



HAL
open science

Sur la structure et la dynamique des galaxies

Emmanuel Davoust

► **To cite this version:**

Emmanuel Davoust. Sur la structure et la dynamique des galaxies. Planète et Univers [physics]. Université de Franche-Comté, 1983. Français. NNT: . tel-02316381

HAL Id: tel-02316381

<https://hal.science/tel-02316381>

Submitted on 15 Oct 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.

N° d'ordre : 175

Année 1983

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES DE
L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Emmanuel DAVOUST

**SUR LA STRUCTURE ET LA DYNAMIQUE
DES GALAXIES**

Soutenu le 26 Septembre 1983 devant la Commission d'Examen composée de :

Messieurs G. de VAUCOULEURS
L. GALATRY
A. HAYLI
R. MICHAUD
G. MOREELS

Mesdames L. BOTTINELLI
L. GOUGUENHEIM

**SUR LA STRUCTURE ET LA DYNAMIQUE
DES GALAXIES**

1. Méthodes d'investigation de la nature des galaxies	1
I. PHOTOMETRIE DE SURFACE DES GALAXIES	
2. Méthode de dépouillement pour la photométrie de surface des galaxies	7
3. Bibliographie détaillée sur la photométrie de surface des galaxies	33
4. Galaxies du Sud. VIII. Photométrie de surface de la spirale Sd NGC 7793	69
II. CINEMATIQUE ET DYNAMIQUE DES GALAXIES	
5. Modèles cinématiques et dynamiques pour les galaxies spirales barrées	95
6. Champs de vitesses dans les galaxies de type tardif par interférométrie de Fabry-Pérot en H alpha . II. Cinématique et dynamique de la spirale Sd NGC 7793	117
7. Champs de vitesses dans les galaxies de type tardif par interférométrie de Fabry-Pérot en H alpha . IV. Cinématique et dynamique de la spirale SAB(s)c NGC 5236 (M83)	151
III. ORBITES PERIODIQUES DANS LES GALAXIES	
8. Orbites périodiques dans un potentiel galactique à deux dimensions	177
9. Orbites périodiques dans un système dynamique à trois degrés de liberté	197
10. Orbites périodiques dans des galaxies elliptiques	211
Conclusion	241

METHODES D'INVESTIGATION DE LA NATURE DES GALAXIES

INTRODUCTION

La découverte de la nature lointaine des galaxies, il y a une soixantaine d'années, nous a permis de sortir du voisinage solaire où nous étions confinés et de prendre conscience de l'immensité de l'univers. Mais l'éloignement de ces objets rend leur étude difficile. Il a fallu attendre l'avènement des grands télescopes et des récepteurs rapides pour que les travaux de recherches sur les galaxies s'intensifient. C'est un domaine de recherches relativement nouveau et il nous reste beaucoup à apprendre sur la nature, la formation et l'évolution des galaxies.

Les galaxies sont des objets astronomiques particulièrement impressionnants. Ce sont des systèmes très structurés, animés de mouvements internes réguliers, et relativement isolés. Elles sont formées de dizaines de milliards d'étoiles évoluant en cycle fermé, se régénérant à partir du gaz qu'elles perdent au cours de leur vie. L'étude des galaxies et des lois qui régissent leur structure et leur évolution est d'un intérêt considérable. Les galaxies sont aussi très intéressantes du point de vue de la cosmologie : ce sont les éléments de base de l'univers à grande échelle, les jalons de l'espace-temps, l'une des clés pour connaître l'univers et son histoire.

Nous présentons ici des travaux de recherches sur la structure et la dynamique des galaxies. Ils se divisent en trois groupes et l'exposé est par conséquent divisé en trois parties. La première est consacrée à la structure des galaxies déterminée par la photométrie photographique : méthode de dépouillement, revue bibliographique et analyse de photographies d'une galaxie, NGC 7793. La deuxième porte sur la cinématique et la dynamique des galaxies spirales : mise au point sur les modèles dynamiques de galaxies spirales barrées, dépouillement et interprétation de champs de vitesses radiales de deux galaxies, NGC 7793 et M 83, obtenus par interférométrie de Fabry-Pérot. La troisième partie est une étude de comportement orbital dans trois systèmes dynamiques ressemblant à des galaxies, à l'aide d'une méthode de perturbation empruntée à la mécanique céleste, la méthode de Lindstedt.

Ces trois thèmes de recherches ont été développés de façon autonome, avec leurs méthodes propres et des études bibliographiques leur fournissant une assise solide. Ils sont intimement liés parce qu'ils contribuent tous à notre connaissance de l'état dynamique présent des galaxies. La distribution de masse impose un champ de gravitation qui oriente les mouvements des étoiles et du gaz. Ces mouvements d'ensemble (sommés de mouvements individuels) doivent à leur tour reproduire les structures observées. Sur le plan pratique, la géométrie d'une galaxie et son orientation dans le plan du ciel, déterminés par l'analyse photométrique, nous permettent de déprojeter les champs de vitesses radiales observés par ailleurs, et d'utiliser la distribution de lumière (convertie en distribution de masse par des hypothèses ad hoc) pour élaborer un modèle dynamique autocohérent d'une galaxie. Ce modèle peut aussi être construit par sommation d'orbites périodiques de particules. Le souci de ne pas disperser nos efforts nous a empêchés d'aborder d'autres thèmes complémentaires, comme le contenu stellaire et gazeux des galaxies à partir de spectres intégrés ou l'émission radio des galaxies.

Nous allons d'abord présenter brièvement chacun des trois volets de notre étude, leur raison d'être et leur contenu. Le bilan et les perspectives feront l'objet d'une conclusion générale à la fin de l'ouvrage.

STRUCTURE DES GALAXIES

L'analyse de la structure des galaxies, en particulier la décomposition en populations stellaires distinctes et la mesure de leur importance relative suivant le type morphologique et les classes de luminosité, est un pas essentiel vers une classification quantitative des galaxies et doit, à long terme, nous aider à comprendre comment les galaxies se forment et évoluent. Elle contribue aussi à l'établissement et à l'étalonnage de l'échelle des distances, un outil essentiel pour sonder l'univers. Cette analyse est enfin l'étape préliminaire indispensable à l'étude dynamique qui constitue le deuxième volet de notre travail.

La structure photométrique détaillée des galaxies peut être déterminée par plusieurs méthodes : la photométrie de surface de plaques photographiques ou de clichés électrographiques, la photométrie photoélectrique par balayage ou quadrillage, la photométrie avec des récepteurs bidimensionnels digitaux (CCD, comptage de photons, etc.), le comptage d'étoiles. Nous avons choisi la photométrie photographique avec étalonnage par mesures photoélectriques, qui permet d'étudier des objets assez étendus avec une bonne résolution.

Notre première tâche a été de mettre au point un logiciel de traitement automatique des images. La digitalisation des plaques photographiques par un microdensitomètre est le point de départ de la méthode de dépouillement, décrite au chapitre 2. Tout en suivant fidèlement les préceptes de G. de Vaucouleurs, nous avons développé quelques aspects originaux du traitement (méthode interactive, moyenne des courbes caractéristiques, analyse à haute résolution). Nous n'avons pas cru nécessaire d'inclure ici le code FORTRAN lui-même, puisqu'il sera incorporé prochainement au thésaurus du CDCA.

Une compilation bibliographique détaillée (chapitre 3) est l'outil de référence indispensable pour entreprendre un programme de photométrie de surface de longue haleine. Elle permet d'abord de faire le point sur ce qui a déjà été fait, ce qu'il est encore nécessaire de faire et les méthodes à utiliser. Pour chaque galaxie, elle permet de faire des comparaisons instructives. Enfin, une somme de travail considérable peut être évitée si les données nécessaires aux applications astrophysiques envisagées sont déjà publiées.

L'étude photométrique de la galaxie spirale NGC 7793 (chapitre 4), réalisée à partir de 3 plaques photographiques, est une première application de la méthode exposée au chapitre 2. Les données photométriques nouvelles permettent une meilleure estimation de la distance de NGC 7793. La décomposition de cette galaxie en composantes stellaires distinctes révèle l'importance du disque galactique (65% de la lumière) par rapport aux bras spiraux et surtout au bulbe. Les paramètres géométriques et photométriques seront très utiles pour l'étude cinématique et dynamique de la galaxie, présentée au chapitre 6. Le type morphologique tardif (type Sd) de NGC 7793, caractérisant des galaxies spirales de faible luminosité, est peu fréquent, donc peu étudié, et rehausse l'intérêt de cette étude.

DYNAMIQUE DES GALAXIES SPIRALES

C'est notre thème principal de recherches, vers lequel convergent les autres études.

Les champs de vitesses radiales dans les galaxies peuvent être obtenus par trois méthodes : mesure des raies d'absorption ou d'émission par spectroscopie, interférométrie de Fabry-Pérot dans la raie H alpha et mesure de la raie d'Hydrogène neutre à 21 cm. Ces trois méthodes sont complémentaires, car elles s'appliquent à différentes composantes des galaxies. La première

permet des mesures près du centre de la galaxie, mais avec une résolution spectrale médiocre. La méthode radioastronomique produit des courbes de rotation bien au delà du disque optique de la galaxie; la résolution spatiale est moyenne (1' - 2' pour les interféromètres) ou médiocres (10' - 15' pour une seule antenne). L'interférométrie de Fabry-Pérot ne s'applique qu'aux galaxies de type tardif, riches en régions H II et les champs obtenus ont une haute résolution spatiale (5" à 15").

L'interprétation des champs de vitesses radiales en termes de dynamique interne des galaxies nécessite des modèles théoriques. Dans le cas des galaxies spirales ordinaires, quelques hypothèses simples suffisent en général. On suppose que les galaxies ordinaires sont animées d'un mouvement de rotation uniforme autour du noyau. La connaissance de la géométrie de la galaxie permet de passer des vitesses radiales aux vitesses de rotation. L'hypothèse d'équilibre entre les forces centrifuges et de gravitation en l'absence de pression cinétique (disque "froid") est utilisée pour obtenir la distribution de masse.

Les galaxies spirales barrées nécessitent des modèles dynamiques beaucoup plus complexes. Le chapitre 5 est un exposé de synthèse sur toutes les études cinématiques et dynamiques de barres et de galaxies barrées. Les modèles les plus prometteurs utilisent un logiciel complexe pour simuler numériquement des écoulements gazeux dans le champ de gravitation d'une galaxie barrée.

L'étude cinématique et dynamique de NGC 7793 (chapitre 6) a été réalisée à partir de 21 interférogrammes de Fabry-Pérot en lumière H alpha. Les vitesses radiales des régions émissives dans la galaxie ont été mesurées sur les interférogrammes individuels à partir des positions de franges d'interférences. Les interférogrammes ont ensuite été regroupés à l'aide des régions H II servant de points de repère et les 3822 points-vitesses ont ainsi été ramenés à un même système de coordonnées. L'hypothèse classique du disque froid conduisant à un bulbe trop petit par rapport au bulbe observé en photométrie au chapitre 4, nous avons construit un modèle dynamique de galaxies à deux composantes stellaires et tenant compte de la pression cinétique au centre (appendice du chapitre 6). Cette pression permet à un bulbe plus massif de se maintenir en équilibre sans rotation importante. C'est l'une des qualités de notre modèle qu'il se soit trouvé justifié a posteriori par des observations radioastronomiques (voir la conclusion).

M 83 est une galaxie de type SAB, c'est à dire modérément barrée. Dans l'étude cinématique et dynamique de cette galaxie (chapitre 7) nous avons suivi la méthode introduite au chapitre 6. La barre, quoique faible, imprime au champ de vitesses radiales la signature en "Z" caractéristique des galaxies spirales barrées. Pour interpréter ce champ de vitesses, nous avons d'abord examiné les modèles de galaxies barrées existant (chapitre 5). Etant donné la complexité de ces modèles, nous avons eu recours à un modèle nouveau d'écoulement gazeux le long des courbes de niveaux équipotentiels. Ce modèle rend compte aussi du champ de vitesses de NGC 253. La comparaison des propriétés photométriques et dynamiques de ces deux galaxies révèle leur similarité.

ORBITES PERIODIQUES DANS UNE GALAXIE

La dynamique des particules individuelles dans un champ de gravitation peut être utile pour la compréhension de la dynamique d'un ensemble de particules autogravitantes tel qu'une galaxie.

Les orbites périodiques stables et les orbites quasi-périodiques qui les entourent reflètent le mouvement le plus probable. Leur présence même est un indice que le système peut se maintenir en équilibre stationnaire. Suivant le théorème de Jeans, la fonction de distribution de phase d'un système stellaire est une intégrale du mouvement d'une particule et dépend explicitement d'une ou plusieurs des autres intégrales du système.

Ces orbites permettent en principe de construire des modèles autocohérents de galaxies. Pour cela, il faut répartir les orbites dans la galaxie, par exemple en incrémentant régulièrement leur énergie, calculer la densité orbitale par particule en chaque point (elle est inversement proportionnelle à la vitesse d'une particule en ce point) et peupler ces orbites de façon à retrouver la distribution de masse correspondant au potentiel dans lequel les orbites ont été calculées. Cette dernière étape se fait par tâtonnements et peut conduire à des peuplements négatifs. C'est la méthode adoptée par Schwarzschild (voir chapitre 5).

Il est donc particulièrement intéressant, pour un système dynamique donné, de déterminer les familles d'orbites périodiques possibles et leur stabilité, et de rechercher les intégrales qui contraignent les mouvements des particules.

Dans un premier temps, nous nous sommes familiarisés avec les problèmes et les méthodes de la dynamique par l'étude d'un système dynamique à trois degrés de liberté : le problème général des trois corps. Nous avons expérimenté des techniques numériques pour l'intégration d'orbites, la recherche de périodicité et le calcul de la stabilité des orbites. Ces travaux ont été publiés dans *Celestial Mechanics* 24, 63-82, 1981 et dans *Astronomy and Astrophysics* 112, 305-320, 1982.

La méthode la plus simple pour déterminer des orbites périodiques consiste à intégrer numériquement les équations du mouvement. Lorsque le système dynamique est voisin d'un système intégrable, il est possible d'utiliser des méthodes analytiques comme la "troisième" intégrale, la normalisation de Birkhoff ou la méthode de Lindstedt. Ces méthodes sont alors plus efficaces pour déterminer les propriétés qualitatives du système et le lieu approximatif des orbites périodiques dans l'espace des conditions initiales, évitant ainsi des recherches numériques systématiques et fastidieuses.

Dans cette troisième partie nous présentons trois études plus proches de nos préoccupations galactiques : l'inventaire des familles d'orbites périodiques dans des potentiels galactiques par la méthode analytique de Lindstedt.

La méthode de Lindstedt est une méthode de perturbation. Les variables sont développées en séries de puissances d'un petit paramètre. La solution à l'ordre zéro est connue : c'est celle du système non perturbé. Les solutions d'ordre plus élevé sont calculées de proche en proche. L'apparition de termes séculaires (qui croissent indéfiniment dans le temps) dans les solutions périodiques est un problème fréquent dans ces méthodes; l'originalité de la méthode de Lindstedt est de modifier les fréquences des solutions périodiques de façon à éliminer précisément ces termes séculaires.

Nous appliquons la méthode de Lindstedt à trois systèmes dynamiques assez voisins : ce sont des oscillateurs harmoniques perturbés à deux ou trois degrés de liberté. Des phénomènes de résonance entre les fréquences d'oscillation le long des différents axes confèrent à ces systèmes tout leur intérêt à nos yeux, à cause de l'apparition fréquente de résonances dans les galaxies. Les solutions périodiques approximatives que nous obtenons sont assez précises, même au premier ordre, pour permettre la convergence rapide d'une recherche numérique ultérieure, sauf pour des valeurs importantes des termes perturbateurs.

La première étude (**chapitre 8**) concerne le potentiel de Contopoulos qui a déjà fait l'objet de nombreuses études dynamiques, tant par des intégrations numériques que par des méthodes de perturbation. C'est un oscillateur harmonique à deux degrés de liberté avec des perturbations cubiques. Il peut s'appliquer au mouvement des étoiles dans le plan méridien d'une galaxie au voisinage de l'orbite circulaire ou dans le plan équatorial d'une galaxie sans symétrie axiale. Deux catégories d'orbites périodiques apparaissent aux résonances et dans leur voisinage : l'orbite périodique centrale qui est une oscillation quasi-parabolique et les orbites résonantes qui ont la forme de courbes de Lissajous.

L'extension de cette étude au cas à trois degrés de liberté (**chapitre 9**), lui aussi déjà étudié par d'autres méthodes, révèle une structure des familles d'orbites périodiques assez semblable, mais rendue plus complexe par l'interaction entre résonances.

La troisième application de cette méthode (**chapitre 10**) concerne un oscillateur harmonique à trois degrés de liberté avec des perturbations de quatrième puissance qui correspond à des modèles de galaxies elliptiques allongées ou aplaties. Les perturbations de puissance paire confèrent aux modèles une symétrie en accord avec les observations que n'a pas le modèle du chapitre précédent. La présence de résonances est étroitement associée à la géométrie de la galaxie. Deux catégories d'orbites périodiques sont inventoriées, des orbites planes dues à la symétrie du modèle et des orbites résonantes à trois dimensions.

La comparaison des résultats de la méthode de Lindstedt avec d'autres méthodes dans les trois cas révèle sa spécificité et son efficacité comme complément des méthodes numériques.

METHODE DE DEPOUILLEMENT POUR LA PHOTOMETRIE DE SURFACE DES GALAXIES

Résumé

Nous décrivons une méthode automatique pour le dépouillement de plaques photographiques de galaxies. Les clichés sont digitalisés par un microdensitomètre. La cartographie du champ externe de la galaxie permet d'obtenir par interpolation le fond du ciel devant la galaxie. La conversion des densités en intensités se fait par la loi de Baker. Le point zéro de l'échelle des magnitudes est calibré a posteriori par des mesures photoélectriques de la galaxie. L'image en intensités est décrite par des profils et des tableaux photométriques. Deux applications astrophysiques ont été informatisées : l'analyse à haute résolution des régions centrales et la décomposition en populations stellaires distinctes. Les programmes, en langage FORTRAN, fonctionnent sur mini-ordinateurs en mode interactif.

Plan

1. Méthode et programmes	8
2. Plaque photographique	9
a) Champ interne	9
b) Champ externe	9
c) Plages sensitométriques et voile	9
d) Objets individuels à haute résolution	11
3. Balayage au microdensitomètre PDS	11
4. Traitement du fond de ciel	12
5. Calibration	14
a) Courbe caractéristique	14
b) Point zéro de l'échelle de magnitude	15
c) Balayage photoélectrique	15
6. Traitement cosmétique	16
a) Elimination des étoiles du champ	16
b) Lissage	16
7. Conversion densités-intensités	17
8. Profils et tableaux photométriques	18
9. Fonction instrumentale et haute résolution	19
10. Décomposition en populations stellaires	20
a) Décomposition bulbe-disque	20
b) Décomposition disque-bras	21
11. Applications astrophysiques	22
Bibliographie	24
Appendice A : sur la moyenne des courbes caractéristiques	25
Appendice B : plaques photographiques obtenues au télescope de 1.20m de l'Observatoire de Haute-Provence	31

METHODE DE DEPOUILLEMENT POUR LA PHOTOMETRIE DE SURFACE DES GALAXIES

1. METHODE ET PROGRAMMES

Nous présentons ici une méthode pour le dépouillement de plaques photographiques de galaxies. Cette méthode suit les préceptes de G. de Vaucouleurs, exposés dans Jones et al (1967). Une cartographie numérique détaillée de la plaque en densités est obtenue au moyen d'un microdensitomètre. L'analyse et le traitement de cette carte par un logiciel informatique automatisé (Fig. 1) permet d'obtenir rapidement (en quelques heures) une image de la galaxie en intensités ou en mag.arc sec⁻². Les paramètres (diamètre effectif, brillance effective, luminosité totale, etc.) et profils photométriques obtenus au cours du traitement donnent une description détaillée de la galaxie. Les applications astrophysiques d'une telle étude sont nombreuses.

Le logiciel de traitement des images que nous avons mis au point fonctionne sur mini-ordinateurs en mode interactif. Nous avons conservé l'aspect original de la méthode qui consiste à obtenir un modèle pour le fond de ciel sous la forme d'un polynôme à deux dimensions qui est ensuite soustrait à l'image de la galaxie. Cependant, l'adoption du mode interactif et le traitement des images ligne par ligne nous ont obligés à refondre complètement les programmes de Pence (1978), d'en créer d'autres et d'incorporer quelques modules du CDCA. Nous avons en outre informatisé deux applications astrophysiques, l'étude à haute résolution et la décomposition en populations stellaires distinctes.

Les programmes ont été rédigés avec le souci de réaliser un dépouillement automatique et rapide. Pour cela, nous avons fait un choix délibéré parmi les options possibles aux différents stades du dépouillement. Le lissage est gaussien, la courbe caractéristique du premier degré, etc. De ce point de vue, nos programmes n'ont pas la souplesse du logiciel du CDCA. Cependant, nous avons laissé à l'utilisateur une certaine liberté dans l'enchaînement des tâches : lissage avant ou après conversion en intensités, mapping numérique du fond de ciel optionnel, etc. La sauvegarde des fichiers et des paramètres déterminés à chaque stade permet d'arrêter temporairement le dépouillement et de le reprendre au stade suivant. La visualisation sur écran permet de vérifier, dans la plupart des cas, le bon choix des paramètres. Ces programmes sont en amélioration permanente. Ils seront incorporés au thésaurus du CDCA.

Notre méthode peut s'appliquer avec quelques modifications aux observations avec d'autres récepteurs (caméra électronique, comptage de photons, CCD; ces détecteurs sont décrits par Boksenberg, 1982) et à d'autres objets astronomiques étendus (nébuleuses planétaires, gazeuses, etc.). Un résumé de cette méthode a été publié par Davoust et al (1980).

2. PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE

La plaque photographique contient une quantité d'information prodigieuse. La qualité d'une analyse photométrique dépend de la manière dont cette information est extraite.

a) Champ interne.

La région la plus importante est le champ interne. C'est un cadre rectangulaire contenant la galaxie et de dimension au moins deux fois les diamètres visibles le long du grand et du petit axe de la galaxie. 10^4 à 10^5 pixels (éléments de résolution) suffisent pour déterminer les caractéristiques photométriques essentielles d'une galaxie (magnitude totale, diamètre effectif, profil équivalent, etc.). Cette résolution optimale doit guider le choix de l'ouverture de balayage PDS.

b) Champ externe.

Le modèle de fond de ciel est obtenu à partir du champ externe : c'est une bande encadrant le champ interne et dont les dimensions doivent être au moins 1.5 fois celles du champ interne. La résolution dans le champ externe peut être beaucoup plus faible puisque 1000 à 2000 pixels échantillonnés autour du champ interne sont nécessaires pour déterminer un modèle de fond de ciel. Dans le cas où le fond de ciel est relativement uniforme, une constante (une valeur moyenne sur tout le cadre) ou une courbe gauche simple, déterminée par 4 valeurs aux 4 coins du cadre, peuvent être utilisées comme modèles de fond de ciel.

c) Plages sensitométriques et voile.

La calibration de l'échelle d'intensités de la plaque se fait au moyen de plages sensitométriques enregistrées sur une partie de la plaque non exposée au ciel. La densité du voile chimique est aussi aisément mesurée dans cette région. Il peut être souhaitable de mesurer cette densité le long des bords de la plaque, dans le cas où le voile n'est pas parfaitement uniforme.

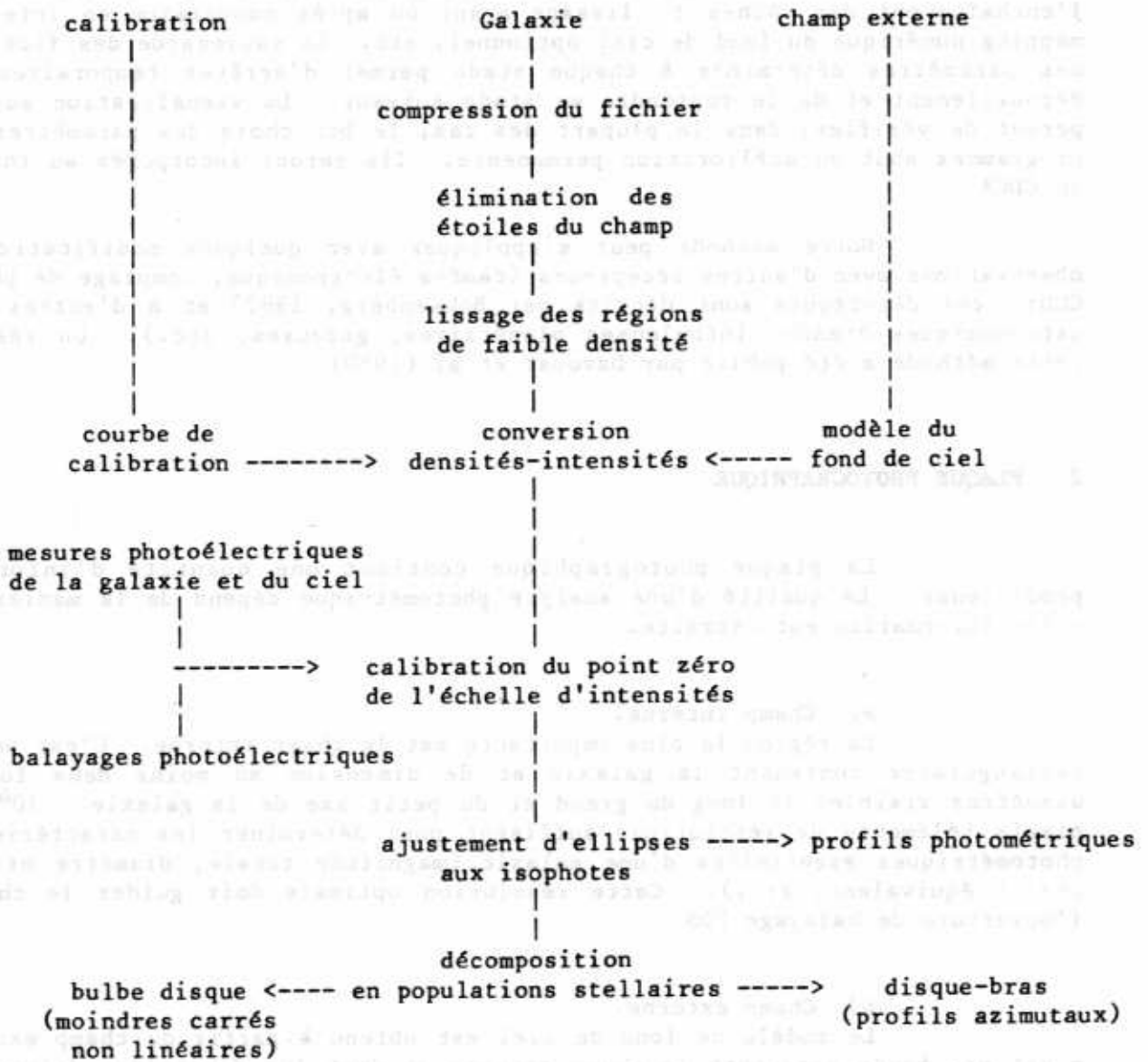


Figure 1. Schéma du dépouillement

d) Objets individuels à haute résolution.

Il peut être intéressant d'extraire de la plaque une image à haute résolution d'objets particuliers : supernovae, régions H II, amas stellaires, noyau de la galaxie, etc., pour en faire une étude photométrique plus détaillée. En particulier, il est souvent utile de déterminer la fonction de lissage instrumentale au moyen de profils radiaux d'étoiles du champ.

3. BALAYAGE AU MICRODENSITOMETRE PDS.

Le microdensitomètre PDS digitalise l'information contenue dans une plaque photographique, c'est à dire dans les 4 champs décrits ci-dessus, sous la forme de matrices de pixels de densités et les enregistre dans un fichier de type CDCA. Les pixels sont de dimensions variant entre 10 et 200 microns, de forme carrée, rectangulaire ou ronde. Ce n'est pas notre propos ici de décrire l'utilisation de cet instrument, nous voulons simplement donner quelques recommandations.

1) Nettoyer soigneusement la platine du PDS et l'envers de la plaque avec un coton imbibé d'alcool.

2) Toujours prendre une préfente plus grande que la fente.

3) Utiliser des ouvertures carrées pour le balayage du champ interne et des objets à haute résolution, de dimension au moins égale au pas en x (le même qu'en y).

4) Faire des analyses rapides (durée maximale 2 heures) pour éviter les sauts de sensibilité (rares, heureusement).

5) Mesurer la même région en début et en fin de balayage, pour détecter les dérives et sauts de sensibilité.

6) Faire des fichiers de taille raisonnable ($<10^6$ pixels); de gros fichiers posent des problèmes de place en mémoire pour le traitement informatique qui devient très lent.

La méthode de dépouillement impose que les côtés des champs interne et externe soient parallèles. Il faut noter les coordonnées d'un sommet du champ interne, les trois autres se déduisent du nombre de lignes et de points par ligne, du pas en x et en y.

Il existe 3 PDS en France, à Orsay, à Nice au CDCA et à Marseille au LAS. Il existe d'autres types de densitomètres (Joyce-Loebl, etc.) mais le PDS présente l'avantage d'être stable, automatisé et rapide.

4. TRAITEMENT DU FOND DE CIEL

La brillance du fond de ciel constitue l'une des principales limites des observations astronomiques sur Terre. Celle-ci est de l'ordre de 21 à 22 mag.arc sec⁻² en B pour les nuits sans lune dans la plupart des observatoires et peut passer à 18 ou même à 15 suivant la transparence lorsque la lune est levée. Pour atteindre les niveaux de brillance 26 ou 27, il est donc nécessaire d'avoir un modèle du fond de ciel élaboré.

Le fond de ciel dû au flux intégré des objets faibles (étoiles galactiques et galaxies lointaines) est en principe uniforme sur l'étendue d'une plaque photographique. Aux basses latitudes galactiques, de faibles nébulosités galactiques peuvent introduire des irrégularités, mais le nombre croissant d'étoiles du champ et l'obscurcissement galactique y rendent la photométrie de galaxies très délicate. Divers effets lumineux dans l'environnement terrestre (émissions du ciel nocturne, diffusion de la lumière solaire par le milieu interplanétaire, etc.) sont aussi constants à l'échelle d'une plaque. Par contre, certains effets comme la proximité d'une étoile brillante, les variations locales du voile chimique ou un développement inhomogène peuvent contribuer à un fond de ciel instrumental variable.

Le modèle de fond de ciel que nous proposons est un polynôme à 2 dimensions de degré au plus égal à 6, ajusté aux densités du champ externe et interpolé sur le champ interne. Un exposé de la méthode originale se trouve dans Jones et al (1967).

Le principe de l'ajustement est le suivant. Dans un premier temps, la **composante discrète** (les étoiles et défauts de la plaque) est éliminée, soit par ajustement d'un polynôme de faible degré (3e degré, 10 termes) et réjection des résidus importants, soit par la construction de l'histogramme des densités du champ externe et troncature des ailes. Un polynôme de degré 6 est ensuite ajusté à la **composante continue** qui constitue le fond de ciel. Une estimation statistique du poids de chaque coefficient permet de tronquer ce polynôme si le ciel est assez uniforme. Le degré maximum du polynôme dépend aussi des dimensions relatives des champs interne et externe. En effet, si le domaine d'interpolation est trop grand, l'ajustement du polynôme est soumis à peu de contraintes et celui-ci peut devenir instable. Le tableau 1 donne le degré maximum (d) suivant la longueur (D) en x ou en y du champ interne, le champ externe ayant une longueur de 2.

Tableau 1.

D	0.36	0.44	0.54	0.68	0.87	1.12	1.41
d	10	9	8	7	6	5	4

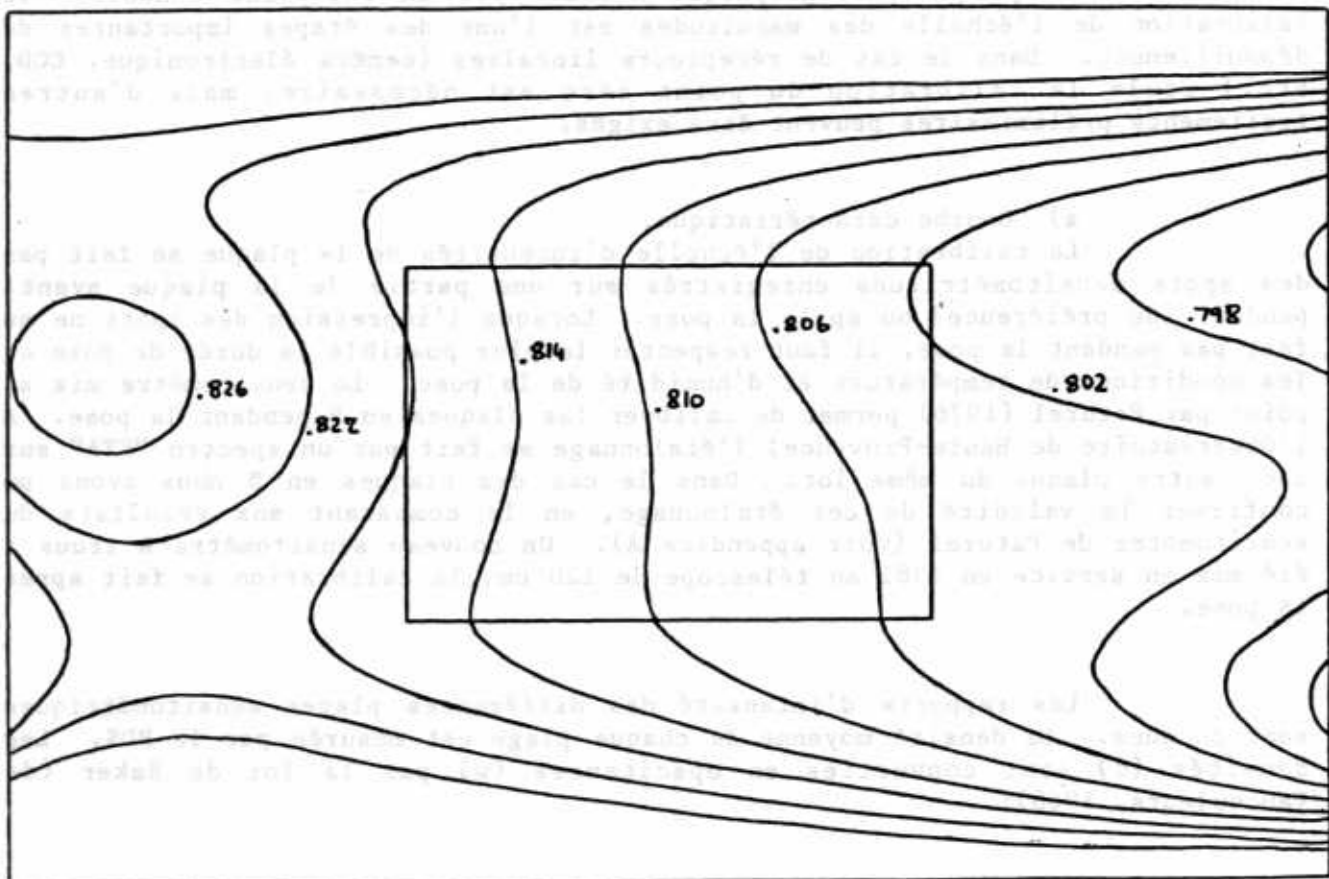


Figure 2. Exemple de modèle du fond de ciel. Le cadre central représente le champ interne et les chiffres sont les valeurs des densités.

$$I = \sum_{i=1}^k A_i N_i$$

D'autres modèles sont possibles pour le fond de ciel. Okamura (1977) effectue une transformée de Fourier du champ externe et élimine les basses fréquences spatiales. Le champ externe doit être carré, ce qui nécessite des fichiers inutilement grands dans le cas de galaxies très inclinées. Bijaoui (1980) estime le fond de ciel à partir de l'histogramme des densités.

5. CALIBRATION

La plaque photographique n'étant pas un récepteur linéaire, la calibration de l'échelle des magnitudes est l'une des étapes importantes du dépouillement. Dans le cas de récepteurs linéaires (caméra électronique, CCD, etc.) seule la calibration du point zéro est nécessaire, mais d'autres traitements préliminaires peuvent être exigés.

a) Courbe caractéristique.

La calibration de l'échelle d'intensités de la plaque se fait par des spots sensitométriques enregistrés sur une partie de la plaque avant, pendant (de préférence) ou après la pose. Lorsque l'impression des spots ne se fait pas pendant la pose, il faut respecter le plus possible la durée de pose et les conditions de température et d'humidité de la pose. Le sensitomètre mis au point par Paturel (1976) permet de calibrer les plaques en B pendant la pose. A l'Observatoire de Haute-Provence, l'étalonnage se fait par un spectro "ETA" sur une autre plaque du même lot. Dans le cas des plaques en B nous avons pu confirmer la validité de cet étalonnage, en le comparant aux résultats du sensitomètre de Paturel (voir appendice A). Un nouveau sensitomètre à trous a été mis en service en 1981 au télescope de 120 cm, la calibration se fait après la pose.

Les rapports d'intensité des différentes plages sensitométriques sont connues. La densité moyenne de chaque plage est mesurée par le PDS. Les densités (d) sont converties en opacitances (w) par la loi de Baker (de Vaucouleurs, 1968):

$$w = 10^{d-d_v} - 1 \tag{1}$$

où d_v est la densité du voile. Nous avons adopté une courbe caractéristique du premier degré.

$$\left. \begin{aligned} I &= Aw^{n_1} & w < w_s \\ I &= Aw^{n_2} & w > w_s \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

où w_s est un certain seuil, A une constante déterminée a posteriori et les indices n_1 et n_2 sont compris entre 0.4 et 0.7, avec $n_1 > n_2$.

Certains auteurs (Burstein, 1979a; Kormendy, 1980) suggèrent de prendre:

$$I = \sum_{i=1}^{i=k} A_i w^{n_i} \quad \text{avec } k = 7$$

un tel nombre de paramètres nous paraît excessif.

Par contre, la suggestion de ces mêmes auteurs d'adopter comme courbe caractéristique la moyenne des courbes d'un même lot de plaques développées dans les mêmes conditions est tout à fait valable, nous en avons vérifié le bien fondé à plusieurs reprises sur des plaques IIaO (Davoust, 1981; Appendice A).

b) Point zéro de l'échelle de magnitude

La calibration du point zéro, c'est-à-dire la constante A de l'équation (2), peut se faire de plusieurs façons.

- simulation d'ouvertures circulaires dans l'image en intensités de la galaxie, intégration du flux total dans ces ouvertures et comparaison avec les mesures effectuées par photométrie photoélectrique par ouvertures et publiées dans la littérature. Les catalogues de galaxies (de Vaucouleurs et al, 1964, 1976) donnent une liste de références assez complète de mesures photoélectriques. Les pixels qui ne sont pas entièrement inclus dans l'ouverture simulée ont un poids proportionnel à la surface relative comprise dans l'ouverture. Lorsque le champ de la galaxie étudiée contient des étoiles brillantes (comme au voisinage du plan galactique) celles-ci sont saturées sur la plaque et leur contribution à la lumière intégrée est moindre que photoélectriquement et une correction peut être nécessaire. C'est la méthode que nous utilisons.

- Comparaison du profil photométrique le long d'un axe avec un balayage photoélectrique de la même région. Cette méthode est moins précise que la précédente dans la mesure où la calibration repose sur une seule série d'observations.

- Images extrafocales d'étoiles brillantes de magnitude connue sur une plaque du même lot avec les mêmes conditions d'exposition (durée de pose, hauteur zénithale, etc.); c'est la méthode de Holmberg. Cette dernière méthode semble devoir être abandonnée parce qu'elle n'est pas aussi satisfaisante que les autres.

c) Balayage photoélectrique

Il peut être utile de confirmer la calibration de l'échelle des magnitudes de la plaque et d'avoir une détermination indépendante de son point zéro par des balayages photoélectriques par une ouverture rectangulaire ou circulaire le long d'un axe de la galaxie.

Ces balayages peuvent être obtenus en arrêtant, ou de préférence en inversant le mouvement d'entraînement du télescope (profil Est-Ouest). Le balayage doit couvrir une région importante du ciel (jusqu'à un degré) de part et d'autre de la galaxie, pour bien estimer l'intensité du fond de ciel et pour déterminer la géométrie exacte du profil intégré, en particulier son orientation, par le signal donné par les étoiles du champ.

La comparaison se fait en simulant le même balayage sur la matrice des intensités, en intégrant le flux total dans une ouverture identique dont le centre se déplace le long de l'axe de balayage. De même que pour la calibration du point zéro, les pixels qui ne sont pas complètement inclus dans l'ouverture ont un poids proportionnel à la surface relative incluse dans l'ouverture.

6. TRAITEMENT COSMETIQUE

Ce traitement permet d'obtenir des profils photométriques et des cartes d'isophotes plus propres et donc d'ajuster plus finement des profils théoriques ou bien des ellipses aux isophotes. Il doit intervenir avant la calibration du point zéro par ouvertures ou balayage, à moins que la contribution des étoiles du champ n'ait été explicitement prise en compte et retranchée des mesures photoélectriques, ou que la plaque présente des défauts (rayures ou trous dans la gélatine). Notons que certains auteurs préfèrent ne pas avoir recours à ce traitement et signalent la présence des étoiles du champ sur les profils et cartes d'isophotes.

a) Elimination des étoiles du champ.

Les étoiles de notre Galaxie superposées à l'image de la galaxie doivent être identifiées par inspection visuelle des photos de la galaxie. L'élimination des étoiles se fait dans la matrice en densités, en attribuant aux pixels affectés une densité moyenne estimée à partir des pixels limitrophes, avec un gradient éventuel en densité. Un tracé d'isophotes en intensités permet de s'assurer que l'étoile a bien été éliminée, qu'il n'en reste pas d' "ailes".

La magnitude de l'étoile du champ soustraite peut être estimée simplement, en sommant les pixels affectés (dans la matrice en intensités) avant et après soustraction de l'étoile, et en faisant la différence.

Cette procédure d'élimination peut aussi s'appliquer à des défauts locaux de la plaque et aux galaxies lointaines visibles à travers les régions de faible intensité de la galaxie.

b) Lissage.

Le lissage des régions de faible intensité permet de pousser la limite de détection qui est atteinte lorsque les contours d'isophotes de la galaxie deviennent très irréguliers et que des "fles" se forment.

En principe, ce lissage n'est utile que pour le tracé d'isophotes; il ne permet d'atteindre des niveaux de plus faible brillance qu'avec l'hypothèse supplémentaire que les contours d'isophotes sont elliptiques à ces niveaux, ou par planimétrie. En fait, un traitement de l'image est souvent nécessaire pour atteindre les niveaux de brillance 26 ou 27. Il faut cependant noter que le lissage est équivalent à un filtrage spatial et par conséquent déplace et déforme les isophotes. L'erreur est en général du même ordre de grandeur que les autres erreurs systématiques d'après Bronkalla et al (1980, leur appendice 2).

Le lissage doit se faire en intensités ou en densités, suivant que la source principale de bruit intervient avant ou après que le signal ait atteint la plaque. Tout d'abord, le bruit affecte le signal total (galaxie + ciel) de façon égale, mais a un effet plus important sur la galaxie lorsqu'elle ne représente qu'un faible pourcentage du fond de ciel. Le bruit de photons n'intervient qu'aux faibles niveaux de brillance. La structure irrégulière de la galaxie, qui n'est pas un bruit à proprement parler, influence cependant le tracé des isophotes, surtout pour les galaxies de type tardif parsemées de régions H II brillantes. Le bruit introduit par le récepteur provient de la diffusion des photons dans la gélatine, d'inhomogénéités locales de la gélatine, qui peuvent influencer sur le gain du récepteur. Enfin, le bruit peut être dû à des erreurs liées aux enregistrements PDS : saletés sur l'envers de la plaque, résolution, diffraction, imprécision du pas de balayage. Le bruit introduit en densités, c'est-à-dire après impression sur la plaque, est amplifié par la conversion non linéaire des densités en intensités. Comme il n'est évidemment pas possible de séparer les différents effets du bruit, le choix de lisser en densités ou en intensités est délicat dans la mesure où on veut atteindre les plus faibles brillances possibles. A titre indicatif, nous optons en général pour un lissage gaussien en densités : 3x3 en dessous de 10% du fond de ciel et 5x5 en dessous de 1%, mais le logiciel laisse à l'utilisateur le choix des seuils de lissage, en densités et en intensités.

7. CONVERSION DENSITES-INTENSITES

La conversion se fait suivant la loi de Baker avec les paramètres obtenus au paragraphe 5. A ce même stade, l'intensité du fond de ciel I_c est retranchée, et l'intensité de la galaxie I_g est normalisée en divisant par I_c , ce qui élimine la constante A.

$$I_N = \frac{I_g - I_c}{I_c} \quad (3)$$

où $I_i = A(10^{d_i - d_v} - 1)^n \quad i = c, g \quad (4)$

Dans le cas où un modèle (courbe gauche ou polynôme) est adopté pour la brillance du fond de ciel I_c , la normalisation ne se fait pas par une constante, mais par la valeur locale du fond de ciel. Ceci peut paraître critiquable. En fait, cette normalisation permet d'éliminer les erreurs dues à des variations de sensibilité de plaque ou de niveau du voile chimique (provenant essentiellement du développement) et qui affectent de la même manière (au premier ordre) les intensités mesurées du ciel et de la galaxie.

Le passage des intensités normalisées aux brillances en mag.arc sec^{-2} se fait par la relation :

$$m = - 2.5 \log I_N + K$$

où K est déterminé par des mesures photoélectriques.

8. PROFILS ET TABLEAUX PHOTOMETRIQUES

Une fois que l'image en intensités calibrées de la galaxie a été obtenue, l'analyse proprement dite, c'est-à-dire la description de la distribution de brillance et de couleur, peut être entreprise.

L'ajustement d'ellipses aux isophotes de la galaxie permet de déterminer sa géométrie : orientation de la ligne des noeuds, inclinaison, rapport des axes en fonction du rayon, coordonnées du centre de la galaxie, et éventuellement un décentrement ou un gauchissement.

Le rapport des axes apparent q d'une galaxie spirale n'est pas constant parce que son épaisseur varie avec le rayon. Ce rapport passe en général par un minimum, au-delà de l'influence des bras spiraux, avant d'être affecté par le bruit. C'est cette valeur minimale qui est préférée comme mesure de l'inclinaison, qui peut être déterminée par les relations (Bottinelli et al, 1980) :

$$\sin^2 i = \frac{1 - q^2}{1 - q_0^2} \quad (5)$$

et

$$- \log q_0 = 0.60 + 0.045t \quad t < 8 \quad (6)$$

où q_0 est le rapport d'axe vrai et t l'indice de type morphologique.

Les profils repliés le long du grand et petit axe permettent une deuxième estimation du rapport d'axes en fonction du rayon. La différence des deux profils le long du petit axe (côté proche - côté lointain) donne une estimation de l'absorption interne dans la galaxie. L'inclinaison permet de déprojeter la galaxie et de tracer des profils azimutaux à distance au centre constante, utiles pour la décomposition en populations stellaires distinctes (voir paragraphe 10).

Les profils le long d'un axe privilégié de la galaxie n'utilisent qu'une faible partie de l'information disponible. Le profil équivalent, au contraire, utilise au mieux la bidimensionalité de l'information. Le rayon équivalent r^* est défini comme suit (de Vaucouleurs, 1975) :

$$r^* = \sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad (7)$$

où A est la surface à l'intérieur d'un isophote donné dans les régions brillantes, et par :

$$r^* = \sqrt{ab}$$

(8)

où a et b sont les demi-axes de l'ellipse ajustée à une isophote donnée dans les régions de faible brillance, où les isophotes commencent à se dissoudre dans le bruit.

Le tableau photométrique d'une galaxie donne les paramètres suivants en fonction de r^* : nombre de pixels inclus dans l'isophote, surface et intensité correspondantes, brillance moyenne et magnitude totale, et éventuellement le rapport d'axes déterminé précédemment.

Ce tableau s'obtient en sommant les pixels correspondant à une intensité supérieure à un seuil donné, et en déterminant r^* par la relation (7); c'est la méthode dite "SLICE". Elle a le défaut de surestimer la brillance aux faibles niveaux en présence de bruit, du fait que seul le bruit supérieur au seuil est pris en compte. L'ajustement d'ellipses à ces faibles niveaux permet de sommer tous les pixels à l'intérieur de l'ellipse, et ainsi d'éliminer le bruit (qui est nul en moyenne). r^* est alors donné par la relation (8), c'est la méthode "ELLIP". Ces profils et tableaux décrivent la distribution de la brillance, mais les mêmes méthodes permettent de décrire la distribution des couleurs : (U-B), (B-V), etc.

Une discussion approfondie des différents profils photométriques d'une galaxie a été publiée par Nieto (1981). En particulier, pour une galaxie dont les isophotes sont des ellipses homocentriques d'ellipticité e, il montre que le profil équivalent est en principe identique au profil dans une direction faisant l'angle θ avec le grand axe de la galaxie, tel que :

$$\text{tg}^2\theta = 1 - e$$

9. FONCTION INSTRUMENTALE ET HAUTE RESOLUTION

La résolution des plaques photographiques est limitée par la fonction de lissage instrumentale (ou "seeing") qui étale l'image d'un objet ponctuel, comme une étoile, sur une surface qui correspond en moyenne à plusieurs secondes d'arc sur la sphère céleste. Dans des sites exceptionnels, comme l'Observatoire du Pic du Midi ou au télescope de 3.60m d'Hawaii, elle peut être inférieure à la seconde. Ce lissage est dû principalement à la turbulence atmosphérique, mais aussi au télescope (guidage, optique, chauffage, etc.) et au récepteur (diffusion des photons dans la gélatine par effet Eberhardt).

L'étude de certaines structures assez petites dans les galaxies peut être sérieusement affectée par la fonction instrumentale, en particulier les régions H II, les noyaux de galaxies, les nodosités, les jets.

La méthode adoptée pour restituer le profil original consiste à convoluer un modèle théorique du profil par un profil stellaire I composé de trois gaussiennes (Brown, 1974) :

$$I \propto G(r, \sigma_1^2) + aG(r, \sigma_1^2 + \sigma_2^2) + aG(r, \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)$$

avec

$$G(r, \sigma^2) = e^{-r^2/2\sigma^2}$$

et

$$\sigma_{i+1}/\sigma_i = \text{constante}$$

et à comparer le profil obtenu aux observations. Les trois paramètres sont obtenus en ajustant le profil ci-dessus à des étoiles du champ sur la plaque.

Nous supposons que la structure originale a une symétrie de révolution et que l'effet de la fonction instrumentale est négligeable à l'extérieur d'un carré de 10", ce qui est le cas pour les fonctions utilisées (Pence, 1978).

Dans le cas des noyaux de galaxies, les modèles théoriques de profil photométrique couramment utilisés sont : la loi en $r^{1/4}$ (de Vaucouleurs, 1948), le modèle de King (1962, 1966), et, pour un trou noir central, le modèle de Young (1977).

Cette méthode a été appliquée au noyau et au jet de M 87 (de Vaucouleurs et Nieto, 1979a,b). D'autres méthodes sont possibles : la déconvolution directe ou par transformée de Fourier (Young et al, 1978, 1979). L'effet du seeing sur les noyaux de galaxies elliptiques a fait l'objet de plusieurs études récentes (Schweizer, 1979, 1981; Djorgovski, 1982; Bendinelli et al, 1982).

10. DECOMPOSITION EN POPULATIONS STELLAIRES

Une galaxie spirale a au moins trois composantes : bulbe, disque, bras. Dans certains cas, il faut ajouter : barre, lentille, anneau intérieur et/ou extérieur, halo. Dans ce qui suit, nous ne discutons que les trois premières composantes, qui sont toujours présentes dans une galaxie spirale. Les autres n'ont pas fait l'objet de programmes de dépouillement systématique.

a) Décomposition bulbe-disque

Un modèle pour les deux composantes est nécessaire pour réaliser la décomposition. Nous supposons que le bulbe suit une loi en $r^{1/4}$, d'équation

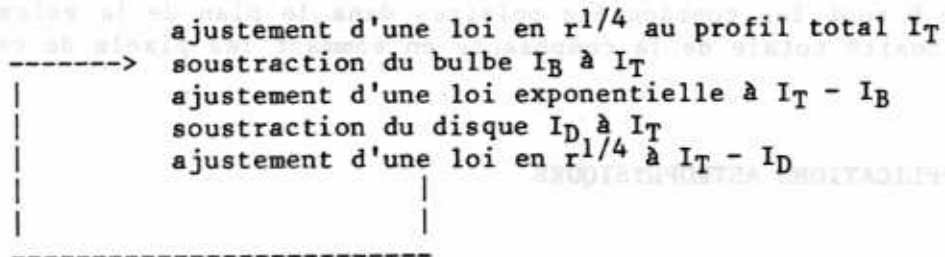
$$\log I/I_e = 3.33 \left[\left(r/r_e \right)^{1/4} - 1 \right] \quad (9)$$

et que le disque suit une loi exponentielle :

$$\log I/I_e = 0.729 (r/r_e - 1) \quad (10)$$

où I_e et r_e sont l'intensité et le rayon effectifs de chaque composante, mesurés à la distance où la luminosité est égale à la moitié de la luminosité totale.

La décomposition doit se faire dans le plan de la galaxie, c'est-à-dire le long du grand axe (Kormendy, 1977; Burstein, 1979b). Elle se fait par le processus itératif suivant :



ou encore par une méthode de moindres carrés non linéaire.

Le problème se complique souvent parce que le profil est affecté au centre par la fonction de lissage instrumentale : une déconvolution (paragraphe 9) est alors nécessaire.

Les luminosités totales des deux composantes sont données par :

$$L_D = 3.8035\pi I_e r_e^2 \quad (11)$$

$$L_B = 7.268\pi I_e r_e^2 \quad (12)$$

b) Décomposition disque-bras

Une fois que la luminosité du bulbe a été retranchée du profil total, il est possible d'effectuer la décomposition disque-bras. Deux hypothèses sont possibles.

- Les bras constituent une perturbation variable au-dessus d'un disque dont l'intensité ne dépend que du rayon. La décomposition se fait alors à partir des profils azimutaux : l'intensité du disque correspond aux minima du profil azimutal à une distance donnée du centre (dans le plan de la galaxie). Il faut cependant éliminer les minima dus à l'obscurcissement par des nuages de poussières identifiables par inspection visuelle des plaques. Le profil radial du "vieux" disque obtenu doit être exponentiel. Cette méthode est due à Schweizer (1976).

- Le disque est constitué d'une population vieille rouge, alors que les bras sont jeunes et bleus. Cette méthode, due à Talbot et al (1979), nécessite des images de la galaxie dans les bandes B et V. La ségrégation se fait sur le critère suivant : les pixels dont $(B-V) > 0.65$ appartiennent au disque, ceux dont $(B-V) < 0.40$ font partie des bras. Le profil radial du vieux disque s'obtient en sommant les pixels correspondants.

Après ajustement d'une loi exponentielle au vieux disque et soustraction de celui-ci, la structure de la composante bras apparaît. Il est possible de déterminer l'angle d'enroulement p des bras par la relation :

$$r = r_0 e^{\theta t g p} \quad (13)$$

où r et θ sont les coordonnées polaires dans le plan de la galaxie. On obtient la luminosité totale de la composante en sommant les pixels de cette population.

11. APPLICATIONS ASTROPHYSIQUES

Le but principal de l'étude photométrique d'une galaxie est une description photométrique complète par des paramètres, profils et tableaux photométriques.

Une exploitation immédiate de ces résultats est possible. Les courbes d'isophotes permettent de déterminer l'orientation, le rapport des axes, l'inclinaison, l'absorption interne. Les couleurs intégrées situent la galaxie dans le diagramme couleur-couleur des galaxies et indiquent l'importance du taux de formation stellaire. Un but plus spécifique à notre programme est la décomposition de la galaxie en populations stellaires distinctes : bulbe, disque, bras, et dont l'existence est révélée par la forme des différents profils photométriques et par la distribution de couleurs.

Une classification des propriétés photométriques et des études statistiques peuvent être envisagées si l'étude photométrique porte sur un échantillon représentatif de galaxies. Une analyse du rapport d'intensité des différentes composantes en fonction du type morphologique doit permettre une classification bidimensionnelle quantitative des galaxies, qui se substituerait aux estimations qualitatives subjectives. Une combinaison de paramètres caractéristiques (diamètre effectif, type morphologique, classe de luminosité, magnitude totale, etc.) sont des indicateurs de distance (de Vaucouleurs, 1979). L'étude d'un groupe physique de galaxies doit permettre une meilleure détermination de sa distance et contribuer à l'élaboration de l'échelle des distances extragalactiques.

La confrontation avec les données dynamiques est une autre application importante de l'étude photométrique. Pour les galaxies spirales dont la courbe de rotation est connue, les paramètres photométriques des différentes composantes servent de contraintes aux modèles dynamiques, en particulier la magnitude totale du bulbe donne une estimation de la dispersion des vitesses au centre de la galaxie (Whitmore et al, 1979). La détermination du rapport masse-luminosité de chaque composante en fonction du rayon devient possible. Par ailleurs, les profils transversaux des bras dans les différentes couleurs peuvent servir de test de la théorie des ondes de densités et des hypothèses de la formation stellaire dans les bras. La largeur des bras est en principe proportionnelle à la différence entre la vitesse de rotation et celle de l'onde. Cette relation peut être modifiée par la vitesse initiale des étoiles à la naissance. Les premiers tests (Schweizer, 1976; Talbot et al, 1979) sont restés négatifs, d'autres observations sont nécessaires pour comprendre le phénomène de la structure spirale. Enfin, les courbes d'isophotes des galaxies en interaction montrant des extensions fines (jets, plumes, etc.) servent d'exemples aux simulations numériques qui, à leur tour, sont révélatrices de la physique des galaxies (Toomre et Toomre, 1972; Combes, 1978).

BIBLIOGRAPHIE

- Bendinelli, O., Parmeggiani, G., Zavatti, F.: 1982. *Astrophys. Sp. Sci.* 83, 219.
- Bijaoui, A.: 1980. *Astron. Astrophys.* 84, 81.
- Boksenberg, A.: 1982. *Nature*, 298, 795.
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., de Vaucouleurs, G.: 1980. *Astrophys. J.* 242, L153.
- Bronkalla, W., Notni, P., Tiersch, H.: 1980. *Astron. Nachr.* 301, 217.
- Brown, G.: 1974. Univ. of Texas, Publ. in Astronomy n°11.
- Burstein, D.: 1979a. *AAS Photo-Bulletin*, 20, 6.
- Burstein, D.: 1979b. *Astrophys. J.* 234, 435.
- Combes, F.: 1978. *Comptes-rendus de l'école de Goutelas*.
- Davoust, E.: 1981. *Proceedings of IAU Colloquium "Astronomical Photography"*, ed. J.-L. Heudier et E. Sim, p.19.
- Davoust, E., Nieto, J.-L., Paturel, G.: 1980. *Bulletin du CDCA*, 12, 53.
- de Vaucouleurs, G.: 1948. *Annales d'Astrophysique*, 11, 247.
- de Vaucouleurs, G.: 1968. *Applied Optics*, 7, 1513.
- de Vaucouleurs, G.: 1975. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 29, 193.
- de Vaucouleurs, G.: 1979. *Astrophys. J.* 227, 380.
- de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, A.: 1964. "Reference catalogue of bright galaxies", Univ. of Texas Press.
- de Vaucouleurs, G., Nieto, J.-L.: 1979a. *Astrophys. J.* 230, 697.
- de Vaucouleurs, G., Nieto, J.-L.: 1979b. *Astrophys. J.* 231, 364.
- de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, A., Corwin, H.: 1976. "Second reference catalogue of bright galaxies", Univ. of Texas Press.
- Djorgovski, S.: 1982. *Soumis à Publ. Astron. Soc. Pac.*
- Jones, W., Obitts, D., Gallet, R., de Vaucouleurs, G.: 1967. *Publ. Dept. Astron. Univ. of Texas*, ser II, vol. 1, n°8.
- King, I.: 1962. *Astron. J.* 67, 471.
- King, I.: 1966. *Astron. J.* 71, 64.
- Kormendy, J.: 1977. *Astrophys. J.* 217, 406.
- Kormendy, J.: 1980. *Proceedings of ESO workshop "Two-dimensional photometry"*, ed. P. Crane et K. Kjær, p. 69.
- Malin, D., Carter, D.: 1980. *Nature*, 285, 643.
- Nieto, J.-L.: 1981. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 47, 535.
- Okamura, S.: 1977. *Annals Tokyo astron. Obs.* 16, n°3.
- Paturel, G.: 1976. *Astron. Astrophys.* 53, 305.
- Pence, W.: 1978. "Surface photometry cookbook", Univ. of Texas, non publié.
- Schweizer, F.: 1976. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 31, 313.
- Schweizer, F.: 1979. *Astrophys. J.* 233, 23.
- Schweizer, F.: 1981. *Astron. J.* 86, 662.
- Talbot, R., Jensen, E., Dufour, R.: 1979. *Astrophys. J.* 229, 91.
- Toomre, A., Toomre, J.: 1972. *Astrophys. J.* 178, 623.
- Whitmore, B., Kirshner, R., Schechter, P.: 1979. *Astrophys. J.* 234, 68.
- Young, P.: 1977. "Massive black holes in galactic nuclei". *Communication à la conférence de l'OTAN "Energy sources and emission mechanisms in QSO's"*. Cambridge.
- Young, P., Westphal, J., Kristian, J., Wilson, C., Landauer, F.: 1978. *Astrophys. J.* 221, 721.
- Young, P., Sargent, W., Kristian, J., Westphal, J.: 1979. *Astrophys. J.* 234, 76.

