et al. (1986), now taking into account all the variations of the Malmquist bias in the observable parameters space. Its validation in statistical terms leads to work out a new bias correction method allowing to study the peculiar velocity field up to 200 Mpc. In addition, I show that introducing additional parameters such as morphological type or mean surface brightness reduces the TF intrinsic scatter and allows to extend the unbiased distance range.

Then, a statistically reliable value of the Hubble constant  $H_0$  is obtained from an unbiased subsample of 600 field galaxies ( $z \leq 0.02$ ), in perfect agreement with the results derived at greater distance from type Ia supernovae (up to  $z=0.1$ ). This value  $H_0 = 55 \pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  depends only on the primary calibration, i.e. cepheid distances. I give an independent estimate of the Local Group infall toward Virgo ( $V_{GL} = 200 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ ), confirm the existence of a Local Anomaly of the velocity field limited to Leo spur and Sculptor cloud, and show evidence for an infall pattern (front and back side infall) in the vicinity of some great mass concentrations such as Hydra or Perseus-Pisces clusters. The prominent bulk flow expected in the direction of the Great Attractor is not confirmed.