**APPENDICE A. SUR LA MOYENNE
DES COURBES CARCTERISTIQUES**

Résumé

Nous démontrons le bien fondé d'utiliser une courbe caractéristique moyenne pour des plaques photographiques d'un même lot développées dans les mêmes conditions. Burstein a montré que c'était justifié pour des plaques Kodak 103a0 et Kormendy pour des plaques 103aD et IIIaJ. Nous confirmons cette propriété pour les plaques IIA0. Nous indiquons quelques conséquences utiles.

Plan

Abstract	26
1. Introduction	26
2. Calibration	26
3. Mesures	27
Conclusion	30
Bibliographie	30

Cet article a été publié dans les comptes-rendus du colloque de l'UAI intitulé "Astronomical Photography", édité par J.-L. Heudier et E. Sim, p. 19-24, 1981.

ON AVERAGING CHARACTERISTIC CURVES*

Emmanuel Davoust

CNRS, Equipe de Recherche Associée n°07904

Observatoire de Besançon, F 25000 BESANCON

ABSTRACT

The validity of averaging characteristic curves of photographic plates from a same box and processed in the same conditions is investigated. It was pointed out by Burstein for Kodak 103a0 plates and by Kormendy for 103aD and IIIaJ plates and is confirmed here for IIa0 plates. Several useful consequences are indicated.

1 - INTRODUCTION

The primordial importance of properly calibrating photographic plates for photometric studies is certainly recognized by anyone working in this field. It has been suggested recently by Burstein (1979) and by Kormendy (1980) that averaging characteristic curves of plates from a same box improves the accuracy of the calibration. This technique may have been known for a long time to veteran astronomers, but were news to us and immediately implemented in our automated reduction procedure for photographic surface photometry of galaxies (Davoust et al., 1980a) after checking its validity on a few plates.

However some doubts have been raised as to the validity of this method (see e.g. Heudier in discussion after paper by Davoust et al., 1980b) and motivated the present study.

2 - THE CALIBRATION

We are currently undertaking a long term program of photographic surface photometry of spiral galaxies as outlined in Davoust et al. (1980b) and most of the observations so far have been obtained at Observatoire de Haute-Provence on the 120 cm telescope. The calibration

* The observations were made at Observatoire de Haute-Provence.

of the plates is done by two independent methods:

- Sensitometer

A small spot sensitometer designed by Paturol (1976) is attached to the plate holder and prints a checkerboard of 20 squares over a square surface 1 cm wide during the exposure. This calibration has the great advantage of being done during the exposure but suffers from the small size of the spots (low S/N and local effects) and from the limited range in densities.

- Calibration spectrograph (spectro Eta)

Another calibration is available in the dome of the 193 cm telescope of the same Observatory. The spectro Eta, mainly used for calibrating spectroscopic plates, gives the density response at all wavelengths of ten strips spaced by $D \log I = 0.200$. We measure the response at the effective wavelength $\lambda_e = 4400 \text{ \AA}$ of the B band. The advantage of the method is that the calibration strips are printed on a larger portion of the plate, but this must be done on a separate plate and the response is not integrated over the wavelengths of interest.

3 - THE MEASUREMENTS

To compute the characteristic curves we linearize the densities via the equation (de Vaucouleurs, 1968):

$$\omega = 10^{\frac{D-D_f}{n}} - 1$$

where D_f is the fog density and ω the opacitance. The characteristic curve is then defined by:

$$\log I = n \log \omega \quad \text{with } n = n_1 \quad \text{for } \omega < \omega_c \\ n = n_2 \quad \text{for } \omega > \omega_c$$

This curve has three parameters: n_1 , n_2 and ω_c . We believe that more complicated equations for the curve, as suggested by other authors, are not justified and merely reflect the local sensitivity of the plate.

In this particular study 7 characteristic curves were obtained with the sensitometer, with 7 to 17 points per curve, and combined by shifting the zero point in intensity, which is different for each

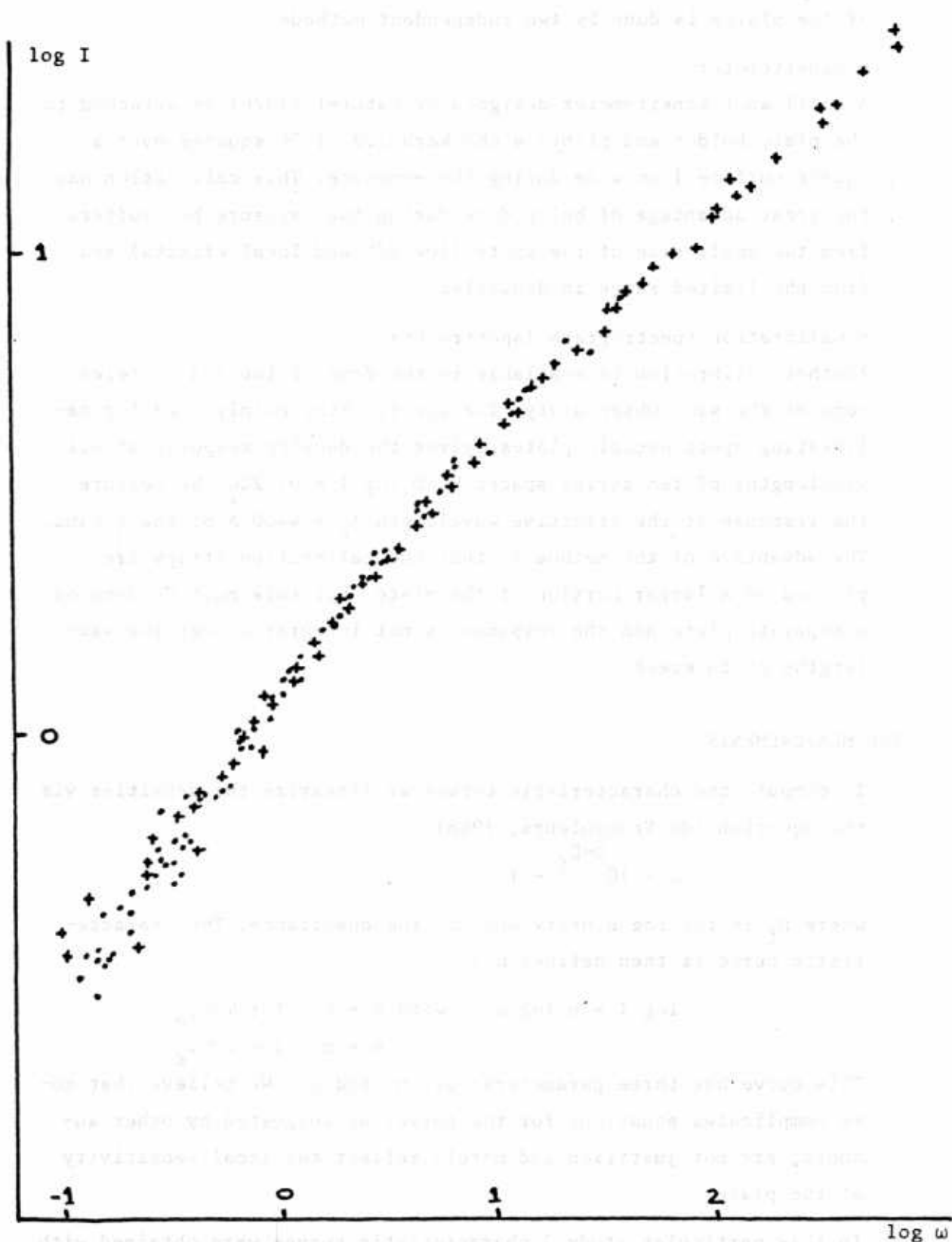


Fig. 1 - Synthetic characteristic curve: (•) sensitometer, (+) spectro Eta.

plate because of the different exposure times. 7 other characteristic curves were obtained with the spectro Eta and IIa0 plates of the same box, with 7 to 10 data per curve, and combined. The two synthetic curves were then corrected for internal errors. The data points from each spot were identified. The assumed intensities for one spot and one strip gave measurements which were systematically off the line and these were readjusted. The two curves were then combined (Fig. 1) and could be fit by eye to one line up to $\log \omega_c = 1$, and by a flatter line above.

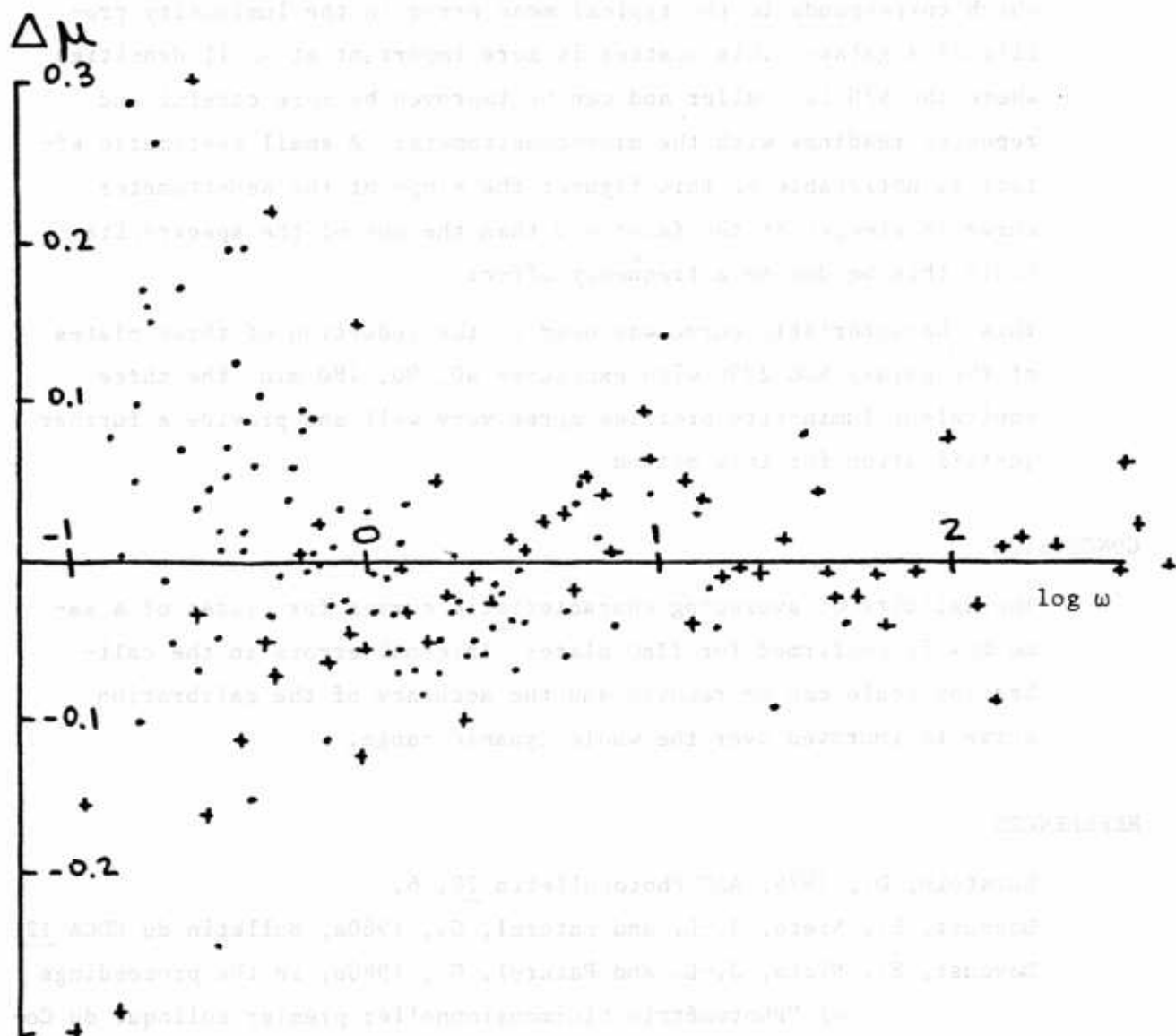


Fig. 2 - Deviations of sensitometer spots (•) and spectro Eta strips (+) from adopted curve (in mag. sec⁻²).

The data were divided into two sections, 34 fell above ω_c and 121 below, and a straight line was adjusted by least squares to each set of data. The slopes are:

$$n_1 = 0.594 \pm 0.007$$

$$n_2 = -0.438 \pm 0.007$$

A two sigma rejection cycle did not change the values.

The deviations of individual spot readings from the adopted curve are plotted in Fig. 2. They are on the average of $0.10 \text{ mag. sec}^{-2}$ which corresponds to the typical mean error in the luminosity profile of a galaxy. This scatter is more important at small densities where the S/N is smaller and can be improved by more careful and repeated readings with the microdensitometer. A small systematic effect is noticeable on this figure: the slope of the sensitometer curve is steeper at the faint end than the one of the spectro Eta. Could this be due to a frequency effect?

This characteristic curve was used in the reduction of three plates of the galaxy NGC 2336 with exposures 40, 90, 180 min. The three equivalent luminosity profiles agree very well and provide a further justification for this method.

CONCLUSION

The validity of averaging characteristic curves for plates of a same box is confirmed for IIa0 plates. Internal errors in the calibration scale can be removed and the accuracy of the calibration curve is improved over the whole dynamic range.

REFERENCES

- Burstein, D., 1979, AAS Photobulletin 20, 6.
Davoust, E., Nieto, J.-L. and Paturel, G., 1980a, Bulletin du CDCA 12, 53.
Davoust, E., Nieto, J.-L. and Paturel, G., 1980b, in the proceedings of "Photométrie bidimensionnelle; premier colloque du Comité Français du télescope spatial", 11.
De Vaucouleurs, G., 1968, Applied Optics 7, 1513.
Kormendy, J., 1980, in Proceedings of "Two dimensional photometry", Ed. P. Crane and K. Kjär, 69.
Paturel, G., 1976, Astron. Astrophys. 53, 305.

APPENDICE B

Plaques photographiques de galaxies obtenues au télescope de 1.20 m de l'Observatoire de Haute-Provence.

Galaxie (NGC)	Date	B	Temps de pose (minutes)	V	Date	Temps de pose (minutes)
7 7 2	11.01.80		45		09.01.81	60
	13.01.80		40		30.12.80	155
	07.01.81		175			
	18.11.81		55			
	20.11.81		170			
9 2 5	21.11.81		170		24.11.81	129
	22.11.81		37		26.11.81	177
	23.11.81		40			
	24.11.81		170			
1 1 5 6	16.02.80		85		.1.81	(180)
2 1 4 6	13.02.80		60		14.02.80	10
	13.02.80		135		18.02.80	60
					14.02.80	125
					17.02.80	155
2 2 7 6	18.02.80		30		30.12.80	165
	29.12.80		150		30.12.80	120
	29.12.80		40		07.01.81	60
	02.01.81		103			
2 3 3 6	21.02.79		101		25.02.79	100
	23.02.79		180		11.01.80	180 (u)
	25.02.79		40			
2 3 6 6	07.01.81		170		09.01.81	175
	08.01.81		150		.01.81	(180)
	23.11.81		60		26.11.81	60
2 5 3 7	23.11.81		90			
	26.11.81		175			
	26.11.81		70			
2 9 6 4	11.01.80		44		12.02.80	15
	16.02.80		79		12.02.80	45
	11.02.80		125		13.02.80	60
					17.02.80	170

3 3 8 4	14.02.80	5		
	14.02.80	15		
	14.02.80	25		
3 9 9 2	25.02.79	60	10.02.80	45
	25.02.79	153	11.02.80	150
	17.02.80	60		
4 2 5 8	22.02.79	120		
	22.02.79	40		
	23.02.79	180		
5 0 5 5	17.02.80	155		
5 3 6 4	22.02.79	35	12.02.80	115
	23.02.79	115	12.02.80	35
	14.02.80	5		
	14.02.80	15		
7 4 7 9	26.11.81	160		
7 7 4 1	17.11.81	155	21.11.81	155
	17.11.81	60	22.11.81	170
	18.11.81	140	23.11.81	130
	20.11.81	162	24.11.81	60
Nombre total de plaques :		47		29

- Deux plaques entre parenthèses ont été prises par G. Paturel
- La plaque de NGC 2336 notée (U) a été prise dans la bande U

**BIBLIOGRAPHIE DETAILLEE SUR
LA PHOTOMETRIE DE SURFACE DES GALAXIES**

Résumé.

Cette bibliographie donne des renseignements sur toutes les publications concernant la photométrie de surface des galaxies extérieures. Un code concis est utilisé pour décrire les méthodes d'observation et de dépouillement, le type d'information photométrique donnée pour chaque galaxie, la brillance de surface limite et la raison principale de l'article. Plus de 300 références ont été dépouillées donnant des informations sur environ 650 galaxies.

Plan

Abstract	35
1. Introduction	35
2. Limites du "survey"	35
3. Description du tableau	36
4. Distribution des galaxies	37
5. Remarques	37
Remerciements	37
Bibliographie	37
Tableau	38
Bibliographie du tableau	61
Erratum	67

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **49**, 631-661 (1982)

Detailed bibliography on the surface photometry of galaxies

E. Davoust (*) and W. D. Pence (**)

(*) C.N.R.S., Equipe de Recherche Associée No. 07904, Observatoire de Besançon, F-25000 Besançon, France

(**) Anglo-Australian Observatory, P.O. Box 296, Epping, NSW-Australia

Received March 5, accepted March 11, 1982

Summary. — This bibliography documents all publications on the surface photometry of external galaxies using a concise code to describe methods of observation and reduction, types of photometric information displayed for each galaxy, limiting surface brightness, and general purpose of the paper. Information on about 650 galaxies is given from more than 300 references.

Key words : Photometry — Galaxies, Optical Observations — Catalogues.

1. Introduction. — In the course of our photometric investigations of galaxies we often felt the need to consult the literature for similar works, mainly to avoid duplication of detailed photometry on a galaxy (although our supervisors always used to say that « we can do better than them... »), to insure that the data needed for the astrophysical study we had in mind were not already in the literature, and to see where our project stood among the bulk of surface photometry.

This concern led us to accumulate bibliographical references, analyse them in turn, and finally produce this bibliographical compilation. References were gathered over the years, but systematic searches through the Bibliography on the Structure of Galaxies (Brosche *et al.*, 1974), Astronomy and Astrophysics Abstracts and its predecessor (Astronomischer Jahresbericht), Bulletin Signalétique du C.N.R.S., as well as the notes in de Vaucouleurs' first and second galaxy catalogues (RC1, RC2) insured completeness. No paper was found to lie outside the competence of the authors (language or otherwise). The survey is complete until September 1981 ; a few more recent papers have also been included.

The table summarizes more than 300 papers on the surface photometry of about 650 different galaxies. We list the information elements most likely to be of importance for the astrophysical use of the data, such as resolution, sensitivity, frequency bands and type of data. No attempt was made to give a quantitative estimate of the number of pixels contained in each type of data for a galaxy or the quality of the information. Nor did we try to extract from a paper information that was not explicitly there, by reference to other sources (e.g. limiting magnitude of uncalibrated work). One exception is the plate scale which is simple enough to derive knowing the telescope.

The applications of surface photometry of galaxies are numerous and this work will serve as a useful basis for these who wish to investigate the collective properties of galaxies. Its use will also be to check one's photometry with previous works on the same object. With the advent of fast digital detectors and the development of automated image treatment, surface photometry of galaxies will be an expanding field of research and this compilation indicates what has been done in the field and should serve as a guideline for what still needs to be done.

2. Limits of the survey. — The aim of this bibliography is to include all papers on surface photometry of galaxies. This includes photography, electronography, and digital imaging (CCD, IPCS, etc.). Photoelectric drift scans and aperture photometry in a grid are also included, but not centered aperture photometry nor star counts (the latter concern mainly nearby dwarf galaxies and the Magellanic Clouds). We also excluded papers containing too little information to warrant being included in the table, such as those containing only a few aperture measurements across the galaxy or uncalibrated isodensity tracings of one galaxy only. Old references (before 1950) were included for completeness, but much of this work is now superseded by new observations with modern equipment and reduction techniques.

There is no specific limit in distance or magnitude of the galaxies included in the survey. However quasars, BL Lac and related objects at high redshift were not included. Furthermore, for papers in which a large number of galaxies have been studied within a single cluster, we have only listed those galaxies which have a NGC or IC number. This was again motivated by our concern to limit the scope of our survey as far as possible to detailed studies of individual galaxies as opposed to collective properties of clusters of galaxies. A section has been added to the end of the bibliography which lists the main galaxy clusters that have been studied.

Send offprint requests to : E. Davoust.

3. Description of the table. — The table is arranged by order of increasing catalogue number of object, and for each galaxy by chronological order of papers. Each paper is generally documented in one line; two lines are only used when extensive photographic and photoelectric observations are described within a single paper. We emphasize that only papers containing original photometric data are presented here. Subsequent papers in a series dealing with astrophysical applications and presenting the photometric data anew are not included. An exception was made for papers reanalysing old data together with new observations (e.g. Barbon *et al.*, 1976; Hoegner and Richter, 1964) and for reviews of unpublished studies (e.g. de Vaucouleurs, 1959b; Lindblad, 1956).

A detailed description of the table follows (N.B.: a star in any column means that the information is not given in the paper).

Column 1 Galaxy name. First we list all NGC galaxies (N), followed by objects with IC (I), Markaryan (MK), DDO, or Vorontsov-Vel'yaminov (VV) catalogue numbers. The listings of galaxies which appear in more than one catalogue are repeated in the appropriate section with a cross reference to the primary name (e.g. MK190 = N3928). Galaxies not appearing in any of these catalogues are labeled A (anonymous) with a number following the rules given in RC2, or with their UGC number (Nilson, 1973), except for galaxies which are commonly known by another name (LMC, SMC, Fornax and Sculptor dwarf galaxies). In the case of close groups of galaxies only the main component is listed. Finally, at the end of the table we list the main galaxy clusters which have been studied (excluding Virgo).

Column 2 The numerical Hubble galaxy type as given in RC2.

Column 3 The total *B* magnitude, or the corrected Harvard magnitude, as given in RC2.

Column 4 Number of galaxies in study. This may be larger than the number of galaxies with documented surface photometry in the paper (e.g., Oemler, 1976; de Vaucouleurs and Agüero, 1973).

Column 5 Total number of plate exposures available for the galaxy (sometimes several exposures may be made on one plate). This is not always the number of reduced plates, as some may be trailed for orientation (Ables, 1971) or used for visual inspection only.

Column 6 Plate scale of the observations.
H = high (less than 20 arc seconds per mm);

M = medium (between 20 and 50);

L = low (over 50).

The plate scale is sometimes changed with a focal reducer in works with digital detectors.

Column 7 Source of data.

A = analog two-dimensional measurement of photographic plate (e.g., Joyce-Loebl, Sabatier effect);

1 = one-dimensional digital scans of plate or film;

2 = two-dimensional digital scanning of the plate or counts of silver grains;

G = grid of photoelectric photometry measurements;

S = photoelectric drift scans;

D = digital two-dimensional detector (e.g., CCD, IPCS, Vidicon).

Column 8 Highest and lowest resolution of the photometric maps and profiles, or minimum and maximum scanning apertures in seconds of arc. The aperture size is defined as the length of a side of a square aperture, the geometric mean of the sides of a rectangular aperture, or the diameter of a circular aperture. This resolution has nothing to do with the atmospheric seeing.

Column 9 Method of calibrating the magnitude scale zero point.

A = photoelectric aperture photometry;

B = brightness of the night sky (measured photoelectrically or on another plate);

D = photoelectric drift scans or previously published profiles of the galaxy;

E = extrafocal images of standard stars;

S = standard stars or other objects;

* = unspecified;

U = uncalibrated.

Column 10 Photometric passbands and corresponding limiting surface brightness (to the nearest magnitude per square arc second). The bands are *U, B, V, R, I* with an additional column (E) for any narrow emission line band ($H\alpha$, [OIII], etc.). Photometric observations in other systems were forced into the closest band (e.g. J plates are listed under the B band). For the few papers which will not fit into this classification scheme we simply list the total number of colours that were observed (e.g., Swaans, 1980; Pronik and collaborators).

Column 11 Published two-dimensional information on the galaxy.

P = photograph;

D = isodensity tracing;

I = calibrated isodensity tracing or isointensity map;

N = numerical intensity or colour index map.

Column 12 Published one-dimensional intensity profiles.

A = major axis;

B = minor axis;

E = equivalent luminosity profile (i.e. surface brightness *versus* equivalent radius $r^* = \sqrt{ab}$);

O = other profile: other position angle, azimuthal luminosity profile, colour

profiles, profile along spiral arm, colour-colour diagrams of pixels, position angle of isophotes at different intensity levels, etc.

Column 13 General purpose of the photometric study. This is not intended to be a complete description of the paper, but only an indication of some of the main subjects covered.

1. spatial luminosity distribution ;
2. dust lanes, absorption, scattering laws ;
3. bulge, disk, arms, etc. decomposition ;
4. star formation, stellar populations, metallicity ;
5. individual objects : HII regions, globular clusters ;
6. nucleus, compact objects ;
7. ellipticity of isophotes or isophote twists ;
8. outer halos, filaments, intergalactic connections ;
9. dynamics, rotation, mass/luminosity, mass models ;
- A. origin, evolution of galaxies ;
- B. tidal interaction ;
- C. spectral energy distribution ;
- D. extragalactic distance scale.

Column 14 Reference.

The first author, followed by a + if there are any coauthors, and the year of publication are listed.

4. **Distribution of galaxies.** — A statistical analysis of the bibliography for completeness of the sample is beyond the scope of this paper, nevertheless we wish to make a

few comments on the coverage in morphological type and apparent magnitude. An examination of the frequency distribution of the different types of galaxies in this bibliography shows that more elliptical and lenticular galaxies have surface photometry than would be expected from the distribution of all galaxies listed in RC2. (While RC2 does not represent a homogeneous sample of galaxies, it still forms a useful basis for comparison.) There are 108 ellipticals with surface photometry, whereas one would only expect 62 in a sample this size. This is probably due to the studies of clusters of galaxies which contain few spirals. On the other hand, there is a large deficiency of late type irregular galaxies ($t = 9, 10$) with surface photometry, reflecting perhaps the interests of many astronomers who prefer to study more symmetric objects, which are more amenable to theoretical interpretation. Almost half the galaxies in this compilation fall in the B_T magnitude range 11.00 to 12.50 ; galaxies fainter than 13.00 are predominantly ellipticals or lenticulars. The five brightest galaxies in RC2 for which we found no published surface photometry, all spirals, are N247 (28), N4236 (44), N3621 (46), N4214 (60) and N3109 (72). The number in parentheses is the galaxy's rank in apparent total magnitude in RC2.

5. **Concluding remarks.** — We would appreciate the help of the astronomical community in pointing out errors and omissions in this compilation as well as notifying us of new publications to be included in future revisions. We will make the updated catalogue and reference list available in magnetic tape form at the Centre de Données Stellaires (Strasbourg, France).

Acknowledgements. — W. Pence wishes to thank the director of Besançon Observatory for financing his stay at this observatory where the work was started.

References

BROSCHÉ, P., EINASTO, J. and RUMMEL, U. : 1974, *Veroeff. Astron. Rechen-Inst.*, Heidelberg No. 26.
 de VAUCOULEURS, G. and de VAUCOULEURS, A. : 1964, *Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Univ. of Texas Press) (RC1).
 de VAUCOULEURS, G., de VAUCOULEURS, A. and CORWIN Jr., H. : 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Univ. of Texas Press) (RC2).
 NILSON, P. N. : 1973, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, Uppsala Obs. Ann., vol. 6.
 Other references can be found in the extensive list of references at the end of the table.

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
NO055	9*	7.9	1	1	L	1A	17.	B	26						P I	A E	9	deVaucouleurs 61
			49	1	M	1A	6.9 7.5	B	25							P I	E	
NO127	-2	15.0	3	3	HL	A		A	25						P I	AB	B	Hodge+ 66
NO128	-2	12.6	3	3	HL	AG		A	25 26						P I	AB O	B	Hodge+ 66
			1	3	M	1A		A	26						P	AB O	91	Bertola+ 77
NO130	-3	15.10	3	3	HL	A		A	25						P I	AB	B	Hodge+ 66
NO147	-5	10.4	26	2	L	A	15.1	S	26						P I	AB	8	Kormendy+ 74
			1	7	HL	AG		A	* 26						P I	ABEO	59	Hodge 76
NO157	4	11.03	2	*	M	2	0.8	*	*	*	*	*			I	O	9	Grosboel 78
			1	8	L	2	3.8	A	25 26 25 23							P I	ABE	9
NO185	-5	10.07	1	6	HL	A		D	* 25						P I	AB		Hodge 63
			1	H	G		5.5	S	26 24								O	
NO205	-5	8.85	26	2	L	A	15.1	S	26						P I		8	Kormendy+ 74
			1	2	L	2		U	* *							I	O	
NO221	-6	9.15	9	12	L	1	6.0	E	27							AB		Redman+ 38
			16	2	L	1		E	24 24							P	A	
NO224	3	4.36	3	2	L	A		D	23						PDI	AB O		Richter+ 63
			3	* L	A			U	* * * * *							P I		
NO224	3	4.36	1	19	HML	AG		A	* 24 24						I	AB O	2457	Hodge 73
			15	* H	L	1	1.6									P	AB	
NO224	3	4.36	6	14	L	1	6.	E	*							AB		Redman 36
			9	H	S		3.6 9.0	S									AB	
NO224	3	4.36	3	2	L	A		D	23						PDI	AB O		Richter+ 63
			3	* L	A			U	* * * * *							P I		
NO224	3	4.36	1	4	L	1	34.5	U								A	5	Reynolds 13
			1	H	G		128.	S	27							P	O	
NO224	3	4.36	1	16	L	1	30.0	E	27							AB		Redman+ 37
			1	1	L	A		U	*							P I		
NO224	3	4.36	1	* L	1			U	*			*				AB	6	Radlova 50
			1	40	L	1	20.1 31.8	E	24 24 22							P	AB O	
NO224	3	4.36	1	M	G		3.8 15.0	S	19 18							B		Thiessen 55
			12	* L	1			E	22								B	
NO224	3	4.36	16	2	L	1	48.0 180.	E	25 24						P	A		Shchegolev 56
			1	L	1				*							PD	O	7
NO224	3	4.36	1	6	L	1	22.	E					17			O		Shcheglov 57
			1	M	S		138. 250.	S	* 27 *							I	ABEO	39
NO224	3	4.36	1	12	HL	1	3. 10.	E	28 24						P I	B O		Lyngaa 59
			1	2	H	1	.5	S	19			*				P	AB	6
NO224	3	4.36	3	2	L	A		D	23						PDI	AB O		Richter+ 63
			3	* L	A			U	* * * * *							P I		
NO224	3	4.36	1	H	G		5.6	S	18 18 17							AB	91	Kinman 65
			1	HM	G		4.9 47.	S	20 19 18 15								AB O	4
NO224	3	4.36	1	2	H	2	0.05	D	16						I	AB O	8	Light+ 74
			1	6	M	2	0.6	A	* *							P I	A	65
NO224	3	4.36	1	2	L	2G	24.0	S				20	*			O	46	Matsumoto+ 77
			1	M	G		27. 68.	S	21 21 20							I	O	7
NO224	3	4.36	1	H	S		17.5 26.3	S	22 22 21							AB		Hoessel+ 80
			1	2	HL	2	0.8 3.0	D	27							I	AB	5
NO253	5	8.04	49	1	M	1A	3.4	B	24						P I	E		Sersic 68
			1	3	L	2	75.5	B	29								B	8
NO253	5	8.04	3	* L	S2		67.	D				28 26				AB O	8	Spinrad+ 78
			1	3	L	2	6.	D	29							P I	ABEO	39
NO300	7	8.70	1	4	L	1A	3. 20.	B	27						P I	ABE		deVaucouleurs+62
			49	1	M	1	5.5	B	26							P I	E	
NO337	7	12.08	6	* L	2	12.		U	*						D			Svenonius 38

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14				
NO383	-3	12.9	16	3	L	A	13.4	U	*						PD		8	Arp+	71			
					26	4	L	A	10.1 15.1	S	28						P I		8	Kormendy+	74	
NO404	-3	11.05	3	1	M	1	2.4 5.5	U	*						P	AB O		Johnson	61B			
NO410	-2*		15	5	H	1	1.6									AB		Hubble	30			
NO488	3	11.15	28	4	M	2	1.2 5.8	A	27							A	3	Boroson	81			
NO520	0*	12.05	1	1	HM	2AG	1.2	A	25 23 23						P I	O 3B		Krienke	75			
					1	6	L	1	8.2	A	*	*	*					O		Artamonov+	75B	
					1	4	HL	A		U	*	*	*	*				PD		B	Barbieri+	79C
NO524	-1	11.5	3	4	M	1	2.4 5.5	U	*						P	AB O 1		Johnson	61B			
					1	13	HML	1GA		A	26 26							I	A E 3		Hodge+	76
					20	5	H	1	.5	A	24							A	3	Kormendy	77	
NO541	-3*	13.00	16	2	L	A	15.4	U	*						PD		8	Arp+	71			
NO545	-3		16	2	L	A	15.4	U	*						PD		8	Arp+	71			
NO547	-5	13.35	16	2	L	A	15.4	U	*						PD		8	Arp+	71			
NO584	-5	11.30	15	6	H	1	1.6		*								O		Hubble	30		
					6	5	L	2	11.4	E	23 23						N	AB O		Arakelyan	70	
					2	8	H	D	.2	A	22							AB	7	Williams+	79B	
NO586	15	14.1	6	5	L	2	11.4	E	24 23						N	AB		Arakelyan	70			
NO596	-5	11.78	6	5	L	2	11.4	E	24 23						N	AB O		Arakelyan	70			
					1	2	D		1.2	A		23					I	O 71		Williams	81	
NO598	6	6.26	7	*	L	1	3.5 19.0	E	*	*					P	AB 5		Seyfert	40			
					1	2	L	1			*						A			Patterson	41	
					16	2	L	1	12.0 96.0	E	24 23							P	O		Shchegolev	56
NO600	7	13.0	1	M	S		138. 250.	S	25 26 25						I	ABEO		deVaucouleurs	59A			
					3	H	G		17.	S	26 24 24 23 23						B			Guidoni+	81	
					6	5	L	2	11.4	E	24 23						N	AB		Arakelyan	70	
NO613	4	10.79	49	1	M	1	5.5	B	25					P I	E		Sersic	68				
NO615	3	12.3	6	5	L	2	11.4	E	24 23						N	AB		Arakelyan	70			
NO628	5	9.75	1	48	M	1	2.	E	7 COLOR					*	P	O 56C		Pronik+	67A			
					2	*	M	2	0.8	*	*	*	*				I	O 9		Grosboel	78	
					3	H	G		8.5	S	26 25 24 24 22						A			Guidoni+	81	
NO636	-5	12.30	28	4	M	2	1.2 5.8	A	26						A	3		Boroson	81			
					6	5	L	2	11.4	E	24 23						N	AB O		Arakelyan	70	
NO660	1	11.5	1	11	HML	1A		A	26					P I	E 29		Benvenuti+	76				
NO672	6	11.35	3	*	L	2	11.4	S	24 23					P N	O		Kalloglyan	61				
NO679	-3*	13.25	20	8	HL	1	.5	A	25					P	E 3		Kormendy	77				
NO681	2	12.69	3	3	M	1A	2.2 6.2	A	26					P I	ABE 9		Bernacca+	69				
NO736	-3	13.20	20	3	H	1	.5	A	24					P	AB 3		Kormendy	77				
NO741	-5*	12.30	18	*	H	1	2.6	U	*						B	9		Fish	64			
NO750	-5	13.2	18	*	H	1	2.6	U	*						B	9		Fish	64			
NO751	-5	13.5	18	*	H	1	2.6	U	*						B	9		Fish	64			
NO891	3	10.90	7	4	L	1	9.5	U	*	*	*				P	AB		Seyfert	40			
					2	7	M	1	14.6	E	*	*					O 2		Holmberg	45		
					1	3	L	2	6.2 9.2	U		*						O 17		Miller+	51	
NO925	7	10.60	1	5	L	2	2.7	A	27 28 26						I	B O 13		van der Kruit+	81			
					5	7	M	1	2.	E	7 COLOR		*	P	O 6C					Pronik	72	
NO936	-1	11.10	2	4	L	2	9. 11.4	E	24 23						B	O		Kalloglyan	58B			
NO972	0	12.10	3	3	M	1A	2.2 6.2	A	26						P I	ABE 9		Bernacca+	69			
					6	8	L	2	3.8	A	* 26 * *						P I	E 9		Blackman	79C	
NO984			20	4	H	1	.5	A	24					PD	AB 3		Kormendy	77				
N1023	-3	10.20	9	2	H	S	1.7 9.0	S	*	*						B		van Houtent+	54			
					2	6	L	2	11.4	E	*	*					N			Kalloglyan	58A	
					1	12	L	2	8.	E	24 24 24						IN	O		Derevyanko	71	
			1	8	HML	1A		A	26					PDI	ABE		Barbon+	75B				
			1		H	G	27. 63.	S		25		22			A			Gallagher+	76B			

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14	
N1032	1		5	*	L	2	11.4	E	23	24	23				P	N	AB	O	Shapovalova 75
N1052	-5	11.50	2	8	H	D	.2	A			22					AB	7	Williams+ 79B	
N1055	3	11.40	5	*	L	2	11.4	E	23	25	23				P	N	AB		Shapovalova 75
N1058	5	12.15	28	3	M	2	0.6	2.9	A		26				P	A	3	Boroson 81	
N1068	3	9.51	20	4	HM	1	1.0	1.6	E		24				P		E	37	van Houten 61
			1	*	L	A			A		25				I			68	Hodge 68
			2		G		8.5	34.	S	22	24	23			P		O		Smith+ 72
			24	M	2		2.1		E	6	COLOR					AB	6C		Valinskaya+ 73
			1	15	L	2	8.	11.4	E	23	24	23			IN	ABEO	5		Valinskaya+ 73
N1073	5	11.55	5	7	M	1	2.		E	7	COLOR			*	P		O	6C	Pronik 72
			5	*	L	2	11.4		E	23	24	23			P	N	AB	O	Shapovalova 75
N1084	5	11.22	3	2	M	1A	2.2	6.2	A		27				P	I	ABE	9	Bernacca+ 69
			2	8	L	2	3.8		A	24	25	24	23		P	I	E	9	Blackman 79B
N1087	5	11.55	5	*	L	2	11.4		E	23	24	23			P	N	AB		Shapovalova 75
			2	2	L	2	3.8		A		26				P	I	E	9	Blackman 80A
N1090	4	12.60	5	*	L	2	11.4		E	23	24	23			P	N	AB		Shapovalova 75
			2	2	L	2	3.8		A		25				P	I	E	9	Blackman 80A
N1097	3	10.25	6	*	L	2	12.		U		*				PD			6	Svenonius 38
			1	2	M	1			E		24				P	I			Sersic 58B
			49	1	M	1A	6.9		B		24				P	I	E		Sersic 68
N1129			3	2	H	2			B		*	26					O		Stauffer+ 80
			9	*	L	2	1.3		A			28				E	8A		Thuan+ 81
N1201	-2	11.58	3	1	M	1	2.4	5.5	U		*				P	AB	O		Johnson 61B
N1260	-1*		120	11	H	2			A	28		26			P		EO	4	Strom+ 78C
N1265	-3		3	1	M	2			B			27			P	I	O	8	Netzer+ 77
			120	11	H	2			A	26		24			P		EO	4	Strom+ 78C
N1267	-3		16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			120	11	H	2			A	28		27			P		EO	4	Strom+ 78C
N1270	-5*	14.05	16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			120	11	H	2			A	28		27			P		EO	4	Strom+ 78C
N1271	-2		120	11	H	2			A	28		26			P		EO	4	Strom+ 78C
N1272	-3		16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			26	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Kormendy+ 74
			22	1	L	1			A			27				E	8		Oemler 76
			120	11	H	2			A	28		27			P		EO	4	Strom+ 78C
N1273	-2	14.05	16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			120	11	H	2			A	28		26			P		EO	4	Strom+ 78C
N1274	-5		120	11	H	2			A	27		26			P		EO	4	Strom+ 78C
N1275	-2	12.35	16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			26	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Kormendy+ 74
			22	1	L	1			A			30				E	8		Oemler 76
			2	10	M	1			E	6	COLOR				P		O	6C	Metik+ 76
N1278	-5	13.65	16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			22	1	L	1			A			27				E	8		Oemler 76
			120	11	H	2			A	28		26			P		EO	4	Strom+ 78C
N1281	-5	14.6	16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			120	11	H	2			A	27		25			P		EO	4	Strom+ 78C
N1282	-5*		16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			26	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Kormendy+ 74
			120	11	H	2			A	28		27			P		EO	4	Strom+ 78C
N1283	-5*		16	*	L	A	13.4		U		*				PD			8	Arp+ 71
			120	11	H	2			A	27		26			P		EO	4	Strom+ 78C
N1291	0	9.42	7	2	M	2			U		*				P	I			Evans 51
			49	1	M	1	5.5		B		25				P	I	E		Sersic 68
			1	3	HL	21A	0.3	20.	A		27				P	I	ABEO		deVaucouleurs 75

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
N1300	4	11.10	4	*	L	2	1. 1.6	A	*							O	61	Gorbachev 66
			1		H	S	15.		27	27	27					O	3	Burkhead+ 73
N1313	7	9.37	1	6	L	1A	5. 17.	B	27						P I	ABE		deVaucouleurs 63A
			49	1	M	1	5.5	B	25						P I	E		Sersic 68
			1	1	H	*		U	*						I		9	Marcelin+ 82
N1316	-2	9.67	1	4	M	2		E	24		*				P I			Sersic 57C
			49	1	M	1A	1.7	B	25						P I	E		Sersic 68
			1	0	G		4. 41.		24	26	24	25			P		O	9B
			1	4	HL	1	0.6	D	20	18							O	46
N1317	1	11.94	49	1	M	1A	1.7	B	26						P I	E		Sersic 68
N1332	-3	11.2	1	5	HL	AG1		A	22	24					PDI	AB	O	3
N1344	-5	11.25	7	1	M	2		U	*						P I			Evans 51
N1350	2	11.40	13	5	HL	A		A		26					P I	O		Hodge 78B
N1365	3	10.14	6	*	L	2	9.6 12.0	U	*						PD		6	Svenonius 38
			49	1	M	1A	3.4	B	25						P I	E		Sersic 68
			13	5	HL	A		A	25						P I	O		Hodge 78B
N1374	-5	12.38	13	2	L	A		A	26						I	O		Hodge 78B
N1379	-5	12.23	13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1380	-2	11.1	7	1	M	2		U	*						P I			Evans 51
			13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1381	-2	12.72	13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1386	1	12.30	13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1387	-3	11.95	13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1389	-5*	12.66	13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1395	-5	11.12	18	*	H	1	2.6	U	*							B	9	Fish 64
N1399	-5	10.85	7	2	M	2		U	*						P I			Evans 51
			13	2	L	A		A	26						I	O		Hodge 78B
N1404	-5	11.20	7	2	M	2		U	*						P I			Evans 51
			13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1427	-5	12.05	13	2	L	A		A	25						I	O		Hodge 78B
N1433	1	10.68	49	1	M	1	5.5	B	26						P	E		Sersic 68
			14	*	L	*		*	25							E		deVaucouleurs+73
N1437	1	12.58	13	2	L	A		A	26						I	O		Hodge 78B
N1487		12.31	4	*	M	2	6.	E	24						I			Sersic 59
			49	1	M	1A	1.7	B	23						P I	E		Sersic 68
N1510	-6	13.48	1	2	H	1	.3	A	*		*				P	O	A	Disney+ 77
			1	1	H	2		A	26						PD	E	B	Kinman 78
N1515	4	11.83	49	1	M	1	5.5	B	26						P	E		Sersic 68
N1536	5*	13.1	49	1	M	1	5.5	B	26							E		Sersic 68
N1543	-2	11.57	49	1	M	1	5.5	B	25							E		Sersic 68
N1549	-5	10.87	7	2	M	2		U	*						P I			Evans 51
			49	1	M	1A	3.4	B	24						P I	E		Sersic 68
N1553	-2	10.47	7	1	M	2		U	*						P I			Evans 51
			49	1	M	1A	3.4	B	24						P I	E		Sersic 68
N1559	6	10.86	49	1	M	1	5.5	B	25							E		Sersic 68
N1566	4	10.26	1	*	M	1		B	23						P I		5	Sersic 57A
			49	1	M	1	2.8 6.1	B	27						P I	E		Sersic 68
			2		G		8.5 34.	S	21	23	22				P	O		Smith+ 72
			1	2	ML	1A	3. 18.	A	27						P I	ABEO		deVaucouleurs 73
N1569	10	11.95	6	7	HM	1A	1.	A	26	23					P I	ABEO		Ables 71
N1617	1	11.21	49	1	M	1	5.5	B	27						P	E		Sersic 68
N1672	3	11.03	49	1	M	1	6.9	B	25						P I	E		Sersic 68
N1808	1	10.70	1	*		2		*					*		P I			Taylor+ 80
N1889	-5		18	*	H	1	2.6	U	*							B	9	Fish 64
N1947	-3	11.83	49	1	M	1A	3.4	B	25						P I	E		Sersic 68

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				11	12	13	14						
N1947	(Cont.)		14	*	L	*		*	25							E		deVaucouleurs+73				
N2146	2	11.20	1	6	HM	A		U	*	*	*				PD		29	Benvenuti+ 75				
N2268	4	12.20	28	2	M	2	0.6 2.9	A	26						P	A	3	Boroson 81				
N2276	5	11.95	1	11	L	2	9.7	E	23	24	23				P	N	O	5	Shakhbazyan 73			
N2300	-2	12.00	18	*	H	1	2.6	U	*								B	9	Fish 64			
			17	6	HL	1	.2	A	27								O		King 78			
N2336	4	11.15	28	2	M	2	1.2 5.8	A	26						P	A	3	Boroson 81				
N2344	5	12.85	28	2	M	2	0.6 2.9	B	27						P	A	3	Boroson 81				
N2403	6	8.85	7	4	L	1	11. 19.	U	*	*					P		5	Seyfert 40				
			1	4	M	2	4.5	A	25	25					P	I	ABE	49	Okamura+ 77			
			1	*	M	1	4.	E	3	COLOR					P	A	O	56C	Grigor'eva 79			
N2427	8	12.36	49	1	M	1	6.9	B	25							I	E		Sersic 68			
N2545	2	13.20	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I			Schanberg 73			
N2655	0	10.95	28	2	M	2	0.6 2.9	A	25						P	A	3	Boroson 81				
N2672	-5	12.6	6	7	L	1	6.	E	*								AB		Redman 36			
N2681	0	11.10	28	2	M	2	0.6 2.9	A	25								A	3	Boroson 81			
N2683	3	10.55	6	M	G		6.7	S	24	24	23						O	24	Simkin 67			
			4	7	L	1	6.5 12.5	A	25	25	24	23	23				B	8	Simkin 75			
			1	15	HML	1A		A	27								PDI	ABE	9	Barbon+ 75C		
N2693	-5*	12.70	9	6	L	1	6.0	E	26								AB		Redman+ 38			
N2768	-5*	10.90	6	8	L	1	6.	E	*								AB		Redman 36			
			9	H	S		1.7 3.6	S	*	*							AB		van Houten+ 54			
			2	3	H	2G		A	28	*	*	27	*		P		BE	4A	Strom+ 78B			
N2775	2	11.20	28	2	M	2	0.6 2.9	A	25								A	3	Boroson 81			
N2804			9	*	L	2	1.3	A			29	28					E	8A	Thuan+ 81			
N2832	-4	12.45	22	2	L	1		A			29						E	8	Oemler 76			
N2841	3	10.10	9	H	S		6.6 9.0	S	*	*	*				P		AB		van Houten+ 54			
			3						*	*							O		deVaucouleurs 59B			
			1	1	M	2	4.2	E	22								I		Artamonov+ 66			
			8	3	L	2	2.	S	27		*						P	I	E	9	van der Kruit 79	
			28	2	M	2	1.2 5.8	A	26								A	3	Boroson 81			
N2855	0	12.45	28	2	M	2	0.6 2.9	A	26								A	3	Boroson 81			
N2859	-1	11.65	5	2	M	2	11.3	B	24	23							P	I		Okamura+ 76A		
			1	12	L	2	7.9 15.8	E	25	24							N	AB	O	3	Kostyuk 79	
N2903	4	9.50	1	8	M	2	1.1	A	*	20	*	*	*	*			P	I		456	Oka+ 74	
N2950	-2	11.85	1	11	H	D	1. 5.1	A	*	24							P	I	AB	O	9	Crane 75
N2957A	-5*		16	1	H	2		U	*								PD				Casini+ 76	
N2963	2		16	1	H	2		U	*								PD				Casini+ 76	
N2967	5	12.30	28	2	M	2	0.6 2.9	A	27								P	A	3	Boroson 81		
N2976	5	10.85	4	*	L	2	11.	E	24	23							N	AB			Markaryan+ 62	
			4	4	L	A		U	*	*	*	*						I	O		Antropova+ 75	
N2997	5	10.6	49	1	M	1A	3.4 13.8	B	25								P	I	E		Sersic 68	
N3031	2	7.75	7	6	L	1	3.5 16.4	U	*	*	*						P		AB		Seyfert 40	
			16	3	L	1	12.0 48.0	E	23	22							P	A			Shchegolev 56	
			1	4	M	A		U									PD		O	7	Bogges 59	
			4	*	L	2	17.	E	24	23							N	AB	O		Markaryan+ 62	
			6	M	G		6.7 12.8	S	24	24	23							O	24	Simkin 67		
			1	4	L	A		D	23	24	24	*					D	A	O		Hoegner+ 71	
			1	H	G		3. 10.1	S	25	25								I	O	9	Brandt+ 72	
			4	4	L	A		U	*	*	*	*						I	O		Antropova+ 75	
			6	*	L	2G	17.8	A	25	26	24						P	I	O	34	Schweizer 76	
			1	1	H	D	0.4	*			19							I	O		Illingworth 80	
			3	M	G		34.	U	*	*	*	*	*					A			Guidoni+ 81	
N3034	0	9.3	4	*	L	2	17.	E	24	23							N	AB			Markaryan+ 62	
			1	14	M	1	2.	E	7	COLOR							P	AB	O	6C	Artamonov+ 72	

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14				
N3034	(Cont.)		4	4	L	A		U	*	*	*	*			I	O		Antropova+	75			
			1	5	L	1	4.1	A	*	*	*						O		Artamonov+	75A		
			1	4	H	2	1.	9.9	A		24					P	I	O	28	Schmidt+	76	
			1	*	L				D	*	*	*						O	2	Artamonov+	76A	
			1	*	L	1	4.1	D	22	24	23							AB	2	Artamonov	78	
			1	8	ML	2	1.6	4.4	A		27	26					P	I	EO	2	Blackman+	79
N3065	-2	12.95	20	4	HML	1	.2	A	25								E	3	Bronkalla+	80		
			4	*	L	2	11.	E	24	23						N	O		Markaryan+	62		
N3077	0	10.65	4	4	L	A		U	*	*	*	*			I	O			Antropova+	75		
			1	5	L	1	8.2	A	24	25	24						AB	O		Artamonov+	76B	
N3115	-3	10.05	15	*	H	1	1.6								P	I	AB	O	Hubble	30		
			2	5	M	1		E	24							I	AB	O	19	Oort	40	
			4	2	H	1	0.6	5.2	U	*	*	*					P	AB	O		deVaucouleurs	48
			9		H	S	6.6	9.0	S	*	*	*						AB			van Houten+	54
			20	5	HM	1S	1.0	1.6	D		24	24					P	AB	3	van Houten	61	
			1	3	M	AG	3.1	28.9	A	*	*	*						I	O		Miller+	68
			1	7	HL	2G			A	*	28	*					P	AB	34	Strom+	77	
			2		H	G	16.		S	*	*	*	*	*				B	4A		Strom+	78B
			1	8	HML	2	0.1	4.8	A		28	27					P	I	ABEO	3	Tsikoudi	79
			1	2	M	2	0.6	2.9	A		26							A	3	Borson	81	
N3147	4	11.45	28	2	M	2	0.6	2.9	A	26									Schanberg	73		
N3153	6*		103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P	I			Schanberg	73		
N3158	-5*	12.85	18	*	H	1	2.6		U	*						B	9		Fish	64		
N3193	-5	11.85	18	*	H	1	2.6		U	*						B	9		Fish	64		
N3198	5	10.94	8	1	L	2	2.		S	28					P	I	E	9	van der Kruit	79		
N3226	-5*	12.3	6	*	H	2				*	*	*			D				Feitzinger+	81		
N3227	1	11.55	6	*	H	2				*	*	*			D				Feitzinger+	81		
N3253	4		103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P	I			Schanberg	73		
N3256		12.00	4	*	M	2	3.		E	24					P	I			Sersic	59		
N3277	2	12.55	49	1	M	1	2.3		B	24					P	I			Sersic	68		
			28	2	M	2	0.6	2.9	A	26						P	A	3	Borson	81		
N3310	4	11.2	2	*	L	2	5.5		*	19	20	19			N			6	Parsamyan	67		
N3340			11	2	L	A				*					I	O		7	Dickson+	81		
N3346	6	12.18	11	1	L	A				*					I	O		7	Dickson+	81		
N3347	3	12.5	49	1	M	1	5.5		B	25					P	I	E		Sersic	68		
N3348	-5	12.3	18	*	H	1	2.6		U	*						B	9		Fish	64		
N3351	3	10.50	2	*	L	2	5.5		*	19	20	19			N			6	Parsamyan	67		
			3	6	L	2	11.4	E	24	23					P	N	O	4	Kalloglyan	69		
			4	2	M	2	3.5		E	23						P	I		6	Vorontsov+	73	
			103	1	L	A	3.4	12.1	U	*						P	I			Schanberg	73	
N3354		13.8	1	28	M	2	1.4		E	7	COLOR				P	I	O	6C	Nazarova	74		
			49	1	M	1		B	24											Sersic	68	
N3358	0	12.7	49	1	M	1	5.5		B	25					P	I	E		Sersic	68		
N3359	5	11.00	5	17	M	1	2.		E	7	COLOR			*	P		O	6C	Pronik	72		
N3367	5	12.05	3	6	L	2	11.4		E	24	23				N			4	Kalloglyan	69		
			103	1	L	A	3.4	12.1	U	*						P	I			Schanberg	73	
N3368	2	10.10	11	1	L	A				*					I	O		7	Dickson+	81		
			103	1	L	A	3.4	12.1	U	*						P	I			Schanberg	73	
N3377	-5	11.05	28	2	M	2	1.2	5.8	A	26						A		3	Borson	81		
			9	9	L	1	6.0		E	26							AB			Redman+	38	
N3377A	9		11	2	L	A				*					I	O		7	Dickson+	81		
			11	2	L	A					*					I	O		7	Dickson+	81	
N3379	-5	10.20	15	5	H	1	1.6			*					P			O	Hubble	30		
			9	13	L	1	6.0		E	25							AB			Redman+	38	
			4	2	H	1	0.6	5.2	U	*					P	O			deVaucouleurs	48		

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14			
N3379	(Cont.)		1		H	G	2. 15.2	S		*	*						O 91	Miller+	62		
			18	*	H	1	2.6	U		*						P	B	9	Fish	64	
			103	1	L	A	3.4 12.1	U		*						P I			Schanberg	73	
			3		H	S	5. 20.4	S	25 25 24									O B		Burkhead+	74
			3	2	M	2	3.4	A	24									O		Barbon+	76
			20	7	HL	1	.2	A	25									AB 3		Kormendy	77
			1	4	M	2	1.1	A	25 24								I A EO			Okamura	77
			19	5	ML	2	0.8 13.5	D	26								P I	O 3A		Burstein	79
			1	3	H	2A1	0.2 4.	D	18									EO		deVaucouleurs+79A	
							HM	S	3.7 48.8	S	28							O		deVaucouleurs+79A	
			1	3	HML	A		U			*						D		7	Hodge	80
			28	2	M	2		A	26									O		Borson	81
			N3384	-3	10.87	3	6	L	2	11.4	E	24 23						N AB	4		Kalliglyan
103	1	L				A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73		
3		H				S	20.4	S	25 25 24								AB B		Burkhead+	74	
1	9	HML				1A		A	27							DI	ABE		Barbon+	75A	
3	2	M				2	3.4	A	24								O		Barbon+	76	
19	5	ML				2	0.8 13.5	D	26							P I	AB 3A		Burstein	79	
11	4	HM				A				*						I	O 7		Dickson+	81	
4		H				A		U								D			Hodge+	68	
103	1	L				A	3.4 12.1	U		*						P I			Schanberg	73	
3		H				S	20.4	S	24 24 24								AB B		Burkhead+	74	
N3389	5	12.35	3	2	M	2	3.4	A	27					P I	EO			Barbon+	76		
			11	2	HL	A				*					I	O 7		Dickson+	81		
			11	4	HML	A				*					I	O 7		Dickson+	81		
			11	1	M	A				*					I	O 7		Dickson+	81		
N3412	-2	11.45	4	3	M	1A	2.2 6.2	A	27					P I	ABE 9		Bertola	66			
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB 3A		Burstein	79		
N3432	9	11.73	11	1	M	A								I	O 7		Dickson+	81			
			11	1	M	A				*					I	O 7		Dickson+	81		
N3489	-1	11.15	19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26					P I	AB 3A		Burstein	79			
			11	1	M	A				*					I	O 7		Dickson+	81		
N3504	2	11.8	2	7	M	1	2.	E	7	COLOR				P	O 6C		Artamonov	74			
			6	8	L	2	3.8	A	* 25 * *						I	E 9		Blackman	79C		
N3521	4	9.70	6	8	L	2	3.8	A						D			Hodge+	68			
			2	*	L	2	9.8	A	23 24 24						N AB O		Borchkhadze	77A			
N3593	0+	11.7	11	1	H	A								I	O 7		Dickson+	81			
			6	6	L	1	6.	E	*						AB		Redman	36			
N3605	-5	13.06	18	*	H	1	2.6	U	*						B	9		Fish	64		
			6	8	L	1	6.	E	*						AB		Redman	36			
N3607	-2	10.95	6	8	L	1	6.	E	*						AB		Redman	36			
			6	8	L	1	6.	E	*						AB		Redman	36			
N3608	-5	11.90	18	*	H	1	2.6	U	*						B	9		Fish	64		
			9	12	L	1	6.0	E	26						AB		Redman+	38			
N3610	-5*	11.60	5	1	L	1	3.0	U	*						O 5		Reynolds	20			
			2	3	M	1	5.4 12.1	E	23						O 2		Holmberg	45			
N3623	1	10.17	9		H	S	6.6 13.0	S	*	*					P	AB		van Houtent+	54		
			16	3	L	1	12.0 48.0	E	23 23						P	A		Shchegolev	56		
			12	*	L	1		E	23								B		Markov	56	
			26	1	L	A	15.1	S	27							P I		8	Kormendy+	74	
			2	*	L	2	9.8	A	23 24 24							N AB O			Borchkhadze	77A	
			3		H	S	10.		25 25 24	*	21					EO B			Burkhead+	81	
			3	L	2	3.4	D		26							P I	A		Burkhead+	81	
			16	3	L	1	12.0 48.0	E	24 22							P	A		Shchegolev	56	
			26	1	L	A	15.1	S	27							P I		8	Kormendy+	74	
			2	*	L	2	9.8	A	23 24 24							N AB O			Borchkhadze	77B	
N3627	3	9.70	3	L	2	3.4	D				25			P I				Burkhead+	81		
			3	H	S	15. 30.		25 25 24 24 24							O B			Burkhead+	81		
			16	-3	L	1	12.0 48.0	E	24 22						P	A		Shchegolev	56		
N3628	-3	10.15	1	7	ML	1A	6.8	B	26	*				* P I	B O 2		Barbon+	73			

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14		
N3628	(Cont.)		26	1	L	A	15.1	S		27					P I		8	Kormendy+	74	
			2	*	L	2	9.8	A	23	24	24				N	O		Borchkhadze	77B	
			3		H	S	15. 20.		25	26	25	*	22			ABE	B	Burkhead+	81	
				3	L	2	3.4	D				26			P I			Burkhead+	81	
N3642	4	11.6	28	2	M	2	1.2	5.8	A		26				P	A	3	Boroson	81	
N3656	0*		1	4	L	2	5.7	E		24	23				P N			Kalloglyan	63	
N3675	3	10.9	6	8	L	2	3.8	A	*	26	*	*			I	E	9	Blackman	79C	
N3681	4	12.40	4	2	L	2	3.8	A		26					P I	E	9	Blackman	80B	
N3684	4	12.3	4	2	L	2	3.8	A		26					P I	E	9	Blackman	80B	
N3686	4	12.0	4	2	L	2	3.8	A		26					P I	E	9	Blackman	80B	
N3691	3	13.53	4	2	L	2	3.8	A		26					P I	E	9	Blackman	80B	
N3718	1	11.26	1	*	ML	2		A	*	23	21				D	O		Hagen-Thorn+	81	
N3783	1	12.89	1	2	H	D	0.3	U			*	*				O		Wamsteker+	80	
N3811	6*		2	15	L	2	5.1	E	23	24	23				P N	O		Boerngen+	77	
N3837			120	3	H	2		A	29		27				P	EO	4	Strom+	78C	
N3842	-5		120	3	H	2		A	29		27				P	EO	4	Strom+	78C	
N3851			120	3	H	2		A	28		27				P	EO	4	Strom+	78C	
N3857			120	3	H	2		A	28		26				P	EO	4	Strom+	78C	
N3862	-5	13.65	120	3	H	2		A	29		27				P	EO	4	Strom+	78C	
N3868			120	3	H	2		A	29		27				P	EO	4	Strom+	78C	
N3870	-2		2	15	L	2	5.1	E	23	24	23				P N	A	O	Boerngen+	77	
			15	1	H	A		U		*					PD			Barbieri+	79A	
N3873			120	3	H	2		A	28		27				P	EO	4	Strom+	78C	
N3877	5	11.78	22		L	D	5.8	S			24					AB	O	Weekes	81	
N3893	5*	11.1	22		L	D	5.8	S			23					O	D	Weekes	81	
N3898	2	11.7	2	5	HM	1A		A		27					PD	ABE		Barbon+	78	
			28	2	M	2	0.6	2.9	A		25					A	3	Boroson	81	
N3928	-5		1	14	L	2	5.1	E	23	24	23				P N	O		Boerngen+	76	
N3938	5	10.91	1	1	L	2	2.	A			26				P I		O	van der Kruit+82A		
N3953	4	10.75	22		L	D	5.8	S			25					O	D	Weekes	81	
N3968	4		103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P I			Schanberg	73	
N3972	4		22		L	D	5.8	S			25					O	D	Weekes	81	
N3976	3	12.24	103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P I			Schanberg	73	
N3987	3		2	12	H	D	0.5	4.7	S	*	25	*			I	B	8	Davis	75	
N3991			32	*	H	2		B		*					P I		B	Barbieri+	79B	
N3992	4	10.60	1	2	L	2	6.5	E		22					I	A	O	Mamadov	66A	
			5	2	M	2	11.3	B		24	23				P I			Okamura+	76A	
			22		L	D	5.8	S			24					O	D	Weekes	81	
N3995			32	*	H	2		B		*					I		B	Barbieri+	79B	
N4013	3	12.00	22		L	D	5.8	S			26					O	D	Weekes	81	
			4	1	L	2	10.3	A			25				P I	B	O	van der Kruit+82B		
N4027	8	11.65	2	*	L	2	9.7			*					I			Patterson	40	
			1	2	HL	1A	15.	A		26					FDI	ABE	9	deVaucouleurs+68C		
N4036	-3	11.40	2	5	HM	1A		A		27					PD	ABE		Barbon+	78	
N4038	9	11.3	2	*	L	2	9.7			*					I			Patterson	40	
N4051	4	10.95	4	*	L	2	1.	1.6	A	*						O	61	Gorbachev	66	
			4	1	M	2	3.5	E		21					P I		6	Vorontsov+	73	
N4073	-3	12.74	22	1	L	1		A		29						E	8	Oemler	76	
			9	*	L	2	1.3	A		29						E	8A	Thuan+	81	
N4088	4	11.10	5	7	M	1	2.	E	7	COLOR	*				P		O	Pronik	72	
N4111	-1*	11.50	9	9	L	1	6.0	E		26						AB		Redman+	38	
			20	3	HM	1S	1.0	1.6	D	23	23				P I	AB	19	van Houten	61	
			19	5	ML	2	0.8	13.5	A		26				P I	AB	O	3A	Burstein	79
			2	7	HL	2		A		28	27				P I	AB	O	3	Tsikoudi	80
N4150	-2	12.45	19	5	ML	2	0.8	13.5	A		26				P I	AB	3A	Burstein	79	

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14					
N4151	2*	11.13	5	17	L	2	9.8	A	24	24	24				P N	AB O		Borchkhadze 74
			3	1	M	2		B			27				P I	O 8		Netzer+ 77
			1	7	M	1	1.5	A	*	*	*					O 6		Kaneko 80
N4152	5	12.5	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
N4156	3	13.85	5	17	L	2	9.8	A	23	24	24				P N			Borchkhadze 74
N4168	-5	12.25	31	1	L	A	6. 33.	B	26							AB	7	Liller 66
N4178	8	11.89	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
N4189	6	12.51	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
			48	2	L	Al	3.8	A	27	26						ABE		Fraser 77
N4192	2	10.86	16	3	L	1	12.0	E	24	23					P	A		Shchegolev 56
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
			4	6	L	LA	6.5 12.5	A	25	25	24	23	23		I	B	8	Simkin 75
			48	2	L	Al	3.8	A	27	26						ABE		Fraser 77
N4203	-3*	11.55	19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB	3A	Burstein 79
N4204	8		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
N4212	4	11.87	48	2	L	Al	3.8	A	27	26						ABE		Fraser 77
N4215	-1	13.06	31	1	L	A	4. 33.	B	25							AB	7	Liller 66
N4216	3	10.91	2	* L	1			E	*	*	*				P	O 9		Lindblad+ 46
			3	10	H	2		E	*	*	*	*			P I	AB O	2	Elvius 56
			6		M	G	6.7	S	24	24	23					O 24		Simkin 67
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
			4	6	L	LA	6.5 12.5	A	25	25	24	23	23		I	B	8	Simkin 75
			48	2	L	Al	3.8	A	28	27						ABE		Fraser 77
			20	* L	2		1.5	A	25						P I	AB O		Watanabe+ 82
N4217	3	11.30	16	4	L	1	12.0	E	23	22					P	A		Shchegolev 56
			4	5	L	2	9.4 13.4	A	25	26	25				P I	B O	139	van der Kruit+82B
N4233	-1	13.08	31	1	L	A	6. 33.	B	26							AB	7	Liller 66
N4235	1	12.64	48	2	L	Al	3.8	A	27	27						ABE		Fraser 77
N4244	6	10.5	8	1	L	2	2.	S	28						P I	B O	8	van der Kruit 79
N4254	5	10.42	5	1	L	1	3.0	U	*							O 5		Reynolds 20
			16	3	L	1	12.0	E	23	22					P	O		Shchegolev 56
			1	47	M	1	2.	E	7	COLOR					*	O 56C		Pronik+ 69
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
			6	* L	2		17.8	A	25	25	24				P I	O 34		Schweizer 76
			48	2	L	Al	3.8	A	27	27						ABE		Fraser 77
N4258	4	8.95	16	4	L	1	12.0 48.0	E	24	24					P	A		Shchegolev 56
			2	8	L	2		U	*	*	*				P I	A O	6	Jensen 60
			1	4	M	LA	2.6 6.9	A	27						P I	ABE	9	Capaccioli 73
			8	1	L	2	2.	S	28						P I	E	9	van der Kruit 79
N4261	-5	11.32	31	1	L	A	6. 33.	B	26							AB	7	Liller 66
			16	2	L	A	15.1	U	*						PD		8	Arp+ 71
			48	2	L	Al	3.8	A	27	26						ABE		Fraser 77
			17	9	HL	1	.2	A	26							O		King 78
N4262	-3	12.40	31	3	L	A	4. 33.	B	26							AB	7	Liller 66
N4267	-3	11.80	24	* L	A		4. 48.	B	27							AB	17	Liller 60
			48	2	L	Al	3.8	A	28	26						ABE		Fraser 77
N4269	-2		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
N4270	-2	13.10	31	1	L	A	6. 33.	B	26							AB	7	Liller 66
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB	3A	Burstein 79
N4273	5	12.31	48	2	L	Al	3.8	A	27	26						ABE		Fraser 77
N4278	-5	11.15	15	* H	1		1.6		*							AB		Hubble 30
N4281	-1*	12.21	48	2	L	Al	3.8	A	27	26						ABE		Fraser 77
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB	3A	Burstein 79
N4283	-5	12.95	15	* H	1		1.6		*							O		Hubble 30
N4293	0	11.19	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				11	12	13	14			
N4293	(Cont.)		48	2	L	A1	3.8	A	27	*						ABE		Fraser	77
N4298	5	12.07	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4299	8	12.87	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4302	5*	12.53	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4303	4	10.21	3	*	L	2	11.4	E	23	22					P N	O		Kalloglyan	61
			48	2	L	A1	3.8	A	27	26						ABE		Fraser	77
N4313	2*		20	*	L	2	1.5	A		25					P I	AB O		Watanabe+	82
N4314	1	11.35	1	3	H	1	1.	S	21				*		P	B O		Lynds+	73B
			2	*	M	2	1.4	E	7	COLOR					IN	O 6C		Nazarova	79
			1	3	L	D	0.6	S	22	22	21				I	O 26		Benedict	80
N4321	4	10.10	5	2	L	1	3.0	U	*							O 5		Reynolds	20
			16	3	L	1	12.0	E	23	23					P	O		Shchegolev	56
			6	*	L	2G	17.8	A	25	26	24				P I	O 34		Schweizer	76
			1	4	L	2	3.2	D	24	23					P	EO 3		Benedict	76A
			48	2	L	A1	3.8	A	27	26						ABE		Fraser	77
			2	*	M	2	1.4	E	6	COLOR					IN	O 6C		Nazarova	79
			20	*	L	2	1.5	A		25					P I	AB O		Watanabe+	82
N4324	-1	12.55	19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB 3A		Burstein	79
N4339	-5	12.35	31	1	L	A	6. 33.	B	27							AB	7	Liller	66
N4340	-1	12.01	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
			48	2	L	A1	3.8	A	27	26						ABE		Fraser	77
			20	*	L	2	1.5	A		26					P I	AB O		Watanabe+	82
N4342			31	1	L	A	6. 33.	B	26							AB	7	Liller	66
N4343	3	13.29	31	1	L	A	4. 33.	B	26							AB	7	Liller	66
N4350	-2	11.90	24	*	L	A	4. 48.	B	26							AB	17	Liller	60
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB O 3A		Burstein	79
			20	*	L	2	1.5	A		25					P I	AB O		Watanabe+	82
N4351	2	12.8	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4360	-5		31	2	L	A	4. 33.	B	26							AB	7	Liller	66
N4365	-5	10.61	24	*	L	A	4. 48.	B	26						D	AB	17	Liller	60
			48	2	L	A1	3.8	A	27	27						ABE		Fraser	77
			17	7	HL	1	.2	A	26							O		King	78
N4370	1		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4371	-1	11.89	6	6	L	2	9.7	E	24	24					N	AB		Markaryan+	66
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4374	-5	10.31	15	4	H	1	1.6		*							AB		Hubble	30
			24	*	L	A	4. 48.	B	26							AB	17	Liller	60
			10	6	L	2	9.7	E	24	24					N	AB		Markaryan+	65
			26	1	L	A	15.1	U	*						PD		8	Kormendy+	74
			48	2	L	A1	3.8	A	27	26						ABE		Fraser	77
			17	12	HL	1	.2	A	26							O		King	78
			3	*		2		A	*	*	*					E	5	Forte+	81
N4377	-3	12.65	31	3	L	A	4. 33.	B	26							AB	7	Liller	66
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	A	3A	Burstein	79
N4378	1	12.28	1	2	H	2		A	27		25				P	A	49	Rubin+	78
			28	2	M	2	0.6 2.9	A	27							A	3	Borson	81
N4379	-3	12.5	31	2	L	A	4. 33.	B	26							AB	7	Liller	66
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
N4380	3*	12.38	20	*	L	2	1.5	A		25					P I	AB O		Watanabe+	82
N4382	-1	10.10	15	4	H	1	1.6		*							AB		Hubble	30
			20	3	HM	15	1.0 1.6	D	22	22					P I	AB	3	van Houten	61
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg	73
			48	2	L	A1	3.8	A	27	26						ABE		Fraser	77
			17	7	HL	1	.2	A	26							O		King	78
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB	3A	Burstein	79

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14		
N4387	-5	12.95	31	2	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
N4388	3*	11.83	6	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	66	
N4390	4		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
N4394	3	11.74	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
			48	2	L	Al	3.8	A		27 26						ABE		Fraser	77	
N4402	3	12.50	6	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	66	
			2	*				*		24 23					P	B	O	Markaryan+	68	
N4406	-5	10.11	15	*	H	1	1.6			*						AB		Hubble	30	
			24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			10	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	65	
			16	*	L	A	15.1	U	*						PD		8	Arp+	71	
			26	1	L	A	15.1	U	*						PD		8	Kormendy+	74	
			48	2	L	Al	3.8	A		27 27						ABE		Fraser	77	
			17	11	HL	1	.2	A		26						O		King	78	
			3	*		2		D	*	*	*					E	5	Porte+	81	
N4410			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
N4415	0		31	2	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
N4417	-2	12.00	24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			20	*	L	2	1.5	A		25					P	I	AB	O	Watanabe+	82
N4424	1	12.28	48	2	L	Al	3.8	A		27 26						ABE		Fraser	77	
			20	*	L	2	1.5	A		25					P	I	AB	O	Watanabe+	82
N4425	-2	12.8	24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
N4429	-1	11.10	19	5	ML	2	0.8 13.5	A		26					P	I	AB	3A	Burstein	79
			20	*	L	2	1.5	A		25					P	I	AB	O	Watanabe+	82
N4430	3		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
N4434	-5		31	2	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
N4435	-2	11.7	10	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	65	
			31	2	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
			26	1	L	A	15.1	U	*						PD		8	Kormendy+	74	
N4438	0	10.85	6	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	66	
			2	*				*		24 23					P	AB		Markaryan+	68	
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
			26	1	L	A	15.1	U	*						PD		8	Kormendy+	74	
			48	2	L	Al	3.8	A		27 27						ABE		Fraser	77	
N4440	1	12.75	4	*	L	2	1. 1.6	A	*							O	61	Gorbachev	66	
			6	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	66	
N4442	-2	11.29	24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			48	2	L	Al	3.8	A		27 27						ABE		Fraser	77	
N4449	10	9.85	1	7	HL	Al	4. 6.	A		24 21	*				I		5	Hitchcock+	68	
			1		H	G	10.3	S		27 27						O		Hitchcock+	68	
			1	9	L	2	9.8	E	24 24 24						N	AB	O	5	Shapovalova	71
N4450	2	10.94	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P	I		Schanberg	73	
			48	2	L	Al	3.8	A		26 26						ABE		Fraser	77	
N4458	-5	12.90	10	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	65	
			31	2	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
N4459	-1	11.35	24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			10	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	65	
			48	2	L	Al	3.8	A		27 27						ABE		Fraser	77	
			19	4	ML	2	0.8 13.5	A		26					P	I	AB	3A	Burstein	79
N4461	-1*	12.03	24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			10	6	L	2	9.7	E		24 24					N	AB		Markaryan+	65	
			48	2	L	Al	3.8	A		27 27						ABE		Fraser	77	
N4469	0	12.28	20	*	L	2	1.5	A		25					P	I	AB	O	Watanabe+	82
N4472	-5	9.31	15	*	H	1	1.6			*						AB		Hubble	30	

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14					
N4472	(Cont.)		24	*	L	A	4. 48.	B	26							AB	17	Liller	60				
			20	3	HM	1	1.0 1.6	E	22							P I	AB	3	van Houten	61			
			18	*	H	1	2.6	U	*									B	9	Fish	64		
			48	2	L	Al	3.8	A	27 27									ABE		Fraser	77		
			17	10	HL	1	.2	A	27									O		King	78		
			3		H	G	28.3 58.6	S	26 25									A	A	Gallagher+	80		
N4473	-5	11.03	20	*	L	2	1.5	A	25						P I	AB	O	Watanabe+	82				
			24	*	L	A	4. 48.	B	26								AB	17	Liller	60			
			18	*	H	1	2.6	U	*								B	9	Fish	64			
N4474	-2	12.6	10	6	L	2	9.7	E	24 24						N	AB		Markaryan+	65				
			31	2	L	A	4. 33.	B	26								AB	7	Liller	66			
N4476	-3	13.15	19	4	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB	O	3A	Burstein	79			
			31	2	L	A	4. 33.	B	26								AB	7	Liller	66			
N4477	-2*	11.35	24	*	L	A	4. 48.	B	26								AB	17	Liller	60			
			10	6	L	2	9.7	E	24 24								N	AB		Markaryan+	65		
N4478	-5	12.13	48	2	L	Al	3.8	A	27 26							ABE		Fraser	77				
			31	2	L	A	4. 33.	B	26								AB	7	Liller	66			
N4485	10	12.33	4	3	M	1A	2.2 6.2	A	27						P I	ABE	9	Bertola	66				
			2	6	ML	2	1.1 3.	B	26 * * *							P I	ABE	9B	Duval	81			
N4486	-4	9.56	15	*	H	1	1.6		*								O		Hubble	30			
			24	*	L	A	4. 48.	B	26									AB	17	Liller	60		
			20	3	HM	1	1.0 1.6	E	22								P	E	35	van Houten	61		
			1	2	H	A	2.5	D	*		*							D		5	Bless	62	
			18	*	H	1	2.6	U	*										B	9	Fish	64	
			10	6	L	2	9.7	E	24 24									N	AB		Markaryan+	65	
			1	6	M	1	1.8 3.2		6 COLOR									P		O	5	Pronik+	67B
			1	3	H	1	0.2 0.7	A	23									P I		O	5	deVaucouleurs+68B	
			1		H	S	31.2 64.8	S	28 28 27											O	8	deVaucouleurs	69
			16	*	L	A	15.1	U	*										PD		8	Arp+	71
			1	3	L	1	0.6	S	* * *											O			73
			26	1	L	A	15.1	S	27										P I		8	Kormendy+	74
			22	3	HL	1		A	30											E	8	Oemler	76
			20	6	HL	1	.2	A	25										AB	3	Kormendy	77	
			48	2	L	Al	3.8	A	27 27										ABE		Fraser	77	
17	11	HL	1	.2	A	26										O		King	78				
1	2	L	2	3.7	A	28 28										I	AB	O	8	Carter+	78		
1		H	S	32.8 48.4	S	30											O	8	deVaucouleurs+78				
1	20	H	D	0.3 0.7	S	22 21 20											O	6	Young+	78			
1	3	H	2	0.2 0.3	A	22										I	EO	5	deVaucouleurs+79B				
1		H	S		S	18											E	5	deVaucouleurs+79B				
3	3	H	2		A	20											O	8	Nieto	80			
28	2	M	2		A	25											O		Boroson	81			
20	*	L	2	1.5	A	26										P I	AB	O	Watanabe+	82			
N4486B	-6	14.32	20	6	HL	1	.2	A	25							P	AB	3	Kormendy	77			
3			4	H	2		A	23										O	8	Nieto	80		
N4489	-5		31	2	L	A	4. 33.	B	26								AB	7	Liller	66			
N4490	7	10.20	4	3	M	1A	2.2 6.2	A	27								P I	ABE	9	Bertola	66		
			2	6	ML	2	1.1 3.	B	26 * * *								P I	ABE	9B	Duval	81		
N4494	-5	10.75	2	6	M	1		E	25								O		Cort	40			
N4497	0	13.3	31	4	L	A	4. 33.	B	26								AB	7	Liller	66			
N4498	6		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*								P I			Schanberg	73		
N4501	3	10.27	6	6	L	2	9.7	E	24 24								N	AB		Markaryan+	66		
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*									P I			Schanberg	73	
			48	2	L	Al	3.8	A	27 26								ABE		Fraser	77			

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				11	12	13	14				
N4501	(Cont.)		20	* L	2		1.5	A			25				P I	AB O		Watanabe+	82	
N4503	-3*	12.05	24	* L	A		4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
N4513			2	4 H	2		0.7	A	28	28	27	26				E		Thompson+	78	
N4515	-3*		31	1 L	A		4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
N4519	7	12.35	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
			48	2 L	Al		3.8	A		26	26					ABE		Fraser	77	
N4526	-2	10.58	9	H	S		3.7 9.5	S		*	*				P	AB O		van Houten+	54	
			24	* L	A		4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			20	3 HM	1S		1.0 1.6	D		22	*				P I	AB	23	van Houten	61	
			48	2 L	Al		3.8	A		27	27					ABE		Fraser	77	
			19	5 ML	2		0.8 13.5	A		26					P I	AB	3A	Burstein	79	
			20	* L	2		1.5	A			25				P I	AB O		Watanabe+	82	
N4527	4	11.30	48	2 L	Al		3.8	A		27	27					ABE		Fraser	77	
N4528	-3*	12.65	31	3 L	A		4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
N4532	10	12.32	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
N4535	5	10.66	48	2 L	Al		3.8	A		27	26					ABE		Fraser	77	
			20	* L	2		1.5	A			25				P I	AB O		Watanabe+	82	
N4536	4	10.99	48	2 L	Al		3.8	A		27	27					ABE		Fraser	77	
N4540	6	12.87	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
N4548	3	10.98	4	* L	2		1. 1.6	A		*							O	61	Gorbachev	66
			3	4 L	2		3.2	D		24	23				P	EO	3	Benedict	76B	
			48	2 L	Al		3.8	A		27	27					ABE		Fraser	77	
N4550	-1	12.40	31	2 L	A		4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
			103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
N4551	-5*	12.85	31	2 L	A		4. 33.	B		26						AB	7	Liller	66	
			103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
N4552	-5	10.81	15	4 H	1		1.6			*							O		Hubble	30
			24	* L	A		4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			48	2 L	Al		3.8	A		27	27					ABE		Fraser	77	
			17	11 HL	1		.2	A		27							O		King	78
N4559	6	10.30	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
N4561	8	12.96	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
N4564	-5	11.9	24	* L	A		4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
N4565	3	10.3	2	* L	1					*	*	*			P	O	9	Lindblad+	46	
			3	4 L	1			U		*	*					B O	2	Elvius	56	
			16	2 L	1		12.0	E		23	22				P	AB		Shchegolev	56	
			20	3 HM	1		1.0 1.6	E		23					P I	B O	2	van Houten	61	
			1	2 M	D			S		26	24				I	B	8	Frankston+	76	
			1	M	S		86.	S		29	27				P	O	8	Hegy+	77	
			3	1 L	S2			D			28	*			DI	O	8	Spinrad+	78	
			1	1 L	2		3.4 6.7	D		26						B	8	Kormendy+	78	
			1	G				S			28	27				AB	8	Hegy+	79	
			1	13 L	2		30.3	D		30	26	23				AB	8	Jensen+	79	
			8	2 L	2		2.	S		29					P I	B	8	van der Kruit	79	
			1	10 ML	2		1.1 3.1	A		26	25				P I	BEO	138	Hamabe+	80	
			1	2 M	2		4.7 79.1	B		30					I	B	8	Davis+	80	
N4567	4	12.08	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
			48	2 L	Al		3.8	A		27	26					ABE		Fraser	77	
N4568	4	11.67	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
			48	2 L	Al		3.8	A		27	26					ABE		Fraser	77	
N4569	2	10.23	103	1 L	A		3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg	73	
			48	2 L	Al		3.8	A		27	27					ABE		Fraser	77	
N4570	-2	11.7	24	* L	A		4. 48.	B		26						AB	17	Liller	60	
			19	5 ML	2		0.8 13.5	A		26					P I	AB O	3A	Burstein	79	
N4571	7	11.83	48	2 L	Al		3.8	A		27	26					ABE		Fraser	77	

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
N4578	-2	12.27	24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller 60
			48	2	L	Al	3.8	A		27	26					ABE		Fraser 77
			19	5	ML	2	0.8 13.5	A		26					P I	AB	3A	Burstein 79
N4579	3	10.61	48	2	L	Al	3.8	A		27	27					ABE		Fraser 77
			20	*	L	2	1.5	A			25				P I	AB O		Watanabe+ 82
N4580	1	12.69	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4589	-5	11.8	17	9	HL	1	.2	A		27						O		King 78
N4594	1	9.27	1	*	M					23					P	B		Oort 46
			4	2	H	1	0.6 5.2	U		*					P	AB O		deVaucouleurs 48
			9		H	S	2.6 19.5	S	*	*	*				P	AB O		van Houten+ 54
			3							*						O		deVaucouleurs 59B
			20	3	HM	1S	1.0 1.6	D		22	25				P I	AB O	123	van Houten 61
			49	1	M	1A	3.4	B		24					P I	E		Sersic 68
			3	*	L	2		U		*						A O	8	Spinrad+ 78
			1	4	L	2S	5. 30.	D		28	27				I	AB		Burkhead 79
			28	2	M	2	1.2 5.8	A		25						B	3	Boroson 81
N4595	3	13.22	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4596	-1	11.47	3	4	L	2	3.2	D		24	23				P	EO	3	Benedict 76B
N4605	5	10.96	4	3	M	1A	2.2 6.2	A		27					P I	ABE	9	Bertola 66
N4606	1	12.74	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4607	3	13.79	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4608	-2	12.09	3	4	L	2	3.2	D		24	23				P	EO	3	Benedict 76B
N4612	-2	12.22	31	1	L	A	4. 33.	B		25						AB	7	Liller 66
N4618	9	11.27	2	2	M	1A	2.2 6.2	A		27					P I	EO		Bertola 67
			4	1	M	2	3.5	E		23					P I			Vorontsov+ 73
N4620	-2		31	2	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller 66
N4621	-5	10.75	15	*	H	1	1.6			*					P	AB		Hubble 30
			24	*	L	A	4. 48.	B		25						AB	17	Liller 60
			20	3	HM	1S	1.0 1.6	D		23	23				P I	AB	3	van Houten 61
			17	9	HL	1	.2	A		27						O		King 78
			3	*	2			A	*	*	*					E	5	Forte+ 81
			20	*	L	2	1.5	A			25				P I	AB O		Watanabe+ 82
N4625	9	12.90	2	2	M	1A	2.2 6.2	A		27					P I	EO		Bertola 67
N4631	7	9.75	7	4	L	1	11. 19.	U		*		*			P		5	Seyfert 40
			16	3	L	1	12.0 48.0	E		22	22				P	A		Shchegolev 56
N4633	7	13.80	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4634	6	13.20	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4635	7	12.92	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4636	-5	10.50	48	2	L	Al	3.8	A		27	27					ABE		Fraser 77
			17	6	HL	1	.2	A		27						O		King 78
N4638	-3	12.0	31	3	L	A	4. 33.	B		26						AB	7	Liller 66
N4639	4	12.21	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
N4643	0	11.55	2	7	M	1	2.	E	7	COLOR					P	O	6C	Artamonov 74
N4647	5	11.91	103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
			48	2	L	Al	3.8	A		27	27					ABE		Fraser 77
N4649	-5	9.83	1	*	H	1	1.6			*						AB		Hubble 30
			9	8	L	1	6.0	E		25					P	AB		Redman+ 38
			4	2	H	1	0.6 5.2	U		*					P	AB O		deVaucouleurs 48
			24	*	L	A	4. 48.	B		26						AB	17	Liller 60
			20	3	HM	1	1.0 1.6	E		22					P I	AB	3	van Houten 61
			18	*	H	1	2.6	U		*						B	9	Fish 64
			103	1	L	A	3.4 12.1	U		*					P I			Schanberg 73
			48	2	L	Al	3.8	A		27	27					ABE		Fraser 77
			17	7	HL	1	.2	A		26						O		King 78
N4650A	05		7	5	*			B		24					P I			Sersic 67

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14	
N4651	5	11.30	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4654	6	11.10	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4659	0		31	2	L	A	4. 33.	B	26						AB	7		Liller 66	
N4660	-5	11.85	31	2	L	A	4. 33.	B	26						AB	7		Liller 66	
N4676			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4688	6	12.45	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4689	4	11.59	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4692	-5	13.6	96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4	Strom+ 78A	
N4694	-2	12.24	24	*	L	A	4. 48.	B	26						AB	17		Liller 60	
N4697	-5	10.2	1	4	M	1A		A	27						B	9		Bertola+ 75	
			17	9	HL	1	.2	A	26							0		King 78	
			3	6	M	D	.6	A		22					AB	7		Williams+ 79A	
N4698	2	11.39	48	2	L	Al	3.8	A	27	26					ABE			Fraser 77	
			20	*	L	2	1.5	A		26					AB	0		Watanabe+ 82	
N4710	-15	11.80	20	3	HM	1	1.0 1.6	E	22						P I	AB	3	van Houten 61	
			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4713	7	12.2	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4725	2	9.95	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
			28	4	M	2	1.2 5.8	A	25						A	3		Boroson 81	
N4731	6	11.55	6	*	L	2	6.0 12.0	U	*						PD		6	Svenonius 38	
N4735			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4736	2	8.85	5	3	L	1	3.4	U	*							0	5	Reynolds 20	
			6		M	G	6.7	S	24	24	23					0	24	Simkin 67	
			28	2	M	2	1.2 5.8	A	25						A	3		Boroson 81	
N4753	0	10.85	1	*	L	2	4.9 9.8	E	2	42	52	4			P	N	AB	0	Shapovalova 73
N4754	-3	11.44	24	*	L	A	4. 48.	B	26						AB	17		Liller 60	
			48	2	L	Al	3.8	A	27	27					ABE			Fraser 77	
			20	*	L	2	1.5	A		25					P I	AB	0	Watanabe+ 82	
N4762	-2	11.12	20	3	HM	1	1.0 1.6	E	24						P I	AB	13	van Houten 61	
			48	2	L	Al	3.8	A	27	27					ABE			Fraser 77	
			19	4	ML	2	0.8 13.5	A	26						P I	AB	0	3A	Burstein 79
			2	13	HML	2		A	29	27					P I	AB	0	3	Taikoudi 80
			20	*	L	2	1.5	A		25					P I	AB	0		Watanabe+ 82
N4779	4		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73	
N4782	-5	12.75	2	4	H	2	0.6 1.4	U	*						P I		0	9	Burbidge+ 64
N4783	-5	12.80	2	4	H	2	0.6 1.4	U	*						P I		0	9	Burbidge+ 64
N4793	5	12.3	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I				Schanberg 73
N4816	-3*		96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4826	2	9.35	5	3	L	1	3.4	U	*							0	5		Reynolds 20
			6		M	G	12.8	S	23	23	22					0	24		Simkin 67
			4	1	M	2	1.7	E		22					P I				Vorontsov+ 73
			6	8	L	2	3.8	A	*	26	*	*			I	E	9		Blackman 79C
N4828			96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4839	-3		22	4	L	1		A		30					P	E	8		Oemler 76
N4840	-5*		96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4841			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I				Schanberg 73
N4850	-2		96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4853	-3	14.0	20	6	HL	1	.2	A	26						PD	AB	3		Kormendy 77
N4854	-2		26	1	L	A	13.4	S	27						P I		8		Kormendy+ 74
			96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4860	-5*	14.45	96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4864	-5	14.5	22	1	L	1		A		27					P	E	8		Oemler 76
			96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A
N4865	-5	14.25	32	2	H	1	0.7 2.8	A		26					AB				Rood+ 68
			96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4		Strom+ 78A

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	
N4867	-5		96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4	Strom+	78A
N4869	-5	14.55	96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4	Strom+	78A
N4873	-2	15.15	32	2	H	1	0.7	2.8	A		26					AB		Rood+	68
N4874	-4	12.9	32	2	H	1	0.7	2.8	A		26					AB		Rood+	68
			2	2	L	A	13.4		U	*	*				PD		8	Welch+	71
			26	1	L	A	13.4		S	27					P I		8	Kormendy+	74
			3	2	H	D	0.4		S		22	21				E	6	Young+	79
N4876	-5		96	2	H	2		A	27		26				P	EO	4	Strom+	78A
N4881	-3	14.55	32	2	H	1	0.7	2.8	A		26					AB		Rood+	68
			1	4	L	A	0.5	5.5	A	27	26					E		Ables+	72
			22	1	L	1			A		27				P	E	8	Oemler	76
			96	2	H	2			A	27		26			P	EO	4	Strom+	78A
N4883	-2	15.30	32	2	H	1	0.7	2.8	A		27					AB O		Rood+	68
			96	2	H	2			A	27		26			P	EO	4	Strom+	78A
N4886	-5	14.85	32	2	H	1	0.7	2.8	A		26					AB		Rood+	68
N4889	-4	12.45	18	*	H	1	2.6		U	*						B	9	Fish	64
			32	2	H	1	0.7	2.8	A		26					AB		Rood+	68
			2	2	L	A	13.4		U	*	*				PD		8	Welch+	71
			26	1	L	A	13.4		S	27					P I		8	Kormendy+	74
			3	2	H	D	0.4		S		21	21				E	6	Young+	79
N4895	-2	13.8	32	2	H	1	0.7	2.8	A		27					AB		Rood+	68
N4896	-3	14.65	96	2	H	2			A	27		26			P	EO	4	Strom+	78A
N4906	-5	15.20	32	2	H	1	0.7	2.8	A		27					AB		Rood+	68
			22	1	L	1			A		27				P	E	8	Oemler	76
			96	2	H	2			A	27		26			P	EO	4	Strom+	78A
N4908	-5		96	2	H	2			A	27		26			P	EO	4	Strom+	78A
N4921	2	13.00	32	2	H	1	0.7	2.8	A		27					O		Rood+	68
			26	1	L	A	13.4		S	27					P I		8	Kormendy+	74
N4922	0		103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P I			Schanberg	73
N4922			32	*	H	2			B	*					P I		B	Barbieri+	79B
N4926	-3	14.00	22	1	L	1			A		27				P	E	8	Oemler	76
N4941	2*	11.9	28	2	M	2	0.6	2.9	A	26					A	3		Boroson	81
N4945	6*	9.47	1	1	L	2	5.	10.	B	27					P I	ABEO		deVaucouleurs	64
			49	1	M	1A	3.4		B	24					P I	E		Sersic	68
N4976	-5*	11.17	5	2	M	2			U	*					P I			Evans	52
			49	1	M	1	5.5		B	26					P I	E		Sersic	68
N5005	4	10.64	2	2	M	1A	2.2	6.2	A	27					P I	ABE	9	Bertola+	67
			6	8	L	2	3.8		A	* 26	*	*			P I	E	9	Blackman	79C
N5023	5*		4	6	L	2	6.4		A	26	26	26			P I	B O	139	van der Kruit+82B	
N5033	5	10.60	1	2	L	2	9.2		E	23					I	AB		Mamadov	66C
			8	1	L	2	2.		S	28					P I	E	9	van der Kruit	79
N5055	4	9.30	1	12	ML	2	3.1		E	22	20	21			P IN	AB O		Lindblad+	49
			1	3	H	A	1.6		A	22	22	21			P I	AB	29	Fish	61
			8	3	L	2	2.		S	28		27			P I	E	9	van der Kruit	79
N5102	-3	10.35	5	2	M	2			U	*					P I			Evans	52
			49	1	M	1	5.5		B	24					P I	E		Sersic	68
			1	5	H	D	.4		A	20		20				EO	349	Pritchett	79
			3	12	M	D	.6		A		23					AB	7	Williams+	79A
N5128	-2	7.96	1	3	M	2			U	*	*				P I	O		Evans	49
			1	*	L	A			D	22					I	AB		deVaucouleurs+57	
			1	3	M	2			E	24	24	*			I	AB	2	Sersic	58A
			49	1	M	1A	2.2	3.4	B	26					P I	E		Sersic	68
			1	1	H	G	6.8	20.	S				20		P I	O	6	Kunkel+	71
			1	1	G	G	49.		S					18		O	6	Becklin+	71
			1	1	H	G	10.	25.	S	23	24	23			P N	O	45	van den Bergh	76

Name 1	t 2	Mag 3	Nq 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
N5128	(Cont.)		1	9	H	2	.9	A	23	24	23				I	O	345	Dufourt+ 79
N5194	4	8.95	7	*	HL	1	3.5 19.	E	*	*	*				P	AB	5	Seyfert 40
			16	2	L	1	12.0 48.0	E	24	23					P	A	O	Shchegolev 56
			2	4	L	2	17.	E	24	23					P	M	O	Markaryan 58B
			4		H	A		U							D			Hodge+ 68
			11	29	M	1	2.	E	9	COLOR				*	P		O	56C
			1	2	H	2	1.	A	*	*					P	I		Worden 74
			6	*	HL	2G	17.8	A	25	24	24				P	I	O	34
			2	4	M	2	4.5	A	25	24					I	ABEO	3	Okamura+ 76B
			5	L	2		3.4	D	28						P	I		Burkhead 78
			1	H	S		4.9 30.6	S	27	28	28	24					O	Burkhead 78
			1	M	2			S	*	*	*	*		*	I			Swaans 80
			1	1	M	2	0.6	A	25							E	9	Monnet+ 81
			28	2	M	2	1.2 5.8	A	25							A	3	Borosan 81
N5195	0	10.53	1	6	M	2	6.4	E	*	*					P		O	2
N5236	5	8.2	49	1	M	1	5.5 6.9	B	24						P	I	E	Sersic 68
			1	13	H	2G	.7	A	24	24	24	24		*	P	I	A	EO
N5253	0	10.99	49	1	M	1	5.5	B	24						P	I	E	Sersic 68
			1	*	HL	A1		A	*	*	*			*	P	I	A	49
N5348	4		26	1	L	A	13.4 15.1	S	26						P	I		8
N5356	4		26	1	L	A	13.4 15.1	S	26						P	I		8
N5360	0		2	*	L	2	4.9	E	2	42	52	4			P	N	AB	O
			26	1	L	A	13.4 15.1	S	26						P	I		8
N5363	08	11.2	2	*	L	2	9.8	E	2	42	52	4			P	N	O	8
			26	1	L	A	13.4 15.1	S	28						P	I		8
N5364	4	11.05	26	1	L	A	13.4 15.1	S	26						P	I		8
			6	*	L	2G	17.8	A	25	26	25				P	I	O	34
N5371	4	11.40	1	1	L	2	5.4	E	23						I	AB		Mamadov 66B
N5383	3	12.05	1	1	L	2	2.	S	28						P	I	E	89
N5400			9	*	L	2	1.3	A			27					E	8A	Thuan+ 81
N5426	5	12.75	2	3	HL	2	0.8 4.4	A	28	27					P	I	ABEO	39B
N5427	5	12.05	2	3	HL	2	0.8 4.4	A	28	27					P	I	ABEO	39B
N5457	6	8.2	7	*	HL	1	3.5 19.	E	*	*	*				P	AB	5	Seyfert 40
			16	4	L	1	12.0 48.0	E	24	24					P	A	O	Shchegolev 56
			1	4	L	2	17.	E	24	23					P	N		Markaryan 58A
			6	*	HL	2G	17.8	A	25	26	25				P	I	O	34
			2	3	M	2	4.5	A	24	23					I	ABEO	3	Okamura+ 76B
N5496	7*	12.59	6	*	L	2	4.5 12.	U	*						PD			Svenonius 38
N5557	-5	12.03	9	10	L	1	6.0	E	27							AB		Redman+ 38
			18	*	H	1	2.6	U	*							B	9	Fish 64
N5566	2	11.35	20	3	HM	1	1.0 1.6	E	21						P	I	O	van Houten 61
			4		H	A		U							D			Hodge+ 68
N5603			20	6	HML	1	.2	A	24						P		E	3
N5643	5	10.70	3					U	*							O		deVaucouleurs 59B
N5746	3	11.40	3	4	L	1		U	*		*					O	2	Elvius 56
			20	4	HM	1	1.0 1.6	E	23						P	I	B	2
			6		M	G	6.7	S	24	24	23					O	24	Simkin 67
			4	11	L	1	6.5 12.5	A	25	25	24	23	23			B	8	Simkin 75
N5838	-3	11.80	20	4	HM	1	1.0 1.6	E	23						P	I	AB	3
N5846	-5	11.25	2	2	HL	1	0.4 3.4	U	*						P		O	B
			17	9	HL	1	.2	A	27							O		King 78
			3		H	G	28.3 46.1	S	23	22						A	A	Gallagher+ 80
N5846A	-6	14.2	2	2	HL	1	0.4 3.4	U	*						P		O	B
N5861	5	12.31	6	*	L	2	3.	U	*						PD			Svenonius 38
N5866	-1	10.85	20	3	HM	1	1.0 1.6	E	23						P	I	B	23

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	10	10	10	10	10	11	12	13	14
N5866		(Cont.)	1	L	A										P I			Hoegner+ 66
			1	6 M	2		1.1	A	25	24					P I	ABEO	139	Hamabe+ 79
N5907	5*	11.0	2	13 M	D		0.8	7.0	S	*	25	*			I	B	8	Davis 75
			8	2 L	2		2.		S	28					P I	B O	8	van der Kruit 79
			4	4 L	2		11.9	17.0	A	26	27	26			I	B O	139	van der Kruit+82B
N5921	4	11.45	5	2 M	2		5.6		B	24	23				P I			Okamura+ 76A
			1	* M	2		0.8		*	*	*	*	*		I	O	9	Grosboel 80
N5983			1	2 H	2				A	26		26			P	A	49	Romanishin+ 82
N6027	-2	14.7	2	1 M	2		0.8		B	25					I	E	B	Martins+ 76
N6051	-5	14.05	9	* L	2		1.3		A		28					E	8A	Thuan+ 81
N6052	5	13.45	6	* H	2				*	*	*				D			Feitzinger+ 81
N6086	-5		22	2 L	1				A		30					E	8	Oemler 76
N6126			20	8 HML	1		.2		A	24					P	E	3	Kormendy 77
N6146			4	3 L	2		1.0		B	28	26					A	8	Carter 77
			19	2 L	2		1.0		B	28	27					A		Carter 79
N6158			19	2 L	2		1.0		B	29	27					A		Carter 79
N6159			19	2 L	2		1.0		B	28	27					B		Carter 79
N6160	-5		4	3 L	2		1.0		B	28	27					A	8	Carter 77
			19	2 L	2		1.0		B	28	27					A		Carter 79
N6166	-4	13.05	22	2 L	1				A		30					E	8	Oemler 76
			4	3 L	2		1.0		B	28	26					A	8	Carter 77
			19	5 L	2		1.0		B	28	26	26				A		Carter 79
			3	H	G		9.3	35.6	S	26	25					A	A	Gallagher+ 80
N6173	-5		4	3 L	2		1.0		B	28	27					B	8	Carter 77
			19	5 L	2		1.0		B	26	29	27				B		Carter 79
N6180			19	2 L	2		1.0		B	28	27					A		Carter 79
N6251			3	6 H	D		0.4		S		22	22				E	6	Young+ 79
N6269			9	* L	2		1.3		A		29					E	8A	Thuan+ 81
N6340	0	11.90	28	1 M	2		0.6	2.9	A	26					P	A	3	Borson 81
N6438	-5P	12.5	1	10 M	2		6.		B	25	*	*			P I	EO	9	Sersic 66
			49	1 M	1A		3.4		B	24					P I	E		Sersic 68
N6503	6	10.90	2	2 M	1A		2.2	6.2	A	27					P I	ABE	9	Bertola+ 67
			6	8 L	2		3.8		A	* 27	*	*			I	E	9	Blackman 79C
N6654	0	12.45	20	4 HML	1		.2		A	25					PD	AB O	3	Kormendy 77
N6703	-3	12.45	17	10 HL	1		.2		A	26						O		King 78
N6744	4	9.03	5	2 M	2				U	*					P I			Evans 52
			1	5 L	1A		2.	18.	B	27					P I	ABEO		deVaucouleurs 63B
			49	1 M	1		5.5		B	27					P I	E		Sersic 68
N6753	3	11.93	49	1 M	1		5.5		B	23					P I	E		Sersic 68
N6769	3	12.58	3	* M	2				*	25					P I		9	Sersic 62
			49	1 M	1A		3.4		B	24					P I	E		Sersic 68
N6770	3	12.88	3	* M	2				*	25					P I		9	Sersic 62
			49	1 M	1A		3.4		B	24					P I	E		Sersic 68
N6771	-1	13.54	3	* M	2				*	25					P I		9	Sersic 62
			49	1 M	1A		3.4		B	24					P I	E		Sersic 68
N6822	10	9.35	1	14 HML	GA				S		24				P I	BEO	25	Hodge 77
N6902	1	12.5	1	1 H	2		0.8		A	27					P	E	3	Gallagher 79
N6946	6	9.63	1	4 L	2		7.5		E	24	24				P N	O		Boerngen+ 66
			6	9 HM	1A		1.2	4.	A	27					P I	ABE		Ables 71
N7090	5*	11.1	2	* M	1				U	*	*				P	A		Sersic 57B
N7217	2	11.10	20	3 HM	1		1.0	1.6	E	23					P I	E	3	van Houten 61
			28	2 M	2		0.6	2.9	A	25						A	3	Borson 81
N7317	-5	14.60	5	* L	2		9.7		E	24	24	23			P N	O	8	Kalloglyan+ 67
N7318		13.55	5	* L	2		9.7		E	24	24	24			P N	O	8	Kalloglyan+ 67
N7319	4	14.0	5	* L	2		9.7		E	24	24	24			P N	O	8	Kalloglyan+ 67

Name	t	Mag	Ng	Np	Sc	So	Resol.	C	U	B	V	R	I	E	2D	1D	Pur	Reference			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				11	12	13	14					
N7320	7	13.25	5	*	L	2	9.7	E	24	24	24				P	N	A	O	6	Kalloglyan+	67
N7331	4	10.35	1	14	M	1	3.1	U	*	*	*				P	AB	O	2		Lindblad	41
															I				2	Lindblad	42
			2	8	H	2	3.1	U	*	*	*				P	I	A	O	6	Jensen	60
			1	7	L	2	11.4	17.1	E	24	23				P	N	AB			Kalloglyan	62
			2	8	L	2	3.8		A	26	27	25	25		P	I	EO	9		Blackman	79B
			28	2	M	2	1.2	5.8	A	25					A			3		Boroson	81
N7332	-2	11.85	20	8	HM	1	1.0	1.6	E	23					P	I	AB	13		van Houten	61
N7421	2	12.70	2	*	M	1			U	*					P			O		Sersic	57B
			49	1	M	1A	3.4		B	26								E		Sersic	68
N7424	6	10.98	49	1	M	1	5.5		B	25					P	I	E			Sersic	68
N7454	-5		9	13	L	1	6.0		E	27							AB			Redman+	38
N7457	-3	11.65	20	4	HML	1	.2		A	25							AB	3		Kormendy	77
N7479	5	11.7	2	*	L	2	11.4		E	*	*						N			Kalloglyan	58A
			5	2	M	2	11.3		B	24	23				P	I				Okamura+	76A
			2	6	M	2	1.1		A	25	24				P	I	A	EO	3	Okamura	78
			1			D	0.6		S	23	23	23			P	I	O	456		Benedict	82
N7582	2	11.40	49	1	M	1	5.5		B	27					P	I	E			Sersic	68
N7590	4*	12.15	49	1	M	1	5.5		B	27					P	I	E			Sersic	68
N7599	5	12.01	49	1	M	1	5.5		B	27					P	I	E			Sersic	68
N7625	1	12.80	1	3	H	2	1.		S	23		23		*	P	I	A			Lynds+	73A
N7626	-5	12.25	17	5	HL	1	.2		A	25							O			King	78
N7673	5*	13.0	16	1	H	2			U	*					PD					Casini+	76
N7677	4		16	1	H	2			U	*					PD					Casini+	76
N7714			4	1	H	Al			U	*					PD					Shabanov+	81
N7715			4	1	H	Al			U	*					PD					Shabanov+	81
N7723	3	11.85	2	4	L	2	9.	11.4	E	24	23						B	O		Kalloglyan	58B
N7741	6	11.95	5	7	M	1	2.		E	7	COLOR			*	P			O	6C	Pronik	72
N7743	-1	12.2	5	2	M	2	5.6		B	24	23				P	I				Okamura+	76A
			2	6	M	2	1.1		A	25	24				P	I	A	EO	3	Okamura	78
N7793	8	9.70	49	1	M	1	5.5		B	25					P	I	E			Sersic	68
			1	3	HL	2	0.2	16.7	A	27					P	I	ABEO			deVaucouleurs+	80
N7814	2	11.35	9		H	5	5.4	9.5	S	*	*	*			P			B	O	van Houten+	54
			20	4	HM	1S	1.0	1.6	D	24	*				P	I	B	O	23	van Houten	61
			1	8	L	2	2.0	6.0	A	27	27	26			P	I	AB	O	1349	van der Kruit+	82C
I0265			3	2	H	2			B	*		26						O		Stauffer+	80
I0310	-2		26	*	L	A	13.4		U	*					PD				8	Kormendy+	74
			3	1	M	2			B		27				P	I		O	8	Netzer+	77
			120	11	H	2			A	26		25			P			EO	4	Strom+	78C
I0342	6	9.12	6	6	HM	1A	1.5		A	27					P	I	ABEO			Ables	71
I0356	2	11.43	6	3	M	1A	3.		A	27	26				P	I	ABEO			Ables	71
I0601			103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P	I				Schanberg	73
I0602			103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P	I				Schanberg	73
I0755	3*		103	1	L	A	3.4	12.1	U	*					P	I				Schanberg	73
I1182	-1	15.7	1	30	M	1			E	8	COLOR				P			O	6C	Metik+	77
I1459	-5	10.98	5	2	M	2			U	*					P	I				Evans	52
			3	12	M	D	.6		A		22						AB	7		Williams+	79A
I1613	10	9.99	6	3	M	1A	3.		A	27					P	I	EO			Ables	71
			1	9	HML	GA			A	27	26				P	I	EO	2345		Hodge	78A
I2082	-2	13.9	1	*	M	2	7.1		U	*					P	I				Sersic	61
I2184			2	*	L	2	5.1		E	24	25	23	23		P	N		O		Boerngen+	74
I2209	3	14.30	3	*	L	2	5.1		E	23	25	24	23		P	N		O		Boerngen+	75B
I2233	7	13.5	1	*	H	G	28.	53.			27	23	26				O	8		Gallagher+	76A

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
I3258	9		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
I3268			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
I3391			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
I3414	85		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
I3476	10	13.3	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
I3528	3		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
I3946	-2	15.0	96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3947	-2		96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3957			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3959	-5		22	1	L	1		A			27				P	E 8		Oemler 76
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3960	-2		96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3969			26	1	L	A	13.4	S		27					P I	8		Kormendy+ 74
I3973	-2		96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3976	-5		96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I3998	-2	15.70	32	2	H	1	0.7 2.8	A			27				P	AB 0		Rood+ 68
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4011	-5	15.95	32	2	H	1	0.7 2.8	A			26				P	AB		Rood+ 68
I4012	-5	15.85	32	2	H	1	0.7 2.8	A			26				P	AB		Rood+ 68
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4021	-5	15.90	32	2	H	1	0.7 2.8	A			26				P	AB		Rood+ 68
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4026	-2	15.65	32	2	H	1	0.7 2.8	A			26				P	AB 0		Rood+ 68
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4041	-5		96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4042	-2	15.30	32	2	H	1	0.7 2.8	A			26				P	0		Rood+ 68
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4045	-5	14.9	32	2	H	1	0.7 2.8	A			26				P	AB		Rood+ 68
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4051	-5	14.40	32	2	H	1	0.7 2.8	A			25				P	AB		Rood+ 68
			26	1	L	A	13.4	S		27					P I	8		Kormendy+ 74
			96	2	H	2		A 27			26				P	EO 4		Strom+ 78A
I4296	-5	11.58	5	2	M	2		U	*						P I			Evans 52
I4329A	0*	14.15	6	*	H	2		U	*	*	*				P D			Feitzinger+ 81
I4562	-53		20	10	HML	1	.2	A		24					P	E 3		Kormendy 77
I4562A			20	10	HML	1	.2	A		25					P	E 3		Kormendy 77
I4662	10	11.85	1	1	M	2		U	*						PD	E 9		Pastoriza 70
I5063	-3*	13.05	1	2	H	2	0.4 1.	A	*		26				P	EO 9		Caldwell+ 81
I5174			1	2	L	2	3.3	U	*		*				PDI	B		West+ 82
MKO07			2	*	L	2	5.1	E	24	25	24	23			P N	0		Boerngen+ 74
MKO08																		I2184
MKO10	3	13.6	1	*	L	2	5.1	E	24	25	24	23			P N A	0		Boerngen+ 75A
MKO11	-3		3	*	L	2	5.1	E	23	25	24	23			P N A	0		Boerngen+ 75B
MKO12	5*		3	*	L	2	5.1	E	23	24	23	23			P N	0		Boerngen+ 75B
			16	1	H	2		U	*						D			Casini+ 76
MKO13																		I2209
MKO22			15	3	H	A		U	*		*				PD			Barbieri+ 79A
MKO34			4	10	M	1	1.6	E	8	COLOR					P	0 6C		Metik+ 74
MKO38			16	2	M	2		U	*						PD			Casini+ 76
MKO39			16	2	M	2		U	*						PD			Casini+ 76
MKO40	-2		1	16	M	1	1.	E	8	COLOR					P	0 C		Metik 80
MKO42		15.9	4	13	M	1	1.6	E	8	COLOR					P	0 6C		Metik+ 74
MKO67			15	1	H	A		U	*						PD			Barbieri+ 79A

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
MK069			4	13	M	1	1.6	E	8	COLOR					P	O	6C	Metik+ 74
MK111	8	14.3	16	2	M	2		U	*	*					D			Casini+ 76
MK116			15	3	H	A		U	*	*					PD			Barbieri+ 79A
MK121																		N2957A
MK122																		N2963
MK170			15	2	H	A		U	*						* PD			Barbieri+ 79A
MK178	10		15	3	H	A		U	*						* PD			Barbieri+ 79A
MK185																		N3811
MK186																		N3870
MK190																		N3928
MK205			4	13	M	1	1.6	E	8	COLOR					P	O	6C	Metik+ 74
MK212			16	1	M	2		U	*						PD			Casini+ 76
MK214			2	4	H	2	0.7	A	*	27	*	25			P	O	4B	Thompson+ 78
MK261			16	3	M	2		U	*	*	*				PD			Casini+ 76
MK262			16	3	M	2		U	*	*	*				PD			Casini+ 76
MK279	-2		1	36	M	1		E	7	COLOR					P	AB O	6C	Metik+ 79
MK281																		N5383
MK290	-53	15.15	2	44	M	1		E	9	COLOR					P	O	6C	Metik+ 76
MK292																		I1182=VV220
MK295			16	1	M	2		U		*					PD			Casini+ 76
MK296			16	1	M	2		U		*					D			Casini+ 76
MK297																		N6052=VV086
MK324			15	2	H	A		U	*						PD			Barbieri+ 79A
MK325																		N7673
MK326																		N7677
MK328			15	3	H	A		U	*						* PD			Barbieri+ 79A
MK471	1		6	*	H	2			*	*	*				* D			Feltzinger+ 81
MK538																		N7714/5=VV051
DD0003																		N0147
DD0008																		I1613
DD0075	10	11.87	6	9	HM	1A	3. 5.	A	28	26					P I	ABE		Ables 71
DD0088																		N3377A
DD0155	10	14.50	1	5	H	1G	11.4 171.	S	27	*					* P I	O		Hodge 57
DD0209																		N6822
DD0221	10	11.40	1	8	ML	1A	8.0	A	27	25					P I	ABE		Ables+ 77
VV001																		N5194/5
VV011																		N3432
VV022																		N3656
VV030																		N4485/90
VV051																		N7714/5=MK538
VV056																		N4651
VV066																		N4027
VV073																		N4618
VV078																		N1487
VV086																		N6052=MK297
VV106																		MK111
VV115																		N6027
VV128			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
VV144																		MK040
VV155			32	*	H	2		B	*						P I	B		Barbieri+ 79B
VV159			22	1	L	1		A			30				E	B		Oemler 76

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
VV175																		N0741
VV188																		N4035/8
VV189																		N0750/1
VV193																		N0383
VV201																		N4782/3
VV204			4	2	H	1	0.6 5.2	U	*					P	AB	O		deVaucouleurs 48
VV206																		N4647/9
VV209																		N3226/7
VV219																		N4567/8
VV220																		I1182-MK292
VV224																		N4676
VV231																		N0520
VV243			4	1	H	A1		U	*					PD				Shabanov+ 81
VV249																		N3995
VV280																		N7625
VV288																		N7317/18/19/20
VV304																		N6769/70
VV308																		N3627/8
VV338	6	11.35	3	*	L	2	11.4	S	24	23				P	N	O		Kalloglyan 61
VV344																		N5457
VV523			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV528			4	1	H	A1		U	*					PD				Shabanov+ 81
VV539			32	*	H	2		B	*					PD			B	Barbieri+ 79B
VV551			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV594			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV609			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV627			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV628			32	*	M	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV645			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
VV675			32	*	M	2		B	*		*			P	I		B	Barbieri+ 79B
VV711			4	1	H	A1		U	*					PD				Shabanov+ 81
VV831			32	*	H	2		B	*					P	I		B	Barbieri+ 79B
LMC	9	0.63	2	2	L	2	720.	E	27					P	IN			van Herk 30
			2		L	G		S	21	*				I		O		Hogg 55
			1		L	G	8712	S	26	26				P	IN			Eggen+ 56
			2	3	L	2	822. 2456	E	23	*	24			P	IN	ABEO		deVaucouleurs 57
			1		L	S	360.	S	25	25				I				Elsaesser 59
SMC	9	2.79	2	3	L	2	720.	E	27					P	IN			van Herk 30
			2		L	G		S	21	*				I		O		Hogg 55
			2	11	L	2	822. 1645	E	*	*	24			IN	ABE			deVaucouleurs 57
			1		L	S	360.	S	25	24				P	I			Elsaesser 58
FORNAXDW	-5	9.04	1		H	S	32. 48.	S	*	30	*					ABEO		deVaucouleurs+68A
			1	2	H	G	18.	S		24				D	A			Hodge+ 74
SCULP.DW	-5	9.0	1		L	G	30.	S		26	26				A			Hodge 66
A0003-41	7		3	*	M	A		B	24					P	I		9	Sersic 76
A0600+07		17.6	20	5	H	1	.5	A	23					P		E	3	Kormendy 77
A0818+16	3		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P	I			Schanberg 73
A0825+17			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P	I			Schanberg 73
A0829+19			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P	I			Schanberg 73
A0943+46			20	6	HML	1	.2	A	25					P		E	3	Kormendy 77
A1007-38			49	1	M	1		B	25					P	I			Sersic 68

Name 1	t 2	Mag 3	Ng 4	Np 5	Sc 6	So 7	Resol. 8	C 9	U 10	B 10	V 10	R 10	I 10	E 10	2D 11	1D 12	Pur 13	Reference 14
A1018+08			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
A1023+13			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
A1026+12			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
A1036+12			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
A1036+13			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*						P I			Schanberg 73
A1047+13			11	1	L	A			*						I	O 7		Dickson+ 81
A1053+60			20	4	HM	1	.2	A	24					PD	AB 3			Kormendy 77
A1133+49			22	1	L	1		A		28					E 8			Oemler 76
A1142+59			20	5	HML	1	.2	A	25					PD	AB 3			Kormendy 77
A1202+18			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1203+09			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1208+40	8*		5	17	L	2	9.8	A	24	24	24			P N				Borchkhadze 74
A1212+06	-5	15.0	103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1215+17	3		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1218-39			49	1	M	1		B	24					P I				Sersic 68
A1240+30			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1242-40			7	5	*			B	24					P I				Sersic 67
A1251+29			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1255+29			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1256+09			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1302+32	3		103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1304+29			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1409-65	3*	11.25	1	2	M	A	1.4	A		25				P	E 9			Freeman+ 77
A1523+26			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1526+25			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1527+26			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1529+25			103	1	L	A	3.4 12.1	U	*					P I				Schanberg 73
A1558+21			2	2	H	2		B	25	24				P I	E 8			Martins+ 76
A1600+16			22	1	L	1		A		30					E 8			Oemler 76
A1716+48			20	5	HM	1	.2	A	23					P	AB 3			Kormendy 77
A1959-66			4	*	M	1		E	*					P	A			Sersic 59
U04287			22		L	D	2.7	S			*					O D		Weekes 81
U04386			22		L	D	2.7	S			24				AB D			Weekes 81
U04399			22		L	D	2.7	S			24				AB D			Weekes 81
U05029			16	2	M	2		U	*	*					D			Casini+ 76
Galaxy Clusters																		
Abell1314			22	3	HL	1		A		30						E 8		Oemler 76
Abell1367			120	3	H	2		A	28		27			P	EO 4			Strom+ 78C
Abell1413			22	3	HL	1		A		30					E 8			Oemler 76
Abell2197			19	2	L	2	1.0	B	28		27				A			Carter 79
Abell2199			19	2	L	2	1.0	B	28		27				A			Carter 79
Abell2670			1	3	HL	1		D	30	28				P	E 8			Oemler 73
			22	3	HL	1		A		30					E 8			Oemler 76
Cancer			22		L	D	5.8	S			23				O D			Weekes 81
Coma			32	2	H	1	0.7 2.8	A		26					AB			Rood+ 68
			22	3	HL	1		A		30					E 8			Oemler 76
			96	2	H	2		A	27		26			P	EO 4			Strom+ 78A
Fornax			13	2	HL	A		A		25				P I	O			Hodge 78B
Perseus			22	3	HL	1		A		30					E 8			Oemler 76
			120	11	H	2		A	28		27			P	EO 4			Strom+ 78C
UrsaMajor			22		L	D	5.8	S			23				O D			Weekes 81

References

- ABLES, H. D. : 1971, *Publ. U. S. Naval Obs.* 20, No. 4.
- ABLES, H. D. and ABLES P. G. : 1972, *Astron. J.* 77, 642 (see also *AAS Photobull.* 2, 8, 1972).
- ABLES, H. D. and ABLES, P. G. : 1977, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 34, 245.
- ABLES, H. D. and KRON, G. E. : 1973, *Astrophys. J.* 181, 19.
- ALLOIN, D., PELAT, D. and BILAOUI, A. : 1976, *Astron. Astrophys.* 50, 127 (Erratum : 54, 321).
- ANTROPOVA, L., ARTAMONOV, B. and BOERNGEN, F. : 1975, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* 7, 65.
- ARAKELYAN, S. : 1970, *Soobshch. Byurakan. Obs.* 42, 3.
- ARP, H. and BERTOLA, F. : 1971, *Astrophys. J.* 163, 195.
- ARTAMONOV, B. P. : 1974, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* 6, 27.
- ARTAMONOV, B. P. : 1978, *Astron. Zh.* 55, 13 (*transl. Sov. Astron.* 22, 7).
- ARTAMONOV, B. P. and NAZAROVA, L. S. : 1972, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* 4, 143.
- ARTAMONOV, B. P. and NOTNI, P. : 1976a, *Astron. Nachr.* 297, 323.
- ARTAMONOV, B. P., BOERNGEN, F. and NOTNI P. : 1975a, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* 7, 58.
- ARTAMONOV, B. P., BOERNGEN, F. and SHAPOVALOVA, A. I. : 1975b, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.* 13, 32.
- ARTAMONOV, B. P., BOERNGEN, F. and SHAPOVALOVA, A. I. : 1976b, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* 8, 41.
- ARTAMONOV, B. P., VORONTSOV-VEĬ'YAMINOV, B. A. and DIBAI, E. A. : 1966, *Astron. Zh.* 43, 557 (*transl. Sov. Astron.* 10, 440).
- BARBIERI, C. and DI TULLIO, G. : 1979c, *Astron. Astrophys.* 74, 110.
- BARBIERI, C., BONOLI, C. and RAFANELLI, P. : 1979a, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 37, 541.
- BARBIERI, C., CASINI, C., HEIDMANN, J., DI SEREGO, S. and ZAMBON, M. : 1979b, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 37, 559.
- BARBON, R. and CAPACCIOLI, M. : 1973, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 44, 359 (= Asiago contr. 295).
- BARBON, R. and CAPACCIOLI, M. : 1975b, *Astron. Astrophys.* 42, 103.
- BARBON, R. and CAPACCIOLI, M. : 1975c, *Astron. Astrophys.* 42, 221.
- BARBON, R., BENACCHIO, L. and CAPACCIOLI, M. : 1976, *Astron. Astrophys.* 51, 25 (see also *Mem. Soc. Astron. Ital.* 47, 263, 1976).
- BARBON, R., BENACCHIO, L. and CAPACCIOLI, M. : 1978, *Astron. Astrophys.* 65, 165.
- BARBON, R., CAPACCIOLI, M. and TARENGHI, M. : 1975a, *Astron. Astrophys.* 38, 315.
- BECKLIN, E. E., FROGEL, J. A., KLEINMANN, D. E., NEUGEBAUER, G., NEY, E. P. and STRECKER, D. W. : 1971, *Astrophys. J. Lett.* 170, L15.
- BENEDICT, G. F. : 1976a, *Astron. J.* 81, 89.
- BENEDICT, G. F. : 1976b, *Astron. J.* 81, 799.
- BENEDICT, G. F. : 1980, *Astron. J.* 85, 513.
- BENEDICT, G. F. : 1982, *Astron. J.* 87, 76.
- BENVENUTI, P., CAPACCIOLI, M. and D'ODORICO, S. : 1975, *Astron. Astrophys.* 41, 91.
- BENVENUTI, P., CAPACCIOLI, M. and D'ODORICO, S. : 1976, *Astron. Astrophys.* 53, 141.
- BERNACCA, P. L. and BERTOLA, F. : 1969, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 40, 133 (= Asiago contr. 214).
- BERTOLA, F. : 1966, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 37 (= Asiago contr. 186).
- BERTOLA, F. : 1967, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 38 (= Asiago contr. 197).
- BERTOLA, F. and BERNACCA, P. L. : 1967, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 38 (= Asiago contr. 194).
- BERTOLA, F. and CAPACCIOLI, M. : 1975, *Astrophys. J.* 200, 439.
- BERTOLA, F. and CAPACCIOLI, M. : 1977, *Astrophys. J.* 211, 697.
- BLACKMAN, C. P. : 1979a, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 186, 1.
- BLACKMAN, C. P. : 1979b, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 186, 16.
- BLACKMAN, C. P. : 1979c, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 188, 93.
- BLACKMAN, C. P. : 1980a, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 190, 459.
- BLACKMAN, C. P. : 1980b, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 191, 123.
- BLACKMAN, C. P. : 1982, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 199, in press.
- BLACKMAN, C. P., AXON, D. J. and TAYLOR, K. : 1979, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 189, 751.
- BLESS, R. C. : 1962, *Astrophys. J.* 135, 187.
- BOERNGEN, F. and KALLOGLYAN, A. T. : 1974, *Astrofizika* 10, 159 (*transl. Astrophysics* 10, 97).
- BOERNGEN, F. and KALLOGLYAN, A. T. : 1975a, *Astrofizika* 11, 5 (*transl. Astrophysics* 11, 1).
- BOERNGEN, F. and KALLOGLYAN, A. T. : 1975b, *Astrofizika* 11, 617 (*transl. Astrophysics* 11, 414).
- BOERNGEN, F., KALLOGLYAN, A. T. and EGIKYAN, A. G. : 1976, *Astrofizika* 12, 13 (*transl. Astrophysics* 12, 10).
- BOERNGEN, F., KALLOGLYAN, A. T. and EGIKYAN, A. G. : 1977, *Astrofizika* 13, 233 (*transl. Astrophysics* 13, 125).
- BOERNGEN, F., KALLOGLYAN, A. T., KHACHIKYAN, E. E. and EINATYAN, J. A. : 1966, *Astrofizika* 2, 431 (*transl. Astrophysics* 2, 231).
- BOGESS, N. W. : 1959, *Pub. Astron. Soc. Pac.* 71, 534.
- BORCHKHADZE, A. T. : 1974, *Astrofizika* 10, 493 (*transl. Astrophysics* 10, 311).
- BORCHKHADZE, A. T. : 1977a, *Byull. Abastumanskoj Astron. Obs.* 48, 147 (see also *SOOBSh. A. N. Gruz. SSR* 80, 585, 1975 and 81, 73, 1976).
- BORCHKHADZE, A. T. : 1977b, *Byull. Abastumanskoj Astron. Obs.* 48, 161 (see also *SOOBSh. A. N. Gruz. SSR* 80, 585, 1975 and 81, 73, 1976).
- BOROSON, T. : 1981, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 46, 177.
- BRANDT, J. C., KALINOWSKI, J. K. and ROOSEN, R. G. : 1972, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* No. 210, 24, 421.
- BRONKALLA, W., NOTNI, P. and TIERSCH, H. : 1980, *Astron. Nachr.* 301, 217.
- BURBIDGE, E. M., BURBDIGE, G. R. and CRAMPIN, D. J. : 1964, *Astrophys. J.* 140, 1462.
- BURKHEAD, M. S. : 1978, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 38, 147.
- BURKHEAD, M. S. : 1979, *Photometry, Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. D. Evans (Austin, Texas), p. 143.
- BURKHEAD, M. S. and BURGESS, R. D. : 1973, *Astron. J.* 78, 606.

- BURKHEAD, M. S. and HUTTER, D. J. : 1981, *Astron. J.* **86**, 523.
- BURKHEAD, M. S. and KALINOWSKI, J. K. : 1974, *Astron. J.* **79**, 835.
- BURSTEIN, D. : 1979a, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **41**, 435 (see also *Astrophys. J.* **234**, 829 and *AAS Photobull.* **20**, 6, 1979).
- CALDWELL, N. and PHILLIPS, M. M. : 1981, *Astrophys. J.* **244**, 447.
- CAPACCIOLI, M. : 1973, *Mem. Soc. Astron. Ital.* **44**, 417 (= Asiago contr. 301).
- CARTER, D. : 1977, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **178**, 137.
- CARTER, D. : 1979, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **186**, 897.
- CARTER, D. and DIXON, K. L. : 1978, *Astron. J.* **83**, 574.
- CASINI, C. and HEIDMANN, J. : 1976, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **24**, 473.
- CRANE, P. : 1975, *Astrophys. J.* **197**, 317.
- DAVIS, M. : 1975, *Astron. J.* **80**, 188.
- DAVIS, M., FEIGELSON, E. and LATHAM, D. W. : 1980, *Astron. J.* **85**, 131.
- DEREVYANKO, V. G. : 1971, *Trudy Astron. Obs. Leningrad* **28**, 32.
- de VAUCOULEURS, G. : 1948, *Annal. d'Astrophys.* **11**, 247.
- de VAUCOULEURS, G. : 1957, *Astron. J.* **62**, 69.
- de VAUCOULEURS, G. : 1958, *Astrophys. J.* **128**, 465 (Erratum : 129, 521).
- de VAUCOULEURS, G. : 1959a, *Astrophys. J.* **130**, 728.
- de VAUCOULEURS, G. : 1959b, *Annal. de l'Obs. du Houga* **2** (see also *Handbuch der Physik* **53**, 311, 1959).
- de VAUCOULEURS, G. : 1961, *Astrophys. J.* **133**, 405.
- de VAUCOULEURS, G. : 1963a, *Astrophys. J.* **137**, 720.
- de VAUCOULEURS, G. : 1963b, *Astrophys. J.* **138**, 934.
- de VAUCOULEURS, G. : 1964, *Astrophys. J.* **139**, 899 (Erratum : 140, 399).
- de VAUCOULEURS, G. : 1969, *Astrophys. Lett.* **4**, 17.
- de VAUCOULEURS, G. : 1973, *Astrophys. J.* **181**, 31.
- de VAUCOULEURS, G. : 1975, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* No. 284, **29**, 193.
- de VAUCOULEURS, G. and ABLES, H. D. : 1968a, *Astrophys. J.* **151**, 105.
- de VAUCOULEURS, G. and AGÜERO, E. : 1973, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **85**, 150.
- de VAUCOULEURS, G. and CAPACCIOLI, M. : 1979a, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **40**, 699.
- de VAUCOULEURS, G. and DAVOUST, E. : 1980, *Astrophys. J.* **239**, 783.
- de VAUCOULEURS, G. and NIETO, J.-L. : 1978, *Astrophys. J.* **220**, 449.
- de VAUCOULEURS, G. and NIETO, J.-L. : 1979b, *Astrophys. J.* **230**, 697.
- de VAUCOULEURS, G. and PAGE, J. : 1962, *Astrophys. J.* **136**, 107.
- de VAUCOULEURS, G. and SHERIDAN, K. V. : 1957, IAU Symposium No. 4, 169.
- de VAUCOULEURS, G., ANGIONE, R. and FRASER, C. W. : 1968b, *Astrophys. Lett.* **2**, 141.
- de VAUCOULEURS, G., de VAUCOULEURS, A. and FREEMAN, K. C. : 1968c, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **139**, 425.
- DICKSON, R. J. and HODGE, P. W. : 1981, *Astron. J.* **86**, 826.
- DISNEY, M. J. and POTTASCH, S. R. : 1977, *Astron. Astrophys.* **60**, 43.
- DUFOUR, R. J., VAN DEN BERGH, S., HARVEL, C. A., MARTINS, D. H., SCHIFFER, F. H., TALBOT, R. J., TALENT, D. L. and WELLS, D. C. : 1979, *Astron. J.* **84**, 284.
- DUVAL, M. F. : 1981, *Astron. Astrophys.* **98**, 352.
- EGGEN, O. J. and de VAUCOULEURS, G. : 1956, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **68**, 421 (Erratum : 69, 289).
- ELSAESSER, H. : 1958, *Z. Astrophys.* **45**, 24.
- ELSAESSER, H. : 1959, *Z. Astrophys.* **47**, 1.
- ELVIUS, A. : 1956, *Stockholms Obs. Annal.* **18**, No. 9.
- EVANS, D. S. : 1949, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **109**, 94.
- EVANS, D. S. : 1951, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **111**, 526.
- EVANS, D. S. : 1952, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **112**, 606.
- FEITZINGER, J. V., KUHN, L. and SCHMIDT-KALER, T. : 1981, *Mitt. Astron. Ges.* **52**, 55.
- FISH, R. A. : 1961, *Astrophys. J.* **134**, 880.
- FISH, R. A. : 1964, *Astrophys. J.* **139**, 284.
- FORTE, J. C., STROM, S. E. and STROM, K. M. : 1981, *Astrophys. J. Lett.* **245**, L9.
- FRANKSTON, M. and SCHILD, R. : 1976, *Astron. J.* **81**, 500.
- FRASER, C. W. : 1977, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **29**, 161.
- FREEMAN, K. C., CARRICK, D. W. and CRAFT, J. L. : 1975, *Astrophys. J. Lett.* **198**, L93.
- FREEMAN, K. C., KARLSSON, B., LYGAA, G., BURRELL, J. F., VAN WOERDEN, H., GOSS, W. M. and MEBOLD, U. : 1977, *Astron. Astrophys.* **55**, 445.
- FRICKE, W. : 1954, *Z. Astrophys.* **34**, 137.
- GALLAGHER, J. S. : 1979, *Astron. J.* **84**, 1281.
- GALLAGHER, J. S. and HUDSON, H. S. : 1976a, *Astrophys. J.* **209**, 389.
- GALLAGHER, J. S. and HUDSON, H. S. : 1976b, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **88**, 824.
- GALLAGHER, J. S., FABER, S. M. and BURSTEIN, D. : 1980, *Astrophys. J.* **235**, 743.
- GORBACHEV, B. I. : 1966, *Astron. Zh.* **43**, 46 (transl. *Sov. Astron.* **10**, 34).
- GRIGOR'EVA, N. B. : 1979, *Izv. Krymskoj. Astrofiz. Obs.* **59**, 188 (transl. *Bull. Crimean Astroph. Obs.* **59**, 141).
- GROSBOEL, P. J. : 1978, in *Astronomical Papers dedicated to B. Stroemgren*, ed. A. Reiz and T. Anderson (Copenhagen Univ. Obs.), p. 397.
- GROSBOEL, P. J. : 1980, *ESO Workshop on Two Dimensional Photom.*, ed. P. Crane and K. Kjaer, p. 261.
- GUIDONI, U., MESSI, R. and NATALI G. : 1981, *Astron. Astrophys.* **96**, 215.
- HAGEN-THORN, V. A., POPOV, I. I. and YAKOVLEVA, V. A. : 1981, *Astrofizika* **17**, 35 (transl. *Astrophysics* **17**, 17).
- HAMABE, M., KODAIRA, K., OKAMURA, S. and TAKASE, B. : 1979, *Pub. Astron. Soc. Japan* **31**, 431.
- HAMABE, M., KODAIRA, K., OKAMURA, S. and TAKASE, B. : 1980, *Pub. Astron. Soc. Japan* **32**, 197.
- HEGYI, D. J. and GERBER, G. L. : 1977, *Astrophys. J. Lett.* **218**, L7.

- HEGYI, D. J. and GERBER, G. L. : 1979, *Photometry, Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. D. Evans (Austin, Texas), p. 119.
- HITCHCOCK, J. L. and HODGE, P. W. : 1968, *Astrophys. J.* **152**, 1067.
- HODGE, P. W. : 1957, *Astrophys. J.* **148**, 719.
- HODGE, P. W. : 1963, *Astron. J.* **68**, 691.
- HODGE, P. W. : 1966, *Astron. J.* **71**, 204.
- HODGE, P. W. : 1968, *Astron. J.* **73**, 846.
- HODGE, P. W. : 1973, *Astrophys. J.* **182**, 671.
- HODGE, P. W. : 1976, *Astron. J.* **81**, 25.
- HODGE, P. W. : 1977, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **33**, 69.
- HODGE, P. W. : 1978a, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **37**, 145.
- HODGE, P. W. : 1978b, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **37**, 429.
- HODGE, P. W. : 1980, *Astron. J.* **85**, 1582.
- HODGE, P. W. and BROWNLEE, D. E. : 1968, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **78**, 125.
- HODGE, P. W. and KENNICUTT, R. C. : 1982, *Astron. J.* **87**, 264.
- HODGE, P. W. and MERCHANT, A. E. : 1966, *Astrophys. J.* **144**, 875.
- HODGE, P. W. and SMITH, D. W. : 1974, *Astrophys. J.* **188**, 19.
- HODGE, P. W. and STEIDL, P. : 1976, *Astron. J.* **81**, 20.
- HODGE, P. W. and WEBB, C. J. : 1964, *Astrophys. J.* **140**, 681.
- HOEGNER, W. and RICHTER, N. : 1964, *Jena Review* **64**, 1 (= *Mitt. Karl-Schwarzschild Obs.* No. 14).
- HOEGNER, W. and RICHTER, N. : 1966, *Jena Review* **66**, 315 (= *Mitt. Karl-Schwarzschild Obs.* No. 32).
- HOEGNER, W., KADLA, Z., RICHTER, N. and STRUGATSKAYA, A. : 1971, *Astrofizika* **7**, 407 (transl. *Astrophysics* **7**, 241).
- HOESSEL, J. G. and MELNICK, J. : 1980, *Astron. Astrophys.* **84**, 317.
- HOGG, A. R. : 1955, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **115**, 473.
- HOLMBERG, E. : 1945, *Medd. Lunds Astr. Obs. Ser. II*, n° 114.
- HOLMBERG, E. : 1950, *Medd. Lunds Astr. Obs. Ser. I*, n° 170.
- HUBBLE, E. : 1930, *Astrophys. J.* **71**, 231.
- ILLINGWORTH, G. : 1980, *ESO Workshop on Two Dimensional Photom.*, ed. P. Crane and K. Kjaer, p. 299.
- JENSEN, E. B. and THUAN, T. X. : 1979, *Photometry, Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. D. Evans (Austin, Texas), p. 113.
- JENSEN, O. : 1960, *Stockholms Obs. Annal.* **21**, No. 1.
- JOHNSON, H. M. : 1961a, *Astrophys. J.* **133**, 309.
- JOHNSON, H. M. : 1961b, *Astrophys. J.* **133**, 314.
- KALLOGLYAN, A. T. : 1958a, *Dokl. Akad. Nauk Armyanskoj SSR* **26**, 217.
- KALLOGLYAN, A. T. : 1958b, *Soobshch. Byurakan Obs.* **25**, 35.
- KALLOGLYAN, A. T. : 1961, *Dokl. Akad. Nauk Armyanskoj SSR* **33**, 205.
- KALLOGLYAN, A. T. : 1962, *Soobshch. Byurakan. Obs.* **30**, 21.
- KALLOGLYAN, A. T. : 1963, *Soobshch. Byurakan. Obs.* **34**, 31.
- KALLOGLYAN, A. T. : 1969, *Soobshch. Byurakan. Obs.* **40**, 15.
- KALLOGLYAN, A. T. and KALLOGLYAN, N. L. : 1967, *Astrofizika* **3**, 209 (transl. *Astrophysics* **3**, 99).
- KANEKO, N. : 1980, *Pub. Astron. Soc. Japan* **32**, 185.
- KHACHIKYAN, E. E. and SAAKYAN, K. A. : 1970, *Astrofizika* **6**, 177 (transl. *Astrophysics* **6**, 81).
- KING, I. R. : 1978, *Astrophys. J.* **222**, 1.
- KING, I. R. and KISER, J. : 1973, *Astrophys. J.* **181**, 27.
- KINMAN, T. D. : 1965, *Astrophys. J.* **142**, 1376.
- KINMAN, T. D. : 1978, *Astron. J.* **83**, 764.
- KORMENDY, J. : 1977, *Astrophys. J.* **214**, 359 (see also **217**, 406 and **218**, 333).
- KORMENDY, J. and BAHCALL, J. N. : 1974, *Astron. J.* **79**, 671.
- KORMENDY, J. and BRUZUAL, A. G. : 1978, *Astrophys. J. Lett.* **223**, L63.
- KOSTYUK, I. P. : 1979, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.* **26**, 33.
- KRIENKE Jr, O. K. : 1975, *Astron. J.* **80**, 492.
- KUNKEL, W. E. and BRADT, H. V. : 1971, *Astrophys. J. Lett.* **170**, L7.
- LIGHT, E. S., DANIELSON, R. E. and SCHWARZSCHILD, M. : 1974, *Astrophys. J.* **194**, 257.
- LILLER, M. H. : 1960, *Astrophys. J.* **132**, 306.
- LILLER, M. H. : 1966, *Astrophys. J.* **146**, 28.
- LINDBLAD, B. : 1941, *Stockholms Obs. Annal.* **13**, No. 8.
- LINDBLAD, B. : 1942, *Stockholms Obs. Annal.* **14**, No. 3.
- LINDBLAD, B. : 1956, *Stockholms Obs. Annal.* **19**, No. 2 (see also **13**, No. 10, 1941).
- LINDBLAD, B. and BRAHDE, R. : 1946, *Astrophys. J.* **104**, 211.
- LINDBLAD, B. and DELHAYE, J. : 1949, *Stockholms Obs. Annal.* **15**, No. 9.
- LYNDS, B. T. and FURENLID, I. : 1973a, *Astrophys. J.* **186**, 445.
- LYNDS, B. T., FURENLID, I. and RUBIN, J. : 1973b, *Astrophys. J.* **182**, 659.
- LYNGAÅ, G. : 1959, *Medd. Lunds Astr. Obs. Ser. II*, No. 137.
- MAMADOV, O. : 1966a, *Byull. Inst. Astrofiz. A. N. Tadzhikskoj SSR* **41-42**, 65.
- MAMADOV, O. : 1966b, *Byull. Inst. Astrofiz. A. N. Tadzhikskoj SSR* **46**, 25.
- MAMADOV, O. : 1966c, *Byull. Inst. Astrofiz. A. N. Tadzhikskoj SSR* **48**, 22.
- MARCELIN, M. and ATHANASSOULA, E. : 1982, *Astron. Astrophys.* **105**, 76.
- MARKARYAN, B. E. : 1958a, *Soobshch. Byurakan. Obs.* **24**, 3.
- MARKARYAN, B. E. : 1958b, *Soobshch. Byurakan. Obs.* **25**, 15.
- MARKARYAN, B. E., OGANESYAN, E. Y. and ARAKELYAN, S. N. : 1962, *Soobshch. Byurakan. Obs.* **30**, 3.
- MARKARYAN, B. E., OGANESYAN, E. Y. and ARAKELYAN, S. N. : 1965, *Astrofizika* **1**, 38 (trans. *Astrophysics* **1**, 23).
- MARKARYAN, B. E., OGANESYAN, E. Y. and ARAKELYAN, S. N. : 1966, *Astrofizika* **2**, 53 (trans. *Astrophysics* **2**, 21).

- MARKARYAN, B. E., OGANESYAN, E. Y. and ARAKELYAN, S. N. : 1968, *IAU Symp.* **29**, 398.
- MARKOV, A. V. : 1956, *Izv. Glavnoj Astron. Obs. Pulkovo* **20**, No. 3, 110.
- MARTINS, D. H. and CHINCARINI, G. : 1976, *Astrophys. J.* **209**, 372.
- MATSUMOTO, T., MURAKAMI, H. and HAMAJIMA, K. : 1977, *Pub. Astron. Soc. Japan* **29**, 583.
- METIK, L. P. : 1980, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **61**, 145 (transl. *Bull. Crimean Astroph. Obs.* **61**, 116).
- METIK, L. P. and PRONIK, I. I. : 1974, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **52**, 65.
- METIK, L. P. and PRONIK, I. I. : 1976, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **55**, 188.
- METIK, L. P. and PRONIK, I. I. : 1977, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **56**, 52.
- METIK, L. P. and PRONIK, I. I. : 1979, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **59**, 182 (transl. *Bull. Crimean Astroph. Obs.* **59**, 136).
- MILLER, F. D. and CLEMENTS, D. H. : 1951, *Astron. J.* **56**, 89.
- MILLER, R. H. and PRENDERGAST, K. H. : 1962, *Astrophys. J.* **136**, 713.
- MILLER, R. H. and PRENDERGAST, K. H. : 1968, *Astrophys. J.* **153**, 35.
- MONNET, G., PATUREL, G. and SIMIEN, F. : 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 119.
- NAZAROVA, L. C. : 1974, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **52**, 71.
- NAZAROVA, L. C. : 1979, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **59**, 195 (transl. *Bull. Crimean Astroph. Obs.* **59**, 146).
- NETZER, H. and FORMIGGINI, L. : 1977, *Astrophys. J.* **218**, 58.
- NIETO, J.-L. : 1980, *ESO Workshop on Two Dimensional Photom.*, ed. P. Crane and K. Kjaer, p. 309.
- OEMLER Jr., A. : 1973, *Astrophys. J.* **180**, 11.
- OEMLER Jr., A. : 1976, *Astrophys. J.* **209**, 693.
- OKA, S., WAKAMATSU, K., SAKKA, K., NISHIDA, M. and JUGAKU, J. : 1974, *Pub. Astron. Soc. Japan* **26**, 289.
- OKAMURA, S. : 1977, *Ann. Tokyo Astron. Obs.* **16**, 122.
- OKAMURA, S. : 1978, *Pub. Astron. Soc. Japan* **30**, 91.
- OKAMURA, S. and TAKASE, B. : 1976a, *Astrophys. Space Sci.* **41**, 275.
- OKAMURA, S., KANAZAWA, T. and KODAIRA, K. : 1976b, *Pub. Astron. Soc. Japan* **28**, 329.
- OKAMURA, S., TAKASE, B. and KODAIRA, K. : *Pub. Astron. Soc. Japan* **29**, 567.
- OORT, J. H. : 1940, *Astrophys. J.* **91**, 273.
- OORT, J. H. : 1946, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **106**, 159.
- PARSAMYAN, E. S. : 1967, *Astrofizika* **3**, 525 (transl. *Astrophysics* **3**, 242).
- PASTORIZA, M. G. : 1970, *Bol. Assoc. Argentina Astron.* **15**, 1.
- PATTERSON, F. S. : 1940, *Harvard Bull.* **913**, 13.
- PATTERSON, F. S. : 1941, *Harvard Bull.* **914**, 9.
- PENCE, W. : 1980, *Astrophys. J.* **239**, 54 (see also Univ. of Texas at Austin *Publ. in Astron.* No. 14).
- PRITCHET, C. : 1979, *Astrophys. J.* **231**, 354.
- PRONIK, I. I. : 1972, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **45**, 162.
- PRONIK, I. I. and CHUVAEV, K. K. : 1967a, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **38**, 219 (see also « *Zvezdy, Tumannosti, galaktiki* », 1969, Erevan (USSR) p. 259).
- PRONIK, I. I. and CHUVAEV, K. K. : 1969, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **40**, 96.
- PRONIK, I. I. and CHUVAEV, K. K. : 1971, *Izv. Krymskoj Astrofiz. Obs.* **43**, 101.
- PRONIK, V. I., PRONIK, I. I. and CHUVAEV, K. K. : 1967b, *Astron. Zh.* **44**, 965 (transl. *Sov. Astron.* **11**, 777).
- RADLOVA, L. N. : 1950, *Byull. Abastumanskoj Astron. Obs.* **11**, 91.
- REDMAN, R. O. : 1936, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **96**, 588 (Erratum **96**, 902).
- REDMAN, R. O. and SHIRLEY, E. G. : 1937, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **97**, 416.
- REDMAN, R. O. and SHIRLEY, E. G. : 1938, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **98**, 613.
- REYNOLDS, J. H. : 1913, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **74**, 132.
- REYNOLDS, J. H. : 1920, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **80**, 746.
- REYNOLDS, J. H. : 1934, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **94**, 519.
- RICHTER, N. and HOEGNER, W. : 1963, *Astron. Nachr.* **287**, 261.
- ROMANISHIN, W., STROM, S. E. and STROM, K. M. : 1982, Preprint.
- ROOD, H. J. and BAUM, W. A. : 1968, *Astron. J.* **73**, 442.
- RUBIN, V. C., FORD, W. K., STROM, K. M., STROM, S. E. and ROMANISHIN, W. : 1978, *Astrophys. J.* **224**, 782.
- SANDAGE, A. R., BECKLIN, E. E. and NEUGEBAUER, G. : 1969, *Astrophys. J.* **157**, 55.
- SCHANBERG, B. C. : 1973, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* No. 230, **26**, 115.
- SCHMIDT, G. D., ANGEL, J. R. P. and CROMWELL, R. H. : 1976, *Astrophys. J.* **206**, 888.
- SCHWEIZER, F. : 1976, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **31**, 313.
- SCHWEIZER, F. : 1980, *Astrophys. J.* **237**, 303.
- SCHWEIZER, F. : 1981, *Astrophys. J.* **246**, 722.
- SERSIC, J. L. : 1957a, *Observatory* **77**, 146 (see also *Revista Astronomica* **29**, 65, 1957).
- SERSIC, J. L. : 1957b, *Revista Astronomica* **29**, 109.
- SERSIC, J. L. : 1957c, *Revista Astronomica* **29**, 113.
- SERSIC, J. L. : 1958a, *Observatory* **78**, 24 (see also *Revista Astronomica* **29**, 68, 1957).
- SERSIC, J. L. : 1958b, *Observatory* **78**, 123 (see also *Revista Astronomica* **29**, 117, 1957).
- SERSIC, J. L. : 1959, *Z. Astrophys.* **47**, 9 (see also *Boletin Inst. Mat. Astron. Fis. Universidad Nacional Cordoba* **1**, No. 3, 11, 1960).
- SERSIC, J. L. : 1961, *Z. Astrophys.* **53**, 256.
- SERSIC, J. L. : 1962, *Boletin Inst. Mat. Astron. Fis. Universidad Cordoba* **1**, No. 4, 31.
- SERSIC, J. L. : 1966, *Z. Astrophys.* **64**, 202 (see also *IAU Symp.* **29**, 403, 1968, and *Bol. Asoc. Argentina Astron.* **4**, 75, 1962).
- SERSIC, J. L. : 1967, *Z. Astrophys.* **67**, 306 (see also *Astrophys. Space Sci.* **19**, 387, 1972, *Bol. Asoc. Argentina Astron.* No. 16, 10).
- SERSIC, J. L. : 1968, *Atlas de Galaxias Australes* (Univ. Nacional de Cordoba).
- SERSIC, J. L. : 1976, *Astrophys. Space Sci.* **39**, 477.

- SEYFERT, C. K. : 1940, *Astrophys. J.* **91**, 528.
- SHABANOV, M. F. and POPOV, V. V. : 1981, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* **13**, 85.
- SHAKHBAZIAN, R. K. : 1973, *Astrofizika* **9**, 21 (transl. *Astrophysics* **9**, 9).
- SHAPOVALOVA, A. I. : 1971, *Vestnik Kiev. Un-ta, Ser. Astron.* **13**, 104.
- SHAPOVALOVA, A. I. : 1972, *Problemy Kosmich. Fiziki (Kiev)* **7**, 137 (see also *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* **8**, 47, 1975).
- SHAPOVALOVA, A. I. : 1973, *Problemy Kosmich. Fiziki (Kiev)* **8**, 187 (see also *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* **8**, 47, 1975).
- SHAPOVALOVA, A. I. : 1975, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* **7**, 41.
- SHAROV, A. S. and LYUTYI, V. M. : 1980, *Astron. Zh.* **57**, 449 (transl. *Sov. Astron.* **24**, 259).
- SHCHEGLOV, P. V. : 1957, *Astron. Tsirk.* **180**, 18.
- SHCHEGOLEV, D. E. : 1956, *Izv. Glavnoj Astron. Obs. Pulkovo* **20**, No. 3, 87 (see also *Astron. Zh.* **32**, 16, 1955).
- SIMKIN, S. M. : 1967, *Astron. J.* **72**, 1032.
- SIMKIN, S. M. : 1975, *Astron. J.* **80**, 415.
- SMITH, M. G., WEEDMAN, D. W. and SPINRAD, H. : 1972, *Astrophys. Lett.* **11**, 21.
- SPINRAD, H., OSTRIKER, J. P., STONE, R. P. S., CHIU, L.-T. G. and BRUZUAL, A. G. : 1978, *Astrophys. J.* **225**, 56.
- STAUFFER, J. and SPINRAD, H. : 1980, *Astrophys. J.* **235**, 347.
- STEBBINS, J. and WHITFORD, A. E. : 1934, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **20**, No. 2, 93 (= Comm. Mt. Wilson Obs. No. 113).
- STROM, K. M. and STROM, S. E. : 1978a, *Astron. J.* **83**, 73.
- STROM, K. M., STROM, S. E., WELLS, D. C. and ROMANISHIN, W. : 1978b, *Astrophys. J.* **220**, 62.
- STROM, K. M., STROM, S. E., JENSEN, E. B., MOLLER, J., THOMPSON, L. A. and THUAN, T. X. : 1977, *Astrophys. J.* **212**, 335.
- STROM, S. E. and STROM, K. M. : 1978c, *Astron. J.* **83**, 732.
- SVENONIUS, B. : 1938, *Annal Obs. Lund*, No. 7.
- SWAANS, L. : 1980, *ESO Workshop on Two Dimensional Photom.*, ed. P. Crane and K. Kjaer, p. 285.
- TALBOT Jr., R. J., JENSEN, E. B. and DUFOUR, R. J. : 1979, *Astrophys. J.* **229**, 91.
- TAYLOR, K., AXON, D., GYLDENKERNE, K. and WORSWICK, S. : 1980, *ESO Workshop on Two Dimensional Photom.*, ed. P. Crane and K. Kjaer, 291.
- THIESSEN, G. : 1955, *Mem. Soc. Roy. Sci. Lieges* **15**, 411.
- THOMPSON, L. A. and THEYS, J. C. : 1978, *Astrophys. J.* **224**, 796.
- THUAN, T. X. and ROMANISHIN, W. : 1981, *Astrophys. J.* **248**, 439.
- TSIKOUDI, V. : 1979, *Astrophys. J.* **234**, 842 (see also Univ. of Texas at Austin *Publ. in Astron.* No. 10).
- TSIKOUDI, V. : 1980, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **43**, 365 (see also Univ. of Texas at Austin *Publ. in Astron.* No. 10).
- VALINSKAYA, I. S. and SHAPOVALOVA, A. I. : 1973, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.* **9**, 3.
- VAN DEN BERGH, S. : 1976, *Astrophys. J.* **208**, 673.
- VAN DER KRUIT, P. C. : 1979, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **38**, 15.
- VAN DER KRUIT, P. C. and BOSMA, A. : 1978, *Astron. Astrophys.* **70**, 63.
- VAN DER KRUIT, P. C. and SEARLE, L. : 1981, *Astron. Astrophys.* **95**, 116.
- VAN DER KRUIT, P. C. and SEARLE, L. : 1982b, Preprint.
- VAN DER KRUIT, P. C. and SHOSTAK, G. S. : 1982a, *Astron. Astrophys.* **105**, 351.
- VAN HERK, G. : 1930, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **6**, 61.
- VAN HOUTEN, C. J. : 1961, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **16**, 1 (Erratum : **17**, 310).
- VAN HOUTEN, C. J., OORT, J. H. and HILTNER, W. A. : 1954, *Astrophys. J.* **120**, 439.
- VORONTOV-VEL'YAMINOV, B. A. and SAVEL'eva M. V. : 1973, *Astron. Zh.* **50**, 1017 (transl. *Sov. Astron.* **17**, 643).
- WAMSTEKER, W., DANKS, A. C., BOUCHET, P. and ALBRECHT, R. : 1980, *ESO Workshop on Two Dimensional Photom.*, ed. P. Crane and K. Kjaer, 271.
- WATANABE, M., KODAIRA, K. and OKAMURA, S. : 1982, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* preprint.
- WEEKES, T. C. : 1981, *Astron. J.* **86**, 1415.
- WELCH, G. A. : 1970, *Astrophys. J.* **161**, 821.
- WELCH, G. A. and SASTRY, G. N. : 1971, *Astrophys. J. Lett.* **169**, L3 (Erratum : **171**, L81).
- WEST, R. M. and BARBIER, R. : 1982, *Astron. Astrophys.* **106**, 53.
- WILLIAMS, R. C. and HILTNER, W. A. : 1941, *Publ. Univ. Michigan* **8**, 103.
- WILLIAMS, T. B. : 1981, *Astrophys. J.* **244**, 458.
- WILLIAMS, T. B. and SCHWARZSCHILD, M. : 1979a, *Astrophys. J.* **227**, 56.
- WILLIAMS, T. B. and SCHWARZSCHILD, M. : 1979b, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **41**, 209.
- WORDEN, S. P. : 1974, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **86**, 92.
- YOUNG, P. J., SARGENT, W. L. W., KRISTIAN, J. and WESTPHAL, J. A. : 1979, *Astrophys. J.* **234**, 76.
- YOUNG, P. J., WESTPHAL, J. A., KRISTIAN, J., WILSON, C. P. and LANDAUER, F. P. : 1978, *Astrophys. J.* **221**, 721.

ERRATUM

In the paper entitled "Detailed bibliography on the surface photometry of galaxies" by E. Davoust and W. Pence (Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 49, 631, 1982), several references given in the reference list are incomplete or incorrect. The correct references are given below.

- Blackman, C.P.: 1979a. Mon. Not. R. astron. Soc. 186, 701.
Blackman, C.P.: 1979b. Mon. Not. R. astron. Soc. 186, 717.
Blackman, C.P.: 1982. Mon. Not. R. astron. Soc. 200, 407.
Hodge, P.W.: 1967. Astrophys. J. 148, 719.
Romanishin, W., Strom, S.E., Strom, K.M.: 1982. Astrophys. J. 258, 77.
van der Kruit, P.C., Searle, L.: 1982b. Astron. Astrophys. 110, 61.
van der Kruit, P.C., Searle, L.: 1982c. Astron. Astrophys. 110, 79.
Watanabe, M., Kodaira, K., Okamura, S.: 1982. Astrophys. J. Suppl. Ser. 50, 1.

Furthermore, data of column 10 were inadvertently shifted to the right for three galaxies; they should read :

	U	B	V	
NGC 4753	24	25	24	Shapovalova 73
NGC 5360	24	25	24	Shapovalova 72
NGC 5363	24	25	24	Shapovalova 72

GALAXIES DU SUD. VIII. PHOTOMETRIE DE SURFACE
DE LA SPIRALE Sd NGC 7793

Résumé

Nous avons étudié par photométrie de surface dans le bleu la distribution de lumière détaillée de la galaxie SA(s)d NGC 7793, dans le groupe du Sculpteur, à partir de trois photographies calibrées photoélectriquement.

La distribution de luminosité est dominée par un disque exponentiel de rayon effectif $a_e = 2'11 = 1.92$ kpc qui contribue 98.6% de la lumière totale $B_T = 9.51 \pm 0.06$. La magnitude "de face" corrigée $B_T^0 = 9.13$ correspond à la magnitude absolue $M_T = -18.35$ à la distance $D = 3.1$ Mpc. La composante sphéroïdale, visible uniquement près du noyau, peut être représentée par une loi en $r^{1/4}$ de rayon effectif $a_e = 6''0 = 91$ pc et de magnitude totale $B_T = 14.13$, soit 1.4% de la luminosité totale de la galaxie. L'angle de position du grand axe est 97° , le rapport moyen des axes est $q = b/a = 0.61$ et l'inclinaison est $i = 53^\circ$. Les indices de concentration $C_{21} = 1.68$ et $C_{32} = 1.48$ correspondent bien à la classification Sd.

Les couleurs intégrées obtenues par photométrie d'ouverture UBV sont pratiquement constantes : $\langle B-V \rangle = 0.55 \pm 0.02$, $\langle U-B \rangle = -0.08 \pm 0.02$; les couleurs "de face" corrigées sont $(B-V)_T^0 = 0.46$, $(U-B)_T^0 = -0.15$, en bon accord avec les couleurs de M 33 et les valeurs moyennes pour le type Scd.

Nous avons décomposé le disque en une vieille composante et une composante jeune (de bras spiraux) : 65.5% de la luminosité du disque vient d'une vieille population II qui a une brillance centrale corrigée $\mu_c^0(0) = 20.58$ et un rayon effectif $r_e = 1'76 = 1.60$ kpc.

La masse d'Hydrogène $M_H = 0.67 \cdot 10^9 M_\odot$ correspond à un rapport Hydrogène-luminosité B de 0.14 qui est moins de la moitié de la valeur moyenne pour le type morphologique et la classe de luminosité de NGC 7793. Le grand nombre de régions H II et l'intensité de l'émission H alpha suggèrent qu'une grande partie de l'Hydrogène est ionisée.

La magnitude intégrée de la superassociation la plus brillante (Hodge n°20) est $B_1 = 16.0 \pm 0.1$. L'effet de la résolution sur la brillance maximale est discutée. Enfin, nous avons obtenu un module de distance $\mu_0 = 27.48 \pm 0.25$ (soit $D = 3.13 \pm 0.38$ Mpc) à partir de 5 indicateurs de distance (appendice C).

Plan.

Abstract	71
I. Introduction	71
II. Observations	72
III. Description de NGC 7793	72
IV. Dépouillement des photographies	73
V. Balayage photoélectrique Est-Ouest	73
VI. Isophotes et orientation spatiale	73
VII. Profils et gradients de luminosité	74
VIII. Distribution de luminosité intégrée et magnitude totale	77
IX. Couleurs intégrées	82
X. La composante sphéroïdale	84
XI. Le disque exponentiel	85
XII. Rapport Hydrogène neutre-luminosité	88
Appendice A. Magnitude de la superassociation la plus brillante	88
Appendice B. Fonction instrumentale et magnitudes de 2 étoiles	88
Appendice C. Distance révisée de NGC 7793	89
Bibliographie	90
Photographies	91

SOUTHERN GALAXIES. VIII. SURFACE PHOTOMETRY OF THE Sd SPIRAL NGC 7793

G. DE VAUCOULEURS AND E. DAVOUST¹

Department of Astronomy and McDonald Observatory, University of Texas

Received 1979 June 11; accepted 1980 January 30

ABSTRACT

Detailed surface photometry in blue light of the SA(s)d galaxy NGC 7793, the faintest of the five major members of the Sculptor group, is obtained from photoelectrically calibrated Mount Stromlo and McDonald photographs. The luminosity distribution is dominated by an exponential disk of effective radius $a_e = 2.11 = 1.92$ kpc contributing 98.6% of the total luminosity $B_T = 9.51 \pm 0.06$. The corrected face-on magnitude $B_T^0 = 9.13$ corresponds to $M_T^0 = -18.35$ at the revised distance $\Delta = 3.1$ Mpc (Appendix C). The spheroidal component visible only in the vicinity of the nucleus can be represented by an $r^{1/4}$ law of effective radius $r_e^s = 6.0 = 91$ pc and total magnitude $B_T^s = 14.13$ or 1.4% of the total luminosity of the galaxy. The position angle of the major axis is 97° , the mean axis ratio is $q = b/a = 0.61$, and the inclination $i = 53^\circ$. The concentration indices $C_{21} = 1.68$ and $C_{32} = 1.48$ are consistent with the Sd classification.

The integrated colors from *UBV* aperture photometry are essentially constant at $\langle B - V \rangle = 0.56 \pm 0.02$, $\langle U - B \rangle = -0.07 \pm 0.02$, the corrected face-on colors are $(B - V)_T^0 = 0.46$, $(U - B)_T^0 = -0.15$ in close agreement with the colors of M33 and the mean values for type Scd.

A decomposition of the disk into an underlying old component and a young arm component shows that 65.5% of the total luminosity comes from the old component which has a corrected central luminosity $\mu_c^0(0) = 21.06$ and an effective radius $r_e = 1.76 = 1.60$ kpc.

The neutral H I mass $\mathfrak{M}_H = 0.67 \times 10^9 \mathfrak{M}_\odot$ corresponds to a hydrogen-luminosity ratio $\mathfrak{M}_H/\Omega_B = 0.14$ which is less than half the average for the morphological type and luminosity class of NGC 7793. The large number of H II regions and the strength of the H α emission in the disk suggest that a large fraction of the hydrogen is ionized.

The integrated magnitude of the brightest superassociation (Hodge Nr 20) $B_1 = 16.0 \pm 0.1$ is derived in Appendix A. The effect of resolution on the apparent peak brightness is illustrated in Appendix B. A revised distance modulus $\mu_0 = 27.48 \pm 0.25$ ($\Delta = 3.13 \pm 0.38$ Mpc) is derived from five indicators in Appendix C.

Subject headings: galaxies: individual — galaxies: photometry

1. INTRODUCTION

This is the eighth paper in a continuing series of detailed photographic photometry of large southern galaxies, based mainly on plates taken at the Newtonian focus of the 75 cm Reynolds reflector of Mount Stromlo Observatory and at the Cassegrain focus of the 205 cm Struve reflector of McDonald Observatory (de Vaucouleurs 1961, 1963*a, b*, 1964, 1973, 1975; de Vaucouleurs and Page 1962). The long-term objective of this program is the derivation of standard laws of luminosity distribution in normal galaxies of the main morphological types. Methods and procedures have been described in previous papers (de Vaucouleurs 1948; Jones *et al.* 1967; see also Ables 1971; Tsikoudi 1977; Pence 1978). The definitions of the standard photometric parameters will be found in (de Vaucouleurs 1959*a*, 1962, 1974, 1977*a*) and in Paper II of this series (de Vaucouleurs and Page 1962). The definition and derivation of total magnitudes of galaxies and the decomposition of luminosity distri-

butions into spheroidal and disk components are well-known applications (de Vaucouleurs 1958, 1959*a*, 1975, 1977*a, b*; Freeman 1970; Yoshizawa and Wakamatsu 1975; Schweizer 1976; Kormendy 1977; Tsikoudi 1977; Burstein 1978; Pence 1978).

In the present paper we report on detailed surface photometry of NGC 7793, the prototype of morphological type Sd (Shapley 1943; Shapley and Paraskevopoulos 1940), and the faintest of the five major members of the Sculptor group (de Vaucouleurs 1956, 1959*b*), which is at an estimated distance of 2.5 Mpc (de Vaucouleurs 1978*d*). This study will also contribute to two other programs: (1) monographs of the members of the Sculptor group which are important to extend the extragalactic distance scale beyond the Local Group in the southern hemisphere (Smith 1977), and (2) detailed analyses of the velocity fields in hydrogen-rich galaxies by Fabry-Perot interferometry. The kinematic study of NGC 7793 will be reported separately (Davoust and de Vaucouleurs 1980).

The main catalog elements of NGC 7793 (de Vaucouleurs, de Vaucouleurs, and Corwin 1976, here-

¹ On leave from Observatoire de Besançon, France.

TABLE 1
CATALOG ELEMENTS OF NGC 7793

R.A. (1950) ¹	23 ^h 55 ^m 26
Decl. (1950) ¹	-32°52'
Galactic l, b ¹	4:53, -77:17
Supergalactic L, B ¹	261:3, +3°
Type ¹	SA(s)dm ($T = 8$)
Luminosity class ²	III-IV to IV ($L = 6.5$)
Inner dimensions ^{3,4} ($D_i \times d_i$)	6.6 × 4.7
Outer dimensions ^{3,4} ($D_o \times d_o$)	9.2 × 6.8
Inner axis ratio ^{3,4} (R_i)	0.71
Outer axis ratio ^{3,4} (R_o)	0.74
Isophotal diameter ¹ (D_{25})	9.1 ± 0.7
Axis ratio ¹ (R_{25}^{-1})	0.72 ± 0.04
Corrected isophotal diameter ¹ (D_c)	8.7 ± 0.7
Effective aperture ¹ (A_e)	3.16 ± 0.22
Total B magnitude (B_T)	9.64 ± 0.11
Corrected B magnitude ⁵ (B_T^0)	9.30
Apparent distance modulus ⁶ (μ_B)	27.23 ± 0.2
Galactic extension ¹ (A_B)	0.23
Corrected distance modulus ⁶ (μ_0)	27.0 ± 0.2
Distance Δ	2.5 Mpc
Heliocentric radial velocity ¹ (V)	209 ± 5 km s ⁻¹
Corrected velocity ¹ (V_0)	214 km s ⁻¹
21 cm line flux ¹ (H_H)	1.58 × 10 ⁻²⁶ W m ⁻²
Hydrogen index ¹ (HI)	1.71

REFERENCES.—(1) RC2. (2) van den Bergh 1963. (3) Mount Stromlo (de Vaucouleurs 1956). (4) Cordoba (Sérsic 1968). (5) Post-RC2 revision. (6) de Vaucouleurs 1978*d*.

after RC2) are collected in Table 1. At the adopted revised distance $\Delta = 3.1$ Mpc (Appendix C), the scale factor is $1' = 0.91$ kpc. Direct photographs are reproduced in Figures 1 and 2 (Plates 10 and 11).

II. OBSERVATIONS

This study is based on the following observations.

1. Photometrically calibrated direct photographs in blue light (no filter) with the Mount Stromlo 75 cm Reynolds reflector and the McDonald 205 cm Struve reflector. A very small-scale plate taken with the 12 cm Zeiss astrographic camera at Mount Stromlo was also used (Table 2).

2. Photoelectric integrated magnitudes and colors in the UBV system with the McDonald 91 cm reflector (§ IX) supplemented by data from other sources to

provide the zero point. Because of the large angular diameter of the galaxy it is not practical to derive its total magnitude from aperture photometry alone; a combination of methods (1) and (2) is required.

3. A photoelectric pulse-count drift scan along the east-west diameter through a 33" aperture at the Cassegrain focus of the 91 cm reflector, used to check the linearity of the photographic calibration (§ V).

III. DESCRIPTION OF NGC 7793

The morphology of NGC 7793 is apparent in Figure 1; at the 6" resolution of the Reynolds plate the image has $\sim 5 \times 10^3$ pixels within the area bounded by the standard isophote ($\mu_B = 25.0$). It is a late-type ordinary spiral with a very small, bright nucleus and a multiple fragmented spiral arms structure rich in OB knots and H II regions (Hodge 1966, 1969; Davoust and de Vaucouleurs 1980). As defined by Shapley (1943) it is the prototype of stage Sd, extending the original Hubble sequence beyond stage Sc (for details see de Vaucouleurs 1959*a*; Sandage 1961, 1975).¹ Its revised Hubble classification then is SA(s)d ($T = 7$), i.e., similar to, but slightly later than M33, type SA(s)cd ($T = 6$). The luminosity class on the RC2 scale is $L = 6.5$ for NGC 7793 (van den Bergh 1963)² versus $L = 4$ for M33, the corresponding value of the (corrected) luminosity index is $\Lambda_c = 1.34$ for NGC 7793 versus 1.00 for M33, suggesting that the absolute magnitude of NGC 7793 [given by $M_T^0 = -19.15 + 3.0(\Lambda_c - 1)$ (de Vaucouleurs 1979*a*)] is -18.1 . This is in close agreement with the value derived from the present study (§ VIII).

The spiral structure of NGC 7793 is both obvious and elusive; it appears to consist of a large number of short, broken spiral arcs well outlined by their bright OB knots, but difficult to trace beyond a few hundred parsecs. No "grand design" spiral pattern of the kind postulated by the currently popular density wave

¹ The Sdm ($T = 8$) classification in RC2, estimated in 1957 from an underexposed Mount Wilson 2.5 m reflector plate, is too late. A recent, better-exposed McDonald 2.0 m plate (Fig. 2), confirms Shapley's original Sd classification.

² The L values of the Sculptor group members, inadvertently omitted in RC2, are given in (de Vaucouleurs 1978*d*).

TABLE 2
PLATE MATERIAL FOR NGC 7793

Plate Number	Date	Telescope Aperture (cm)	f/	Exposure (min)	Emulsion (Kodak)	Plate Scale (arcsec mm ⁻¹)	PSF (σ_1^*)	μ_B (mag arcsec ⁻²)
Z5-3	1952 July 24	MtS 12	5	38	103a-O	335:0	8:1	22.04
R(20)N-113	1953 June 8	MtS 75 ^a	6	30	103a-O	67:1	3:0	21.57
S82AC-43	1977 Oct. 15	McD 205 ^b	13.6	120	103a-O ^c	7:4	1:0	21.31

^a Reynolds reflector, 50 cm aperture stop; crescent Moon and strong zodiacal light at end of night.

^b Struve reflector, Cassegrain focus.

^c Pre flashed.

models seems to be in evidence. A stochastic mechanism of spiral arm formation, perhaps induced by a "contagion" of supernova explosions as proposed by Gerola and Sciden (1978), may well be a more appropriate model to explain the fragmented, clumpy structure of NGC 7793 and other spirals of this type (cf. description of "NGC 2841-type" by Sandage 1961).

NGC 7793 is well separated from the other major members of the Sculptor group (see de Vaucouleurs 1959*b*, Fig. 2); its nearest neighbor, NGC 55, is 7.5 away, corresponding to a (minimum) separation of 400 kpc. Because of this large separation and the relatively small masses of the members of the group, one would not expect NGC 7793 to be appreciably distorted by interaction with its neighbors. However, both the isophotes and the velocity field show significant distortions in the north-east sector which is the general direction of the group.

IV. REDUCTION OF PHOTOGRAPHS

Each plate was scanned with the *Skylab* PDS microdensitometer with the parameters shown in Table 3. Special scans of two stars and the nucleus were also made at higher resolution on the McDonald plate to determine the instrumental point spread function (Appendix B) and the luminosity profile of the nuclear region (§ X). The reduction follows the numerical mapping procedures of Jones *et al.* (1967) as modified by Pence (1978).

On the Reynolds and Zeiss plates the sky background density was mapped by sixth degree polynomials (28 terms) in x, y after rejection of field stars. On the McDonald plate a constant sky density level was initially assumed (since it was not possible to apply the standard technique to map the plate background in the absence of an "outer field"). A first degree polynomial (three terms) was used to remove a residual intensity gradient across the field. Only regions brighter than $\mu_B \approx 23$ were used on this plate.

The density to intensity conversion was performed with the linearized characteristic $I = A\omega^n$, where $\log \omega$ = densitance or "Baker density" (de Vaucouleurs 1968); the fit was restricted to the useful interval $\omega_s < \omega < \omega_N$ (ω_s = sky densitance, ω_N = peak value in

nucleus). The zero points K in the equation

$$B(A = 2r) = K - 2.5 \log 2\pi \int_0^r I(r) r dr \quad (1)$$

were derived from aperture photometry in the usual manner. The corresponding values of the sky brightness μ_s are given in Table 2.

V. PHOTOELECTRIC EAST-WEST SCAN

The pulse count east-west scan taken with the 91 cm reflector covers a total arc of 42.1; it is the sum of 10 co-added 1 s integrations in 200 channels through a 33" aperture taken at the diurnal rate (12.64 per channel, giving two to three channels per resolution element). Stars identified on the Reynolds plate were removed and the sky level was determined by linear interpolation between 51 star-free channels more than 13' from the nucleus, that is, well outside the outermost photographic isophotes of the galaxy. A three-channel Gaussian smoothing was used to reduce noise in regions more than 20 channels = 4.2' from the center. Unfortunately no standard stars were observed; so this scan can be used only to check the linearity of the photographic calibration, but not the zero point (which is determined well enough by the aperture photometry).

The photographic and photoelectric luminosity profiles (adjusted to a common zero point) are compared in Figure 3*a*. No significant scale error is indicated between the photoelectric profile and the mean of the photographic data. The rms difference $\sigma(\mu_{pg} - \mu_{pe})$ is 0.10 mag at $\mu < 23$ and 0.21 at $\mu > 23$. The large scatter beyond 3' is caused in part by the irregular structure of the galaxy observed at widely different resolutions and in part by the increasing accidental errors at lower light levels. We wish to stress that the photoelectric observations have relatively low total pulse count (sky level: 10^4 per channel) and are not necessarily better than the photographic observations.

The good agreement between the photographic data is shown in Figure 3*b* where the rms residual from the adopted mean profile is 0.07 mag.

VI. ISOPHOTES AND SPACE ORIENTATION

The isophote maps in Figures 4 and 5 show the photometric structure of NGC 7793 at two different

TABLE 3
PDS SCAN PARAMETERS

Plate	Field Size (mm)	Scanning Spot (μ m, arcsec)	Scan Step (μ m)	Remarks
Z-3	10 × 10 = 56' × 56'	50 = 16.7	100	Outer field
Z-3	4 × 4 = 22' × 22'	20 = 6.7	20	Inner field
R-113	30 × 30 = 33' × 33'	100 = 6.7	200	Outer field
R-113	15 × 10 = 16.5 × 11'	50 = 3.35	50	Inner field
S-43	100 × 100 = 12.3 × 12.3	100 = 0.74	100	Inner field
S-43	5 × 5 = 0.6 × 0.6	20 = 0.15	20	Nucleus

DE VAUCOULEURS AND DAVOUST

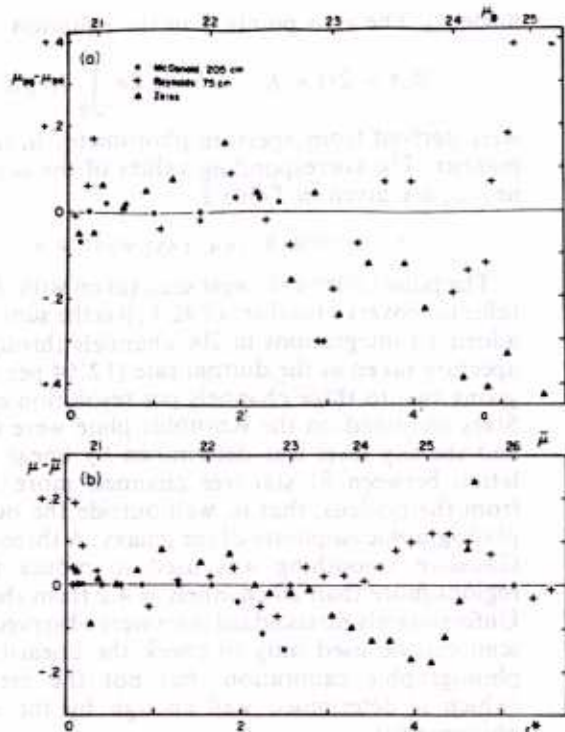


FIG. 3.—Comparison of photographic and photoelectric east-west luminosity profiles of NGC 7793. (a) Mean differences $\mu_{pg} - \mu_{pe}$ vs. semimajor axis a and μ_B (top scale). No systematic error is in evidence. The large scatter at $\mu_B > 23$ is mainly due to the irregular structure of the galaxy observed at vastly different resolutions ($3''$ to $8''$ pg vs. $33''$ pe). (b) Residuals of photographic profiles from adopted mean profile $\mu - \langle \mu \rangle$ vs. equivalent radius r^* and $\langle \mu \rangle$ (top scale).

resolutions. The inner regions are shown at $4''$ to $15''$ resolution and 0.25 mag intervals on the McDonald map; the outer regions are mapped at $7''$ to $24''$ resolution and 0.5 mag intervals on the Reynolds chart. As usual the luminosity distribution is dominated by the disk and only a hint of spiral structure can be detected in the isophotes. Some of the peaks or "islands" in the outer parts correspond to semi-detached star clouds, OB knots, and H II regions (compare Fig. 1).

A peculiarity of the isophotes—also visible on the photographs—is an apparent truncation or linear "ledge" about $4'$ east of the center at levels brighter than $\mu_B \approx 24.0$. Only at fainter levels do the outer isophotes approximate ellipses.

The position angle of the major axis θ_0 was derived by least-squares fits of ellipses to the isophotes on the Reynolds plate (Table 4). For the inner isophotes (eight levels, $21.8 \leq \mu \leq 23.6$) $\langle \theta_0 \rangle = 96^\circ 5' \pm 2^\circ 1'$; for the outer isophotes (seven levels, $24.0 \leq \mu \leq 25.3$) $\langle \theta_0 \rangle = 97^\circ 7' \pm 0^\circ 5'$; there is no indication of a rotation of the principal axes, and we adopt $\langle \theta_0 \rangle = 97^\circ 0' \pm 0^\circ 5'$. For comparison the line of nodes derived from the kinematics is in position angle $\theta_0^* = 107^\circ$ (Davoust and de Vaucouleurs 1980).

The axis ratio b/a of the isophotes also given by the ellipse fitting program is shown as a function of a in Figure 6 where values derived from the luminosity profiles (Tables 5A and 5B), for the McDonald and Reynolds plate are included to extend the ellipticity curve and to indicate the scatter of the data. The axis ratio b/a decreases from ~ 1 in the nucleus to a minimum $(b/a)_m \approx 0.58$ near $a_m \approx 4.5$ and increases again in the outer regions to ~ 0.65 near $a \approx 5.5$. The outer regions beyond $a \approx 4'$ and near the standard isophote level $\mu_B \approx 25.0$ were chosen to estimate the mean ellipticity and the inclination of the disk. From ellipse fits to the seven outer isophotes we find $\langle b/a \rangle = 0.59 \pm 0.01$; the profiles of the major and minor axes on the Reynolds plate give $\langle b/a \rangle = 0.63 \pm 0.01$ ($4'0 < a < 5'4$); the mean luminosity profiles of the same axes from the three plates combined give $\langle b/a \rangle = 0.62 \pm 0.01$ ($4'0 < a < 5'1$). We adopt $q = \langle b/a \rangle = 0.61 \pm 0.01$.

The inclination can be computed by the equation

$$\cos^2 i = (q^2 - q_0^2)/(1 - q_0^2), \quad (2)$$

where $q_0 = c/a$ is the true axis ratio of the disk. From the five flattest Sd galaxies in RC2 we adopt $q_0 = 0.12 \pm 0.005$, whence

$$i = 53^\circ \pm 1^\circ,$$

in good agreement with the kinematic determination $i^* = 53^\circ$ (Davoust and de Vaucouleurs 1980).

Careful inspection of the obscuration pattern (Figs. 1, 2) shows that the dark clouds have greater contrast and visibility on the south side, which must be the near side of the disk (see also Fig. 8); this agrees with the conclusion from the left-handed spiral pattern and the velocity field (east side approaching).

VII. LUMINOSITY PROFILES AND GRADIENTS

The luminosity distributions along the major and minor axes (P.A. = 97° and 7°) are shown in Figure 7. Note the good agreement between the Reynolds and McDonald plates, the latter showing the nuclear peak at better resolution (but still much lowered by the finite resolution, see Appendix B). The brighter spiral arms are indicated by relative maxima, but their contrast with the bright underlying disk is generally less than 0.5 mag (see § XI).

The luminosity asymmetry curve along the minor axis, defined after Lindblad (1941) by $\Delta\mu(b) = \mu_S - \mu_N$, is shown in Figure 8. Within $1.8'$ from the center the south side is fainter than the north side which is as expected for the obscured near side of the disk; however, the asymmetry changes sign beyond $1.8'$, and it is not clear whether this reflects a true departure from circular symmetry or perhaps systematic errors at low intensities. There is no indication of such errors in the asymmetry curve $\Delta\mu(a) = \mu_W - \mu_E$ along the major axis (Fig. 8); the lower luminosity on the east side between $2'$ and $4'$ from the center reflects the well-documented truncation of the isophotes discussed in § VI.

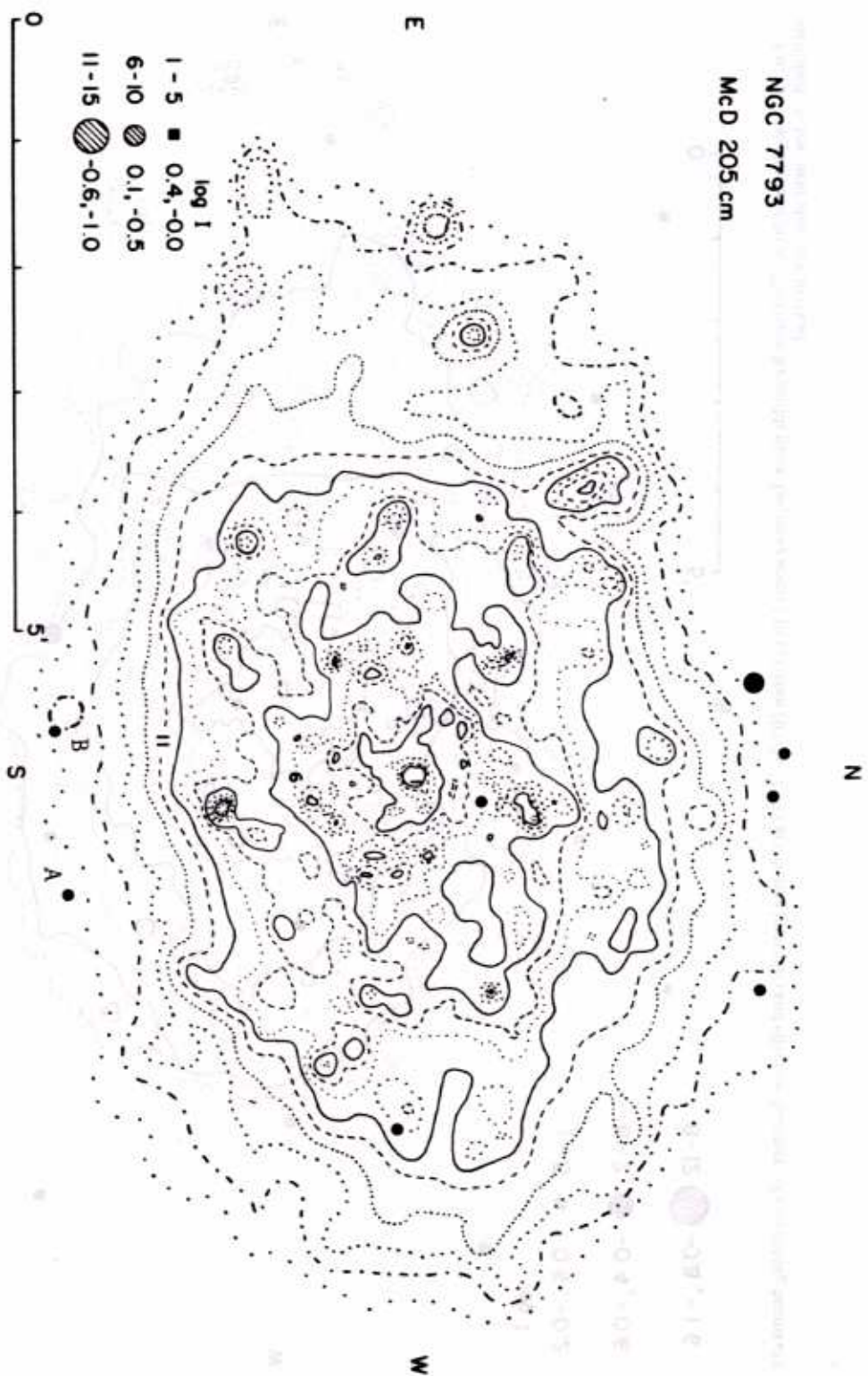


FIG. 4.—Isophotes of NGC 7793 from McDonald plate. Isophote levels 1 to 15 (from 20.31 to 23.81 mag arcsec⁻² at 0.25 mag intervals) and effective diameters of smoothing beams are identified. A few field stars are marked.

NGC 7793

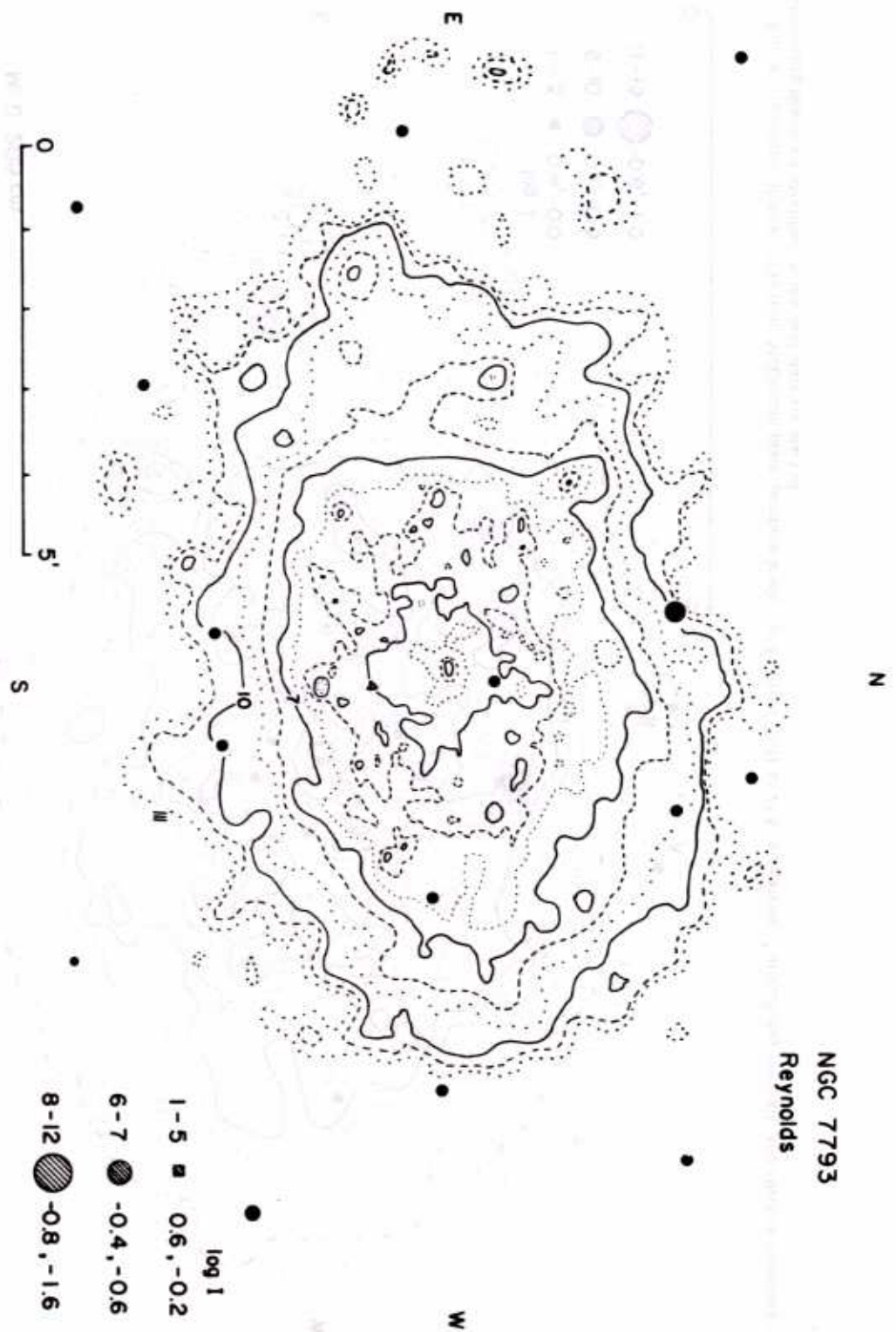


FIG. 5.—Isophotes of NGC 7793 from Reynolds plate. Isophote levels 1 to 12 (from 20.07 to 25.57 at 0.5 mag intervals) and effective diameters of smoothing beams are identified. A few field stars are marked.

SOUTHERN GALAXIES

TABLE 4
 ELLIPSE FITS TO OUTER ISOPHOTES
 (Reynolds Plate)

$\log I$	x (arcsec)	y^a (arcsec)	θ_0^b	a (arcmin)	b/a	s.d. ^c (arcsec)	μ_B
-0.1	-15.9	5.2	110.5	1.64	0.542	8.5	21.82
-0.2	-12.1	8.2	98.3	2.01	0.646	12.0	22.07
-0.3	-13.1	12.6	91.1	2.43	0.643	10.6	22.32
-0.4	-15.0	11.5	95.1	2.79	0.626	10.0	22.57
-0.5	-15.8	4.0	91.4	2.99	0.665	10.3	22.82
-0.6	-16.2	2.0	94.3	3.22	0.653	10.8	23.07
-0.7	-22.8	1.5	95.5	3.45	0.642	10.2	23.32
-0.8	-20.9	1.2	96.1	3.77	0.620	10.3	23.57
-0.9	-10.4	0.1	100.7	4.35	0.549	14.2	23.82
-1.0	-2.6	0.4	98.1	4.61	0.553	10.9	24.07
-1.1	-0.4	0.4	97.3	4.77	0.576	11.1	24.32
-1.2	-1.7	1.9	96.5	4.94	0.586	11.7	24.57
-1.3	-1.7	2.7	97.3	5.10	0.601	11.1	24.82
-1.4	-0.1	5.6	96.9	5.23	0.622	14.6	25.07
-1.5	-0.7	6.6	97.1	5.36	0.629	16.0	25.32

^a Distances of ellipse center from nucleus (east positive, north positive): x, y .

^b Position angle of major axis: θ_0 .

^c Standard deviation of perpendicular distance from ellipse to isophote: s.d.

The mean (folded) luminosity profiles of the principal axes from the Reynolds plate (Fig. 9) average out most of the irregularities due to the spiral arms and exhibit more clearly the underlying exponential disk. Along the major axis its mean gradient in the interval $1' \leq a \leq 4.5'$ is $G(a) = d\mu/da = 0.68$ mag per arcmin, corresponding to $d \log I/da = -0.30$ kpc⁻¹ at the assumed distance of 3.1 Mpc. This may be compared to -0.26 kpc⁻¹ in M33 (de Vaucouleurs 1959c corrected to the revised modulus 24.30 from de Vaucouleurs 1978a, b) and -0.34 kpc⁻¹ in the Large Magellanic Cloud (de Vaucouleurs 1957 corrected to the revised modulus 18.31).

The corresponding values of the length scales $\Lambda = -0.4343/G(a)$ (Freeman 1970; de Vaucouleurs 1974), are, respectively, 1.45 kpc (NGC 7793), 1.67 kpc (M33) and 1.28 kpc (LMC). If the assumed distance of 3.1 Mpc is correct, NGC 7793 is intermediate between M33 and the LMC.

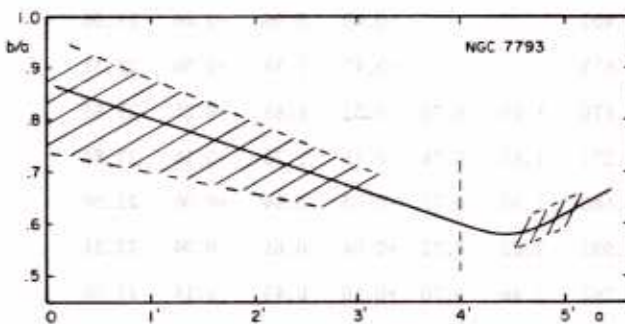


FIG. 6.—Mean ellipticity curve of NGC 7793 from McDonald and Reynolds plate. Hatched zones show total range of scatter. Mean curve has a minimum $(b/a)_m = 0.58$ near $a = 4.3' = 3.9$ kpc. Vertical dashed line marks ledge location (see § VI).

The equivalent luminosity profile $I(r^*)$, where $r^* = (A/\pi)^{1/2}$ is the equivalent radius of an isophote, is shown in Figure 10 where the three plates were combined with more weight given to the higher-resolution McDonald plate in the inner regions and to the other two in the outer regions ($\mu_B > 22.3$).³ Here all details are averaged out and a smooth exponential decay is in evidence at $\mu > 22$, except for a slight residual effect of the bright inner arms near $r^* \approx 2'$.

The exponential part of the profile is well represented by

$$\mu_B = 20.05 + 1.171r^* \quad (r^* \text{ in arcmin}).$$

This equation was used to extrapolate the equivalent luminosity profile and determine the total magnitude of the galaxy; it includes the effect of the arms and does not represent the true exponential disk (see § XI).

VIII. INTEGRATED LUMINOSITY DISTRIBUTION AND TOTAL MAGNITUDE

The luminosity $L(r^*)$ derived by numerical integration of the intensity matrix is given in Tables 5A,

³ At the request of a referee we specify that for computational purposes the area A of an isophote, which defines the equivalent radius $r^* = (A/\pi)^{1/2}$, is calculated both as (a) the total area above some specified flux density μ , and (b) the area of the ellipse best fitting the isophotal contour μ . The two methods are in very close agreement at high levels, say $\mu_B < 24$, but diverge progressively at low levels $\mu > 24$ because of regression effects caused by noise and patchiness in the galaxy structure. Method (a) tends to give values of r^* which are too large (because outlying peaks due to noise are included in the integration). Method (b) tends to give values of r^* which are too small (because outlying, detached islands of the contours are not included by the ellipse fitting procedure). The adopted values are intermediate between the two estimates and so are very close to the value intended by the original definition of r^* .

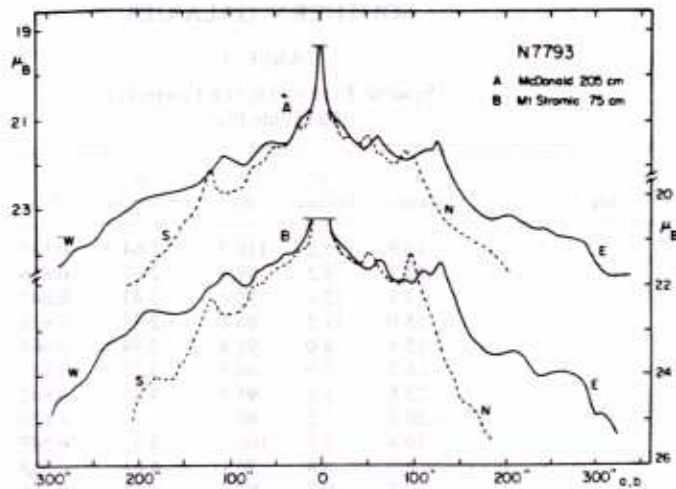


FIG. 7.—Luminosity profiles of major and minor axes; A—from McDonald plate (scale at left); B—from Reynolds plate (scale at right).

TABLE 5A
MEAN LUMINOSITY DISTRIBUTION IN NGC 7793*

log I	A	IP	k(r*)	r*	a	b/a	log ρ*	m-m _T	log J	μ _B
1.37:	0	0	0	0	-	-	-	-	-	17.90
1.3	0.0004	0.0088	0.000 ₆	0.011	-	-	-2.21	8.05	+1.66	18.06
1.2	0.0013	0.0236	0.001 ₆	0.020	-	-	-1.95	6.98	+1.56	18.31
1.1	0.0022	0.0362	0.002 ₅	0.026	-	-	-1.84	6.51	+1.46	18.56
1.0	0.0031	0.0462	0.003 ₁	0.032	-	-	-1.76	6.25	+1.36	18.81
0.9	0.0042	0.0563	0.004	0.037	-	-	-1.69	6.03	+1.26	19.06
0.8	0.0057	0.0667	0.004 ₅	0.043	-	-	-1.63	5.85	+1.16	19.31
0.7	0.0075	0.0767	0.005	0.049	-	-	-1.57	5.70	+1.06	19.56
0.6	0.0094	0.0852	0.006	0.055	-	-	-1.52	5.58	+0.96	19.81
0.5	0.0128	0.0973	0.006 ₅	0.064	-	-	-1.45	5.44	+0.86	20.06
0.4	0.0264	0.1336	0.009	0.092	-	-	-1.29	5.10	+0.76	20.31
0.3	0.0620	0.2118	0.014 ₅	0.141	-	-	-1.11	4.60	+0.66	20.56
0.2	0.176	0.410	0.028	0.237	-	-	-0.88	3.88	+0.56	20.81
0.1	0.509	0.873	0.060	0.402	-	-	-0.65	3.06	+0.46	21.06
0.0	1.180	1.623	0.111	0.613	-	-	-0.47	2.38	+0.36	21.31
-0.1	2.376	2.662	0.182	0.870	1.00	0.70	-0.32	1.85	+0.26	21.56
-0.2	5.123	4.597	0.315	1.277	1.53	0.76	-0.15	1.25	+0.16	21.81
-0.3	8.929	6.732	0.461	1.686	1.95	0.77	-0.03	0.84	+0.06	22.06
-0.4	12.479	8.336	0.571	1.993	2.22	0.72	+0.04	0.61	-0.04	22.31
-0.5	16.072	9.617	0.659	2.262	2.46	0.70	+0.10	0.45	-0.14	22.56
-0.6	19.650	10.632	0.729	2.501	2.96	0.71	+0.14	0.34	-0.24	22.81

* Central region from McDonald plate; I scale arbitrary (not the same as in Table 5B); A in arcmin²; a, r* in arcmin; ρ* = r*/r_c* with r_c* = 1.80 (as in Table 5B); J = 1 for μ = μ_c = 22.22 (B) mag arcsec⁻².

TABLE 5B
MEAN LUMINOSITY DISTRIBUTION IN NGC 7793^a

log I	A	ΣP	k(r*)	r*	a	b/a	log ρ*	m-m _T	log J	μ _B
0.9	0.003	0.030	0.002	0.031	-	-	-1.76	6.98	1.16	19.32
0.8	0.009	0.069	0.003	0.054	-	-	-1.52	6.06	1.06	19.57
0.7	0.011	0.080	0.004	0.059	-	-	-1.48	5.91	0.96	19.82
0.6	0.014	0.094	0.005	0.067	-	-	-1.43	5.74	0.86	20.07
0.5	0.019	0.110	0.006	0.078	-	-	-1.36	5.57	0.76	20.32
0.4	0.031	0.141	0.008	0.099	-	-	-1.26	5.30	0.66	20.57
0.3	0.125	0.363	0.020	0.200	0.22	0.85	-0.954	4.28	0.56	20.82
0.2	0.463	0.955	0.052	0.384	0.34	0.72	-0.671	3.22	0.46	21.07
0.1	1.251	2.051	0.111	0.631	0.50	(1.4:)	-0.455	2.39	0.36	21.32
0.0	2.889	3.880	0.209	0.959	1.07	0.93	-0.273	1.70	0.26	21.57
-0.1	5.065	5.812	0.314	1.270	1.52	0.77	-0.151	1.26	0.16	21.82
-0.2	8.517	8.253	0.445	1.647	1.91	0.80	-0.038	0.88	0.06	22.07
-0.3	11.531	9.955	0.537	1.916	2.29	0.69	+0.027	0.67	-0.04	22.32
-0.4	15.471	11.726	0.633	2.219	2.57	0.71	+0.091	0.50	-0.14	22.57
-0.5	18.535	12.824	0.692	2.429	2.93	0.71	+0.130	0.40	-0.24	22.82
-0.6	20.936	13.498	0.728	2.582	3.08	0.71	+0.157	0.34	-0.34	23.07
-0.7	23.888	14.157	0.764	2.758	3.37	0.66	+0.185	0.29	-0.44	23.32
-0.8	28.003	14.882	0.803	2.986	3.67	0.64	+0.220	0.24	-0.54	23.57
-0.9	32.230	15.477	0.835	3.203	4.00	0.61	+0.250	0.20	-0.64	23.82
-1.0	36.782	15.991	0.863	3.422	4.48	0.58	+0.279	0.16	-0.74	24.07
-1.1	41.035	16.371	0.883	3.614	4.67	0.61	+0.303	0.13	-0.84	24.32
-1.2	45.224	16.669	0.899	3.794	4.86	0.60	+0.324	0.12	-0.94	24.57
-1.3	49.864	16.929	0.913	3.984	4.92	0.62	+0.345	0.10	-1.04	24.82
-1.4	55.004	17.160	0.926	4.184	5.12	0.62	+0.366	0.08	-1.14	25.07
-1.5	60.658	17.360	0.937	4.394	5.20	0.63	+0.387	0.07	-1.24	25.32
-1.6	67.311	17.548	0.947	4.629	5.24	0.64	+0.410	0.06	-1.34	25.57
-1.7	74.552	17.710	0.955	4.871	5.27	0.64	+0.432	0.05	-1.44	25.82
-1.8	83.170	17.863	0.964	5.145	5.30	0.65	+0.456	0.04	-1.54	26.07
-1.9	90.973	17.974	0.970	5.381	5.32	0.65	+0.475	0.03	-1.64	26.32
-2.0	97.602	18.050	0.974	5.574	5.35	0.66	+0.491	0.03	-1.74	26.57
∞		18.535	1.000					0.		∞

^aFrom Mount Stromlo 75 cm reflector plate. Units: I = 1 for μ = μ_S = 21.57; J = 1 for μ = μ_e = 22.22. Uncertain above dotted line.

TABLE 5C
 MEAN LUMINOSITY DISTRIBUTION IN NGC 7793^a

log I	A	ΣP	k(r*)	r*	log ρ*	m-m _T	log J	μ _B
0.7	0.025	0.145	(0.005)	0.089	(-1.31)	(5.74)	+0.77	20.29
0.6	0.050	0.256	(0.009)	0.126	(-1.15)	(5.12)	+0.67	20.54
0.5	0.249	0.947	0.033	0.282	-0.81	3.70	+0.57	20.79
0.4	0.436	1.471	0.051	0.373	-0.68	3.22	+0.47	21.04
0.3	1.122	2.998	0.105	0.598	-0.48	2.45	+0.37	21.29
0.2	2.045	4.645	0.163	0.807	-0.35	1.97	+0.27	21.54
0.1	3.778	7.057	0.247	1.097	-0.22	1.52	+0.17	21.79
0.0	7.656	11.401	0.399	1.561	-0.06	1.00	+0.07	22.04
-0.1	10.986	14.374	0.503	1.870	+0.02	0.75	-0.03	22.29
-0.2	14.514	16.865	0.590	2.149	+0.08	0.57	-0.13	22.54
-0.3	17.407	18.522	0.648	2.354	+0.12	0.47	-0.23	22.79
-0.4	20.749	20.016	0.700	2.570	+0.15	0.39	-0.33	23.04
-0.5	24.241	21.250	0.744	2.778	+0.19	0.32	-0.43	23.29
-0.6	29.029	22.602	0.791	3.040	+0.23	0.25	-0.53	23.54
-0.7	33.867	23.687	0.829	3.283	+0.26	0.20	-0.63	23.79
-0.8	38.880	24.582	0.860	3.518	+0.29	0.16	-0.73	24.04
-0.9	43.818	25.280	0.885	3.735	+0.32	0.13	-0.83	24.29
-1.0	49.691	25.940	0.908	3.977	+0.34	0.11	-0.93	24.54
-1.1	55.352	26.446	0.925	4.198	+0.37	0.08	-1.03	24.79
-1.2	59.766	26.760	0.936	4.362	+0.38 ₅	0.07	-1.13	25.04
-1.3	63.893	26.994	0.945	4.510	+0.40	0.06	-1.23	25.29
-1.4	66.961	27.132	0.949	4.617	+0.41	0.06	-1.33	25.54
-1.5	69.405	27.219	0.953	4.700	+0.42	0.05	-1.43	25.79

^aFrom low-resolution Zeiss camera plate.

5B, and 5C for each of the three plates at 0.1 intervals in log I. The successive columns give the area A (in arcmin²) within the isophote, the integrated luminosity $L(r^*) = \Sigma P$ within the isophote, the fraction $k(r^*) = L(r^*)/L_T$ of the total luminosity L_T emitted within the equivalent radius $r^* = (A/\pi)^{1/2}$ of the isophote, then its major axis a (in arcmin) and axis ratio b/a, the reduced equivalent radius $\rho^* = r^*/r_e^*$ normalized to the effective radius r_e^* , the magnitude difference $m(r^*) - m_T$, and finally the reduced luminosity $J = I/I_e = L(r^*)/L(r_e^*)$ and surface brightness μ_B (mag arcsec⁻²).

The total magnitude was determined by linear extrapolation (i.e., exponential in intensity) of the

equivalent luminosity profile $\mu(r^*)$ (Fig. 10) beyond the last level of Table 5B ($r^* \geq 5.5$). The extrapolation correction is only 3% or 0.03 mag, and the total magnitude is $B_T = 9.51 \pm 0.06$, where the estimated mean error combines zero point, calibration, reduction, and extrapolation errors. This may be compared with $B_T = 9.70 \pm 0.12$ given in RC2 and with an unpublished revised value $B_T^* = 9.64 \pm 0.11$, being the weighted mean of 9.81 ± 0.13 from aperture photometry, 9.41 ± 0.25 from Harvard (Shapley-Ames) corrected, and 9.10 ± 0.30 from Cordoba (Sérsic) corrected as explained by de Vaucouleurs and Bollerger (1977a, b).

The relative integrated luminosity curve $k(r^*)$ is

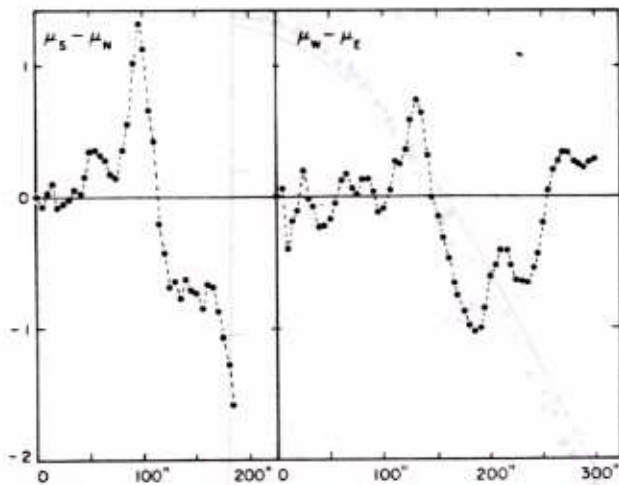


FIG. 8.—Luminosity asymmetry of major and minor axes. The difference of magnitudes between points equidistant from the center along the major (right) and minor (left) axes is plotted vs. distance a or b . Note unusual asymmetry of major axis at $2' < a < 4'$ due to faintness of galactic disk and arms at $a > 2'$ on east side (compare Fig. 7).

shown in Figure 11; the effective semimajor axis, defined by $k(a_e) = \frac{1}{2}$, is $a_e = 2.11 = 1.92$ kpc and the equivalent effective radius, defined by $k(r_e^*) = \frac{1}{2}$, is $r_e^* = 1.80 = 1.64$ kpc. Corresponding values for M33 are $a_e = 12.1 = 2.54$ kpc and $r_e^* = 9.8 = 2.06$ kpc (de Vaucouleurs 1959c, corrected to the revised distance $\Delta = 0.72$ Mpc), and for the LMC, $a_e = 3.12 = 2.50$ kpc and $r_e^* = 2.87 = 2.31$ kpc (de Vaucouleurs 1960, corrected to $\Delta = 0.046$ Mpc).

The effective surface brightness at r_e^* (or a_e) is $\mu_e = 22.22(B)$ mag arcsec $^{-2}$, against 22.83 in M33 and 23.69 in the LMC. The mean surface brightness within r_e^* is $\mu_e' = 21.67$ against 22.15 in M33 and 22.70 in the LMC (de Vaucouleurs 1962). If we neglect the differences in inclinations and correct for galactic extinction, only the corrected values 21.44, 21.84, and 22.27 show

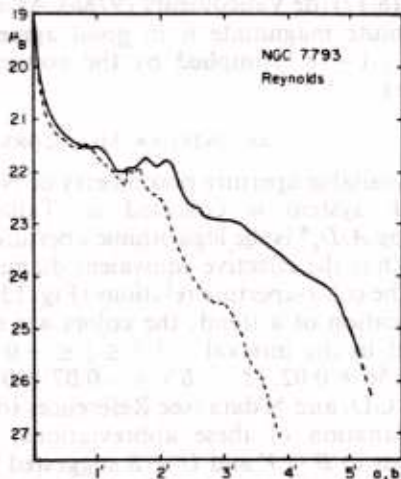


FIG. 9.—Mean luminosity profiles of major and minor axes from Reynolds plate. Note approximately exponential decay along major axis and excess near $a \approx 2'$ due to spiral arms.

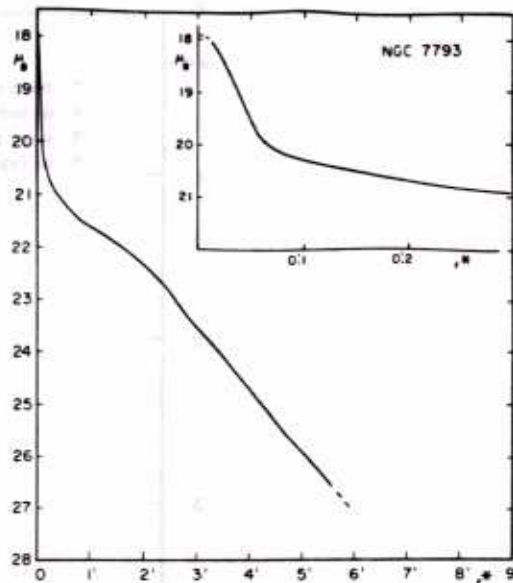


FIG. 10.—Equivalent mean luminosity profile of NGC 7793 from three plates combined. Abscissa is equivalent radius r^* of isophotes. Inset shows nuclear region from McDonald plate. Note exponential disk.

that NGC 7793 has a higher mean specific intensity ($167 \mathcal{L}_\odot \text{pc}^{-2}$) than the comparison galaxies (116 and $78 \mathcal{L}_\odot \text{pc}^{-2}$) within their half-power diameters.

The normalized radii $\rho^* = r^*/r_e^*$ and specific intensities $J = I/I_e$ are also given in Tables 5A, 5B, and 5C. The relative integrated luminosity curve in $\Delta m(\rho^*) = m(r^*) - m_1$ versus $\log \rho^*$ coordinates is compared in Figure 12 with the standard curve for type Sd

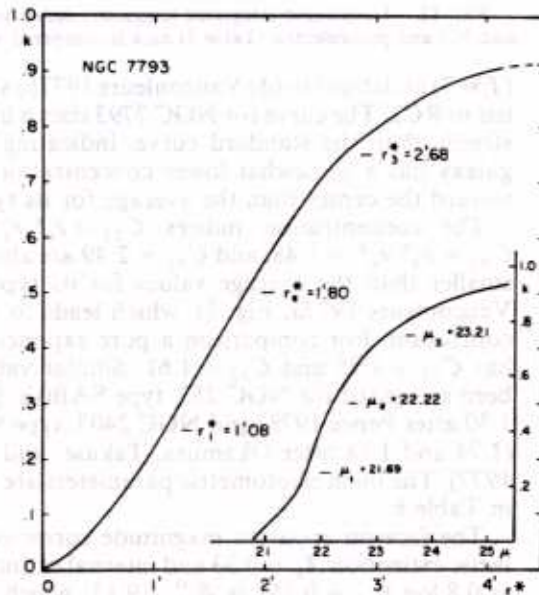


FIG. 11.—Relative integrated luminosity curve of NGC 7793 gives the fraction $k = L(r^*)/L_T$ of the total luminosity emitted within equivalent radius r^* (left scale) or in regions brighter than μ (mag arcsec $^{-2}$) (inset). Quartiles of distribution and effective radius $r_e^* = 1.80$ where $\mu_e = 22.22$ (B -mag arcsec $^{-2}$) are marked.

DE VAUCOULEURS AND DAVOUST

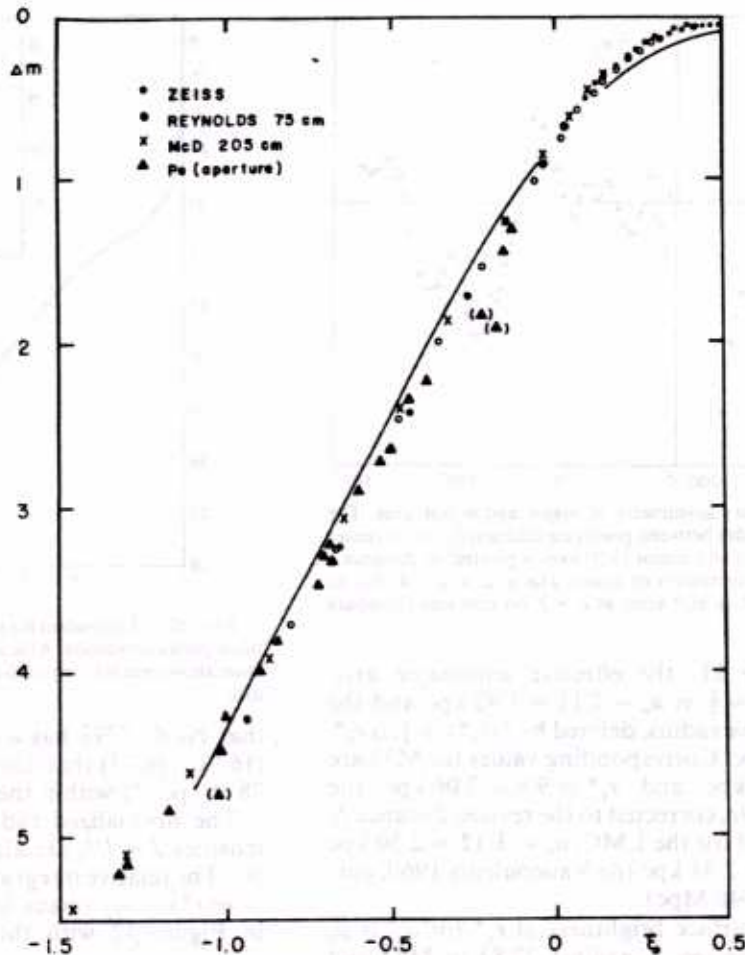


FIG. 12.—Normalized integrated luminosity curve $\Delta m(\rho^*) = m(\rho^*) - m_T$ vs. $\xi = \log \rho^* = \log(r^*/r_e^*)$ from photographic (Tables 5A, 5B, and 5C) and photoelectric (Table 7) data is compared with standard curve for Sd type ($T = 7$) from RC2, Fig. 5.

($T = 7$) as defined in (de Vaucouleurs 1977b) and adopted in RC2. The curve for NGC 7793 rises a little more steeply than the standard curve, indicating that the galaxy has a somewhat lower concentration of light toward the center than the average for its type.

The concentration indices $C_{21} = r_e^*/r_1^* = 1.68$, $C_{32} = r_3^*/r_e^* = 1.48$, and $C_{31} = 2.49$ are also slightly smaller than the average values for its type (see de Vaucouleurs 1977a, Fig. 5), which leads to the same conclusion. For comparison a pure exponential disk has $C_{21} = 1.75$ and $C_{32} = 1.61$. Similar values have been measured for NGC 253, type SAB(s)c (1.71 and 1.50 after Pence 1978) and NGC 2403, type SAB(s)cd (1.74 and 1.58 after Okamura, Takase, and Kodaira 1977). The main photometric parameters are collected in Table 6.

The face-on apparent magnitude corrected for galactic extinction $A_B = 0.23$ and internal extinction $A(i) = 0.8 \log R_{2.5} = 0.15^4$ is $B_T^0 = 9.13$, which gives an

⁴ $A(i)$ is calculated via equation (24) of RC2, but with the value of $\log R_{2.5} = 0.194$ derived here (Table 6); if the catalog value were used instead $A(i) = 0.11$ and corrected magnitudes would be 0.04 mag fainter.

absolute magnitude $M_T^0(B) = -18.35$ if $\mu_0 = 27.48$ (Appendix C). This is intermediate between the corresponding values for M33 (-18.51) and the LMC (-18.17) (de Vaucouleurs 1978b). As noted in § III the absolute magnitude is in good agreement with the value (-18.1) implied by the corrected luminosity index.

IX. INTEGRATED COLORS

Available aperture photometry of NGC 7793 in the UBV system is collected in Table 7 where $\xi = \log A/D_e^*$ is the logarithmic aperture ratio and $D_e^* = 3.6$ is the effective equivalent diameter.

The color-aperture relations (Fig. 13) show no clear indication of a trend; the colors are essentially constant in the interval $-1.3 \leq \xi \leq -0.1$ at $\langle B - V \rangle = 0.56 \pm 0.02$, $\langle U - B \rangle = -0.07 \pm 0.02$ from the W, BP, GD, and N data (see References to Table 7 for an explanation of these abbreviations). The opposite trends in $B - V$ and $U - B$ suggested by the Alcaino (1976) data (crosses) are clearly spurious and the transformation of the older data (sources A, C; see Table 7) to the B, V system is at best precarious. At

TABLE 6
PHOTOMETRIC PARAMETERS OF NGC 7793

Apparent distance modulus (B)	$m - M = 27.71$
Geometric distance modulus	$m_0 - M = 27.48$
Geometric distance (Mpc)	$\Delta = 3.13$
Total apparent magnitude (B)	$B_T = 9.51 \pm 0.06$
Corrected apparent magnitude ^a	$B_0 = 9.13$
Corrected absolute magnitude (B)	$M_0 = -18.35$
Corrected total luminosity ^b	$\log L_T = 9.512$
Total color indices	$(U-B)_T = -0.09 \pm 0.02$
Corrected color indices	$(B-V)_T = 0.54 \pm 0.02$
	$(U-B)_0 = -0.15$
	$(B-V)_0 = 0.46$
Major axis position angle (1950)	$\theta_0 = 97.0 \pm 0.5$
Mean axis ratio ($4:0 < a < 5:4$)	$q = 0.61 \pm 0.01$
Inclination (for $q_0 = 0.12$)	$i = 53.0 \pm 1.0$
Parameters at $\mu_B = 25.0 \text{ mag arcsec}^{-2}$	
Major axis	$D_{25} = 10:0$
Minor axis	$d_{25} = 6:4$
Log axis ratio	$\log R_{25} = 0.194$
Equivalent radius	$r_{25}^* = 4:2 = 3.82 \text{ kpc}$
Fractional luminosity	$k(25) = 0.92$
Parameters of disk component	
Exponential gradient	$G(a) = -0.272 \text{ min}^{-1} = -0.298 \text{ kpc}^{-1}$
Scale length	$\Lambda = 1.45 \text{ kpc}$
Equivalent gradient	$G(r^*) = -0.468 \text{ min}^{-1} = -0.514 \text{ kpc}^{-1}$
Peak brightness ^c	$\mu_0^I = 20.05$
Observed peak brightness ^{c,d}	$\mu_0 = 17.90$
Parameters at $k = 1/4$	
Semi major axis	$a_1 = 1:22 = 1.11 \text{ kpc}$
Axis ratio	$b/a = 0.79$
Equivalent radius	$r_1^* = 1:08 = 0.98 \text{ kpc}$
Surface brightness	$\mu_1 = 21.69$
Parameters at $k = 1/2$ (effective)	
Semi major axis	$a_e = 2:11 = 1.92 \text{ kpc}$
Axis ratio	$b/a = 0.73$
Equivalent radius	$r_e^* = 1:80 = 1.64 \text{ kpc}$
Surface brightness	$\mu_e = 22.22$
Parameters at $k = 3/4$	
Semi major axis	$a_3 = 3:34 = 3.04 \text{ kpc}$
Axis ratio	$b/a = 0.64$
Equivalent radius	$r_3^* = 2:68 = 2.44 \text{ kpc}$
Surface brightness	$\mu_3 = 23.21$
Concentration indices	
	$C_{21} = r_e^*/r_1^* = 1.68$
	$C_{32} = r_3^*/r_e^* = 1.48$

Notes:

- ^aCorrected for galactic extinction $A_B = 0.23$ and inclination $A(i) = 0.15$.
^bin solar units with $M_0(B) = +5.43$.
^cB mag arcsec⁻²
^dOn Mcd plate, resolution limited, not significant (see Appendix B).

TABLE 7
APERTURE PHOTOMETRY OF NGC 7793

Aperture (arcsec)	log A (0.1)	ξ	V	B-V	B	U-B	Source
10".5	0.24	-1.32	14.17	0.53	14.70	-0.08	W
10".9	0.26	-1.30	14.20	0.45	14.65	-0.14	AL ₂
14".3	0.38	-1.18	(13.78)	0.56	(14.34)	-0.08	W
20".8	0.54	-1.02	(13.63)	0.60	(14.23)	0.00	AL ₂
20".8	0.54	-1.02	13.36	0.60	13.96	0.00	AL ₂
21".7	0.56	-1.00	13.16:	0.61	13.77:	-	GD
28".3	0.67	-0.89	12.86	0.62	13.48	-	GD
30".7	0.71	-0.85	12.67:	0.64	13.31:	-	GD
40".1	0.82 ₅	-0.73 ₅	12.31	0.64	12.95	-	GD
43".0	0.85 ₅	-0.70 ₅	12.13:	0.65	12.78:	-	GD
44".5	0.87	-0.69	12.17	0.53	12.70	-0.17	AL ₂
45".0	0.87 ₅	-0.68 ₅	12.18	0.63	12.81	0.00	BP ^a
56".2	0.97	-0.59	11.76	0.63	12.39	-	GD
64".3	1.03	-0.53	11.58	0.63	12.20	-0.02	N ^a
68".1	1.05 ₅	-0.50	11.50	0.63	12.13	-0.04	BP ^a
79".7	1.12	-0.44	11.24	0.59	11.83	-	GD
88".7	1.17	-0.39	11.12	0.58	11.70	-0.28	AL ₂
128"	1.33	-0.23	(10.61)	(0.72)	(11.33)	-	A
144"	1.38	-0.18	(10.76)	(0.66)	(11.42)	-	C
151"	1.40	-0.16	10.37	0.56	10.93	-0.09	N ^a
161"	1.43	-0.13	10.24	0.53	10.77	-0.09	N ^a

^a Used for zero-point calibration.

REFERENCES.—A = Stebbins and Whitford 1937; C = Pettit 1954; N = G. and A. de Vaucouleurs 1972; BP = Bucknell and Peach 1976; AL₂ = Alcaino 1976; GD = Green and Dixon 1978; W = Wegner 1979.

type Sd ($T = 7$) one would normally expect the total colors to be about 0.03–0.04 mag bluer than near $\xi \approx -0.1$ (see Fig. 6 in RC2). However, because the data show no indication of reddening toward the center at $\xi < -1.0$, we will accept the mean colors measured with the two largest apertures ($B - V$) = 0.54 and ($U - B$) = -0.09 (source N) as close enough approximations to the total (asymptotic) colors. Then the corrected colors, calculated by the precepts of RC2, are ($B - V$)_T⁰ = 0.46, ($U - B$)_T⁰ = -0.15. (The values given in RC2 are 0.51 and -0.16.)

For comparison the observed integrated colors of M33 (type Scd) are +0.55 and -0.10 (de Vaucouleurs 1959c) and the corrected colors 0.44 and -0.18 (RC2). The colors of both galaxies agree closely with the

means for type Scd ($T = 6$) (0.47, -0.17). The colors suggest that the classification of NGC 7793 given in RC2 as Sdm ($T = 8$) from an old, underexposed Mount Wilson plate is probably a little too late; an earlier classification as Sd⁻ (i.e., Scd, $T = 6$) from the Reynolds plate (de Vaucouleurs 1956) may be more nearly correct. However, both are in agreement with Shapley's original Sd classification within the normal accidental errors of classification work ($\sigma_T \approx 0.7$ to 1.0, de Vaucouleurs 1977a).

X. THE SPHEROIDAL COMPONENT

In a late-type galaxy such as NGC 7793 the exponential disk is dominant. Nevertheless, the luminosity

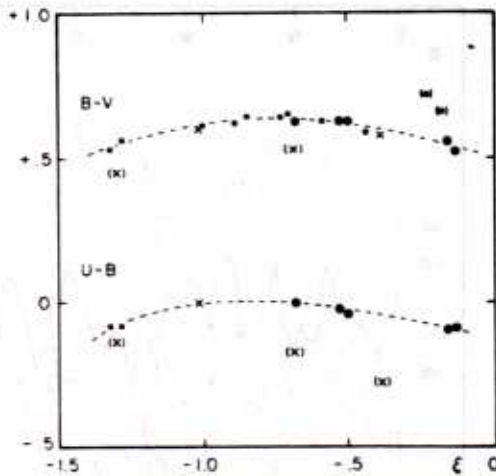


FIG. 13.—Color-aperture data. Note near constancy of color index in agreement with expectation for Sd type.

profile (Fig. 7) shows clearly that a spheroidal component is still present with a marked peak in the nucleus.

The luminosity distribution in the nuclear region was derived from a high-resolution PDS scan of the McDonald plate on which two stars (A and B in Fig. 4) were also scanned at the same resolution to derive the instrumental point spread function (PSF; see Appendix B). The Gaussian core of the PSF has a dispersion $\sigma_1^* = 0.98$ corresponding to a diameter $D_e^* = 2.3$ for the half-total power beam ("seeing disk").

The equivalent luminosity profile of the spheroidal component was determined by subtracting from the high-resolution map a local exponential disk of gradient $\partial \log I / \partial r^* = -0.400 \text{ arcmin}^{-1}$ and tangent to the luminosity profile of Figure 10 at $r^* = 0.613$. The precise choice of an exponential disk is not critical for the definition of the spheroid which is dominant at $r^* < 4''$.

The observed net profile $I^I = I - I^{II}$ was then plotted versus $r^{1/4}$ to find a first approximation of its effective radius $r_e^I \approx 6''$; the profile was next corrected for convolution effects by a Gaussian PSF of relative dispersion $\sigma_1^*/r_e^I = 0.16$ and a second approximation of the $r^{1/4}$ fit was obtained; it has an effective radius $r_e^I = 6.03 = 91 \text{ pc}$ and surface brightness $\mu_e^I = 21.43 \text{ mag(arcsec)}^{-2}$, corresponding to a luminosity distribution law

$$\mu_B^I = 13.10 + 8.326(\rho_1^*)^{1/4}, \quad (3)$$

where $\rho_1^* = r^*/r_e^I$. Observed and calculated values of μ are compared in Table 8 and the $O - C$ residuals are shown in Figure 14. The s.d. is 0.21 mag or 4.5% of the brightness range $18 < \mu < 25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ in the interval $0 \leq r^* \leq 24.7''$.

The integrated luminosity of the spheroid $L_T^I = 7.268\pi I_e^I (r_e^I)^2$ (de Vaucouleurs 1962) corresponds to a total magnitude $B_T^I = 14.13$. For comparison

TABLE 8
THE SPHEROIDAL COMPONENT OF NGC 7793

$r^{*''}$	μ_B^I	$\Delta\mu$	μ_e^I	μ_o^I	$O - C$
0.0	13.10	-5.102	18.20	17.98	-0.22
0.69	17.95	-0.417	18.36	18.16	-0.20
1.20	18.66	+0.06	18.61	18.43	-0.18
1.57	19.05	+0.191	18.86	18.72	-0.14
1.87	19.32	+0.224	19.09	19.01	-0.08
2.30	19.64	+0.222	19.42	19.32	-0.10
2.55	19.82	+0.201	19.62	19.65	+0.03
2.92	20.05	+0.167	19.88	20.00	+0.12
3.28	20.25	+0.137	20.11	20.40	+0.29
3.83	20.54	+0.101	20.44	20.86	+0.42
5.52	21.25	+0.057	21.19	21.42	+0.23
8.46	22.17	+0.029	22.14	22.17	+0.03
14.22	23.42	+0.02	23.40	23.20	-0.20
24.12	24.88	+0.01	24.87	24.61	-0.26

NOTE.— r^* = equivalent radius (arcsec); μ_B^I = spheroid from equation (3); $\Delta\mu$ = convolution correction for $\sigma^* = 0.98$; $\mu_e^I = \mu - \Delta\mu$ = calculated brightness; $\mu_o^I = \mu_{obs} - \mu^{II}$ = observed brightness corrected for disk contribution; $O - C = \mu_o - \mu_e$.

direct numerical integration of the observed nuclear luminosity profile out to $r^* \approx 17''$ is $B_N = 14.19$.

The fractional luminosity of the spheroid is $k^I = L^I/L_T = 0.014$. This low value is consistent with the Sd classification. For comparison $k^I = 0.15$ in NGC 253, type Sc (Pence 1978) and $k^I \approx 0.01$ in M33, type Scd (Monnet, private communication).

XI. THE EXPONENTIAL DISK

The brightness distribution in the disk of a spiral can be thought of as the sum of two components: (II α) the more or less smooth distribution of the underlying disk of old stars and (II β) the patchy distribution of the young, hot stars concentrated in the spiral arms. Presumably most of the mass of the disk is in component (α); only a minor fraction resides in the conspicuous component (β). Component (α) is dominant in early-type spirals (Sa), component (β) is more prominent in late-type spirals (Sd) such as NGC 7793.

We have attempted to separate the two components by analyzing the brightness distribution in concentric annuli ($r, r + dr$) which are circular in the plane of the

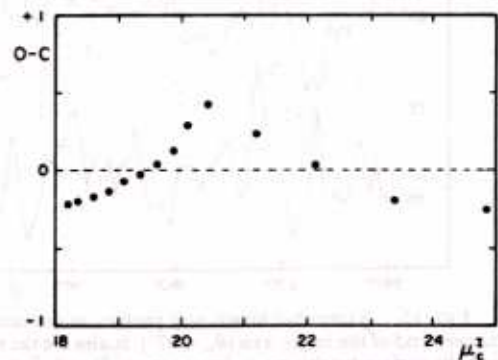


FIG. 14.— $O - C$ residuals of spheroidal component from eq. (3)

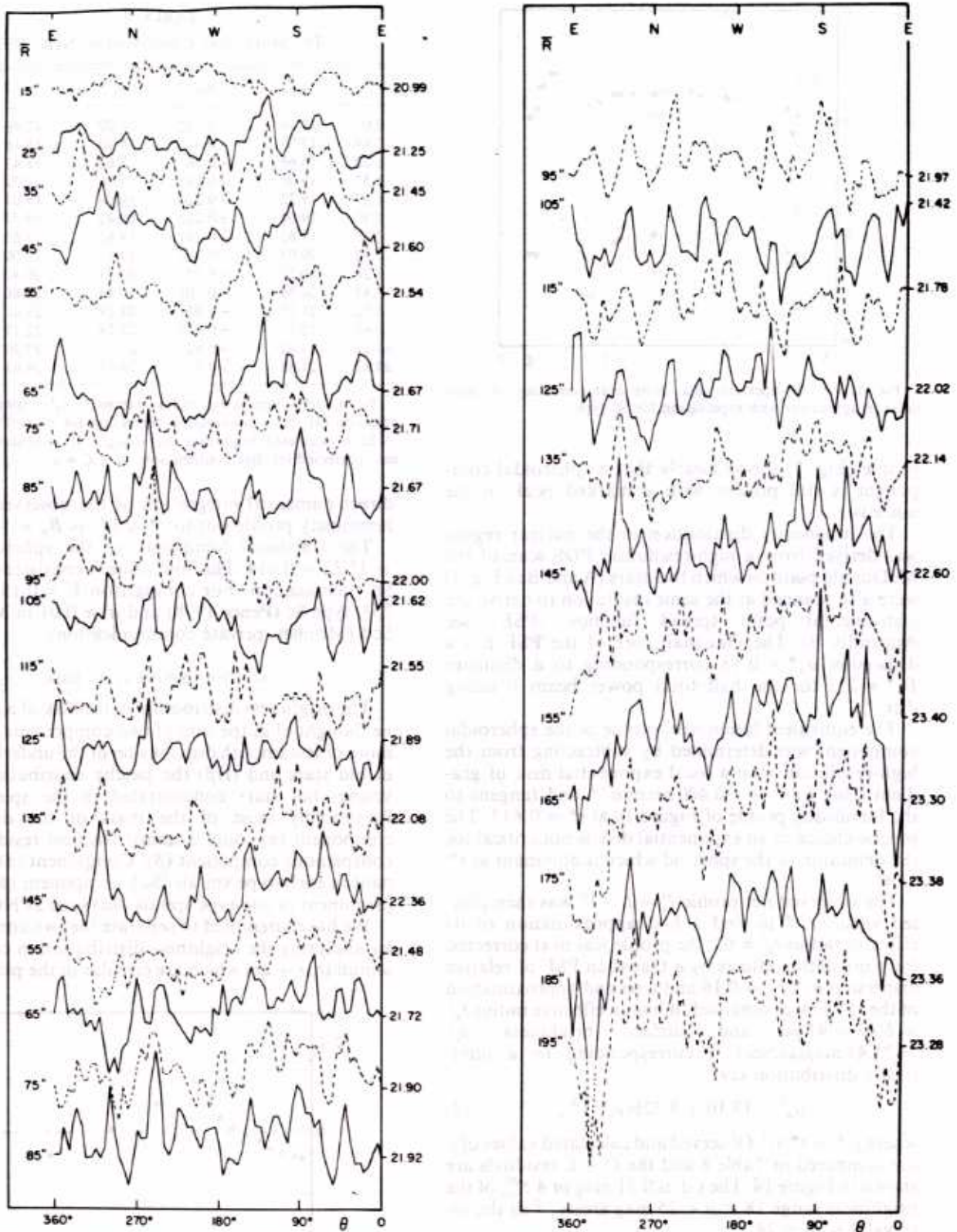


FIG. 15.—Azimuthal luminosity profiles in concentric annuli in plane of NGC 7793. Angles $\theta - \theta_0$ increase counterclockwise from the eastern end of the major axis ($\theta_0 = 97^\circ$). Scales are the same for all profiles except for zero point shift. The mean radius of each ring is marked at left; its surface brightness μ_B (mag arcsec $^{-2}$) at θ_0 is marked at right. First 14 curves are from McDonald plate ($15'' \leq r \leq 145''$); last 15 curves from Reynolds plate ($55'' \leq r \leq 195''$).

SOUTHERN GALAXIES

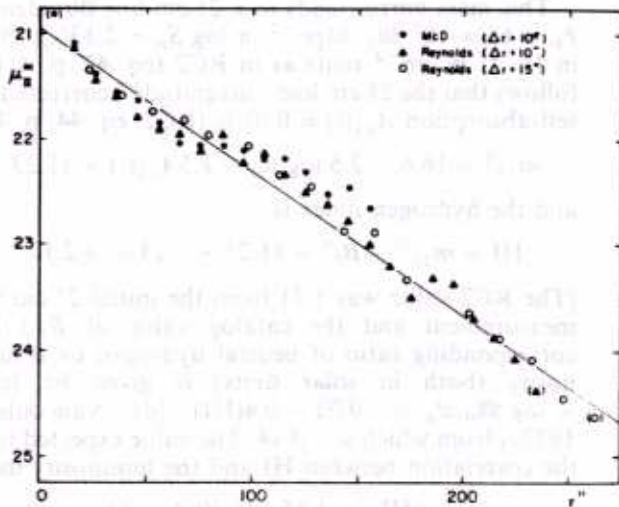


FIG. 16.—Exponential old disk in NGC 7793. The (average) minimum brightness $\mu_m^B(r)$ in the azimuthal profiles of Fig. 15 is plotted vs. the mean radius r of each annulus.

galaxy and, therefore, elliptical with axis ratio $b/a = 0.61$ in projection. Some typical azimuthal profiles are illustrated in Figure 15 for rings $10'' = 0.15$ kpc wide having radii $15'' < r < 195''$ (0.23 to 4.0 kpc). Following Schweizer (1976) we define the underlying disk by the (average) minimum $I_m^B(r)$ or the corresponding magnitude $\mu_m^B(r)$ in each annulus (a few low points due to obscuring clouds are ignored). A plot of $\mu_m^B(r)$ versus r (Fig. 16) brings out the exponential old

disk component:

$$\begin{aligned} \mu^B &= 20.96 + 0.815r \quad (r \text{ in arcmin}), \\ &= 20.96 + 0.896r \quad (r \text{ in kpc}). \end{aligned} \quad (4)$$

By integration of (4) the total magnitude of the old population I disk is $B_T(II\alpha) = 9.97$, corresponding to a corrected absolute magnitude $M_T^0(II\alpha) = -17.89$ which is 65.5% of the total luminosity of the galaxy (§ VIII). The corresponding effective parameters are $r_e^{II}(\alpha) = 1.76 = 1.60$ kpc and $\mu_e^{II}(\alpha) = 22.78$ (Table 9).

The extrapolated central surface brightness of the old disk component is $\mu^B(0) = 20.96$ B-mag (arcsec)⁻² or $\mu^B(0) = 21.06$ corrected for inclination and galactic extinction. This may be compared with the mean value 21.67 with a dispersion $\sigma_1 = 0.35$ observed by Schweizer (1976) in six Sb I and Sc I galaxies, confirming Freeman's (1970) earlier results for the total disk component. This comparison again indicates that NGC 7793 has above-average surface brightness in the B band.

The luminosity of the young component is readily derived in each annulus by integration of the excess $I(r) - I_m^B(r)$.⁵ The fraction $f^B(r)$ of the total luminosity

⁵ Each annulus was divided into 72 cells of equal width. No attempt was made to optimize the shape of the cells according to the pitch angle of the spiral arms. The analysis was performed on the unsmoothed surface brightness maps; the pixels were squares of size 1.5 (McDonald plate) and 3.4 (Reynolds plate). The surface brightness of a cell was computed as the average of all pixels whose geometric center fell in this cell. The annuli were 10'' wide, the first being 15'' (McDonald plate) and 55'' (Reynolds plate) from the center. There were on the average 3 pixels in the innermost cells, and 12 (Reynolds plate) to 35 (McDonald plate) in the outermost cells.

TABLE 9
PARAMETERS OF SPHEROIDAL AND DISK COMPONENTS

Spheroidal (r^1) Component	
Peak brightness ^a	$\mu^1(0) = 13.10 - 0.23 = 12.87 = 4.5 \times 10^6 \text{ } \mathcal{L}_\odot \text{ pc}^{-2}$
Effective radius	$r_e^1 = 6.03 = 91 \text{ pc}$
Effective brightness ^a	$\mu_e^1 = 21.43 - 0.23 = 21.20 = 209 \text{ } \mathcal{L}_\odot \text{ pc}^{-2}$
Total magnitude ^b	$B_T^1 = 14.13 - 0.23 = 13.90$
Absolute magnitude ^c	$M_T^1 = -13.73$
Fractional luminosity	$k^1 = 0.014$
Old Disk (Exponential) Component	
Luminosity gradient	$G^B(r) = -0.326 \text{ arcmin}^{-1} = -0.358 \text{ kpc}^{-1}$
Peak brightness ^a	$\mu^B(0) = 20.96$
Corrected peak brightness ^{a,c}	$\mu_e^B(0) = 21.06 = 238 \text{ } \mathcal{L}_\odot \text{ pc}^{-2}$
Effective radius	$r_e(II\alpha) = 1.76 = 1.60 \text{ kpc}$
Effective brightness ^a	$\mu_e(II\alpha) = 22.78$
Total magnitude	$B_T(II\alpha) = 9.97$
Absolute magnitude ^c	$M_T^0(II\alpha) = -17.89$
Fractional luminosity	$k(II\alpha) = 0.655$
Young Disk (Arm) Component	
Total magnitude	$B_T(II\beta) = 10.71$
Absolute magnitude ^c	$M_T^0(II\beta) = -17.15$
Fractional luminosity	$k(II\beta) = 0.331$

^a B mag (arcsec)⁻²; $A_B = 0.23$ is galactic extinction.

^b From μ_e^1 and r_e^1 .

^c Corrected for inclination and galactic extinction.

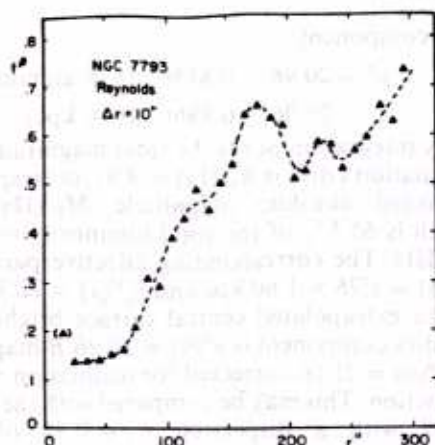


FIG. 17.—Arm-to-disk ratio. The mean value of the arms contrast ratio $I_A/I_D = (I - I_D)/I_D$ is plotted vs. the mean radius r of each annulus of $10''$ width (Reynolds plate).

of each annulus originating in the young component varies as a function of r as shown in Figure 17. The total magnitude of this component is $B_T(\text{II}\beta) = 10.71$ or 50.8% of the total luminosity $B_T(\text{II}\alpha) = 9.97$ of the old disk and 33.1% of that of the galaxy. As shown by Figure 17 the arm-to-disk (or young-to-old) ratio increases with radius in general agreement with Schweizer's findings for earlier-type spirals. This effect is mainly due to the exponential radial decay of the old disk. However, the arm intensity ratio is approximately constant in the interval $160'' < r < 200''$ ($\langle r \rangle \approx 2.2$ kpc).

XII. NEUTRAL HYDROGEN-LUMINOSITY RATIO

Radio observations of NGC 7793 in the 21 cm line of H I have been reported by Gougenheim (1969) and most recently by Whiteoak and Gardner (1977). From these low-resolution observations—which agree within $\pm 15\%$ —the total mass of neutral hydrogen (corrected to the adopted distance of 3.1 Mpc) is $\mathfrak{M}_H = 0.67 \times 10^9 \mathfrak{M}_\odot$ with an estimated uncertainty of about 10%.

This mass corresponds to a 21 cm line flux density $F_H = 68 \times 10^6 \mathfrak{M}_\odot \text{ Mpc}^{-2}$ or $\log S_H = 2.136$, if S_H is in $10^{-28} \text{ W cm}^{-2}$ units as in RC2 (eq. 42, p. 41). It follows that the 21 cm line "magnitude" corrected for self-absorption $A_{21}(i) = 0.01$ is (RC2, eq. 44, p. 41):

$$m_{21}^0 = 16.6 - 2.5 \log S_H - 2.5 A_{21}(i) = 11.23,$$

and the hydrogen index is

$$\text{HI} = m_{21}^0 - B_T^0 = 11.23 - 9.13 = +2.10.$$

(The RC2 value was 1.71 from the initial 21 cm flux measurement and the catalog value of B_T .) The corresponding ratio of neutral hydrogen to B luminosity (both in solar units) is given by $\log g = \log \mathfrak{M}_H/\mathfrak{L}_B = -0.02 - 0.4(\text{HI})$ (de Vaucouleurs 1977a) from which $g = 0.14$. The value expected from the correlation between HI and the luminosity index

$$\langle \text{HI} \rangle = 1.65 - 1.30(\Lambda - 1) \quad (5)$$

(de Vaucouleurs 1977a) is $\langle \text{HI} \rangle = 1.208$ or $\langle g \rangle = 0.31$. We conclude that the neutral hydrogen content of NGC 7793 is subnormal by a factor of ~ 2.2 relative to its luminosity (or, equivalently, that it is too bright by ~ 0.9 mag in B for its H I content). The strength of the young disk population (§ XI) and the large number of bright H II regions in NGC 7793 suggest that a large fraction of the hydrogen may be ionized. This is confirmed by interferometric observations of widespread Hz emission in the disk (Monnet 1971; Davoust and de Vaucouleurs 1980).

Detailed surface photometry of many more spirals of the various morphological types and luminosities will be needed to determine whether departures from the norm in the neutral hydrogen-luminosity ratio are correlated with the relative abundance of hot stars measured by the arm-to-disk ratio (§ XI).

This work was supported in part by the National Science Foundation through grant AST 75-22900. We thank a referee for detailed criticisms and helpful suggestions.

APPENDIX A

MAGNITUDE OF BRIGHTEST SUPERASSOCIATION

Because the brightest superassociations are promising tertiary distance indicators for late-type galaxies (de Vaucouleurs 1979b; Wray and de Vaucouleurs 1980), we have measured the integrated magnitude B_1 of the brightest blue knot in NGC 7793 associated with H II region Nr 53 in our list (Davoust and de Vaucouleurs 1980) corresponding to Nr 20 in Hodge's (1966, 1969) list; it is located $17^\circ 9' \text{ W}, 93^\circ 8' \text{ S}$ of the nucleus. By integration of the intensity matrix (corrected for the underlying local disk) in a $25'' = 380$ pc square array of 0.75 pixels, we find $B_1 = 15.93$, while integration of the isophotes drawn from a 0.3 pixel map gives $B_1 = 16.10$ within $r < 14'' = 210$ pc. We adopt $B_1 = 16.0 \pm 0.1$ for a standard integration aperture of ~ 400 pc (Wray and de Vaucouleurs 1980). This value is used as a distance indicator in Appendix C.

APPENDIX B

POINT SPREAD FUNCTION AND MAGNITUDES OF TWO FIELD STARS

Two field stars marked A and B in Figure 4 were used to derive the PSF on the McDonald plate; both were corrected for the interpolated underlying disk of the galaxy. Both mean radial profiles $I(r)$ could be fitted by a single

SOUTHERN GALAXIES

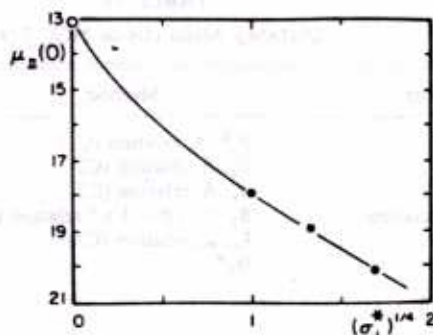


FIG. 18.—Relation between apparent peak brightness in NGC 7793 (B mag arcsec $^{-2}$) and dispersion σ^* of point spread function

Gaussian of dispersion $\sigma^* = 0.98$ and integrated magnitudes $m^* = 17.18$ (A) and 16.80(B). A more precise fit by means of the sum of two Gaussians gave $\sigma_1^* = 0.86$ and $\sigma_2^* = 1.33$ with $m^* = 17.21$ for star A, $\sigma_1^* = 0.90$ and $\sigma_2^* = 1.27$ with $m^* = 16.89$ for star B. Integration of the intensity matrices in 6.7×6.7 squares gave $m^* = 17.26$ (A) and 16.94(B). We adopt $\sigma_1^* = 0.88$ and $\sigma_2^* = 1.30$ and $m_B^*(A) = 17.20$, $m_B^*(B) = 16.88$ with estimated mean errors of 0.05 (including zero point error).

For the lower-resolution Mount Stromlo plates we determined only the dispersion of single Gaussian fits, $\sigma^* = 3.06$ for the Reynolds plate and $\sigma^* = 8.12$ for the Zeiss plate.

The relation between σ^* and the observed peak brightness on each of the three plates $\mu(0) = 17.90$ (McDonald), 18.91 (Reynolds), and 20.10 (Zeiss) is displayed in Figure 18 where the calculated peak brightness of the $r^{1/4}$ spheroid $\mu^1(0) = 13.10$ is plotted at $\sigma^* = 0$. This illustrates the drastic smoothing of the central peak of the spheroidal component by the instrumental function and the fictitious character of the "core radius" parameter that would be derived by force fitting the observed luminosity profile to a truncated isothermal function.

APPENDIX C

REVISED DISTANCE OF NGC 7793

The mean distance modulus of the major members of the Sculptor group $\mu_0 = 27.0 \pm 0.2$ previously derived from secondary distance indicators (de Vaucouleurs 1978c, d) is not necessarily the best estimate for NGC 7793.

The new photometric data allow an improved estimate of the distance of NGC 7793 from a variety of tertiary indicators.

If B_T^0 is the corrected total magnitude, D_0 the corrected isophotal diameter, A_e the effective aperture (as defined in RC2), B_1^0 the corrected magnitude of the brightest superassociation, and Λ_c the corrected luminosity index, the distance modulus is given by the following relations:

$$\mu_0(B_T^0) = 19.15 + B_T^0 - 3.0(\Lambda_c - 1) \quad \text{with } \sigma(\mu_0) = 0.45, \quad (C1)$$

$$\mu_0(D_0) = 38.58 - 5 \log D_0 - 3.0(\Lambda_c - 1) \quad \text{with } \sigma(\mu_0) = 0.6, \quad (C2)$$

$$\mu_0(A_e) = 36.58 - 5 \log A_e - 1.75(\Lambda_c - 1) \quad \text{with } \sigma(\mu_0) = 0.5, \quad (C3)$$

$$\mu_0(B_1) = 13.0 + B_1^0 - 2(\Lambda_c - 0.8) - 2.5[(B - V)_T^0 - 0.5] \quad \text{with } \sigma(\mu_0) = 0.55. \quad (C4)$$

Finally, NGC 7793 is in area E of EDS VII (de Vaucouleurs and Bollinger 1979) where the mean velocity-distance relation is

$$5 \log V_0 - 15.46 = 1.190(\mu_0^* - 30.60) \quad \text{with } \sigma(\mu_0) = 0.65, \quad (C5)$$

from $N = 19$ galaxies, and the mean value of the Hubble constant $H^* = 100.7 \pm 7.5$.

The values of μ_0 calculated from equations (C1) to (C5) with $B_T^0 = 9.13$, $\log D_0 = 1.98$, $\log A_e = 1.58$, $B_1 = 16.0$, and $\Lambda_c = 1.34$ (for $T = 7$, $L = 6.5$, $\log R_{25} = 0.194$), all revised from RC2 as indicated by the present work, are collected in Table 10.

The unweighted mean is $\langle \mu_0 \rangle = 27.47 \pm 0.20$ ($N = 6$, $\sigma_1 = 0.48$); the weighted mean is $\langle \mu_0^* \rangle = 27.51 \pm 0.23$ ($\Sigma w = 3$, $\sigma_1 = 0.40$) or 27.48 if the two extreme values are rejected. We will adopt for the revised modulus of NGC 7793 $\mu_0 = 27.48 \pm 0.20$ (exclusive of zero point error of distance scale) or ± 0.25 (inclusive), corresponding to a distance $\Delta = 3.13 \pm 0.38$ Mpc. This is 0.48 ± 0.28 mag greater than the modulus adopted for the brighter members

DE VAUCOULEURS AND DAVOUST

TABLE 10
DISTANCE MODULUS OF NGC 7793

Indicator	Method	μ_0	w
Total magnitude	B_T^0, Λ_c relation (C1)	27.26	1
Isophotal diameter	D_m, Λ_c relation (C2)	27.66	1/2
Effective aperture	A_r, Λ_c relation (C3)	(28.08)	1/2
Brightest superassociation	$B_1, \Lambda_c, (B - V)_T^0$ relation (C4)	27.77	1/2
Redshift	V_0, μ_0 relation (C5)	27.40	1/4
	H_0^*	(26.64)	1/4
Unweighted mean		27.47	$N = 6$
		± 0.20	$\sigma_1 = 0.48$
Weighted mean		27.51	$\Sigma w = 3$
		± 0.23	$\sigma_1 = 0.40$

of the Sculptor group (de Vaucouleurs 1978d, Table 5). This distance differential of 0.6 Mpc is entirely consistent with the depth in the line of sight that might be expected from the apparent diameter of the group ($20^\circ \approx 0.9$ Mpc, see de Vaucouleurs 1959b).

REFERENCES

- Ables, H. 1971, *Pub. U.S. Naval Obs.*, **20**, 3.
 Alcaïno, G. 1976, *Astr. Ap. Suppl.*, **26**, 261.
 Bucknell, M. J., and Peach, J. V. 1976, *Observatory*, **96**, 61 (BP).
 Burstein, D. 1978, Ph.D. thesis, University of California, Santa Cruz.
 Davoust, E., and de Vaucouleurs, G. 1980, *Ap. J.*, submitted.
 de Vaucouleurs, G. 1948, *Ann. d'Ap.*, **11**, 247.
 ———, 1956, *Mem. Com. Obs. Mount Stromlo*, Vol. 3, No. 13.
 ———, 1957, *A.J.*, **62**, 69.
 ———, 1958, *Ap. J.*, **128**, 465.
 ———, 1959a, *Handbuch der Physik*, **53**, 311.
 ———, 1959b, *Ap. J.*, **130**, 718.
 ———, 1959c, *Ap. J.*, **130**, 728.
 ———, 1960, *Ap. J.*, **131**, 574.
 ———, 1961, *Ap. J.*, **133**, 405.
 ———, 1962, in *IAU Symposium 15, Problems of Extragalactic Research*, ed. G. C. McVittie (New York: Macmillan), p. 3.
 ———, 1963a, *Ap. J.*, **137**, 720.
 ———, 1963b, *Ap. J.*, **138**, 934.
 ———, 1964, *Ap. J.*, **139**, 899.
 ———, 1968, *Appl. Optics*, **7**, 1513.
 ———, 1973, *Ap. J.*, **181**, 31.
 ———, 1974, in *IAU Symposium 58, The Formation and Dynamics of Galaxies*, ed. J. R. Shakeshaft (Dordrecht: Reidel), p. 1.
 ———, 1975, *Ap. J. Suppl.*, **29**, 193.
 ———, 1977a, in *The Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, ed. B. Tinsley and R. B. Larson (New Haven: Yale University Observatory), p. 43.
 ———, 1977b, *Ap. J. Suppl.*, **33**, 211.
 ———, 1978a, *Ap. J.*, **223**, 351.
 ———, 1978b, *Ap. J.*, **223**, 730.
 ———, 1978c, *Ap. J.*, **224**, 14.
 ———, 1978d, *Ap. J.*, **224**, 710.
 ———, 1979a, *Ap. J.*, **227**, 380.
 ———, 1979b, *Ap. J.*, **227**, 729.
 de Vaucouleurs, G., and Bollinger, G. 1977a, *Ap. J. Suppl.*, **33**, 241.
 ———, 1977b, *Ap. J. Suppl.*, **33**, 247.
 ———, 1979, *Ap. J.*, **233**, 433.
 de Vaucouleurs, G., and Page, J. 1962, *Ap. J.*, **136**, 107.
 de Vaucouleurs, G., and de Vaucouleurs, A. 1972, *Mem. R.A.S.*, **77**, 1 (N).
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., and Corwin, H. G. 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Austin: University of Texas Press) (RC2).
 Freeman, K. C. 1970, *Ap. J.*, **160**, 811.
 Gerola, H., and Seiden, P. E. 1978, *Ap. J.*, **223**, 129.
 Gouguenheim, L. 1969, *Astr. Ap.*, **3**, 281.
 Green, M. R., and Dixon, K. L. 1978, *Observatory*, **98**, 166 (GD).
 Hodge, P. W. 1966, *An Atlas and Catalog of H II Regions in Galaxies* (Seattle: Astronomy Department, University of Washington).
 ———, 1969, *Ap. J. Suppl.*, **18**, No. 157, 73.
 Jones, W. B., Obits, D. L., Gallet, R. M., and de Vaucouleurs, G. 1967, *Pub. Department of Astronomy, University of Texas*, Ser. 2, Vol. 1, No. 8.
 Kormendy, J. 1977, *Ap. J.*, **218**, 333.
 Lindblad, B. 1941, *Stockholms Obs. Ann.*, Vol. 13, No. 8.
 Monnet, G. 1971, *Astr. Ap.*, **12**, 379.
 Okamura, S., Takase, B., and Kodaira, K. 1977, *Pub. Astr. Soc. Japan*, **29**, 567.
 Pence, W. D. 1978, *University of Texas Pub. in Astr.*, No. 14.
 Pettit, E. 1954, *Ap. J.*, **120**, 413.
 Sandage, A. R. 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies* (Washington: Carnegie Institute of Washington).
 ———, 1975, in *Galaxies and the Universe*, ed. A. and M. Sandage and J. Christian (Chicago: University of Chicago Press), p. 1.
 Schweizer, F. 1976, *Ap. J. Suppl.*, **31**, 313.
 Sérsic, J. L. 1968, *Atlas de Galaxies Australes* (Cordoba, Argentina: Obs. Astr.).
 Shapley, H. 1943, *Galaxies* (Philadelphia: Blakiston).
 Shapley, H., and Paraskevopoulos, J. S. 1940, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **26**, 31.
 Smith, M. G. 1977, *IAU Colloquium 37, Décalages vers le rouge et expansion de l'univers* (Paris: C.N.R.S.), p. 75.
 Stebbins, J., and Whitford, A. E. 1937, *Ap. J.*, **86**, 247.
 Tsikoudi, V. 1977, *University of Texas Pub. in Astr.*, No. 10.
 van den Bergh, S. 1963, *Observatory*, **83**, 257.
 Wegner, G. 1979, *Ap. Space Sci.*, **60**, 15 (W).
 Whiteoak, J. B., and Gardner, F. F. 1977, *Australian J. Phys.*, **30**, 187.
 Wray, J., and de Vaucouleurs, G. 1980, *A.J.*, **85**, 1.
 Yoshizawa, M., and Wakamatsu, K. 1975, *Astr. Ap.*, **44**, 363.

E. DAVOUST: Observatoire de Besançon, 25000 Besançon, France

G. DE VAUCOULEURS: Department of Astronomy, University of Texas, Austin, TX 78712

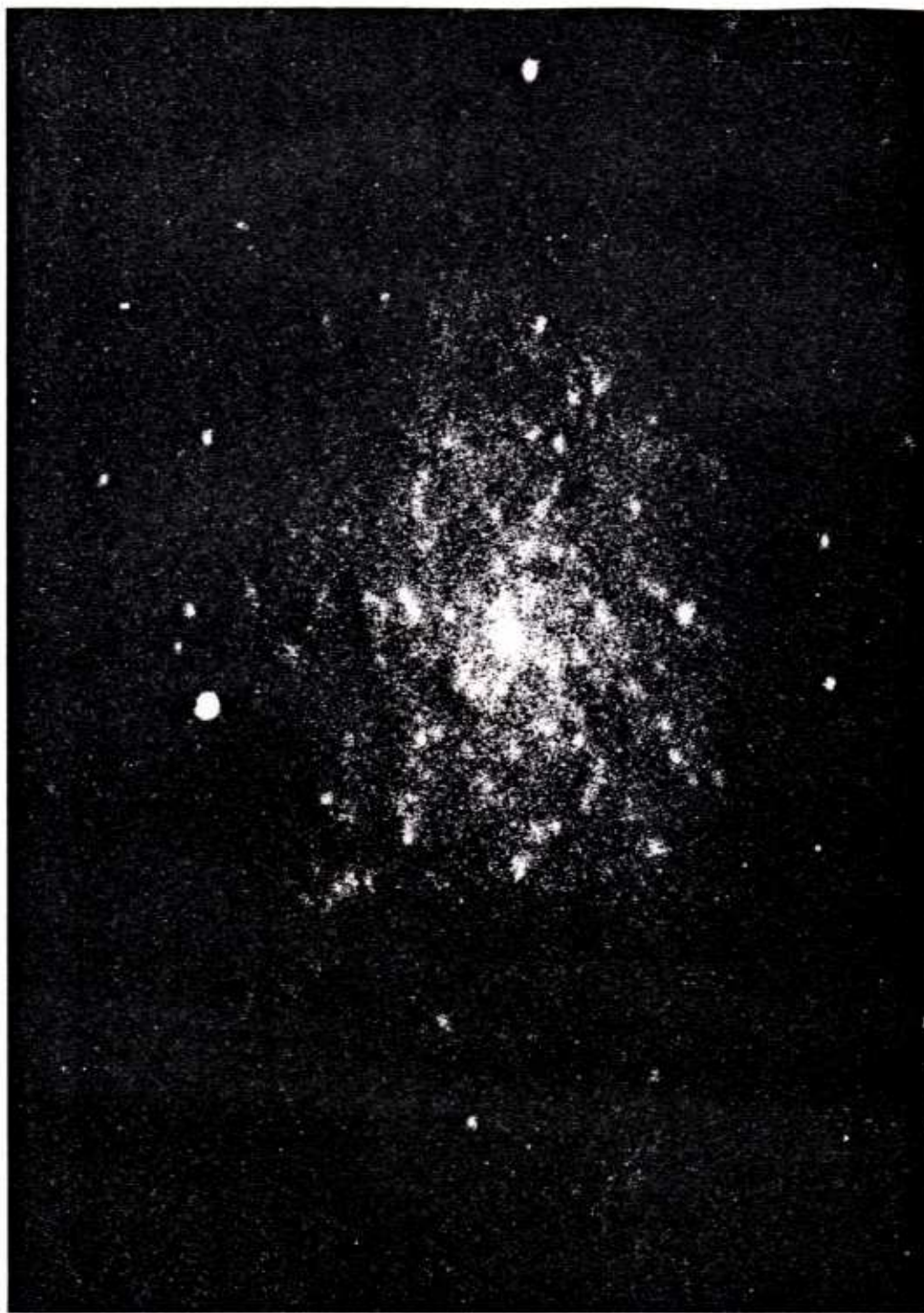


FIG. 1.—Photograph of NGC 7793 in blue light at Newtonian focus of Mount Stromlo 75 cm Reynolds reflector (diaphragmed to 50 cm, 1953 June 8, 103a-O, 30 min.).

DE VAUCOULEURS AND DAVOUST (see page 784)

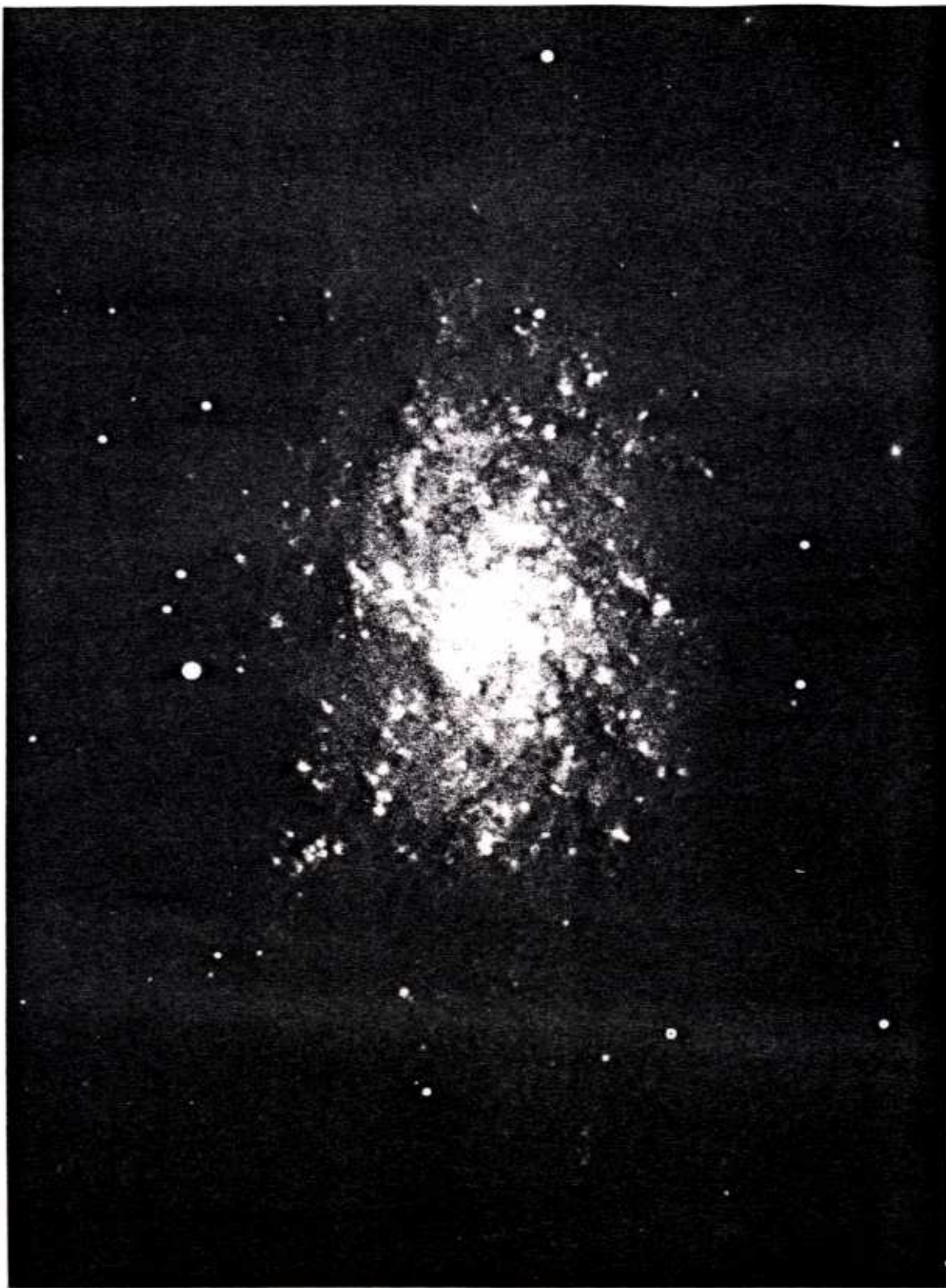


FIG. 2.—Photograph of NGC 7793 in blue light at Cassegrain focus of McDonald 205 cm Struve reflector with 406/135 mm f/4.8 reducing camera (1978 Oct. 5, preflashed IIa-O, 60 min.).

DE VAUCOULEURS AND DAVOUST (see page 784)

Modèles cinématiques et dynamiques pour les galaxies spirales barrées

Sommaire

Résumé

I. Introduction

II. Mouvements dans une barre

1. Orbites de particules
2. Orbites périodiques de particules (numérique)
3. Orbites périodiques de particules (analytique)
4. Courants gazeux dans une barre
5. Orbites tridimensionnelles dans une galaxie elliptique allongée

III. Mouvements dans une galaxie barrée

1. Orbites de particules
2. Orbites périodiques de particules
3. Orbites de nuages de gaz
4. Modèles de courants gazeux (modèles hydrodynamiques)

IV. Stabilité des galaxies à symétrie axiale

1. Analyse locale de la stabilité
2. Les simulations à N corps
3. Analyse globale de la stabilité

Conclusion

Remerciements

Bibliographie

Ce chapitre est paru dans *Annales de Physique*, 8, 517, 1983, avec en outre deux figures et sept tableaux.

Summary. *Kinematical and dynamical models for barred spiral galaxies.* This is a review of published works on the kinematics and dynamics of stellar bars and barred spiral galaxies. The periodic orbits of stars are elongated along the bar and enhance it out to a certain distance from the center. The important role of the interstellar gas is pointed out by the models of gas clouds and flows: the trajectories are also along the bar, but shock waves arise in front of the bar and transient spiral structures appear at its ends. These models reproduce the observed velocity fields fairly well. The investigations of the stability of axisymmetric galactic disks show that they are very unstable with respect to bar shaped perturbations and might explain why two thirds of the known spiral galaxies are barred.

Résumé. Nous passons en revue les travaux publiés sur la cinématique et la dynamique des barres stellaires et des galaxies spirales barrées. Les orbites périodiques d'étoiles sont allongées le long de la barre et la renforcent jusqu'à une certaine distance du centre. Le rôle important du gaz interstellaire est mis en évidence par les modèles de nuages et courants gazeux : les trajectoires sont aussi allongées dans le sens de la barre, mais des ondes de choc se produisent en avant de la barre et des structures spirales transitoires apparaissent à ses extrémités. Ces modèles reproduisent assez bien les champs de vitesses observés. Les études de stabilité de disques galactiques axisymétriques montrent qu'ils sont très instables vis à vis de perturbations en forme de barre et pourraient expliquer la présence d'une barre dans les deux tiers des galaxies spirales connues.

I. Introduction

Les galaxies sont sans doute les objets les plus remarquables de l'Univers à grande échelle. Les dizaines de milliards d'étoiles qui les constituent évoluent en cycle fermé, se régénérant à partir du gaz qu'elles perdent au cours de leur vie. A cette masse d'étoiles et de gaz correspondent des forces de gravitation considérables qui doivent être équilibrées en tout point et à tout instant par des mouvements stellaires et gazeux ordonnés, faute de quoi les galaxies s'effondreraient. Il est donc particulièrement intéressant d'étudier la cinématique et la dynamique interne des galaxies, de déterminer leur état dynamique présent pour expliquer les structures observées et de comprendre comment cet état a été atteint, pour remonter à l'origine des galaxies et en fin de compte à celle de l'Univers.

L'observation de la cinématique interne des galaxies se fait par la mesure des vitesses radiales des étoiles et du gaz interstellaire. Les techniques classiques d'observation (mesure de l'effet Doppler sur les raies d'absorption stellaires ou les raies d'émission interstellaires) sont maintenant concurrencées par les observations radioastronomiques dans la raie de l'Hydrogène neutre à 21 cm et l'interférométrie de Fabry-Pérot en $H\alpha$. Les vitesses radiales ont été mesurées le long du grand axe de plus d'une centaine de galaxies ; en revanche nous n'avons de champs de vitesses bidimensionnels détaillés que pour une trentaine de galaxies, dont cinq spirales barrées. Cet échantillon sur lequel les dynamiciens doivent travailler est assez modeste et surtout constitué de galaxies spirales. Il est susceptible de croître rapidement avec la mise en service récente de grands télescopes et le développement de récepteurs très sensibles et de méthodes de dépouillement informatisées.

La cinématique interne des galaxies spirales ordinaires est en général bien comprise et s'interprète assez bien par une rotation différentielle des étoiles et du gaz le long d'orbites circulaires planes. On néglige alors l'effet des bras spiraux. Les modèles de masse sont des disques axisymétriques à deux ou trois dimensions.

Les galaxies spirales ordinaires et barrées présentent toujours des structures non axisymétriques telles qu'une barre et/ou des bras spiraux, conférant aux spirales barrées la forme "0" ou "S" suivant le degré d'enroulement des bras.

Rendre compte de l'effet dynamique d'une telle structure et en particulier de sa permanence constitue un problème majeur pour le théoricien. L'effet de cisaillement de la rotation différentielle dans la galaxie finira par détruire cette dissymétrie, à moins qu'elle ne soit le produit d'une onde de densité, c'est-à-dire qu'elle se déplace à la manière d'une vague sur la mer, sans être suivie dans son mouvement par les étoiles et le gaz qui la forment à un instant donné.

La théorie des ondes de densité dans les galaxies spirales ordinaires a montré qu'une structure spirale peut survivre dans une galaxie malgré la rotation différentielle, à condition de disposer d'une source d'énergie. (Pour des revues voir [102, 61, 7]). Bien que les observations [56] et les simulations ne confirment pas toujours les prédictions de cette théorie, celle-ci rend compte de façon satisfaisante des perturbations observées au niveau des bras spiraux dans le champ de vitesses de la galaxie M 81 [107].

Dans ce qui suit nous allons passer en revue les modèles cinématiques et dynamiques pour les galaxies spirales barrées. Ces modèles doivent prédire l'effet d'une barre et des bras spiraux sur un disque galactique en rotation différentielle. Les bras spiraux ne sont pas indépendants de la barre : la plupart des modèles évolutifs de galaxies barrées produisent aussi des bras spiraux et il a même été suggéré qu'une petite barre ou un bulbe dont les trois axes seraient inégaux pourrait être le mécanisme que l'on cherche depuis longtemps pour produire et maintenir les bras spiraux dans les galaxies spirales ordinaires.

Cet exposé est divisé en trois parties. Nous présentons d'abord des calculs d'orbites périodiques et non périodiques de particules dans le champ de gravitation d'une barre. Le but de cette première partie est de se familiariser avec le type d'orbites et donc de mouvements d'ensemble possibles dans une barre. La deuxième partie rassemble les modèles d'orbites de particules et d'écoulements gazeux dans une galaxie barrée. Ces derniers modèles mettent en évidence le rôle important du gaz dans la formation et le maintien des bras spiraux, ils rendent compte de façon satisfaisante des champs de vitesses observés. Tous ces modèles supposent que la barre existe a priori. Dans la troisième partie nous exposons les études de stabilité des disques galactiques axisymétriques. Celles-ci montrent que la plupart des disques sont instables vis-à-vis de perturbations en forme de barre et pourraient bien expliquer la genèse des barres dans les galaxies spirales.

Cet article de synthèse est d'abord destiné au non spécialiste : nous avons eu le souci de présenter simplement et en évitant les équations des modèles et des phénomènes physiques complexes.

II. Mouvements dans une barre

La première étape pour comprendre la dynamique de systèmes non axisymétriques tels que des galaxies barrées est de calculer des orbites de particules tests dans des barres simples, d'en faire l'inventaire et de tenter d'expliquer les différents types d'orbites par des propriétés des potentiels de gravitation correspondants. Dans ce but, les méthodes et ressources de la mécanique céleste peuvent être très utiles. Pour des systèmes à deux degrés de liberté, la méthode des surfaces de section, dont il sera question par la suite, consiste à noter les intersections successives d'une orbite avec une surface de l'espace de phase. Ces intersections sont des points répartis aléatoirement lorsque les orbites sont stochastiques : elles forment des courbes continues appelées courbes invariantes lorsque les orbites sont quasi-périodiques. Le centre de symétrie de ces courbes est le lieu d'une orbite périodique. L'espace occupé par les orbites et les enveloppes des courbes invariantes est en général limité par la présence de l'intégrale d'énergie (ou de Jacobi lorsque le système de coordonnées est en rotation). La présence d'autres intégrales du mouvement, intégrales dites "non classiques" lorsque leur existence ne peut pas être déterminée à partir des équations du mouvement, est révélée lorsque les orbites

n'occupent pas tout le domaine auquel elles ont droit. Les intégrales du mouvement jouent un rôle fondamental en dynamique galactique : elles déterminent les différents types d'orbites et par là les mouvements internes et la géométrie de la galaxie. Notons aussi que le potentiel d'une barre n'est pas tellement différent de celui du problème restreint des trois corps : celui-ci concerne le mouvement d'une particule sans masse dans le champ de forces de deux masses ponctuelles. L'étude exhaustive des orbites périodiques dans ce problème [95] doit pouvoir contribuer à la connaissance et à la compréhension du mouvement de particules dans le champ d'une barre.

1. Orbites de particules

Les premiers travaux sur la cinématique dans une barre ont été ceux de Prendergast [78] et Danby [19]. Ils ont calculé numériquement des trajectoires de particules tests dans des barres homogènes. Certaines particules ont des orbites en forme de spirales à la traîne, d'autres suivent des orbites annulaires entourant la barre. Danby et Zahar [20] ont utilisé la méthode des surfaces de section pour tenter sans succès de mettre en évidence l'existence d'autres intégrales suggérées par les orbites annulaires. La portée de ces études est modeste : dans les travaux ultérieurs l'effort sera porté sur les orbites périodiques, pour rendre compte de la permanence des structures observées.

Dans un récent article, Binney et Spergel [8] ont introduit une nouvelle méthode pour étudier les orbites non périodiques : l'analyse spectrale. Ils ont calculé numériquement des orbites dans un potentiel logarithmique plan et ensuite pris les transformées de Fourier des variables d'espace. Les orbites se regroupent en deux classes suivant la géométrie de leur enveloppe : orbites boucles (enveloppe annulaire) et orbites boîte (enveloppe quasi-rectangulaire). Les premières peuvent être considérées comme des orbites elliptiques en précession, qui ne se referment pas, même dans un repère tournant. Les autres sont des orbites axiales en libration. Le taux de précession décroît lorsque l'orbite boucle devient plus allongée. Il y a passage aux orbites boîte lorsque le taux de précession est si lent que les orbites sont prises au piège dans la barre. De grands rayons du noyau favorisent aussi les orbites boîte. L'analyse spectrale a révélé que deux fréquences élémentaires et leurs harmoniques décrivent une orbite. Les deux fréquences sont interprétées comme une fréquence de précession ou de libration et la fréquence fondamentale de l'orbite. La simplicité des spectres obtenus ici rend l'application de cette nouvelle méthode à des modèles plus complexes (galaxies elliptiques et spirales barrées) très prometteuse, en particulier pour expliquer l'effet du potentiel sur la forme des orbites et leurs proportions relatives.

2. Orbites périodiques de particules (numérique)

Michalodimitrakis [67, 68] a étudié les régions possibles de mouvement et les propriétés de stabilité des points d'équilibre dans une barre homogène en rotation de forme ellipsoïdale ou parallélépipédique. Il a trouvé plusieurs familles d'orbites périodiques autour de la barre, symétriques par rapport au grand et/ou au petit axe de la barre. L'étude de surfaces de section lui a permis de montrer que les particules piégées dans des orbites voisines des orbites périodiques stables peuvent donner lieu à la formation de concentrations permanentes de masse telles que les anneaux autour de la barre et des condensations lumineuses aux extrémités de la barre. C'est dans ces deux articles que l'analogie avec le problème des trois corps est la plus frappante.

3. Orbites périodiques de particules (analytique)

Les modèles de Freeman [30-32], aussi étudiés par Hunter [46, 47] et dans une moindre mesure par Bisnovatyi-Kogan et Zel'dovich [9] sont d'un grand intérêt pour plusieurs raisons. Le mouvement de particules tests dans ces modèles s'intègre analytiquement parce que le potentiel gravitationnel adopté est harmonique, donc séparable en x , y et z . Les quantités macroscopiques telles que la densité moyenne, vitesses moyennes et dispersions des vitesses moyennes

s'obtiennent aussi explicitement en prenant les moments de la fonction de distribution dans l'espace des phases (c'est-à-dire en positions et vitesses). Ces modèles, bien que simplistes, permettent une compréhension approfondie de la dynamique des barres.

Trois modèles sont envisagés : un ellipsoïde triaxial homogène, un disque elliptique inhomogène (qui est la limite du premier modèle quand l'un des axes tend vers zéro) et un cylindre elliptique homogène infini. Les trois modèles sont animés d'un mouvement de rotation uniforme. Le cas particulier d'un ellipsoïde de révolution avec des mouvements circulaires autour de son axe de symétrie est considéré par Bisnovatyi-Kogan et Zel'dovich [9].

Les orbites des particules sont confinées au voisinage du plan de rotation et leur mouvement peut être considéré comme une dérive du centre guide, rotation autour de ce centre guide en sens inverse de la rotation d'ensemble, et, pour l'ellipsoïde triaxial, des oscillations harmoniques verticales. Plus simplement les orbites sont des épicycles elliptiques dans le plan de rotation avec, pour l'ellipsoïde, des oscillations verticales. Le mouvement moyen est une circulation en sens inverse de la direction de rotation le long d'ellipses similaires concentriques. Ces courants ne coïncident pas avec les orbites de particules individuelles qui peuvent se croiser alors que les courants ne le peuvent pas. La dispersion des vitesses est anisotrope en général, sans termes non diagonaux. Elle est nulle par construction le long du grand axe de l'ellipsoïde où les forces centrifuges et de gravitation s'équilibrent. Cette dernière exigence fait tourner la barre avec une vitesse élevée, ce qui est peu réaliste. La dispersion des vitesses ne peut être nulle (barre froide) que pour le cylindre elliptique. En général des orbites de très haute énergie sont nécessaires près des bords des modèles pour peupler la barre de façon uniforme. Des barres réalistes sont très inhomogènes et ne nécessitent probablement pas de particules aussi énergétiques.

L'évolution des modèles est prédite en utilisant des invariants adiabatiques associés aux orbites. A mesure que les modèles évoluent en perdant de la masse et du moment angulaire qui est probablement redistribué aux bras spiraux, ils deviennent plus ronds (dans la plupart des cas), tournent plus vite et la dispersion des vitesses augmente [46].

La stabilité séculaire des modèles a été étudiée par ailleurs : le cylindre elliptique par Nishida et Ishizawa [74], le disque elliptique par Tremaine [104] et l'ellipsoïde triaxial par Morozov et al. [72]. Les résultats de ces études peuvent être utiles pour les galaxies elliptiques ; ils sont d'un intérêt académique pour les galaxies spirales barrées qui ont aussi un disque, un bulbe et sans doute un halo, qui peuvent altérer considérablement les propriétés de stabilité de la barre.

4. Courants gazeux dans une barre

Le gaz interstellaire, essentiellement composé d'Hydrogène, représente entre 2 et 15 % de la masse totale des galaxies spirales suivant leur type morphologique. Il a donc un rôle à jouer dans la dynamique de ces galaxies. Cependant la proportion de masse gazeuse est assez modeste pour qu'on puisse négliger son effet sur la dynamique des étoiles et envisager des modèles non autocohérents pour suivre les courants gazeux.

Ces courants se distinguent des orbites stellaires dans une galaxie par le fait qu'ils ne peuvent pas se croiser, au risque de produire des ondes de choc, et que la viscosité du gaz n'a pas d'équivalent stellaire (les rencontres entre étoiles sont trop rares). En revanche, à la pression du gaz correspond la dispersion des vitesses des étoiles.

Prendergast [78] et Freeman [29] ont été les premiers à étudier les mouvements gazeux dans une galaxie à l'aide des équations hydrodynamiques qui régissent les mouvements d'un milieu continu dans un potentiel de gravitation. Ces modèles sont très simplistes, leur principal intérêt est de montrer une voie nouvelle

pour étudier la dynamique des barres, par des calculs hydrodynamiques. La complexité des modèles hydrodynamiques réalistes décrits plus loin (§ III.4) nous conduira [24] à revenir à des modèles de ce genre pour interpréter des observations.

5. Orbites tridimensionnelles dans une galaxie elliptique allongée

Ces dernières années, il y a eu un renouveau d'intérêt pour la cinématique et la dynamique des barres, quand on s'est rendu compte que les galaxies elliptiques étaient animées d'un mouvement de rotation lent, et pourraient bien être allongées (plutôt qu'aplaties). Bien que les études ci-dessous ne soient pas directement applicables aux galaxies spirales barrées, elles sont utiles pour quelques points fondamentaux comme les principaux types d'orbites périodiques dans une barre ou le rôle que jouent les intégrales non classiques dans un tel champ de gravitation, en particulier pour restreindre le mouvement des étoiles.

Le comportement orbital dans les potentiels à trois dimensions ressemblant à ceux des galaxies elliptiques a été étudié par Martinet et Magnenat [64], Magnenat [63] et Contopoulos et al. [16]. Ils ont trouvé des orbites avec une ou deux intégrales du mouvement (outre l'énergie) suivant qu'il y a ou non résonance entre les fréquences d'oscillation dans les différentes directions et interaction entre ces résonances. Davoust [21] a fait l'inventaire des familles d'orbites périodiques dans un modèle plus réaliste de galaxie elliptique. Vandervoort [106] a construit une intégrale du mouvement formelle non classique dans ce même modèle et vérifié numériquement son existence en calculant des surfaces de section.

Le modèle de Schwarzschild et ses collaborateurs [88, 89, 35, 66, 34] représente un net progrès par rapport aux modèles ci-dessus parce qu'il est autocohérent. Les auteurs ont calculé des orbites dans le potentiel d'un ellipsoïde à trois axes inégaux suivant à peu près la loi de luminosité de Hubble observée dans les galaxies elliptiques. Ils retrouvent ensuite la distribution de masse initiale en superposant des distributions de densité orbitale expérimentales. Pour le rapport d'axes adopté (1 : 1.25 : 2) il y a trois familles d'orbites, des orbites boîte, des orbites en couches concentriques ellipsoïdales et cylindriques. La structure des orbites met en évidence trois intégrales du mouvement.

Les propriétés de systèmes dynamiques à trois degrés de liberté étaient jusqu'à présent mal connues. Les études ci-dessus ont révélé qu'ils diffèrent peu des systèmes plans. Le principal phénomène nouveau est l'interaction entre résonances dans certains cas particuliers, qui détruit l'une des intégrales. On retrouve les mouvements organisés caractérisant les systèmes plans, et les orbites se rangent en plusieurs groupes suivant la forme de leur enveloppe.

Les modèles cinématiques et dynamiques de barres stellaires constituent une étape préliminaire de l'étude des galaxies spirales barrées. Ces modèles ont des mouvements internes ordonnés autour des orbites périodiques stables qui peuvent témoigner de leur permanence. Les différentes formes d'orbites s'expliquent principalement par la vitesse de rotation de la barre et sa géométrie. Le rôle des intégrales du mouvement est encore mal cerné et mérite d'être étudié plus en détail sur ces modèles simples.

III. Mouvements dans une galaxie barrée

Les modèles de barres nous ont suggéré quelques voies possibles pour élaborer des modèles plus réalistes. Nous allons maintenant inclure deux composantes essentielles des galaxies spirales barrées, le disque axisymétrique et le gaz, et aborder le vif du sujet.

1. Orbites de particules

Des orbites planes de particules tests ont été calculées dans un disque galactique avec une perturbation barrée croissant lentement par Prendergast [79], Thielheim et Wolff [98, 99], Sanders [83] et Schwarz [87]. Ces deux derniers auteurs ont aussi calculé des orbites dans des modèles avec des forces visqueuses pour simuler le mouvement de nuages de gaz (voir § III.3). Les différents modèles donnent les mêmes résultats : la réponse stellaire est en forme de barre à l'intérieur de la corotation (ce terme est défini au § III.2). Elle renforce donc la perturbation à l'intérieur de ce rayon et suggère que dans un modèle autocohérent la barre doit se terminer à ou avant la corotation. Des bras spiraux transitoires se forment dans le modèle de Thielheim et Wolff [98,99] parce que leur barre évolue continuellement.

2. Orbites périodiques de particules

Une façon d'aborder le problème des galaxies spirales barrées est d'étudier les orbites périodiques : comme dans les barres isolées, les orbites périodiques stables sont les traceurs des lignes de courant gazeux et des lieux d'accumulation d'orbites quasi-périodiques. Le premier pas est d'étudier les orbites périodiques d'un disque galactique barré donné [22, 17, 11, 14, 18]. L'étape suivante est de s'assurer que la réponse à ce potentiel donné le renforce [12]. Le but est d'obtenir un modèle autocohérent où la réponse est identique au champ imposé. Ceci a été obtenu localement par Contopoulos [15].

Les propriétés des orbites périodiques peuvent s'obtenir analytiquement à l'aide de l'intégrale de Jacobi et d'une deuxième intégrale non classique. Les résonances entre le mouvement orbital des particules tests et celui de la barre jouent un rôle important dans ce genre d'étude parce que la forme de la deuxième intégrale et l'allure des orbites changent aux résonances. La résonance interne de Lindblad (ILR) intervient lorsque les étoiles tournent deux fois plus vite que la barre. A la corotation (aussi appelée *particle resonance* dans les articles) les mouvements de la barre et des étoiles sont identiques. A la résonance externe de Lindblad (ILR) la barre tourne deux fois plus vite que les étoiles. Dans un bulbe massif la vitesse angulaire orbitale est élevée (elle peut théoriquement devenir infinie au centre) et garantit la présence d'une ILR, quelle que soit la vitesse de la barre. Dans un bulbe faible, il peut y avoir deux ILR, ou aucune si la barre tourne assez vite. La forme explicite de la deuxième intégrale doit être calculée à chaque résonance : un traitement local est nécessaire. Cette intégrale s'obtient en travaillant en variables angle-action souvent utilisées dans les problèmes de résonances. Elle est une combinaison linéaire des variables d'action. Ces variables ont la dimension d'un moment cinétique. On peut cependant obtenir un modèle global, puisque la deuxième intégrale obtenue près d'une résonance est aussi valable loin de la résonance. Un traitement local au moyen de surfaces de section calculées numériquement ou à l'aide des deux intégrales du mouvement révèle le nombre, l'allure, l'orientation et la stabilité des orbites périodiques, l'étendue des orbites quasi-périodiques piégées près des orbites périodiques. Le fondement de la méthode analytique est de développer le mouvement de la particule test au voisinage de l'orbite non perturbée, en tenant compte de termes non linéaires. A ce propos, l'avantage des modèles masse ponctuelle et isochrone est que les équations du mouvement s'intègrent analytiquement. Tous les modèles considérés sont à deux dimensions.

La plupart des propriétés des orbites périodiques révélées dans ces études présentent surtout de l'intérêt du point de vue de la mécanique céleste et ne seront pas discutées ici.

Les résultats importants pour la compréhension de la dynamique des galaxies barrées sont les suivants. Dans les modèles de masse adoptés, les familles d'orbites périodiques dominantes sont allongées le long de la barre jusqu'à la corotation, où le piégeage de matière a lieu au voisinage des points de Lagrange. Au delà de la corotation, la deuxième intégrale disparaît, en

conséquence de quoi les mouvements stochastiques deviennent importants. Cet effet est plus prononcé lorsque la barre est plus forte, il est dû à une interaction destructive de résonances. La principale conclusion est que la barre s'étend du centre ou de l'une des ILR jusqu'à la corotation, où elle se termine. Par ailleurs des bras spiraux peuvent se développer entre la corotation et la OLR dans ces modèles, ils ne sont donc pas entièrement dus à la viscosité du gaz.

Les mécanismes physiques qui dominent l'évolution d'une galaxie barrée sont discutés par Lynden-Bell [62] de façon élégante et concise. Les orbites s'alignent le long d'une barre faible lorsque la fréquence de résonance augmente avec le moment angulaire (au voisinage de la ILR). A mesure que la barre croît, elle donne naissance à une structure spirale dans les régions centrales qui leur enlève du moment angulaire : la barre devient plus allongée et ralentit. Les orbites les plus circulaires forment un anneau ou une lentille à l'extrémité de la barre.

En ce qui concerne les galaxies réelles, on note qu'elles ont toujours un bulbe en plus du disque, même des galaxies tardives comme M 33 [73] ou NGC 7793 [23]. Il semble donc inévitable que les galaxies aient une ILR plutôt qu'aucune ou deux, à moins que la dispersion des vitesses au centre soit suffisante pour empêcher la vitesse angulaire d'y devenir très grande, voire infinie.

3. Orbites de nuages de gaz

Il peut sembler difficile d'expliquer par la dynamique des étoiles seules les phénomènes observés dans les galaxies barrées. Des effets de dynamique du gaz tels que la dissipation d'énergie sont utiles aussi. Les courants gazeux ne peuvent pas être modélisés convenablement avec des particules tests gazeuses parce que le temps entre deux collisions est en général beaucoup plus court que les échelles de temps dynamiques. On a alors recours à des modèles de nuages gazeux : les collisions inélastiques entre nuages échauffent les nuages individuels qui ensuite dissipent leur énergie de façon radiative.

Dans ces modèles de quasi-particules, les équations du mouvement pour des particules tests sont intégrées comme au § 1, mais on utilise un réseau de mailles pour trouver les particules qui sont voisines. Les vitesses des nuages sont redistribuées après chaque pas d'intégration pour simuler les collisions inélastiques. Le mécanisme de refroidissement doit conserver le moment angulaire total. Dans les modèles de Sanders [83], la viscosité est incluse dans les équations du mouvement. L'effet de la pression gazeuse thermique est négligée dans tous les papiers : la validité de cette simplification est démontrée dans les modèles hydrodynamiques (§ 4).

Les résultats dépendent surtout du mécanisme de collision et des sections efficaces de collision. Les paramètres pour ramener les dimensions et masses des nuages à des échelles réelles ne sont pas disponibles, sauf dans Matsuda et Isaka [65] qui considèrent des nuages moléculaires géants de 105 à 3106 masses solaires et des sections efficaces de rayon 200 à 600 pc. Ce sont des limites supérieures de dimensions de nuages réalistes. Dans tous les cas, le gaz répond à la perturbation en formant une barre en phase avec celle-ci. Il apparaît aussi des bras spiraux au bout de la barre, mais ils sont plus ou moins transitoires et leur nature peut être différente (ondes de densité ou bras matériels). D'autres structures, en particulier des anneaux, peuvent apparaître temporairement. Les modèles de Sanders [83] et Schwarz [87] ont aussi "tourné" sans inclure les effets dissipatifs du gaz : dans ce cas il n'y a pas de bras spiraux, seule la barre se forme (voir § III.1).

Ces modèles cernent certainement de très près la dynamique des galaxies spirales barrées et il est regrettable qu'ils n'aient pas été utilisés pour interpréter des champs de vitesses observés.

4. Modèles de courants gazeux (modèles hydrodynamiques)

Actuellement les meilleurs modèles avec les modèles ci-dessus pour produire des distributions de masse et de vitesses réalistes dans les galaxies spirales barrées représentent la galaxie comme un milieu gazeux continu. Le mouvement plan d'un gaz test est suivi en intégrant numériquement les équations hydrodynamiques. Le potentiel est celui d'un disque à symétrie axiale avec une déformation allongée ou un ellipsoïde allongé et, dans le cas du modèle stationnaire, une perturbation spirale à deux bras. Le gaz est froid (sans pression) ou isotherme. Quelques modèles sont autocohérents, ce qui peut être important pour maintenir en place la perturbation spirale.

Dans tous les modèles, le gaz répond à la perturbation spirale en formant une barre en phase avec la perturbation et une structure spirale à la traîne assez ouverte prenant naissance aux extrémités de la barre. Un front d'onde de choc déplacé vers l'avant de la barre survient, là où les bandes de poussière apparaissent dans les barres des galaxies réelles. Les écoulements gazeux ne se referment pas, il y a un lent écoulement vers l'intérieur en général et un écoulement vers l'extérieur le long de la barre. Sanders et Tubbs [85] trouvent que la réponse du gaz la plus réaliste apparaît quand la corotation est près des extrémités de la barre. Ils ont aussi déterminé les valeurs les plus réalistes du rapport des masses de la barre et du disque (0.4 à 1.0) et du rapport d'axes de la barre (0.2 à 0.33) pour une galaxie barrée. Un résultat particulièrement intéressant du modèle autogravitant de Huntley [51] est que l'angle d'enroulement des bras spiraux croît avec le pourcentage de masse gazeuse, et donc avec le type morphologique des galaxies (les galaxies de type avancé sont les plus riches en gaz interstellaire). Le principal défaut de ces modèles est la résolution réduite du réseau de mailles qui est aussi partiellement responsable d'une importante viscosité numérique artificielle qui peut modifier les résultats. Cette viscosité accélère les courants gazeux vers le noyau. Dans tous les modèles, la barre se termine avant ou à la corotation ; cependant une réponse définitive sur la position exacte de la corotation ne pourra être donnée que par des modèles exactement autocohérents tenant compte des effets des réponses gazeuse et stellaire.

Les modèles hydrodynamiques ont été utilisés pour interpréter les champs de vitesses de plusieurs spirales barrées : NGC 1097 [86], NGC 5383 [SZ, 82, 85] et NGC 1300 [77]. Les champs de vitesses radiales prédits pour différentes orientations de la barre dans le plan du ciel sont donnés par Van Albada et Roberts [105]. Des articles de synthèse sur ces modèles ont été écrits par Roberts [80, 81].

Les modèles de galaxies spirales barrées présentés ci-dessus montrent que les orbites stellaires et les courants gazeux ont tendance à s'allonger dans le sens de la barre ; ils tentent en quelque sorte de suivre les géodésiques allongées par la perturbation barrée. Cependant, les effets des résonances dans le mouvement des étoiles et de vitesses supersoniques et de phénomènes dissipatifs dans le gaz compliquent cette interprétation simple au niveau de la corotation et dans les zones d'ondes de choc près du grand axe de la barre.

L'effet d'orbites allongées sur un champ de vitesses radiales est d'imprimer une déformation en "Z" aux courbes isovitesse qui, pour des mouvements circulaires, sont des arcs d'hyperbole. Cependant, si la barre est parallèle à la ligne des nœuds (intersection du plan de la galaxie avec le plan du ciel), cette déformation ne peut pas être distinguée de l'effet de l'inclinaison. Cette signature en "Z" dans le champ de vitesses d'une galaxie spirale d'orientation favorable témoigne donc de la présence d'une barre.

IV. Stabilité des galaxies à symétrie axiale

Nous avons examiné les orbites de particules et les courants gazeux dans le champ de gravitation d'une barre ou d'un disque galactique contenant une barre.

Cette structure non axisymétrique existe a priori dans tous ces modèles. Or il se trouve qu'une telle structure apparaît très fréquemment dans les expériences numériques de N corps simulant les galaxies spirales ordinaires, malgré tous les efforts des expérimentateurs pour empêcher l'apparition de cette perturbation indésirable. Si on ajoute à ceci le fait que les deux tiers des galaxies spirales sont de type SAB ou SB, c'est-à-dire modérément ou nettement barrées, il semble que les barres soient un attribut presque inévitable des galaxies spirales. Les raisons physiques de cette affirmation apparaissent lorsqu'on étudie la stabilité des disques galactiques axisymétriques, qui fait l'objet du présent chapitre.

1. Analyse locale de la stabilité

Les modèles utilisés pour examiner la stabilité locale sont des disques gazeux à symétrie axiale perturbés par une barre. On recherche une solution analytique des équations hydrodynamiques dans le champ de forces correspondant sous la forme d'une onde de densité spirale. Ces modèles ne démontrent pas l'apparition d'une barre puisque la forme barrée de la perturbation est imposée. Ils ont cependant le mérite de montrer que la barre produit des ondes spirales qui à leur tour la renforcent en se propageant vers le centre de la galaxie.

Feldman et Lin [28, FL] et Lin et Lau [60, LL] font l'analyse à la corotation, en utilisant les équations hydrodynamiques stationnaires et une approximation asymptotique du type WKBJ (on suppose que l'angle de phase de la solution varie rapidement dans le temps). Les modèles non perturbés sont un cylindre infiniment épais et verticalement homogène et un disque infiniment mince, localement instable (FL) ou marginalement stable (LL). Le gaz suit une loi polytropique (voir § IV.3). Dans les deux cas, une courte onde à la traîne à deux bras est excitée au voisinage de la corotation.

Goldreich et Tremaine [33, GT] et Korchagin et Marochnik [57-59, KM] résolvent les équations hydrodynamiques dépendant du temps, linéarisées au premier ordre, par transformées de Fourier. Leur modèle non perturbé est une mince couche gazeuse isotherme. L'effet d'une perturbation barrée est d'exciter une longue onde à la traîne aux résonances de Lindblad dans le modèle de GT. Les résultats de KM sont plus complexes : la structure spirale à deux bras n'est à la traîne que si la barre tourne rapidement. Une structure en anneau peut apparaître à la corotation.

Ces travaux se situent dans le prolongement des études sur les ondes de densité dans les galaxies spirales ordinaires. Les calculs sont analytiques, mais les analyses restent locales et linéaires alors que pour une barre la longueur d'onde de la perturbation est comparable aux dimensions du système. Ces modèles peuvent donc sous-estimer les effets de la perturbation.

Les analyses locales de la stabilité diffèrent des analyses globales en ce qu'un spectre continu de fréquences propres d'oscillation est généré. Les conditions aux limites dans une étude globale imposent des fréquences d'oscillation discrètes.

2. Les simulations à N corps

Avec les progrès de l'informatique, les simulations numériques prennent une place de plus en plus importante aux cotés de la théorie pour étudier la dynamique des galaxies. Les limites de ces simulations sont fixées par le nombre maximum de particules. Le temps d'ordinateur nécessaire pour intégrer numériquement le mouvement de N particules croît comme N^3 . Les expériences numériques d'intégration exacte du mouvement sont limitées à 500 ou 1000 particules [76]. La méthode dite *leap-frog* représente un compromis : les modèles ont un nombre beaucoup plus élevé de particules, de l'ordre de 20 000 à 100 000, au prix d'une certaine imprécision sur le calcul des mouvements individuels. Les trajectoires individuelles sont calculées dans le champ du potentiel de gravitation moyen, et ce champ moyen est redéterminé au bout de chaque pas d'intégration, dans un réseau de mailles à deux ou trois dimensions. Les modèles

numériques ont fait l'objet d'articles de synthèse par Hohl [41] et Toomre [101-103].

Les disques formés de particules en orbite circulaire sans dispersion des vitesses, appelés disques froids, sont très instables. Ils forment rapidement une barre, et une importante fraction des mouvements circulaires deviennent aléatoires, la dispersion des vitesses croît en chaque point et le disque s'échauffe. Ces instabilités se développent même si le critère de Toomre [100] pour la stabilité locale vis-à-vis de perturbations radiales est satisfait ; elles disparaissent si on supprime la composante azimutale de la force de gravitation dans le calcul des mouvements, montrant ainsi le caractère non axisymétrique des instabilités. Ostriker et Peebles [76] trouvent que le rapport t de l'énergie cinétique de rotation à l'énergie de gravitation totale doit être inférieur à $t = 0.14$ pour qu'il y ait stabilité. Cet échauffement est surtout dû aux rencontres serrées entre étoiles qui sont plus fréquentes lorsque les étoiles sont moins nombreuses. La technique du potentiel adouci permet d'atténuer les effets des rencontres serrées, mais elle réduit aussi le *forcing* par les ondes de densité spirales. Elle consiste à remplacer r^2 par $r^2 + a^2$ dans le calcul du potentiel à la distance r d'une étoile. Une constante a trop grande peut avoir des effets non physiques, par exemple de stabiliser le disque (voir [91]). Pour réduire a et rendre le système sans collisions il faut pouvoir introduire un grand nombre de particules supplémentaires, ce qui est très coûteux.

Quelques résultats particuliers méritent d'être relevés. Hohl [38] note que la densité projetée finale de ses modèles décroît exponentiellement indépendamment des conditions initiales. Cette observation est intéressante parce que la luminosité observée dans les galaxies spirales décroît en général de cette manière. Sellwood [91] remarque que l'instabilité barrée est liée à la partie croissante de la courbe de rotation des galaxies (loi de rotation en fonction du rayon) et que des bulbes plus concentrés produisent des barres plus courtes.

Il y a plusieurs façons d'inhiber la formation d'une barre dans ces simulations : un halo massif uniforme (plutôt que concentré), une dispersion des vitesses plus élevée (t plus petit) ou une fraction d'étoiles en mouvement rétrograde près du centre. On comprend intuitivement qu'une dispersion des vitesses élevée ou des mouvements rétrogrades rendent les mouvements plus aléatoires et empêchent des effets collectifs comme des ondes. Le halo massif présente des difficultés : il peut empêcher la formation de bras spiraux, il ne fait que ralentir la formation d'une barre et enfin les observations semblent indiquer que le halo n'est pas uniforme : un gradient de potentiel est nécessaire pour maintenir horizontales les courbes de rotation.

Les simulations à N corps souffrent de plusieurs problèmes. Les conditions initiales correspondent la plupart du temps à un état loin de l'équilibre : un tel état pourrait ne pas mener à l'état d'équilibre atteint naturellement par les galaxies. En outre, malgré le nombre élevé de particules, les fluctuations dans l'espace de phase peuvent encore être aussi grandes que la densité de phase elle-même, et mener à des instabilités qui ne sont pas observées dans des systèmes plus uniformes [75].

Cependant ces expériences ont l'avantage sur les analyses globales que les effets non linéaires sont pris en compte. En outre de nombreux modes d'oscillation peuvent être excités en même temps dans ces expériences, ce qui les rend difficilement identifiables. Enfin des perturbations croissant lentement peuvent passer inaperçues si la résolution spatiale ou temporelle est insuffisante.

3. Analyse globale de la stabilité

Dans un disque à symétrie axiale, les instabilités dynamiques proviennent de l'effet des forces de Coriolis sur les équations du mouvement. Les fréquences propres du disque sont déterminées : si elles sont réelles, de petites perturbations (linéaires) feront osciller le disque, et si elles sont complexes,

les perturbations vont croître ou être amorties.

Les instabilités séculaires surviennent quand une contrainte dynamique est violée (par exemple la conservation du moment angulaire total ou de la circulation) par l'action de forces dissipatives comme la viscosité ou le rayonnement gravitationnel. Une méthode de variation est appliquée à l'équation d'énergie : celle-ci est minimale à l'équilibre. Le temps de croissance d'une instabilité séculaire est long, il dépend de la force perturbatrice. Dans ce qui suit, nous ne discuterons pas de la stabilité séculaire, bien qu'elle ait le temps de se développer dans une galaxie. Nous renvoyons aux articles de Hunter [48], Durisen [25] et Durisen et Bacon [26] pour plus ample information.

Dans les analyses des modes normaux, chaque mode d'oscillation possible est déterminé séparément et les perturbations de la densité et des vitesses correspondantes peuvent se représenter d'une façon analytique approchée, en séries infinies tronquées. Ces études fournissent un canevas théorique pour les expériences numériques, et sont utiles pour comprendre les structures observées dans les expériences hydrodynamiques ou de N corps.

La stabilité globale linéaire de disques galactiques est déterminée en adoptant un modèle en équilibre et en supposant des perturbations d'une forme séparable en r , θ , t pour la densité et les vitesses :

$$A = A_0 + A_1(r)e^{i(\omega t + m\theta)}$$

où l'indice θ correspond à la valeur d'équilibre et m est le mode. On résout ensuite les équations hydrodynamiques linéarisées appliquées à ces petites perturbations. Toutes les fonctions peuvent se développer en fonctions de Legendre qui forment une base orthogonale infinie. On suppose que le disque oscille dans un plan.

Pour des disques froids il suffit d'adopter une densité de surface (ou un potentiel de gravitation). On déduit la vitesse de rotation de l'équilibre entre les forces centrifuges et de gravitation, et le système d'équations hydrodynamiques linéarisées est fermé. Pour des disques chauds, il faut aussi spécifier la distribution des vitesses. On peut le faire en adoptant une distribution de densité de phase pour un disque stellaire [55] ou en supposant une relation entre la densité de surface σ et la pression P pour un disque gazeux. Une relation polytropicque :

$$P = k\sigma^\Gamma$$

(où Γ est l'indice polytropicque) est généralement adoptée pour le modèle en équilibre et la perturbation. Takahara [97] considère aussi une relation non polytropicque de la forme $P = k(1 - r^2)\sigma$. Un disque gazeux est plus simple qu'un disque stellaire parce que le tenseur des dispersions des vitesses (ou, ce qui est équivalent, des pressions) est diagonal.

Le problème aux valeurs propres se résout analytiquement pour des disques gazeux en rotation uniforme : on obtient une équation aux fréquences propres du quatrième degré [53, 92]. L'équation est cubique pour un disque froid [44, 53] et pour des perturbations convectivement neutres (où l'indice polytropicque de la perturbation est égal à celui du modèle en équilibre) [96, 53]. Elle se réduit à une équation quadratique pour un disque chaud sans rotation [53] et pour des modes à symétrie axiale [44, 53]. Dans le cas plus général d'un disque stellaire en rotation uniforme avec une pression anisotrope, l'équation est du sixième degré [49]. Le modèle en équilibre qui est commun à tous les disques en rotation uniforme et de rayon fini (a) admet la densité de surface :

$$\sigma_0 = 3M/2\pi a^2 \sqrt{1-r^2/a^2}$$

le potentiel correspondant est

$$\psi_0 = 3\pi GM(2+r^2/a^2)/8a$$

la vitesse angulaire constante de rotation Ω_0 dépend de la distribution de vitesses adoptée. Pour un disque froid elle est

$$\Omega_0 = 3\pi GM/4a^3$$

Les résultats communs des analyses de stabilité globale confirment ce qui a été trouvé par les expériences numériques de N corps. Les disques galactiques sont très instables vis-à-vis de modes d'oscillation sans symétrie axiale. Une forte concentration nucléaire (ou, ce qui revient au même, une rotation plus rapide) ou un grand halo uniforme (plutôt que concentré) stabilisent les perturbations de grande longueur d'onde, alors qu'une forte dispersion des vitesses stabilise les perturbations de courte longueur d'onde. Les modes barrés sont particulièrement difficiles à stabiliser. On s'attend à voir croître des structures spirales à la traîne à un ou plusieurs bras dans les disques chauds. Le fait qu'il n'y ait pas de préférence pour les structures à deux bras semble indiquer que les structures spirales observées dans les galaxies sont en fait composites.

Il ne faut pas perdre de vue que tous les modèles supposent des perturbations de faible amplitude (linéaires) à une solution d'équilibre. Les modèles sont en outre des disques infiniment minces, mais cela ne semble pas être une restriction importante parce que l'accélération verticale est en général petite par rapport au gradient correspondant du potentiel de gravitation [4].

Les mécanismes physiques par lesquels les perturbations croissent dans un disque semblent être l'effet cumulé d'un mouvement épicyclique et d'un cisaillement qui tous deux vont à l'encontre de la rotation moyenne ; ces effets sont globaux à cause de l'autocohérence. Des ondes se propagent dans le disque, sont réfléchies au centre et aux bords, et peuvent être absorbées aux résonances.

On peut émettre une objection importante à cette section sur la stabilité, quant à son application à l'origine des barres : celles-ci sont composées d'une population stellaire différente de celle du disque, plus chaude et plus proche de celle du bulbe central. Elles pourraient donc naître d'instabilités dans le bulbe qui est plus épais que le disque et devraient être étudiées par des méthodes à trois dimensions comme celle de Wiegandt [108].

Conclusion

Dans cette synthèse notre attention a d'abord été retenue par les orbites de particules individuelles dans les barres et les galaxies barrées. Ces orbites déterminent les propriétés globales des systèmes dynamiques par l'intermédiaire des intégrales du mouvement dont dépend la fonction de distribution de phase du système. Les orbites périodiques stables reflètent le mouvement le plus probable dans une galaxie en état stationnaire. Elles mettent en évidence les effets de résonances entre le mouvement des étoiles et celui de la barre. Seules quelques résonances ont des effets importants, mais elles compliquent singulièrement la tâche de ceux qui, comme Contopoulos, tentent de construire des modèles de galaxies barrées autocohérentes à partir des orbites périodiques.

Une hypothèse essentielle ici est que la dynamique des galaxies spirales barrées repose sur des orbites périodiques et quasi-périodiques. Si au contraire ce sont les orbites stochastiques qui prédominent, ce qui est souvent le cas dans les systèmes fort perturbés, les outils classiques de la dynamique stellaire sont inutilisables. Cette dernière hypothèse ne signifie pas nécessairement que le système dynamique est chaotique. Ses conséquences n'ont jamais été envisagées dans le cadre présent.

Ces orbites stellaires ne peuvent pas expliquer à elles seules la dynamique des spirales barrées. Cependant, en ayant présent à l'esprit le fait qu'en l'absence de forces de pression les courants gazeux sont identiques à des orbites de

particules, on peut utiliser ces dernières pour déterminer les propriétés de la barre (géométrie, masse relative, vitesse angulaire) pour que ces orbites la renforcent et pour que des excès de densité et des chocs se forment là où on en soupçonne la présence.

Les modèles de nuages de gaz et de courants gazeux dans une galaxie barrée sont actuellement les seuls à prédire des champs de vitesses radiales détaillés, et par conséquent les seuls vraiment utiles pour interpréter les observations. Les deux catégories, de modèles rendent compte par des méthodes différentes du même phénomène de circulation dissipative de gaz dans une galaxie barrée et les champs de vitesses obtenus sont comparables. Les effets de viscosité numérique, en partie dus à la résolution finie des réseaux de mailles sur lesquels on calcule les modèles, semblent importants et difficiles à distinguer des effets physiques. Ils peuvent discréditer les discussions de phénomènes à petite échelle, comme la position et la force des ondes de choc. Le fait que la plupart des modèles ne soient pas autocohérents ne présente pas de difficulté majeure, à condition que les galaxies concernées ne soient pas trop riches en gaz, ce qui est tout de même le cas des galaxies de type morphologique peu avancé. La complexité des programmes d'ordinateur correspondant à ces modèles les rend difficiles à reproduire et à utiliser. C'est surtout un désavantage pour ceux qui ont déjà passé un certain temps à obtenir et à dépouiller des observations de champs de vitesses radiales avant de passer à leur interprétation. Une difficulté plus fondamentale de ces modèles vient de ce qu'il n'est pas toujours possible d'obtenir un état stationnaire. La galaxie NGC 1300, par exemple, a un bulbe trop massif pour que Peterson et Huntley [77] aient pu obtenir un modèle en équilibre pour cette galaxie. En outre, même dans les modèles stationnaires, il apparaît des structures spirales transitoires, et du moment angulaire est continuellement transporté vers l'extérieur par la barre. Il y a donc toujours une lente évolution, qui a en général été ignorée ou attribuée à tort à des effets numériques.

Ces modèles sont cependant très prometteurs dans la mesure où les problèmes évoqués sont d'ordre technique plus que conceptuel. Une résolution variable et surtout plus importante au centre doit pouvoir résoudre les problèmes de viscosité artificielle, ou du moins les atténuer considérablement. Un état initial plus proche d'un état stationnaire réaliste peut contribuer à atteindre la stabilité, de même que la prise en compte de l'effet des étoiles (leur masse totale, la perte de masse, la détonation de supernovae) et du halo sur le gaz. Il est probable que ce sont des modèles de ce genre qui nous permettront de comprendre la dynamique des galaxies spirales barrées et son effet sur la physique (ondes de choc, formation stellaire) et l'évolution (rôle de la barre) de ces galaxies.

Une autre voie mérite d'être développée à l'intention de ceux qui, comme nous, ont besoin de modèles de champs de vitesses à une résolution moyenne ($\sim 10''$ d'arc, soit 200 à 400 pc) pour interpréter leurs observations. A cette résolution, l'effet des ondes de choc est fortement atténué, et on peut supposer que les courants gazeux sont subsoniques. Dans ces conditions, il serait intéressant de trouver une solution analytique ou numérique aux équations hydrodynamiques stationnaires, comme cela a déjà été fait par Prendergast [79] et Roberts et al. [82]. La méthode et les équations hydrodynamiques obtenues par Hunter [49] peuvent être utiles à cette fin. Un premier effort dans ce sens a été fait par de Vaucouleurs et al. [24] pour interpréter le champ de vitesses de la galaxie M 83.

Enfin, pour que la théorie des galaxies spirales barrées puisse faire des progrès réels, il est indispensable qu'elle soit guidée par de nouvelles observations de champs de vitesses radiales et de mesures de dispersions de vitesses. Comme nous l'avons remarqué dans l'introduction, il y a encore très peu de telles observations. Cela tient au fait que les spirales barrées les plus spectaculaires ne sont visibles que de l'hémisphère Sud alors que la plupart des télescopes sont dans l'autre hémisphère, et aussi à ce que les raies d'émission dans ces galaxies sont anormalement faibles. Il nous reste à souhaiter que l'engouement des théoriciens pour ce sujet de la dynamique des spirales barrées

ces dernières années sera imité par les observateurs.

Remerciements

Cet article de synthèse constitue l'un des chapitres d'une thèse présentée à l'Université de Franche-Comté. Il a d'abord été présenté sous la forme d'un séminaire à l'Observatoire de Lyon où nous avons bénéficié des remarques d'A. Hayli, G. Monnet et F. Simien. Nous tenons à remercier G. de Vaucouleurs, R. Michard, F. Simien et J. Colin qui ont bien voulu lire une première version de cet exposé et nous faire part de leurs commentaires. Les remarques d'un lecteur anonyme nous ont permis d'améliorer la présentation du texte.

Bibliographie¹

- [1] Aoki, S., Nogushi, M., Iye, M., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1979, 31, 737.
- [2] Athanassoula, E., *Astron. Astrophys.*, 1978, 65, 295.
- [3] Athanassoula, E., *Astron. Astrophys.*, 1980, 88, 184.
- [4] Bardeen, J., *IAU Symp.*, 1975, 69, 297.
- [5] Berman, R., Mark, J., *Astron. Astrophys.*, 1979, 77, 31.
- [6] Berman, R., Pollard, D., Hockney, R., *Astron. Astrophys.*, 1979, 78, 133.
- [7] Bertin, G., *Physics Reports*, 1980, 61, 1.
- [8] Binney, J., Spergel, D., *Astrophys. J.*, 1982, 252, 308.
- [9] Bisnovatyi-Kogan, G., Zel'dovich, Ya., *Astrofizika*, 1970, 6, 387, (trad. angl. *Astrophysics*, 6, 207).
- [10] Combes, F., Sanders, R., *Astron. Astrophys.*, 1981, 96, 164.
- [11] Contopoulos, G., *Astron. Astrophys.*, 1978, 64, 323.
- [12] Contopoulos, G., *Astron. Astrophys.*, 1979, 71, 221.
- [13] Contopoulos, G., *Astron. Astrophys.*, 1980, 81, 198.
- [14] Contopoulos, G., *Astron. Astrophys.*, 1981, 102, 265.
- [15] Contopoulos, G., *Astron. Astrophys.*, 1981, 104, 116.
- [16] Contopoulos, G., Magnenat, P., Martinet, L., *Physica D. Non linear phenomena*, 1982, 6, 123.
- [17] Contopoulos, G., Mertzaniades, C., *Astron. Astrophys.*, 1977, 61, 477.
- [18] Contopoulos, G., Papayannopoulos, Th., *Astron. Astrophys.*, 1980, 92, 33.
- [19] Danby, J., *Astron. J.*, 1965, 70, 501.
- [20] Danby, J., Zahar, R., *Astron. J.*, 1967, 72, 919.
- [21] Davoust, E., *Astron. Astrophys.*, 1983, 125, 101.
- [22] de Vaucouleurs, G., Freeman, K., *Vistas in Astron.*, 1972, 14, 163.
- [23] de Vaucouleurs, G., Davoust, E., *Astrophys. J.*, 1980, 239, 783.
- [24] de Vaucouleurs, G., Pence, W., Davoust, E., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1983, 53, 17.
- [25] Durisen, R., *Astrophys. J.*, 1978, 224, 826.
- [26] Durisen, R., Bacon, B., *Astrophys. J.*, 1981, 245, 829.
- [27] Duus, A., Freeman, K., In *La dynamique des galaxies spirales*, Ed. L. Weliachew, 1975, p. 419.
- [28] Feldman, S., Lin, C., *Studies in appl. maths.*, 1973, 52, 1.
- [29] Freeman, K., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 130, 183.
- [30] Freeman, K., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1966, 133, 47.
- [31] Freeman, K., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1966, 134, 1.
- [32] Freeman, K., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1966, 134, 15.
- [33] Goldreich, P., Tremaine, S., *Astrophys. J.*, 1978, 222, 850.
- [34] Goodman, J., Schwarzschild, M., *Astrophys. J.*, 1981, 245, 1087.
- [35] Heiligman, G., Schwarzschild, M., *Astrophys. J.*, 1979, 233, 872.
- [36] Hockney, R., Brownrigg, D., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1974, 167, 351.
- [37] Hockney, R., Hohl, F., *Astron. J.*, 1969, 74, 1102.
- [38] Hohl, F., *Astrophys. Sp. Sc.*, 1971, 14, 91.
- [39] Hohl, F., *Astrophys. J.*, 1971, 168, 343.

¹ La recherche bibliographique pour cet article s'arrête en avril 1982.

- [40] Hohl, F., In *La dynamique des galaxies spirales*. Ed. L. Weliachew, 1974, p. 55.
- [41] Hohl, F., *IAU Symp.*, 1975, 69, 349.
- [42] Hohl, F., *Astron. J.*, 1976, 81, 30.
- [43] Hohl, F., *Astron. J.*, 1978, 83, 768.
- [44] Hunter, C., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1963, 126, 23.
- [45] Hunter, C., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 129, 321.
- [46] Hunter, C., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1974, 166, 633.
- [47] Hunter, C., *IAU Symp.*, 1975, 69, 195.
- [48] Hunter, C., *Astrophys. J.*, 1977, 213, 497.
- [49] Hunter, C., *Astrophys. J.*, 1979, 227, 73.
- [50] Huntley, J., *Astrophys. J.*, 1978, 225, L101.
- [51] Huntley, J., *Astrophys. J.*, 1980, 238, 524.
- [52] Huntley, J., Sanders, R., Roberts, W., *Astrophys. J.*, 1978, 221, 521.
- [53] Iye, M., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1978, 30, 223.
- [54] James, R., Sellwood, J., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, 182, 331.
- [55] Kalnajs, A., *Astrophys. J.*, 1972, 175, 63.
- [56] Kalnajs, A., *IAU Symp.*, 1978, 77, 113.
- [57] Korchagin, V., *Astron. Zh.*, 1976, 53, 260, (trad. angl. *Soviet Astr.* 20, 148).
- [58] Korchagin, V., Marochnik, L., *Astron. Zh.*, 1975, 52, 15., (trad. angl. *Soviet Astr.* 19, 8).
- [59] Korchagin, V., Marochnik, L., *Astron. Zh.*, 1975, 52, 700., (trad. angl. *Soviet Astr.* 19, 428).
- [60] Lin, C., Lau, Y., *Siam J. Appl. Math.*, 1975, 29, 352.
- [61] Lin, C., Lau, Y., *Studies in appl. Maths*, 1979, 60, 97.
- [62] Lynden-Bell, D., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1979, 187, 101.
- [63] Magnenat, P., *Cel. Mech.*, 1982, 28, 319.
- [64] Martinet, L., Magnenat, P., *Astron. Astrophys.*, 1981, 96, 68.
- [65] Matsuda, T., Isaka, H., *Prog. Theor. Phys.*, 1980, 64, 1265.
- [66] Merritt, D., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1980, 43, 435.
- [67] Michalodimitrakis, M., *Astrophys. Sp. Sc.*, 1975, 33, 421.
- [68] Michalodimitrakis, M., *Astrophys. Sp. Sc.*, 1975, 37, 131.
- [69] Miller, R., *Astrophys. J.*, 1978, 223, 811.
- [70] Miller, R., *Astrophys. J.*, 1978, 224, 32.
- [71] Miller, R., Prendergast, K., Quirk, W., *Astrophys. J.*, 1970, 161, 903.
- [72] Morozov, A., Polyachenko, V., Shukhman, I., *Astron. Zh.*, 1974, 51, 75, (trad. angl. *Soviet Astr.*, 18, 44).
- [73] Nieto, J.L., Aurière, M., *Astron. Astrophys.*, 1982, 108, 334.
- [74] Nishida, M., Ishizawa, T., *Mem. Faculty Sci., Ser. Phys. Astrophys. geophys. chem.*, 1974, 34, art. 13, = *Contr. Dept. Astron. U. of Kyoto*, N° 58.
- [75] Nishida, M., Yoshizawa, M., Watanabe, Y., Inagaki, S., Kato, S., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1981, 33, 567.
- [76] Ostriker, I., Peebles, P., *Astrophys. J.*, 1973, 186, 467.
- [77] Peterson, C., Huntley, J., *Astrophys. J.*, 1980, 242, 913.
- [78] Prendergast, K., *Astron. J.*, 1964, 69, 147.
- [79] Prendergast, K., *IAU Symp.*, 1966, 25, 60.
- [80] Roberts, W., *IAU Symp.*, 1979, 84, 175.
- [81] Roberts, W., In *Photometry, Kinematics and Dynamics of galaxies*, 1980, Ed. D. Evans, p. 461.
- [82] Roberts, W., Huntley, J., Van Albada, G., *Astrophys. J.*, 1979, 233, 67.
- [83] Sanders, R., *Astrophys. J.*, 1977, 217, 916.
- [84] Sanders, R., Huntley, J., *Astrophys. J.*, 1976, 209, 53.
- [85] Sanders, R., Tubbs, A., *Astrophys. J.*, 1980, 235, 803.
- [86] Schempp, W., Wolstencroft, R., In *Photometry, Kinematics and Dynamics of galaxies*, 1980, Ed. D. Evans, p. 453.
- [87] Schwarz, M., *Astrophys. J.*, 1981, 247, 77.
- [88] Schwarzschild, M., *Astrophys. J.*, 1979, 232, 236.
- [89] Schwarzschild, M., *Astrophys. J.*, 1982, 263, 599.
- [90] Sellwood, J., *Astron. Astrophys.*, 1980, 89, 296.
- [91] Sellwood, J., *Astron. Astrophys.*, 1981, 99, 362.
- [92] Smith, W., *Astron. J.*, 1979, 84, 979.
- [93] Sorensen, S., Matsuda, T., Fujimoto, M., *Astrophys. Sp. Sc.*, 1976, 43, 491.
- [94] Sorensen, S., Matsuda, T., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1982, 198, 865.

- [95] Szébéhély, V., *Theory of orbits*, Academic press, 1967.
- [96] Takahara, F., *Progr. Theor. Phys.*, 1976, 56, 1665.
- [97] Takahara, F., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1978, 30, 253.
- [98] Thielheim, K., Wolff, H., *Mitt. Astron. Ges.*, 1980, 48, 168.
- [99] Thielheim, K., Wolff, H., *Astrophys. J.* 1981, 245, 39.
- [100] Toomre, A., *Astrophys. J.*, 1964, 139, 1217.
- [101] Toomre, A., *Highlights astron.*, 1974, 3, 457.
- [102] Toomre, A., *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 1977, 15, 437.
- [103] Toomre, A., In *The structure and evolution of normal galaxies*. Ed. S. Fall and D. Lynden-Bell. 1981, p. 111.
- [104] Tremaine, S., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1976, 175, 557.
- [105] Van Albada, G., Roberts, W., *Astrophys J.*, 1981, 246, 740.
- [106] Vandervoort, P., *Astrophys. J.*, 1979, 246, 740.
- [107] Visser, H., Thèse de doctorat, Universiteit te Groningen, 1978.
- [108] Wiegandt, R., *Astron. Astrophys.*, 1982, 106, 240.
- [109] Zang, T., Hohl, F., *Astrophys J.*, 1978, 226, 521.

CHAMPS DE VITESSES DANS LES GALAXIES DE TYPE TARDIF
PAR INTERFEROMETRIE DE FABRY-PEROT EN H ALPHA.
II. CINEMATIQUE ET DYNAMIQUE DE LA SPIRALE Sd NGC 7793

Résumé

Le champ de vitesses dans la spirale SA(s)d NGC 7793, située à la distance $D = 3.1$ Mpc dans le groupe du Sculpteur, est obtenu à partir de 3822 vitesses mesurées sur 21 interférogrammes pris avec le "galaxymeter" attaché aux télescopes de 92 cm et 205 cm de l'Observatoire Mc Donald. Nous présentons un catalogue de 132 régions H II. La densité de régions H II décroît à peu près exponentiellement en fonction de la distance radiale dans le plan de la galaxie.

Nous présentons des cartes isovitesses aux résolutions de 12" et 24". L'analyse du champ de vitesses donne une inclinaison $i = 53^\circ$ en bon accord avec la photométrie, mais l'angle de position de la ligne des noeuds $O_0 = 108^\circ$ est différent du grand axe photométrique à l'angle de position 97° . Le centre de rotation coïncide avec le noyau optique et la vitesse systémique $V_s = 221 \pm 1$ km.s⁻¹ est en très bon accord avec les autres déterminations optiques et radio récentes. La vitesse de rotation maximale $V_M = 95$ km.s⁻¹ à $R_M = 4'1 = 3.7$ kpc est voisine de la valeur (96) déduite de l'indice de luminosité $\Lambda_c = 1.34$ de la galaxie.

Les masses estimées en ajustant à la courbe de rotation observée des modèles conventionnels de distribution de masse, négligeant la dispersion des vitesses, se situent dans l'intervalle $8 < M_T < 16.10^9$ unités solaires, dont 2 à 4% dans une petite composante sphéroïdale. Un ajustement plus satisfaisant en meilleur accord avec la photométrie est obtenu avec un modèle de Toomre généralisé à deux composantes, tenant compte de la dispersion des vitesses, d'après Miyamoto et collaborateurs. Le modèle donnant le meilleur ajustement a une masse totale $M_T = 8.9 \cdot 10^9$ masses solaires, dont 3.4% dans le sphéroïde. La dispersion des vitesses au centre est $\sigma_r = 40$ km.s⁻¹, en bon accord avec la valeur (45) déduite de la magnitude absolue (-13.24) de la petite composante bulbe de NGC 7793, si elle suit la relation $L = \sigma^4$ valable pour les elliptiques. Le rapport masse-luminosité dans le bleu est de 2.74 pour la galaxie, 6.59 pour le bulbe et 2.68 pour le disque. Il n'y a pas d'indices de mouvements non circulaires importants, sauf au bord Nord-Est du disque.

Plan

Abstract	119
I. Introduction	119
II. Observations	120
III. Les régions H II	120
a) Catalogue et carte	120
b) Comparaison avec Hodge	121
c) Distribution de densité	124
IV. Dépouillement des interférogrammes	124
V. Le champ de vitesses	127
a) La carte des vitesses	127
b) Méthode d'analyse	127
c) Paramètres d'orientation	129
i - Méthode des anneaux	
ii - Méthode du gradient maximum	
d) La courbe de rotation	130
e) Comparaison avec d'autres études	133
VI. Modèles pour la distribution de masse	133
a) Disques minces sans dispersion des vitesses	133
b) Modèles à 3 dimensions avec dispersion des vitesses	135
c) Le rapport masse-luminosité	136
VII. Détails spécifiques du champ de vitesses	137
a) La bosse de la courbe de rotation	137
b) Différence entre le grand axe et la ligne des noeuds	137
c) Vitesses résiduelles dans le secteur Nord-Est	138
Appendice. Modèle dynamique pour une galaxie à 2 composantes dont un bulbe chaud	139
Bibliographie	141
Photographies	143

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES FROM H α FABRY-PEROT
 INTERFEROMETRY. II. KINEMATICS AND DYNAMICS
 OF THE Sd SPIRAL NGC 7793

E. DAVOUST¹ AND G. DE VAUCOULEURS

Department of Astronomy and McDonald Observatory, The University of Texas at Austin
 Received 1980 April 2; accepted 1980 May 13

ABSTRACT

The velocity field in the SA(s)d spiral NGC 7793 at a distance $\Delta = 3.1$ Mpc in the Sculptor group is derived from 3822 velocities measured on 21 H α interferograms taken with the Galaxymeter attached to the 92 cm and 205 cm reflectors of McDonald Observatory. A catalog of 132 H II regions is presented. The number density of H II regions decreases roughly exponentially with radial distance in the plane of the galaxy.

Isovelocity maps at 12" and 24" resolution are presented. Analysis of the velocity field gives an inclination $i = 53^\circ$ in good agreement with the photometry, but the position angle of the line of nodes $\theta_0 = 108^\circ$ differs by 11° from the photometric major axis in p.a. 97° . The center of rotation coincides with the optical nucleus and the systemic velocity $V_s = 221 \pm 1$ km s⁻¹ is in excellent agreement with other recent optical and radio determinations. The maximum rotation velocity $V_M = 95$ km s⁻¹ at $R_M = 4.1 = 3.7$ kpc is in good agreement with the value (96) expected from the luminosity index $\Lambda_c = 1.34$ of the galaxy.

The masses estimated by fitting the observed rotation curve to various conventional mass distribution models—neglecting velocity dispersion—are in the range $8 < M_T < 16 \times 10^9$ solar units, of which 2–4% is in a small spheroidal component. A more satisfactory fit in better agreement with the photometry was obtained with a two-component generalized Toomre model—including velocity dispersion—following Miyamoto and co-workers. The best fit model has a total mass $M_T = 8.9 \times 10^9$ solar masses of which 3.4% is in the spheroid. The velocity dispersion at the center is $\sigma_c = 40$ km s⁻¹, in good agreement with the value (45) expected for the absolute magnitude (-13.24) of the small bulge component of NGC 7793 if it obeys the $\Omega \propto \sigma_c^4$ relation valid for ellipticals. The mass-to-blue luminosity ratio is $M_T/\Omega_T(B) = 2.74$, with 6.59 for the bulge component and 2.68 for the disk component. There is no clear indication of significant noncircular motions except perhaps in the northeast outer regions of the disk.

Subject headings: galaxies: individual — galaxies: internal motions — galaxies: stellar content — interferometry — nebulae: general

I. INTRODUCTION

NGC 7793 is a late-type ordinary spiral (Fig. 1 [Plate 1]), the SA(s)d prototype (Shapley 1943), and the fifth brightest member of the Sculptor group (de Vaucouleurs 1959). Its inclination, large apparent diameter, numerous H II regions, and widespread H α emission in the disk (Monnet 1971) make it an ideal object for a study of the velocity field by Fabry-Perot interferometry. A detailed photometric analysis of this galaxy was previously reported in the series "Southern Galaxies" (de Vaucouleurs and Davoust 1980, hereafter SG VIII) to serve as an introduction to the present study of the velocity field. The luminosity distribution is dominated by the exponential disk contributing 98.6% of the total B luminosity, 65.4% arising from the underlying old disk component and 33.2% from the young arm component. The spheroidal $r^{1/4}$ component contributing 1.4% with an effective radius $r_e' = 6.00 = 0.09$ kpc is detectable only near the nucleus.

The distance corresponding to the revised modulus $\mu_0 = 27.48 \pm 0.25$ is $\Delta = 3.13 \pm 0.38$ Mpc, and the scale factor $l' = 0.91$ kpc. The corrected (face-on) absolute magnitude is $M_T^0 = -18.35$ ($\log \Omega/\Omega_\odot = 9.512$, if $M_\odot^B = +5.43$), and the effective radius $r_e = 2.11 = 1.92$ kpc. NGC 7793 is intermediate in luminosity between M33 (-18.51) and the LMC (-18.17), but it is 25% smaller and consequently its average B surface brightness is ~ 0.5 mag greater.

¹On leave from Observatoire de Besançon, France.

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES

A preliminary rotation curve from optical interferometry has been reported by Carranza and Agüero (1977) at Córdoba, and low-resolution radio studies in the 21 cm line by Gouguenheim (1969) and Gouguenheim and Bottinelli (1979) at Nançay and by Whiteoak and Gardner (1977) at Parkes.

II. OBSERVATIONS

The velocity field was derived from 21 H α image tube interferograms taken with the previously described Galaxymeter system (de Vaucouleurs and Pence 1980, hereafter Paper I) attached at the Cassegrain foci of the 91 cm and 205 cm McDonald reflectors. The plate scales are 78" and 34"3 mm⁻¹, and the field of view 7' and 3'5, respectively. The free spectral range with the No. 2 etalon (FP2) is 6 Å = 282 km s⁻¹. A 10 Å FWHM interference filter placed in the parallel beam in front of the etalon was used to isolate the H α line. Well-exposed fringes were recorded in 30–45 minutes on preflashed 103a-G film with the CO₂ gas-cooled two-stage S20VR 25 mm Varo tube operated at 20–24 kV. The observing log is in Table 1. Examples of interferograms are reproduced in Fig. 2 (Plate 2).

Since the etalon was used $\sim 5^\circ$ off axis to approximate a multislit spectrograph, the fringes run roughly north-south when the *Ox* axis of symmetry of the fringe pattern is in p.a. 270°. To improve the coverage, interferograms were also obtained with the *Ox* axis in p.a. 180° and 225° so as to crisscross the galaxy with fringes. This resulted in a fairly uniform distribution of 3822 velocity points (Fig. 3) within the total field of 5'25 \times 4'25 where measurable fringes were recorded. This field roughly corresponds to regions brighter than $\mu_B \approx 23$ mag arcsec⁻².

In order to assist in the rejection of continuum sources and stars and to help prepare a catalog of discrete H II regions (§ III), two photographs (one with each telescope) were taken through the H α filter (centered at 6567 Å) and one through a 10 Å filter (centered at 6552 Å) excluding H α .

III. THE H II REGIONS

Since the positions of H II regions were needed as reference points (§ IV), it was found useful to identify most H II regions of the galaxy, determine their position accurately, and establish a catalog. The H II regions of this galaxy have also been discussed by Monnet (1971), Carranza and Agüero (1977), and Hodge (1969a).

a) Catalog and Map

Two H α films were available for the identification of H II regions, one at low resolution (IFP 30 with 91 cm reflector), one at high resolution (IFP 150 with 205 cm reflector). In addition, one high resolution film in the

TABLE I
FABRY-PEROT INTERFEROGRAMS OF NGC 7793

Galaxy Film	Calibration Film	Date (UT)	Reduction to Sun	p.a. (OX) (degrees)	Field Center
FP2 108	FP2 123	721013	-15.17	270	Nucleus
FP2 109	"	"	-15.17	270	7'5 E
FP2 110	"	"	-15.17	270	15" E
FP2 111	"	"	-15.17	270	2' E
FP2 112	"	"	-15.17	270	2' W
FP2 127*	b	721102	-21.55	270	Nucleus
FP2 128*	FP2 131	721103	-21.81	270	16'5 E
FP2 129*	"	"	-21.81	270	33" E
FP2 130*	"	"	-21.81	270	50" E
FP2 138*	FP2 141	721104	-22.06	270	4' W
FP2 333	FP2 337	751030	-20.73	180	Nucleus
FP2 334	"	"	-20.73	180	1'5 N
FP2 335	"	"	-20.73	180	1'5 S
FP2 345	FP2 344	721031	-21.02	180	1'5 W
FP2 346	"	721031	-21.02	180	1'5 E
FP2 347	"	751031	-21.02	180	3'0 E
FP2 413	FP2 416	771011	-14.42	225	Nucleus
FP2 414	"	"	-14.42	225	1'5 S, 1'75 W
FP2 415	"	"	-14.42	225	1'5 N, 1'75 W
FP2 418	FP2 420	771012	-14.80	225	1'5 N, 1'5 E
FP2 419	FP2 420	771012	-14.80	225	1'5 S, 1'5 E

*91 cm reflector.

^bFor FP2 127 the calibration film for the following night was used (i.e., FP2 131).

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS

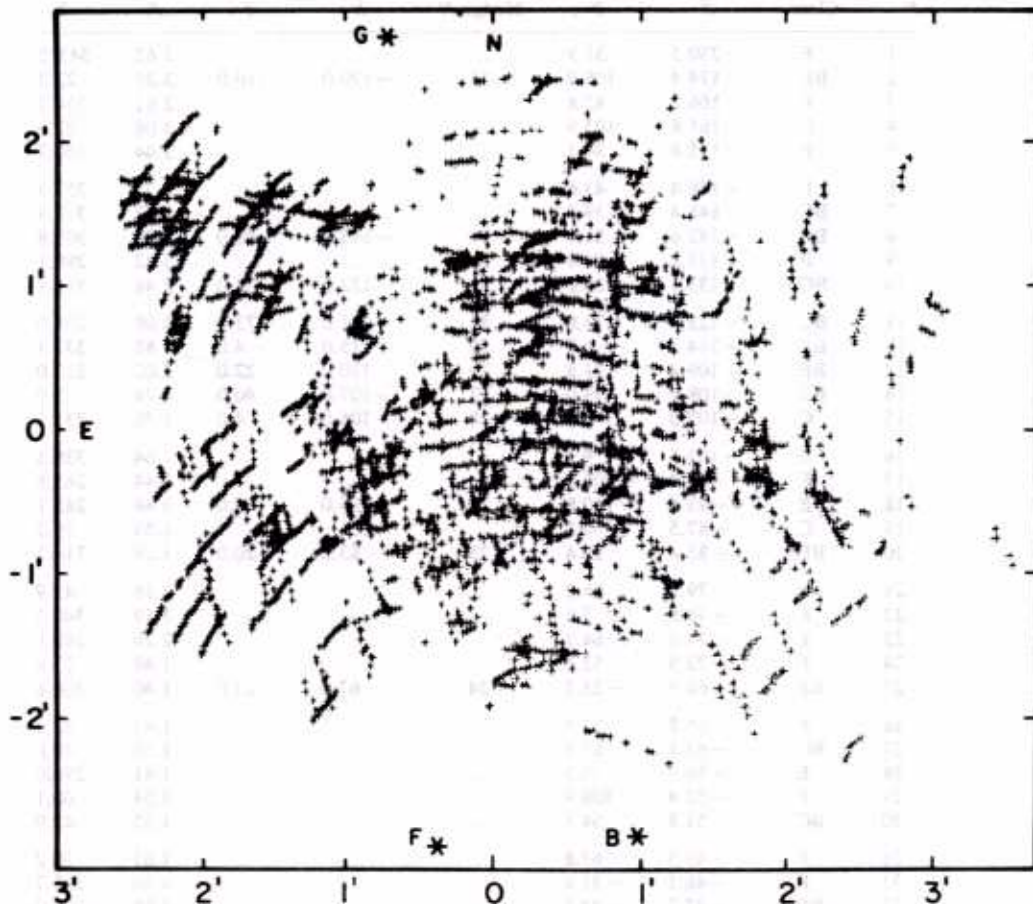


FIG. 3.—Distribution of 3822 velocity points measured on 21 interferograms of NGC 7793. Three field stars are marked.

continuum just outside $H\alpha$ (IFP 151) was used to identify foreground stars (i.e., continuum sources). Foreground stars in the outer regions not covered by IFP were identified on the basis of high surface brightness and small size.

The positions of the $H\ II$ regions centers were measured on a two-coordinate comparator. In some instances of extended or elongated nebulae there may be some uncertainty in the position, as can be seen in the comparison with the catalog of Hodge (§ III b). A qualitative estimate of the size and brightness of the various $H\ II$ regions was also made.

The catalog is given in Table 2. The objects are numbered in order of increasing right ascension (col. [1]). An estimate of the size and brightness is given in column (2); bright extended (BE) or compact (BC), medium intensity and extended (E) or compact (C), faint (F). X and Y are the coordinates with respect to the nucleus in arcsec: X increases to the east, Y to the north. The number and coordinates (reduced to our system, see below) in Hodge's catalog are given next. The quantities r and θ are the polar coordinates in the plane of the galaxy, centered on the nucleus, r in kpc, θ increases counterclockwise from the western side of the major axis. To deproject the galaxy, we adopted the inclination (53°) and position angle of the kinematical line of nodes (108°) determined below (§ Vc). The coordinates of eight foreground stars are given at the end of the table.

The map of $H\ II$ regions is in Figure 4. The dashed circle indicates the area 4.3 in diameter covered by the high resolution film IFP 150. Outside this circle identifications and brightness estimates are less reliable because of the lower resolution of IFP 30 film.

b) Comparison with Hodge

A catalog of 35 $H\ II$ regions has been published by Hodge (1969a); a comparison is possible for 32 objects in common. We have reduced the coordinate system of Hodge to ours by the following transformation: a rotation of -1.18 , a translation of -0.85 in X and $+0.38$ in Y , and a scaling of 0.9963.

TABLE 2
CATALOG OF H II REGIONS IN NGC 7793

N	Class	X	Y	Hodge N	X	Y	R	θ
1..	F	-230.5	31.9	3.62	343.5
2..	BE	-174.4	108.0	35	-170.0	110.0	3.26	22.2
3..	F	-166.2	42.8	2.61	354.1
4..	C	-161.8	103.9	3.08	23.6
5..	F	-155.8	34.1	2.44	350.7
6..	F	-148.4	43.6	2.35	357.3
7..	BC	-148.4	-39.7	2.87	312.9
8..	BE	-142.6	-51.4	34	-143.0	-48.0	2.96	307.8
9..	F	-137.8	-81.0	3.42	298.1
10..	BC	-133.1	-28.8	32	-132.0	-27.0	2.48	315.9
11..	BC	-123.9	-73.0	31	-121.0	-73.0	3.08	298.0
12..	BE	-114.2	-0.7	30	-115.0	-4.0	1.88	331.1
13..	BE	-109.4	-21.8	29	-110.0	-22.0	2.02	317.0
14..	BE	-108.1	39.0	27	-107.0	40.0	1.74	3.0
15..	C	-107.0	-0.8	28	-106.0	-4.0	1.76	331.1
16..	F	-103.5	9.3	1.64	339.3
17..	E	-99.4	-105.7	3.44	285.8
18..	E	-93.4	-110.8	26	-95.0	-109.0	3.48	283.7
19..	C	-87.5	50.2	1.59	19.2
20..	BE	-83.4	-20.4	25	-83.0	-20.0	1.59	314.2
21..	F	-79.2	88.2	2.16	43.9
22..	F	-74.8	7.6	1.19	340.3
23..	E	-74.0	-64.5	2.26	289.8
24..	E	-73.5	52.6	1.48	27.8
25..	BE	-68.3	-23.3	24	-67.0	-23.0	1.40	308.8
26..	F	-65.8	52.5	1.41	32.0
27..	BC	-63.1	63.8	1.59	40.6
28..	E	-56.7	-33.5	1.41	298.0
29..	F	-52.4	108.9	2.54	60.1
30..	BC	-51.8	54.5	1.35	42.0
31..	F	-49.5	67.8	1.61	50.2
32..	E	-48.1	-31.6	1.26	295.7
33..	BC	-47.7	-22.3	1.08	302.7
34..	BC	-46.0	-4.2	0.79	324.5
35..	E	-43.2	26.8	0.81	22.3
36..	BE	-40.9	-33.6	23	-41.0	-38.0	1.21	291.0
37..	F	-40.0	7.4	0.63	347.7
38..	F	-37.2	85.8	2.00	62.0
39..	F	-34.6	114.4	22	-34.0	115.0	2.68	67.3
40..	E	-33.0	-5.8	0.60	318.5
41..	F	-32.7	3.5	0.52	340.7
42..	E	-29.4	-15.7	0.70	300.0
43..	F	-27.6	-81.2	2.16	270.5
44..	E	-26.6	59.8	1.39	61.6
45..	F	-26.5	41.6	0.98	53.8
46..	E	-25.7	-37.5	1.12	280.1
47..	C	-23.1	143.6	3.42	72.9
48..	F	-22.9	-63.2	1.69	271.2
49..	BC	-21.2	-47.4	21	-20.0	-48.0	1.30	273.7
50..	F	-20.8	103.4	2.45	71.3
51..	F	-20.6	77.2	1.81	68.7
52..	E	-20.4	58.2	1.36	65.4
53..	E	-16.8	-93.2	20	-16.0	-96.0	2.37	265.3
54..	F	-15.9	41.3	0.96	64.0
55..	E	-14.3	53.1	19	-18.0	54.0	1.25	68.6
56..	F	-13.9	70.9	1.68	71.5
57..	F	-13.0	63.5	1.50	71.1
58..	F	-12.9	77.2	1.84	72.6

TABLE 2—Continued
 CATALOG OF H II REGIONS IN NGC 7793

<i>N</i>	Class	<i>X</i>	<i>Y</i>	Hodge <i>N</i>	<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>R</i>	θ
59..	F	-12.6	-7.0	0.31	299.2
60..	F	-9.6	25.0	0.58	64.0
61..	E	-6.8	-102.1	2.53	261.3
62..	F	-2.7	-55.3	1.37	260.7
63..	F	0.1	-48.1	1.17	258.8
64..	BC	0.5	-20.2	0.49	258.1
65..	F	1.0	73.9	1.81	79.4
66..	E	4.3	49.3	1.23	82.1
67..	F	4.3	23.9	0.61	85.3
68..	C	8.3	-36.4	0.86	250.2
69..	F	8.7	42.0	1.08	86.2
70..	F	10.0	-3.0	0.16	177.7
71..	C	11.0	-63.9	1.52	252.4
72..	F	11.8	-25.2	0.59	240.7
73..	BC	13.5	69.9	15	16.0	72.0	1.79	85.7
74..	BC	14.1	-80.9	17	15.0	-82.0	1.92	252.3
75..	E	18.5	22.9	0.71	102.9
76..	F	19.2	-0.7	0.31	154.8
77..	E	20.3	-12.1	0.37	200.9
78..	C	21.9	-44.2	1.03	239.5
79..	E	26.1	-60.5	1.41	242.1
80..	E	27.6	15.9	14	29.0	15.0	0.68	118.4
81..	E	27.9	-66.8	1.56	242.6
82..	E	28.7	5.3	0.52	137.9
83..	F	35.9	-57.4	1.35	234.4
84..	F	38.5	5.3	0.68	141.1
85..	C	39.0	12.4	0.78	130.0
86..	C	41.7	-12.7	0.66	178.3
87..	F	42.3	-64.6	1.52	233.2
88..	C	46.1	-76.4	13	44.0	-77.0	1.79	235.2
89..	F	46.9	-35.6	0.97	210.0
90..	F	48.0	48.0	1.59	107.1
91..	C	49.9	-25.1	0.86	194.3
92..	BE	53.0	39.2	11	52.0	38.0	1.47	113.3
93..	BC	54.3	-38.3	12	53.0	-40.0	1.08	207.2
94..	F	58.3	47.0	1.70	111.5
95..	BC	58.5	86.2	9	58.0	87.0	2.56	99.9
96..	F	61.1	-15.8	0.96	174.2
97..	BE	63.3	-3.7	10	60.0	-4.0	1.02	156.5
98..	BC	64.5	-90.0	8	65.0	-92.0	2.14	230.8
99..	C	67.7	-50.0	1.38	208.9
100..	C	69.4	51.9	1.94	113.0
101..	E	70.5	86.9	2.70	103.0
102..	F	72.0	-16.0	1.13	170.9
103..	F	74.6	11.6	1.33	139.9
104..	BC	76.8	-112.2	2.65	232.0
105..	C	77.2	12.7	1.39	139.4
106..	E	77.3	44.2	1.89	118.7
107..	BC	79.8	-14.8	1.25	167.7
108..	E	82.4	9.1	1.43	143.1
109..	E	84.9	-43.3	1.48	194.8
110..	BC	90.7	-43.3	7	88.0	-44.0	1.55	192.4
111..	E	91.8	97.7	6	92.0	98.0	3.18	105.8
112..	BC	94.3	50.0	2.24	120.2
113..	BC	96.1	56.5	2.38	118.1
114..	F	100.7	87.2	3.06	110.0
115..	C	105.4	49.2	2.38	122.8

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS

TABLE 2—Continued
CATALOG OF H II REGIONS IN NGC 7793

<i>N</i>	Class	<i>X</i>	<i>Y</i>	Hodge <i>N</i>	<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>R</i>	θ
116..	F	106.9	-19.4	1.67	167.3
117..	BC	114.4	-79.1	2.26	206.4
118..	BC	116.7	-83.7	2.35	207.8
119..	E	123.0	-7.9	1.97	157.0
120..	F	126.0	-54.2	2.10	188.7
121..	C	129.5	-7.9	2.07	156.7
122..	E	131.1	100.6	5	130.0	102.0	3.72	112.5
123..	E	133.1	121.6	4	132.0	121.0	4.18	108.9
124..	E	134.2	75.3	3.26	119.0
125..	E	136.9	73.4	3.26	120.0
126..	F	136.9	32.7	2.60	134.5
127..	E	138.0	39.4	2.71	131.8
128..	E	139.2	50.7	2.90	127.6
129..	E	142.6	88.1	3.62	117.0
130..	E	145.9	106.5	3	144.0	109.0	4.02	113.5
131..	E	148.3	93.4	3.80	116.6
132..	BE	213.6	29.7	3.78	141.1
Stars								
A...	...	-174.5	-9.5
B....	...	-58.5	-168.5
C....	...	-11.9	34.3
D...	...	-10.6	174.3	18	-8.0	177.0
E....	...	10.1	180.0
F....	...	20.4	-173.3	16	20.0	-177.0
G...	...	43.1	163.9
H...	...	210.0	-233.1

The mean distance between Hodge's positions (after transformation) and our positions is $\langle \delta \rangle = 2''.29$ with a standard deviation $\sigma(\delta - \langle \delta \rangle) = 1''.24$.

Two of Hodge's objects (Nos. 16 and 18) were identified as stars by us. His objects 1 and 2 were outside the field of our H α films.

c) Density Distribution

Previous studies of the radial distribution of H II regions in spiral galaxies have shown that there is a peak in the number of nebulae at about one-fourth the distance from the center to the farthest H II regions (Hodge 1969*b*) and that the number density tends to fall off either exponentially (Kennicutt and Hodge 1976) or as $1/r$ (Boeshaar and Hodge 1977). The latter is the falloff produced by a logarithmic spiral with uniform distribution of H II regions along the arms.

The radial distribution $\nu(r)$ of the number density of H II regions is given in Table 3 and shown in Figure 5*a*. The peak in the number distribution occurs farther out than predicted by the $1/r$ law (*dotted line*), and the falloff in $\nu(r)$ is better fitted by an exponential except near the center (*dashed line*).

The distribution of H II regions was compared to the luminosity distribution of the various components. The surface brightness of the old disk (α) (eq. [4] of SG VIII) was converted to specific intensities I_α ; the intensity of the arm component (I_β) was obtained by dividing the total intensity of the arms in concentric rings by the area of the rings. The ratio of the number density $\nu(r)$ of H II regions to specific intensities exhibits a broad maximum around $r=1$ kpc and decreases slowly outward (Fig. 5*b*). This confirms that the number density of H II regions decreases exponentially together with the disk intensity.

These conclusions are only tentative because the sample of H II regions is small and complete only out to $r=2.3$ (in projection), or about 2.5 kpc in the plane of the galaxy (the last four bins contain the 30 objects that were detected outside the high resolution film).

IV. REDUCTION OF INTERFEROGRAMS

The reduction of the interferograms followed the procedures described in Paper I. The normal procedure to reduce the films to a common reference system is to use foreground stars of known positions. In the case of NGC 7793 there

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES

Vol. 242

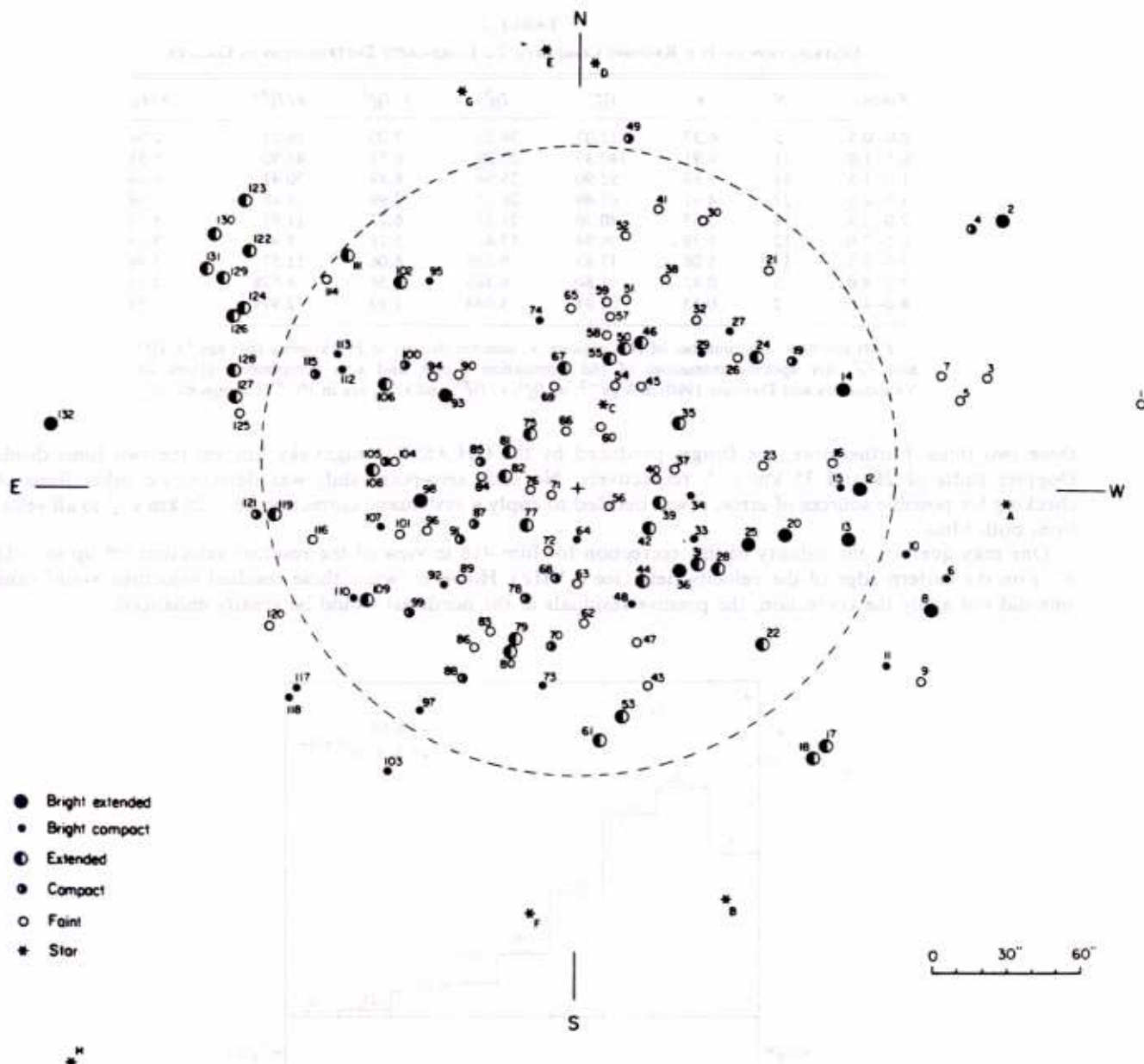


FIG. 4.—Distribution of 132 H II regions in NGC 7793. Dashed circle 4.3 in diameter shows area covered by high-resolution film where identifications and brightness estimates are reliable.

are only two foreground stars, one of which was seen on a few films only. In the absence of reference stars we tried to identify as many H II regions as possible on the films and used them to combine the films. H II regions are not point sources or continuum sources: great care had to be exercised to identify a bright knot on a fringe with an H II region and determine the position of its center. We were able to use up to 10 H II regions per film, and the mean error in the reduction of each film to the common system was not larger than 3" with a mean around 2". As an independent check we used the positions and orientations of the films recorded in the logbook as well as the expected velocity gradient.

Once all velocity points were brought to the same system of coordinates, the galaxy was divided into 12" square resolution elements. A mean velocity was attributed to each pixel and the mean residual velocity (MRV) of each film with respect to the mean velocity field was computed. Two films, 414 and 418, stood out with rather large MRVs of 13.07 and 13.22 km s⁻¹, respectively, or 20.4 and 28.7 km s⁻¹, respectively, if the mean velocity field did not include

TABLE 3
DISTRIBUTION OF H II REGIONS COMPARED TO LUMINOSITY DISTRIBUTION IN GALAXY

$R(\text{kpc})$	N	ν	$I_{\text{H}}^{(\alpha)}$	$I_{\text{H}}^{(\beta)}$	$\nu/I_{\text{H}}^{(\alpha)}$	$\nu/I_{\text{H}}^{(\beta)}$	ν/I_{H}
0.0-0.5 ...	5	6.37	212.03	39.25	3.00	16.23	2.54
0.5-1.0 ...	21	8.91	140.35	20.29	6.35	43.92	5.55
1.0-1.5 ...	31	7.89	92.90	25.94	8.49	30.41	6.64
1.5-2.0 ...	27	4.91	61.49	26.55	7.99	18.49	5.58
2.0-2.5 ...	18	2.55	40.70	21.31	6.27	11.97	4.11
2.5-3.0 ...	12	1.39	26.94	17.41	5.16	7.985	3.13
3.0-3.5 ...	11	1.08	17.83	9.338	6.06	11.57	3.98
3.5-4.0 ...	5	0.42	11.80	6.385	3.56	6.578	2.31
4.0-4.5 ...	2	0.15	7.81	5.044	1.92	2.974	1.17

EXPLANATION.— N , number of H II regions; ν , number density of H II regions (per kpc^2); $I_{\text{H}}^{(\alpha)}$ and $I_{\text{H}}^{(\beta)}$ are specific intensities of old Population I disk and arm components (from de Vaucouleurs and Davoust 1980) in $\Omega \text{ pc}^{-2}$; $\nu/I_{\text{H}}^{(\alpha)}$, $\nu/I_{\text{H}}^{(\beta)}$, and ν/I_{H} are in 10^{-8} H II regions/ Ω_{\odot} .

these two films. Furthermore, the fringes produced by the OH $\lambda 6577.1$ night-sky line on the two films displayed Doppler shifts of 28 and 35 km s^{-1} , respectively. No such zero-point shift was detected on other films. After checking for possible sources of error, it was decided to apply a systematic correction of -25 km s^{-1} to all velocities from both films.

One may question the validity of this correction for film 418 in view of the residual velocities (of up to -15 km s^{-1}) on the eastern edge of the velocity field (see § VII c). However, while these residual velocities would vanish if one did not apply the correction, the positive residuals in the northeast would be greatly enhanced.

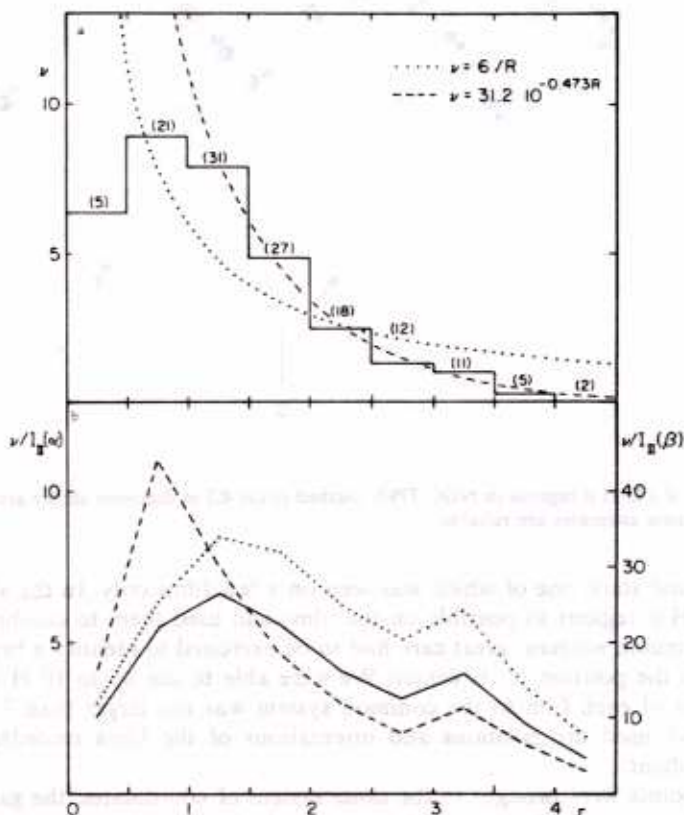


FIG. 5.—Distribution of H II regions in plane of NGC 7793. (a) Number density $\nu(r)$ versus radius r in kpc. Exponential (dashed line) gives better fit at $r > 1$ kpc. Number N of H II regions in each bin is given in parentheses. (b) Ratio of surface density ν to specific intensity I of disk (solid line, left scale); dotted and dashed lines (right scale) give ratios to old disk $I(\alpha)$ and young (arm) component $I(\beta)$.

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES

Vol. 242

TABLE 4
ADJUSTMENT OF FILMS

Film (1)	<i>N</i> (2)	$\langle V \rangle$ (3)	$\langle \Delta V \rangle$ (4)	$\sigma(\Delta V)$ (5)	<i>n</i> (6)
FP2 108	95	216.5	7.58	12.79	10
109	85	202.8	0.42	13.28	5
110	109	212.4	0.56	10.67	5
111	34	163.0	-6.61	15.25	6
112	82	274.5	1.15	11.28	6
127	157	222.8	4.82	12.88	5
128	200	214.6	2.01	12.21	6
129	153	215.2	-1.48	12.13	5
130	202	220.3	2.94	11.57	8
138	88	261.7	-4.87	13.26	5
333	440	239.5	-0.90	15.58	6
334	247	244.9	2.39	12.94	6
335	502	215.3	-5.60	15.10	7
345	195	256.5	-0.51	11.56	6
346	154	204.8	-1.71	12.93	10
347	132	184.4	-3.42	14.63	7
413	197	218.7	1.41	15.28	7
414*	129	251.1	-1.10	12.36	8
415	82	269.3	4.74	12.06	4
418*	274	199.1	0.44	12.45	5
419	264	178.8	3.87	11.73	7
Total ...	3822				

*After zero point correction of -25 km s^{-1} (see text).EXPLANATION OF COLUMNS.—(1) film number; (2) *N*, number of velocity points; (3) $\langle V \rangle$, mean velocity of film (km s^{-1}); (4) $\langle \Delta V \rangle$, mean residual velocity of film; (5) $\sigma(\Delta V)$, rms residual velocity of film; (6) *n*, number of H II regions used as coordinate reference points.

Table 4 gives the parameters obtained in the final adjustment. The unsmoothed velocity field is shown in Figure 6. The velocity gradient is positive from east to west. The near side of the galaxy is south (from the photometry, SG VIII); hence the rotation is counterclockwise and the spiral arms (or arcs) are trailing.

V. THE VELOCITY FIELD

a) The Velocity Map

The velocity field at $12''$ resolution (without interpolation or smoothing) is shown in Figure 6 superposed on a *B* photograph of the galaxy. It indicates which parts of the galaxy gave measurable H α emission. Much of the detail is probably due to noise rather than velocity anomalies.

An interpolated velocity was then computed for empty pixels which has at least four nonempty neighbors, and a Gaussian-weighted 3×3 smoothing was performed. Figure 7 (Plate 3) shows the resulting velocity field, which was used in the subsequent analysis.

The isovelocity contours have the typical pattern arising in a disk galaxy in differential rotation. From the general symmetry of the pattern it can be seen that the position angle of the line of nodes is slightly larger than 90° . There is some indication in the shape of the outer contours that the maximum rotation velocity is reached near the limits of the measured H α emission. There is evidence for noncircular motions in the northeastern part of the galaxy: the isovelocity contours clearly bend over too much in that region. Finally, the gradient close to the nucleus on the eastern side of the galaxy is steeper, as the contours are closer there.

b) Method of Analysis

The basic assumption in our analysis of the velocity field is that the only mean motion in the galaxy is coplanar circular rotation: the observed radial velocities are mean rotation velocities projected on the line of sight. Noncircular motions and departures from coplanarity will be considered as negligible in a first approximation. The good fit of a model based on this assumption will justify it *a posteriori*.

The method outlined by Warner, Wright, and Baldwin (1973) and Bosma (1978) for the analysis of 21 cm line observations has been adapted to the present case: trial values are assumed for the inclination *i*, position angle of the

major axis θ_0 , systemic velocity V_s , and position of the rotation center (x_0, y_0) . The galaxy is then deprojected, divided into circular annuli of equal width, and the mean circular velocity $V_{c,k}$ in annulus k is computed from the velocity points falling in this annulus. Each radial velocity V_j in the annulus is weighted by $|\cos \theta'_j|$, where $\theta'_j = \theta_j - \theta_0$ is the angle between the velocity point and the major axis, i.e.,

$$V_{c,k} = \frac{1}{\sin i} \frac{\sum_j [(V_j - V_s) |\cos \theta'_j| / \cos \theta'_j]}{\sum_j |\cos \theta'_j|} = \sum_j \alpha_j (V_j - V_s). \quad (1)$$

Less weight is given to velocity points near the minor axis because there the observational errors are greatly enhanced by the $\sec \theta'_j$ deprojection factor.

The adopted values of the parameters $i, \theta_0, V_s, (x_0, y_0)$ are those which minimize the dispersion around the mean projected rotation curve. The dispersion around the mean deprojected rotation curve cannot be used since it depends on inclination; also, the $V_{c,k}$ do not have a Gaussian distribution of errors. In the absence of noncircular motions each observed radial velocity V_j is related to the mean rotation velocity V_c in bin k through

$$V_j - V_s = V_c \sin i \cos \theta'_j, \quad (2)$$

with an error which is due to the observational uncertainties, and to the finite width of the annular zone k . The latter causes a smoothing which may be included in the observational errors. Fitting a continuous curve to the discrete $V_{c,k}$ would not eliminate this error, which is inherent in the way the rotation curve was obtained in the first place. This smoothing can be reduced by taking narrower annuli, but a compromise must be made between the width of each annulus and the number of velocity points per annulus.

The variance to be minimized is

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-L} \sum_k \sum_j (V_j - V_s - V_{c,k} \sin i \cos \theta'_j)^2, \quad (3)$$

where L is the number of free parameters. In principle we should compute a dispersion for each annulus since each $V_{c,k}$ has its own error, but this error is an order of magnitude smaller than that on V_j since $V_{c,k}$ is already an average. A rejection cycle can be introduced if the data have too large a dispersion or aberrant points. The effects of the four parameters i, θ_0, V_s , and (x_0, y_0) on the velocity field cannot be uncoupled, and the search for the loci of minimum dispersion must be made in an iterative way.

It may be useful to compute the dispersion in each annulus given by

$$\sigma_k^2 = \frac{1}{N_k - 1} \sum_j (V_j - V_s - V_{c,k} \sin i \cos \theta'_j)^2 \quad (4)$$

in order to examine whether the loci of minimum dispersion are affected by a large scatter or by systematic trends (e.g., inclination varying with radial distance). However, as the assumed orientation of the galaxy changes, the dispersion in each annulus will vary not only because of the different projection factors but also because the annulus will not include the same velocity points. This fact weakens the validity of this particular analysis unless the annuli are wide enough.

Finally, the standard deviation of each velocity point from the mean velocity curve in the plane of the galaxy is given by

$$s_k^2 = \sum_j \alpha_j^2 \sigma^2 = \frac{\sigma^2 N_k}{\sin^2 i \left(\sum_j |\cos \theta'_j| \right)^2}, \quad (5)$$

where N_k is the number of points in annulus k .

One particular parameter, the position angle θ_0 of the major axis, can also be determined by the method of steepest velocity gradient. This is done by considering a narrow rectangular strip in the observed velocity field and computing the slope dV_r/dr for each position of the strip as it is rotated around the center of symmetry. For solid body rotation (which is mostly the case in the central parts of spiral galaxies) the gradient will be maximum along the line of nodes of the galactic plane with the tangent plane where the projection factor $\cos \theta$ is largest. The position angle θ_0 is found by fitting a sine curve to the data as a function of position angle.

The disadvantage of this method over the preceding one is that it assumes solid body rotation, which in the case of NGC 7793 is true only out to $\sim 50''$ from the center. In the presence of differential rotation the gradient will still be maximum along the line of nodes but shallower, hence more difficult to determine accurately.

It is also possible by this method to check whether the lines of maximum and zero gradients are perpendicular. This is useful to distinguish between oval distortions (axes not perpendicular) and kinematical warps (axes perpendicular), in the case of large scale asymmetries in the velocity field (Bosma 1978).

c) Orientation Parameters

i) Ring Method

An iterative search for the best value of the orientation parameters was made, starting from the values given by the photometry (SG VIII): $i = 53^\circ$, $\theta_0 = 97^\circ$, and a center of rotation at the nucleus, that is, $(x_0, y_0) = (0'', 0'')$. The range of the search was $41^\circ < i < 66^\circ$, $91^\circ < \theta_0 < 126^\circ$, and $\pm 20''$ from the nucleus. The 3822 velocity points were binned in 30 annuli, each $10''$ wide with up to 290 velocity points per annulus, and the minimum of the dispersion computed by equation (3) was searched for, after a two-sigma rejection cycle.

The systemic velocity and the position of the center of rotation must be searched for simultaneously. The position of the center of rotation is located more precisely along the line of nodes where the velocity gradient is largest. The hump near $60''$ on both sides of the rotation curve (Fig. 9) is very useful in determining x_0 . The minimum in the dispersion for displacements perpendicular to the line of nodes is more shallow, and the uncertainty in y_0 is consequently large. However, this has no incidence on the accuracy of V_s which depends only on x_0 . The systemic velocity V_s is the radial velocity at the position of the center of rotation and can be estimated to $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$ for each location of the center of rotation. If the center of rotation coincides with the optical center, $V_s = 221 \text{ km s}^{-1}$, in good agreement with other recent optical and 21 cm determinations (see § Ve and Table 10).

The inclination is not well determined by the ring method. The elimination of velocity points within 30° of the minor axis (and hence of the larger residuals in the northeast) yields a shallow minimum in the dispersion of the residuals near $i = 53^\circ$ which we trust to be the correct value for the inclination, since it agrees with the photometric determination (SG VIII). The position angle of the line of nodes is fairly well determined by this method: there is a clear minimum near $\theta = 108^\circ$, whether one uses all data or data near the major axis only. However, this value does not coincide with the position angle of the photometric major axis. The above results may be due to variations of these parameters with radius. This possibility was investigated as follows: the data were binned into $10''$ wide annuli as before to determine the rotation curve, but the galaxy was divided into six $40''$ wide annular zones and the dispersions of residual velocities computed for all data in each zone separately. An estimate of the internal errors can also be obtained in this way. Table 5 gives the results: no trend with radius is evident. The values $i = 53^\circ$ and $\theta_0 = 108^\circ$ are adopted.

ii) Method of Steepest Gradient

The velocity gradient was computed in 18 rectangular strips ($10'' \times 80''$) centered on the nucleus and spaced at 10° in position angle. There were 72 to 110 velocity points in each strip, from three to seven less after a 2 sigma rejection cycle.

The velocity gradients (in $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$) are plotted versus position angle θ in Figure 8. The maximum gradient corresponds to the angle $\theta_0 = 100^\circ$ which agrees well with the orientation of the photometric isophotes (SG VIII). A sine curve of equation

$$dV/dr = -76 \cos(\theta - 110^\circ)$$

TABLE 5
INCLINATION AND LINE OF NODES FROM KINEMATICS

Ring	N	θ_0	$i = 53^\circ$			
			$\theta_0 = 108^\circ$			
			A ^a	B ^b		
			i	N	i	N
0°-40°	353	109°	51°	369	54°	236
40°-80°	792	107	54	774	55	490
80°-120°	992	109	51	1008	50	580
120°-160°	642	107	58	648	59	348
160°-200°	475	107	58	485	55	203
200°-240°	267	109	47	194	52	45
Total.....	3521	3478	...	1902
Weighted mean...		107:9 ± 1.4	53:7 ± 3.8		54:0 ± 3.7	

^aAll data.

^bData within 60° of line of nodes.

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES

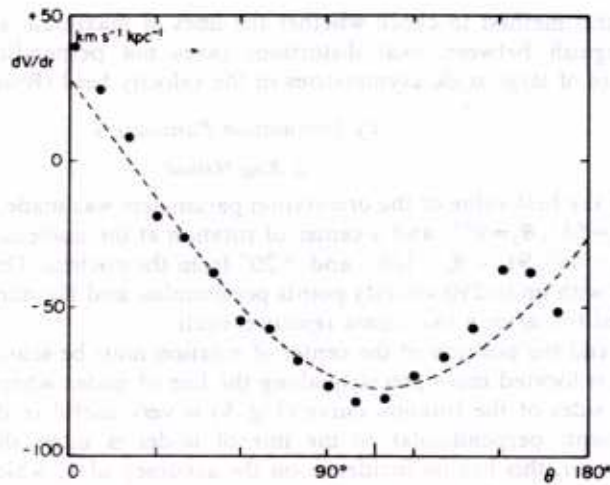


FIG. 8.—Velocity gradient in $10'' \times 80''$ strips versus position angle. The sine curve best fitted by least squares yields a position angle $\theta_0 = 110^\circ$ for the line of nodes.

fitted by least squares to the unweighted data in Figure 8 yields a position angle $\theta_0 = 110^\circ$ for the line of nodes. This value is more reliable since it results from a fit to all data (after a two sigma rejection) and agrees with the value derived above by the ring method.

The orientation parameters and their estimated errors are given in Table 6.

d) The Rotation Curve

The galaxy was deprojected with the set of orientation parameters adopted in § Vc, and the rotation curve derived with the ring method, at different resolutions: rings $20''$, $10''$, and $5''$ wide for all data or for the east or west side of the galaxy only (Tables 7, 8, 9).

TABLE 6
ORIENTATION PARAMETERS FOR N7793

$$(x_0, y_0) = (1'' \pm 2'', 0'' \pm 15'')$$

$$V_c = 221 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$$

$$i = 53^\circ \pm 3^\circ 8'$$

$$\theta_0 = 108^\circ \pm 1^\circ 4'$$

TABLE 7
EAST AND WEST HALVES OF ROTATION CURVE AT $20''$ RESOLUTION

\bar{r} (arcsec)	West			East			All Points			Points $\theta - \theta_0 < 60^\circ$		
	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k
12.8.....	48	28.9	1.9	18	19.2	4.5	64	27.9	1.8	47	28.7	1.7
30.4.....	122	45.9	1.2	74	54.3	2.1	196	49.1	1.1	143	45.9	1.0
50.....	133	53.8	1.3	132	52.4	1.4	267	53.4	0.9	172	51.0	0.9
69.....	160	55.5	1.4	151	56.3	1.3	312	56.0	0.9	205	55.9	0.8
89.....	236	62.7	1.2	151	67.1	1.5	384	64.0	1.0	204	64.4	0.9
109.....	240	77.5	1.2	138	70.5	1.2	372	75.4	0.8	232	75.1	0.8
130.....	162	82.0	1.3	107	78.8	1.5	269	81.1	1.1	170	79.7	0.9
150.....	91	86.5	1.9	113	89.0	1.7	198	87.2	1.3	113	85.1	1.3
169.....	78	90.1	2.3	125	81.4	2.4	204	85.5	1.6	100	92.3	1.4
188.....	55	94.9	2.6	58	89.5	4.3	113	93.6	2.3	38	100.9	2.4
209.....	24	89.1	4.3	68	109.0	3.2	84	103.2	2.8	21	93.7	3.7
229.....	30	103.8	6.2	65	126.8	3.0	92	122.5	2.7	14	90.3	5.1
249.....	3	80.6	20.7	47	92.4	3.7	50	92.0	3.5	3	40.7	8.6
268.....	3	70.2	10.3	10	13.6	10.0	9	25.0	10.0	2	74.4	9.9
297.....	5	25.3	13.3	5	25.3	13.8
303.....	3	41.9	18.5	3	41.9	19.1
σ	7.9	8.6	8.2	7.8

TABLE 8
EAST AND WEST HALVES OF ROTATION CURVE AT 10" RESOLUTION

\bar{r} (arcsec)	West			East			All Points			Points at $\theta - \theta_0 < 60^\circ$		
	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k
5.3 ...	6	34.2	4.9	8	9.4	5.1	13	25.3	3.6	12	25.6	3.4
15.2 ...	40	27.5	2.0	10	31.4	7.2	51	28.6	2.1	35	29.6	1.9
25.	71	45.5	1.6	21	49.1	3.0	94	47.0	1.5	71	43.9	1.4
35.	49	47.6	1.8	51	57.4	2.9	102	51.2	1.6	70	49.3	1.4
45.	59	49.6	2.0	64	51.9	2.0	123	50.9	1.4	78	45.0	1.3
55.	75	55.8	1.7	68	52.1	1.7	143	54.3	1.3	102	54.7	1.1
65.	76	52.5	1.8	105	56.0	1.6	181	54.6	1.2	125	54.7	1.0
75.	80	61.4	2.1	47	56.2	2.1	129	59.1	1.5	77	58.4	1.4
85.	133	55.7	1.6	61	62.7	2.3	196	58.4	1.3	110	60.2	1.2
95.	101	70.4	1.8	81	67.4	2.1	188	70.2	1.3	96	69.8	1.2
105.	125	74.5	1.5	83	69.1	1.6	206	72.5	1.0	139	72.5	1.0
115.	110	82.1	1.9	52	73.2	1.9	167	79.5	1.4	94	78.6	1.2
125.	92	88.0	1.8	53	75.9	2.0	145	83.5	1.4	86	83.2	1.2
135.	69	75.8	2.0	57	82.1	2.2	128	78.7	1.5	86	75.5	1.4
145.	44	80.4	2.8	59	83.7	2.1	106	83.3	1.7	63	82.2	1.6
155.	44	92.8	2.6	60	97.9	2.8	99	95.2	1.9	50	90.7	1.8
165.	46	87.8	3.1	84	72.5	3.1	125	79.2	2.3	52	87.4	1.9
174.	32	90.5	3.1	46	97.7	3.4	80	94.3	2.3	43	98.2	2.2
184.	38	93.8	3.0	31	94.9	5.8	69	94.2	2.8	27	95.6	2.7
195.	16	103.4	4.9	27	79.0	6.1	44	92.5	3.9	10	118.4	4.9
205.	17	85.1	4.7	35	91.8	4.8	51	89.9	3.5	13	84.5	4.1
215.	8	94.6	8.0	31	122.3	4.2	38	118.6	3.7	10	109.0	5.5
225.	22	126.9	7.7	25	123.3	4.5	47	124.6	4.0	11	88.8	5.6
234.	9	56.6	12.1	39	128.2	3.8	44	121.8	3.8	3	96.1	11.0
243.	1	110.0	...	28	86.5	4.7	28	89.4	4.7	1	51.5	...
254.	1	56.3	...	19	101.2	5.7	20	99.7	5.5	2	37.0	9.2
266.	2	67.9	14.0	6	27.2	11.8	8	39.8	9.1	1	75.5	...
272.	1	73.4	...	4	-30.6	17.2	5	-16.3	14.7	1	73.4	...
...	0	0	0	0
297.	5	25.3	12.9	0	5	25.3	13.7	0
303.	3	41.9	17.9	0	3	41.9	18.9
σ	7.7	8.4	8.1	7.7

The rotation curve rises fast to a first plateau near $r = 50''$, then more slowly to a maximum velocity $V_M = 95 \text{ km s}^{-1}$ at $r_M = 4.1$ where our data begin to scatter because the velocity points are fewer and further away from the line of nodes. Figure 9a shows the rotation curve at $5''$ resolution out to $3'$ and at $20''$ resolution beyond. The maximum velocity agrees very well with the value of 96 km s^{-1} expected for a galaxy of luminosity index $\Lambda_c = 1.34$ (SG VIII) which is

$$\log V_M = 2.15 - 0.5(\Lambda_c - 1)$$

(de Vaucouleurs 1977).² However, the radius r_M at V_M found here ($r_M \sim 4'$) does not agree with the value of $7.16'$ expected from the empirical relation

$$\log V_M + \log(2r_M/D_0) = 2.18 \pm 0.03$$

(de Vaucouleurs 1977). This relationship may not be valid for late type galaxies where r_M is not well determined.

There are no significant differences between the E and W parts of the rotation curve, shown in Figure 9b for rings $20''$ wide. In particular the plateau near $r = 50''$ is evident on both sides. The larger scatter in the east between $2.5'$ and $5'$ is due to the residual velocities in the NE, and is significantly reduced by using only velocity points within 60° of the line of nodes to determine the rotation curve. The initially steeper gradient in the East is not readily seen at this resolution.

² There is an unfortunate misprint in the equation quoted in the original paper, where the coefficient 0.5 is missing.

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES

TABLE 9
MEAN ROTATION CURVE AT 5" RESOLUTION*

\bar{r}	N	V_c	s_k	\bar{r}	N	V_c	s_k
3.7	6	30.7	5.4	157.6	49	93.7	3.0
6.9	7	20.9	4.8	162.8	61	83.6	2.8
12.6	25	25.1	3.0	167.3	65	74.5	3.7
17.7	27	35.1	2.8	172.2	48	93.5	3.1
22.5	50	46.8	2.0	177.2	32	95.6	3.4
27.5	45	46.5	2.2	182.5	45	98.1	3.8
32.6	50	51.8	2.4	187.3	26	83.5	3.6
37.3	51	51.2	2.1	192.5	15	86.8	6.3
42.3	62	49.2	2.0	198.0	25	95.7	5.5
47.5	62	53.1	2.0	202.7	26	105.3	6.2
52.4	66	54.3	1.8	207.2	29	82.8	4.3
57.2	77	54.3	1.6	212.3	20	114.6	5.2
62.6	93	56.2	1.6	217.2	17	120.5	5.3
67.3	90	53.7	1.6	223.4	24	106.2	5.2
72.8	57	53.7	2.3	227.9	23	126.6	5.7
77.8	68	62.8	2.1	232.6	30	125.2	5.8
82.3	100	54.5	1.9	237.4	16	109.4	5.9
87.6	91	62.5	1.9	243.3	12	92.3	7.1
92.5	91	68.3	2.0	247.6	17	85.1	6.0
97.5	97	71.8	1.8	252.5	10	89.4	7.8
102.4	103	69.0	1.5	257.8	9	107.6	8.1
107.6	107	75.3	1.5	261.7	2	94.6	16.2
112.5	87	75.8	1.8	267.6	6	21.5	12.5
117.7	77	83.8	2.1	273.2	4	-12.9	16.2
122.3	81	85.2	1.8	275.6	2	-85.8	24.6
127.3	62	81.3	2.2	...	0
132.8	63	80.7	1.9	...	0
137.6	66	77.0	2.1	...	0
142.4	56	79.9	2.1	296.8	5	25.3	13.7
147.3	52	85.0	2.6	302.6	3	41.9	18.9
152.7	49	95.9	2.7				

*All points.

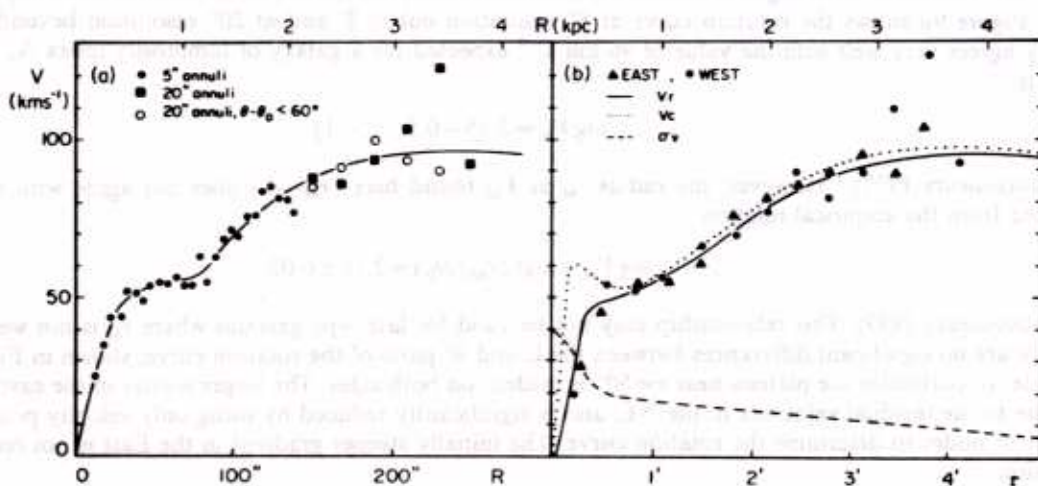


FIG. 9.—Rotation curve of NGC 7793. (a) Mean points at 5" and 20" resolution. (b) Mean points at 20" resolution separately for east and west halves of galaxy. Velocity dispersion σ_e (dashed), circular velocity V_c (dotted) of best fit two-component model, and calculated rotation curve V_r (solid line) are shown.

TABLE 10
COMPARISON WITH OTHER STUDIES

Sources	V_s	θ_0	r_M (arcmin)	V_M (km s^{-1})	i	\mathcal{M}_T^*
WG (1977)	227	130	3.75	103	45 ^{ob}	27.6
GB (1979)	228		4.8	62	44 ^{ob}	13.0
CA (1977)	215	95	1.1	60	50 ^{ob}	28.0
This study	221	108	4.1	76	53 ^{ob,c}	8.9

*Total mass in $10^9 \mathcal{M}_\odot$, reduced to $\Delta = 3.1$ Mpc and $i = 53^\circ$.

^bFrom photometry.

^cFrom kinematics.

e) Comparison with Other Studies

Previous optical radial velocities of this galaxy have been obtained by Hubble ($V = +286 \text{ km s}^{-1}$) and by Mayall ($V = +177 \text{ km s}^{-1}$) (Humason, Mayall, and Sandage 1956) and more recently by Martin (1976) ($V = +200$). Two early 21 cm line velocities reported by Gouguenheim (1969) ($V = +205 \text{ km s}^{-1}$) and by Robinson ($V = 220 \text{ km s}^{-1}$) (Lewis and Robinson 1973) are superseded by more recent determinations by Whiteoak and Gardner (1977) (WG), Gouguenheim and Bottinelli (1979) (GB), and from $H\alpha$ interferometry by Carranza and Agüero (1977) (CA). Table 10 summarizes the most recent data obtained by the various investigators.

WG find that the p.a. of the line of nodes is 130° , that is, much larger than the p.a. of the major axis (95°), and conclude that the axis of rotation is not normal to the major axis of the galaxy. Their determination may be uncertain in view of the large beamwidth ($14.8''$) of the Parkes telescope; but if the angle of 130° were correct, it would imply that the p.a. of the line of nodes varies with radius. This could be interpreted by a bending of the galactic plane, as found in radio observations of other spiral galaxies.

GB observe an asymmetry in the distribution of H I: there is more hydrogen in the east ($A = -12.0 \pm 1.5$) and in the north ($A = +24 \pm 18$). The center of mass is displaced 0.5 ± 0.4 to the east. A is the index of asymmetry introduced by Bottinelli (1971); it measures the percentage excess of mass in one direction. GB estimate that the center of rotation is shifted 0.6 to 0.7 to the east and adopt a systemic velocity of 216 km s^{-1} , while 228 km s^{-1} is the velocity at the optical center. However, the large fan beam of the Nançay telescope ($4' \times 25''$) makes this conclusion uncertain. We find no compelling evidence in the optical data for either as large a discrepancy between the line of nodes and the major axis, or for a displacement of the rotation center from the optical center.

VI. MODELS FOR THE MASS DISTRIBUTION

In the photometric study of this galaxy (SG VIII), the luminosity distribution was decomposed into an exponential disk of effective radius $a_d^{11} = 2.11$ and an $r^{1/4}$ spheroid of effective radius $a_s^1 = 6''$ and containing 1.4% of the total blue luminosity. This and the first hump in the rotation curve suggest that a two-component model should be used for the mass distribution in this galaxy.

The rotation curve is well determined only out to r_M , and cannot be supplemented by the radio observations which are at too low resolutions. Hence the slope of the rotation curve in the outer parts of the galaxy remains undetermined; and the total mass of the models, which depends critically on this slope, will be rather uncertain.

a) Thin Disks with Negligible Velocity Dispersions

In a first approximation we neglect the effect of velocity dispersions and consider "cold" models with a fairly round bulge and a flat disk.

An $r^{1/4}$ law with a constant mass-to-light ratio and apparent flattening of 0.4–0.8, even with values of r_c and I_c different from those of the photometry, cannot account for the inner part of the rotation curve.

Adequate bulge models are a spheroid of space density

$$\rho = \rho_c (1 - m^2)^n \quad (6)$$

(Perek 1962), with $n=2$, or a polytrope of index $n=5$, which has the circular velocity given by

$$V^2 = \frac{G\mathfrak{M}}{a^3} \frac{r^2}{(1+r^2/a^2)^{3/2}} \tag{7}$$

The latter is preferred, since the models with finite velocity dispersions are an extension of it.

Various models have been tried for the disk component; Freeman's thin exponential disk (1970) produces a rotation curve which rises too fast. The photometric model of Monnet and Simien (1977) which uses an exponential disk of finite thickness has the same defect. This means in essence that the mass-to-light ratio varies with distance.

Perek's spheroids (1962) of density $\rho = (1 - m^2)^n$ yield curves that rise too slowly. Furthermore, the dimensions of the disks are too small: they end just beyond r_M , unless several spheroids are used to model the disk.

Brandt and Belton's models (1962) of index $n=2-3$ give reasonably good fits. The case $n=2$ is identical to Toomre's model of index $n=0$, and $n=3$ corresponds to the Lohmann-Bottlinger law. The circular velocity of these models is given by

$$V^2 = \frac{G\mathfrak{M}}{a^3} \frac{r^2}{(1+r^n/a^n)^{3/n}} \tag{8}$$

Except for the case $n=2$, the surface densities must be computed numerically which makes these models inconvenient to use.

The isochrone model of Hénon (1959) used by Eggen, Lynden-Bell, and Sandage (1962) and more recently by Kalnajs (1976) gives a rotation curve which is similar to Brandt and Belton's model of index $n=1.5$ and rises too fast.

The Toomre models (1963) are the most convenient models to obtain a first approximation to the rotation curve. These are thin disks in purely circular rotation with zero velocity dispersion; the circular velocity is given by

$$V_n^2 = \frac{G\mathfrak{M}}{a} \frac{(n!)^2}{2n!} \frac{r^2}{a^2} \sum_{k=0}^n \frac{(2n-2k)!(2k+1)!}{[k!(n-k)!]^2} \frac{1}{[1+r^2/a^2]^{k+3/2}} \tag{9}$$

the surface density by

$$\sigma_n = \frac{(2n+1)\mathfrak{M}}{2\pi a^2} \frac{1}{(1+r^2/a^2)^{n+3/2}} \tag{10}$$

The parameters of the cold models that fit the rotation curve are given in Table 11. The model rotation curve is obtained by adding one bulge and one disk mass model, or the squares of the corresponding circular velocities. The

TABLE 11
PARAMETERS OF MASS DISTRIBUTION MODELS
A. BULGE

Parameter	Perek Spheroid $n=2$	Polytrope $n=5$
a_1 (kpc)	0.8	0.3
c/a	0.5	1.0
$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot$	2.6×10^8	3.5×10^8

B. Disk

Parameter	Lohmann-Bottlinger ^a	Toomre $n=0^b$	Toomre $n=2$	Freeman
a_2 (kpc)	3.00	3.00	5.05	1.764
$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot$	1.14×10^{10}	1.60×10^{10}	8.21×10^9	9.56×10^9

^asame as Brandt-Belton $n=3$.

^bsame as Brandt-Belton $n=2$.

purpose of fitting several models is to give an indication of the accuracy of the mass determination, for given r_M and V_M . The fit is good for the Toomre $n=2$ model and either bulge model, poor for the Freeman disk, and fair for the two others.

Table 11 presents one disturbing fact, namely that the radius containing half the mass of the bulge in projection (the parameter a_1) is very large, more than 3 times larger than the effective radius: that is, the mass distribution needed to account for the rotation curve is much more extended than the luminosity distribution.

Nordsieck (1973) has obtained the same result for a sample of 17 galaxies of various types: "Photometry of central bulges shows that the central mass distribution must be much more centrally concentrated than is indicated by the observed velocity curves, if the mass-to-light ratio is to be physically reasonable."

b) Three-Dimensional Models with Finite Velocity Dispersions

It is possible to resolve in part this apparent conflict by taking into account the velocity dispersions. Such models can become more massive in the center since velocity dispersion (pressure) helps support the galaxy against the gravitational forces.

Gaseous galactic disks are known to be "cold." A typical value for the velocity dispersion normal to the disk is $\sigma_z = 10 \text{ km s}^{-1}$ (Heidmann, Heidmann, and de Vaucouleurs 1971); this is too small to have a noticeable effect on the dynamics.

The situation is very different in the spheroidal component of spiral galaxies. Recently, Whitmore, Kirshner, and Schechter (1979) have measured velocity dispersions in bulges of spiral galaxies and find a dependence on the luminosity of the bulge similar to that found in elliptical galaxies:

$$\log \sigma_r = 0.090 - 0.106 M_T^0, \tag{11}$$

where the constant is for a distance scale assuming $H_0 = 50$. For $H_0 = 100$, the constant is 0.250.

For the bulge of N7793, which has an absolute magnitude $M_T^0 = 14.13 - 27.48 = -13.24$, this relation implies $\sigma_r = 45 \text{ km s}^{-1}$, assuming $H_0 = 100$.

Models with velocity dispersions have been developed by Miyamoto and co-workers (Miyamoto and Nagai 1975; Nagai and Miyamoto 1976; Satoh and Miyamoto 1976) and extended by us to include two-component mass models (see Appendix). The space density in the equatorial plane $z=0$ of a model with a bulge of index $n=0$ and a disk of index $n=2$ is given by:

$$\rho = \frac{\mathfrak{M}_1}{4\pi b X^{3/2}} \left[3b^3 + \frac{5a_1 c_1^2}{X} \left(3b^2 + a_1^2 - 2a_1 b + \frac{7a_1 b c_1^2}{X} \right) \right] + \frac{G \mathfrak{M}_2}{4\pi b Y^{3/2}} \left(a_2 + \frac{3b c_2^2}{Y} \right), \tag{12}$$

where $X = r^2 + c_1^2$, $Y = r^2 + c_2^2$, and $c_i = a_i + b$.

The velocity dispersions are given by

$$\sigma_v^2 = \sigma_c^2 = \sigma_w^2 = \frac{b^2}{8\pi G \rho} (T_1^2 + T_2^2), \tag{13}$$

where

$$T_1 = - \frac{G \mathfrak{M}_1}{X^{3/2}} \left[1 + \frac{a_1 c_1}{X} \left(3 + \frac{5a_1 c_1^2}{bX} \right) \right], \quad T_2 = - \frac{G \mathfrak{M}_2 c_2}{b Y^{3/2}};$$

the circular velocity V_c by

$$V_c^2 = \frac{G \mathfrak{M}_1 r^2}{X^{3/2}} \left[1 + \frac{a_1}{X} \left(2a_1 + 3b + \frac{5a_1 c_1^2}{X} \right) \right] + \frac{G \mathfrak{M}_2 r^2}{Y^{3/2}}; \tag{14}$$

and the mean velocity of rotation V_0 by

$$V_0^2 = V_c^2 + \frac{b^2 r (T_1 + T_2)}{4\pi G \rho} \left(\frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial T_2}{\partial r} \right), \tag{15}$$

where

$$\frac{\partial T_1}{\partial r} = \frac{G M_1 r}{b X^{5/2}} \left[3b + \frac{5a_1 c_1}{X} \left(3b + \frac{7a_1 c_1^2}{X} \right) \right], \text{ and } \frac{\partial T_2}{r} = \frac{3G M_2 c_2 r}{b Y^{5/2}}.$$

The model that best fits the observations has the following parameters:

Spheroid: $a_1 = 0.04 \text{ kpc}, c_1 = 0.14 \text{ kpc}, M_1/M_\odot = 3 \times 10^8;$

Disk: $a_2 = 4.90 \text{ kpc}, c_2 = 5.00 \text{ kpc}, M_2/M_\odot = 8 \times 6 \cdot 10^9.$

The mass of the spheroidal component is 3.37% of the total mass.

The ratio $a/(c-a)$ is a measure of the flattening of the components (Nagai and Miyamoto 1976): it is 0.02 for the spheroidal component which is almost round and 2.50 for the disk. Equidensity contours are plotted in Figure 10.

The velocity dispersion at the center is 39.9 km s^{-1} ; it decreases to 8.6 at $r_M = 4.1$. These values are in reasonable agreement with what is to be expected for this galaxy (eq. [11]). The computed rotation curve is in good agreement with the observations (Fig. 9b).

The Toomre criterion (Toomre 1964) for stability against axisymmetric disturbances in a stellar disk, namely that

$$\sigma_u > \frac{3.36 \mu(r)}{k},$$

where σ_u is the radial velocity dispersion, $\mu(r)$ is the surface density, and k is the epicyclic frequency, is not satisfied except in the very center of the galaxy. The model is not adequately stabilized by the velocity dispersion alone. The status of this criterion is discussed by Kalnajs (1977).

c) The Mass-to-Light Ratio

In the search for the best mass model, we have been forced to relax the constraints given by the photometry together with the assumption of constant mass-to-light ratio: the distributions of light and matter in a galaxy is too complex to be in a simple constant ratio.

The mass to light ratio $f = M/L_0$ in the bulge and the disk are given in Table 12 and shown in Figure 11 in two cases: (A) zero, and (B) finite velocity dispersions. In the bulge, the ratio f is more constant in case (B) and in (A). However, because of the drastic variations in this ratio for the bulge taken alone, we suspect that bulge model (B) is still not satisfactory. In the disk, f increases slowly from 0.8 in the center to 2.0 at r_M ; f then increases rapidly. The

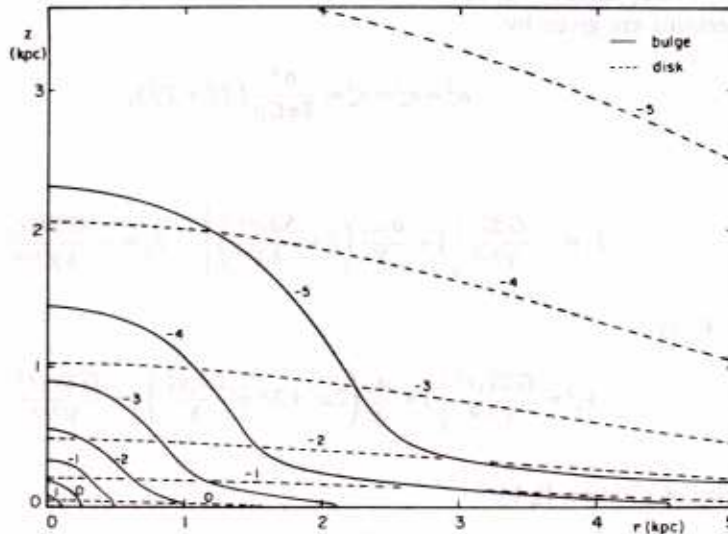


FIG. 10.—Equidensity contours in meridional cross section of two-component model. Log densities in each component in solar masses per cubic parsec. Central densities are $29.6 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ in bulge, $1.4 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ in disk.

TABLE 12
MASS-TO-LIGHT RATIOS

Parameter	No Velocity Dispersion	Finite Velocity Dispersion
M_1/Ω_1^* ...	7.69	6.59
M_2/Ω_2^b ...	2.56	2.68
M_T/Ω_T^c ...	2.63	2.74

* Bulge component.

^b Disk component.

^c Total.

rotation curve beyond r_M is extrapolated, hence very uncertain, but if it is correct, it may be indicative of unseen mass or dark envelope first noted in M31 (de Vaucouleurs 1958) and later in many other systems (for a review, see Faber and Gallagher 1979).

VII. SPECIFIC FEATURES OF THE VELOCITY FIELD

The first cause of perturbations in the axisymmetric velocity field to be expected in a spiral galaxy is a density wave; there is, however, no global pattern in this galaxy, nor spiral filaments of the NGC 2841 type, only short and lumpy spiral arcs. Resonances between the regular pattern arising from a global instability of the disk and individual stellar orbits might explain the absence of global pattern. Other details of interest are noted below.

a) *The Hump in the Rotation Curve*

This hump is evident on both sides of the minor axis, hence it is a real feature of the rotation curve.

The most obvious interpretation is that it is due to the bulge. However, the bulge that is required, even allowing for finite velocity dispersions, is too extended as compared to the photometry and leads to a mass to light ratio that increases outward.

An alternative explanation is to invoke resonance effects, which might perturb the space and velocity distribution of stars at a certain distance from the center. This explanation remains conjectural in the absence of quantitative theoretical predictions.

b) *Difference between Major Axis and Line of Nodes*

There is a difference of 11° between the p.a. of the major axis of the photometric isophotes (SG VIII) and the p.a. of the line of nodes of the galaxy. The two angles were measured with respect to the same reference stars.

If we adopt the p.a. of the major axis to analyze the velocity field we find positive velocity residuals of up to 10 km s^{-1} on the northern side of the major axis and negative residuals of the same amplitude in the south.

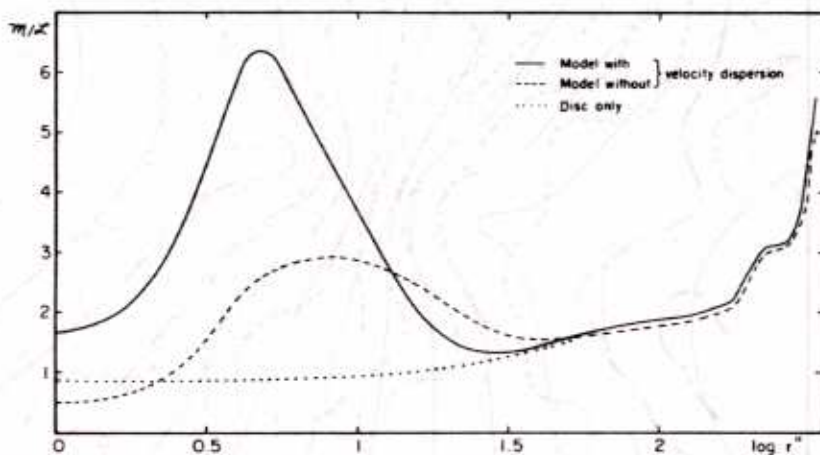


FIG. 11.—Mass-to-light ratio in composite models and in disk

Various interpretations for these residuals are possible:

i) The galaxy is not rotating exactly about its axis of symmetry: it is rotating about its major axis or precessing. The residuals correspond to an angular velocity of $4.9 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ about the major axis. Such a motion would cause a systematic forced bending of the disk (Lynden-Bell 1965) which is not evident in the photometry.

ii) The galaxy is expanding: if the residual velocities correspond to internal motions in the plane of the galaxy, then the south side (which is the near side) is moving toward us and the north side is moving away from us. The galaxy is expanding with a differential velocity of $5.9 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Expansion motions of this order of magnitude or larger have been advocated in other spiral galaxies (van der Kruit and Allen 1978).

Now if the position angle difference is real, two explanations are possible:

i) The gravitational potential is not axisymmetric, and the stellar orbits are elliptical. There is an oval distortion in the disk or a massive nonspherical halo. However, in the absence of evidence for a generating mechanism for such a potential in the photometry, any nonaxisymmetric patterns in the stellar motions will be destroyed by phase mixing after a few rotations (Berry 1973). The rotation period of N7793 is about $2.5 \times 10^8 \text{ yr}$ at r_M .

ii) The plane of the disk is warped: if so, the inclination would change with radial distance, and there is no evidence for this in the photometry or in the kinematics (Table 5).

The two latter explanations are more plausible than the former ones which imply that the galaxy may be disrupted on a short time scale, and the value of $\theta_0 = 108^\circ$ for the position angle of the line of nodes is adopted.

c) Residual Velocities in the Northeast Sector

The observed and calculated velocities contours are compared in Figure 12. The residual velocity field is presented in Figure 13. There are positive residual velocities of up to 25 km s^{-1} in the northeast sector of the galaxy, which is the general direction of the center of the Sculptor group. N45 and N55 are the closest galaxies to N7793; their distances, estimated from the angular separations and relative distance moduli, are 600 kpc and 730 kpc, respectively. Both galaxies are moving away from N7793 with relative radial velocities of 274 and 118 km s^{-1} , respectively.

If these velocities are assumed to be the spatial velocities of the galaxies, they might have had a close encounter with N7793 a few times 10^9 yr ago, which is too long with respect to the rotation period of N7793 to expect lasting effects.

We thank Mrs. A. de Vaucouleurs for her participation in the observations, Dr. M. Cr eze for helpful advice in the statistical error analysis, and Drs. L. Bottinelli and L. Gouguenheim for the communication in advance of publication of their observations of NGC 7793 at 21 cm.

This work was supported in part by NSF grant AST78-08744.

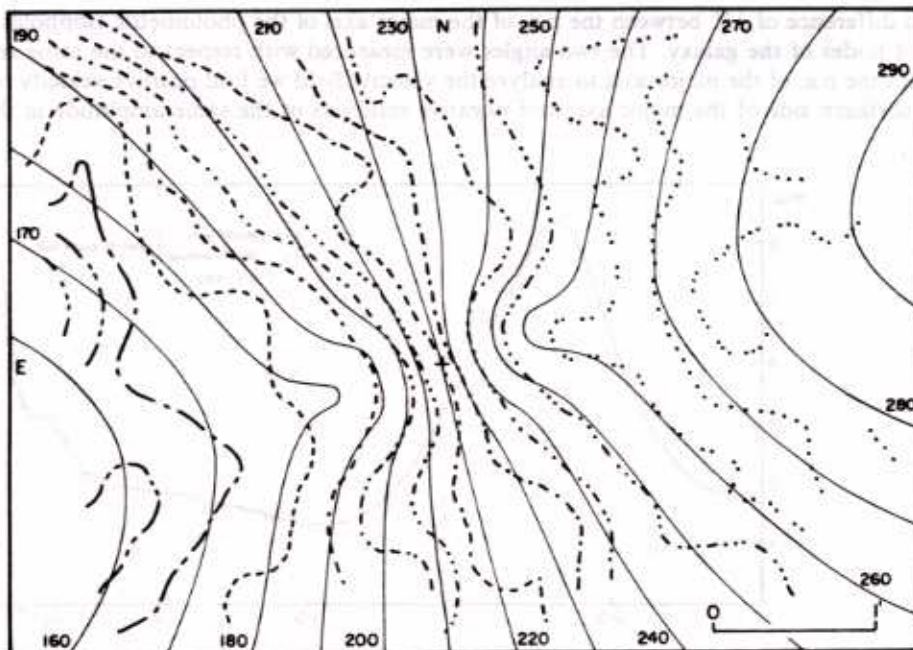


FIG. 12.—Observed and calculated isovelocity curves for adopted model

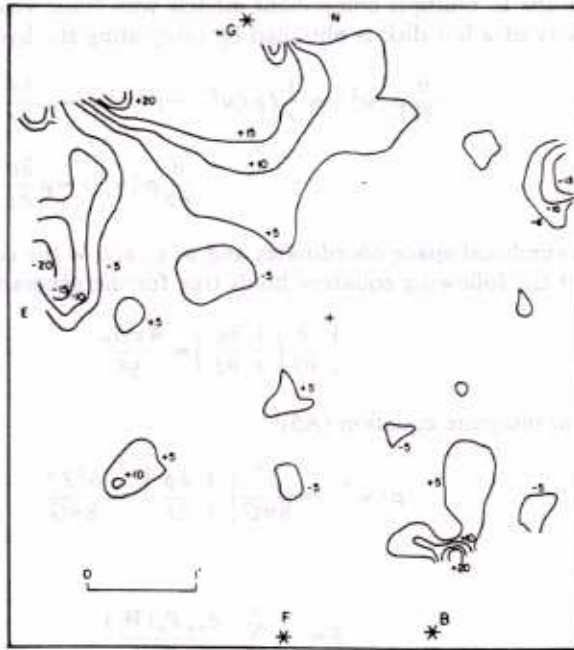


FIG. 13.—Residual velocities from adopted axisymmetric rotation curve

APPENDIX

DYNAMICAL MODEL FOR A TWO-COMPONENT GALAXY WITH A HOT BULGE

The “generalized Toomre models” are three-dimensional mass models for hot or cold disk galaxies that have been developed by Miyamoto and Nagai (1975) and Nagai and Miyamoto (1976) and applied to our Galaxy by Satoh and Miyamoto (1976). We briefly recall their results; the potential of the generalized Toomre model of index n is:

$$\phi = \sum_{k=0}^n \frac{A_{nk} P_k(W)}{k+1}, \tag{A1}$$

where

$$x^2 = z^2 + b^2, \quad R = r^2 + (a+x)^2, \quad W = (a+x)/R^{1/2},$$

$$A_{nk} = \frac{G \mathfrak{M} (2n-k)! a^k (k+1)}{2^{n-k} (2n-1)!! R^{k+1/2} (n-k)!}.$$

$P_k(W)$ is the Legendre polynomial of order k ; r and z are the cylindrical space coordinates, a and b are the free model parameters, \mathfrak{M} is the total mass of the model, G is the gravitational constant.

The corresponding circular velocity v_c , in the absence of velocity dispersion, is given by:

$$V_c^2 = \sum_{k=0}^n A_{nk} [P_k(W) - WP_{k+1}(W)], \tag{A2}$$

and the space density is

$$\rho = \frac{b^2}{4\pi G} \sum_{k=0}^n \frac{A_{nk}}{x^3 R^{1/2}} \left[P_{k+1}(W) + \frac{(k+2) \times P_{k+2}(W)}{R^{1/2}} \right]. \tag{A3}$$

The above equations also hold for a multiple component model. Potentials, densities, and squares of velocities are additive.

No. 1, 1980

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES

We now extend these results to multiple component models with finite velocity dispersions. The mean rotation velocity of a hot disk is obtained by integrating the hydrodynamic equations:

$$\frac{\partial}{\partial r} \rho \langle u^2 \rangle + \frac{1}{r} (\rho \langle u^2 \rangle - \rho \langle v^2 \rangle) = \rho \frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad (\text{A4})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \rho \langle w^2 \rangle = \rho \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (\text{A5})$$

where r , θ , and z are the cylindrical space coordinates and u , v , and w the corresponding velocities. It is simple to verify that the following equation holds true for the generalized Toomre models:

$$\frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{z} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \frac{4\pi G \rho}{b^2}. \quad (\text{A6})$$

This equality allows us to integrate equation (A5):

$$\rho \langle w^2 \rangle = \frac{b^2}{8\pi G} \left[\frac{1}{z} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right]^2 = \frac{b^2 T^2}{8\pi G}, \quad (\text{A7})$$

where

$$T = - \sum_{k=0}^n \frac{A_{nk} P_k(W)}{x R^{1/2}}. \quad (\text{A8})$$

To integrate equation (A4) we assume that there is no third integral of motion at play in the system, or equivalently that the radial and vertical velocity dispersions are equal:

$$\langle u^2 \rangle = \langle w^2 \rangle;$$

hence

$$\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle = -r \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{r}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (\rho \langle u^2 \rangle),$$

$$\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle = v_c^2 + \frac{b^2 r T}{4\pi G \rho} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (\text{A9})$$

where

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \sum_{k=0}^n \frac{A_{nk}(k+2)}{x r R^{1/2}} [-W P_{k+2}(W) + P_{k+1}(W)]. \quad (\text{A10})$$

It is not possible to find the mean rotation velocity v_0 without any additional assumption about the velocity distribution in the galaxy. We assume that the dispersion of residual velocities is isotropic:

$$\langle u^2 \rangle = \langle v^2 \rangle - v_0^2 = \langle w^2 \rangle.$$

This assumption is probably valid in the bulge, but rather poor in the outer disk. However, as noted by Nagai and Miyamoto (1976), the effect of finite velocity dispersions on the rotation curve of a thin disk ($b/a \ll 1$) is negligible. The mean rotation velocity is then

$$v_0^2 = v_c^2 + \frac{b^2 r T}{4\pi G \rho} \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (\text{A11})$$

Equations (A6)–(A11) remain valid for a multiple component model provided the parameter b is the same for all components. Potentials, densities, and square velocities are additive.

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS

REFERENCES

- Berry, C. L. 1973, *Ap. J.*, **179**, 395.
- Boeshaar, G. O., and Hodge, P. W. 1977, *Ap. J.*, **213**, 361.
- Bosma, A. 1978, Ph.D. dissertation, University of Groningen.
- Bottinelli, L. 1971, *Astr. Ap.*, **10**, 437.
- Brandt, J. C., and Belton, M. J. S. 1962, *Ap. J.*, **136**, 352.
- Carranza, G. J., and Aguero, E. 1977, *Ap. Space Sci.*, **47**, 397.
- de Vaucouleurs, G. 1958, *Ap. J.*, **128**, 465.
- . 1959, *Ap. J.*, **130**, 718.
- . 1977, in *The Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, ed. B. M. Tinsley and R. B. Larson (New Haven: Yale University Obs.), p. 43.
- de Vaucouleurs, G., and Davoust, E. 1980, *Ap. J.*, in press (SG VIII).
- de Vaucouleurs, G., and Pence, W. 1980, *Ap. J.*, **242**, 18, (Paper I).
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., and Sandage, A. 1962, *Ap. J.*, **136**, 748.
- Faber, S. M., and Gallagher, J. S. 1979, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **17**, 135.
- Freeman, K. C. 1970, *Ap. J.*, **160**, 811.
- Gouguenheim, L. 1969, *Astr. Ap.*, **3**, 281.
- Gouguenheim, L., and Bottinelli, L. 1979, private communication (GB).
- Heidmann, J., Heidmann, N., and de Vaucouleurs, G. 1971, *Mem. R.A.S.*, **75**, 85.
- Hénon, M. 1959, *Ann. d'Ap.*, **22**, 126.
- Hodge, P. W. 1969a, *Ap. J. Suppl.*, **18**, 73.
- . 1969b, *Ap. J.*, **155**, 417.
- Humason, M., Mayall, N., and Sandage, A. 1956, *A.J.*, **61**, 97.
- Kalnajs, A. J. 1976, *Ap. J.*, **205**, 751.
- . 1977, in *IAU Symposium 77, Structures and Properties of Nearby Galaxies*, ed. E. M. Berkhuisen and R. Wielebinski (Boston: Reidel), p. 113.
- Kennicutt, R. C., and Hodge, P. W. 1976, *Ap. J.*, **207**, 36.
- Lewis, B. M., and Robinson, B. J. 1973, *Astr. Ap.*, **23**, 295.
- Lynden-Bell, D. 1965, *M.N.R.A.S.*, **129**, 299.
- Martin, W. L. 1976, *M.N.R.A.S.*, **175**, 633.
- Miyamoto, M., and Nagai, H. 1975, *Pub. Astr. Soc. Japan*, **27**, 533.
- Monnet, G. 1971, *Astr. Ap.*, **12**, 379.
- Monnet, G., and Simien, F. 1977, *Astr. Ap.*, **56**, 173.
- Nagai, H., and Miyamoto, M. 1976, *Pub. Astr. Soc. Japan*, **28**, 1.
- Nordsieck, K. H. 1973, *Ap. J.*, **184**, 719.
- Perek, L. 1962, in *Advances in Astronomy and Astrophysics* (New York: Academic Press), p. 165.
- Satoh, C., and Miyamoto, M. 1976, *Pub. Astr. Soc. Japan*, **28**, 599.
- Shapley, H. 1943, *Galaxies* (Philadelphia: Blakiston), p. 29.
- Toomre, A. 1963, *Ap. J.*, **138**, 385.
- . 1964, *Ap. J.*, **139**, 1217.
- van der Kruit, P. C., and Allen, R. J. 1978, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **16**, 103.
- Warner, P. J., Wright, M. C. H., and Baldwin, J. E. 1973, *M.N.R.A.S.*, **163**, 163.
- Whiteoak, J. B., and Gardner, F. F. 1977, *Australian J. Phys.*, **30**, 187 (WG).
- Whitmore, B. C., Kirshner, R. P., and Schechter, P. 1979, *Ap. J.*, **234**, 68.

G. DE VAUCOULEURS: Department of Astronomy, The University of Texas, Austin, TX 78712

E. DAVOUST: Observatoire de Besançon, 25000 Besançon, France.

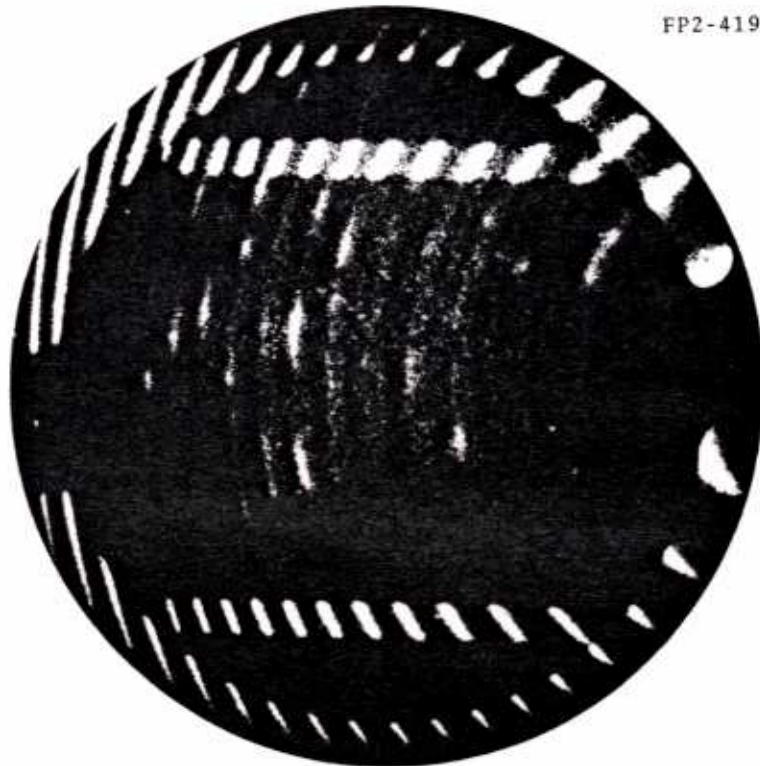


FIG. 1.—Photograph of NGC 7793 in blue light with 406/135 mm $f/4.8$ reducing camera at Cassegrain focus of McDonald 205 cm Struve reflector (1978 Oct. 5, pre-flashed IIa-O, 60 min).

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS (*see* page 30)



FP2-418



FP2-419

FIG. 2.—Examples of interferograms of NGC 7793. Fields, 3.5 in diameter, are centered 2:1 NE (418) and 2:1 SE (419) of nucleus (see Table 1). Exposure times: 45 min on preflashed 103a-G film with gas-cooled two-stage Varo S20VR image tube at 23 kV on Galaxymeter at Cassegrain focus of Struve reflector. Note additional calibration windows and contamination by zero-velocity H α and, in upper part of field, by airglow λ 6577 OH line.

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS (see page 31)

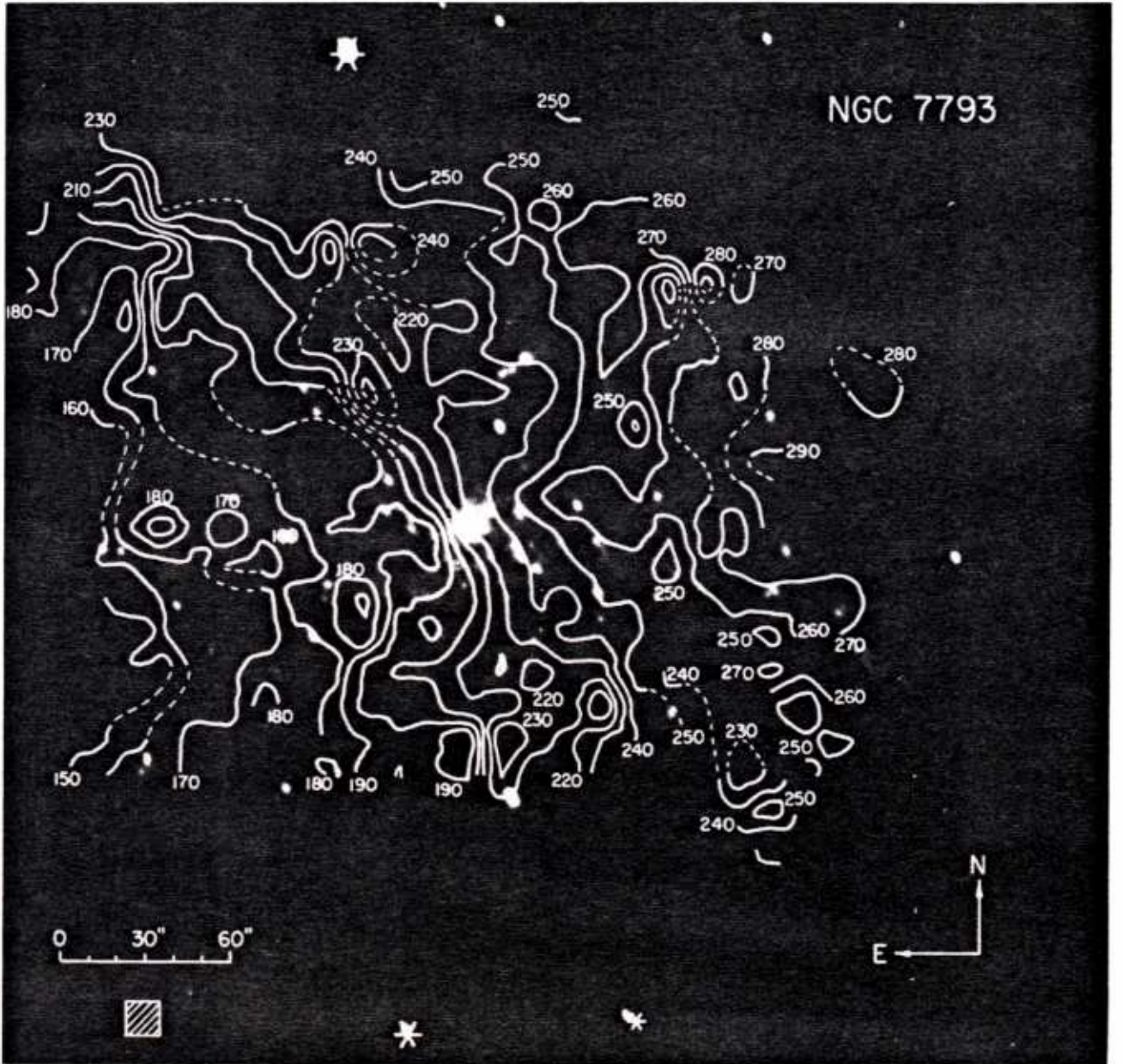


FIG. 6.—Velocity field in NGC 7793 before interpolation and smoothing superimposed on B-band photograph of galaxy. Hatched square shows pixel size.

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS (see page 38)

PLATE 4

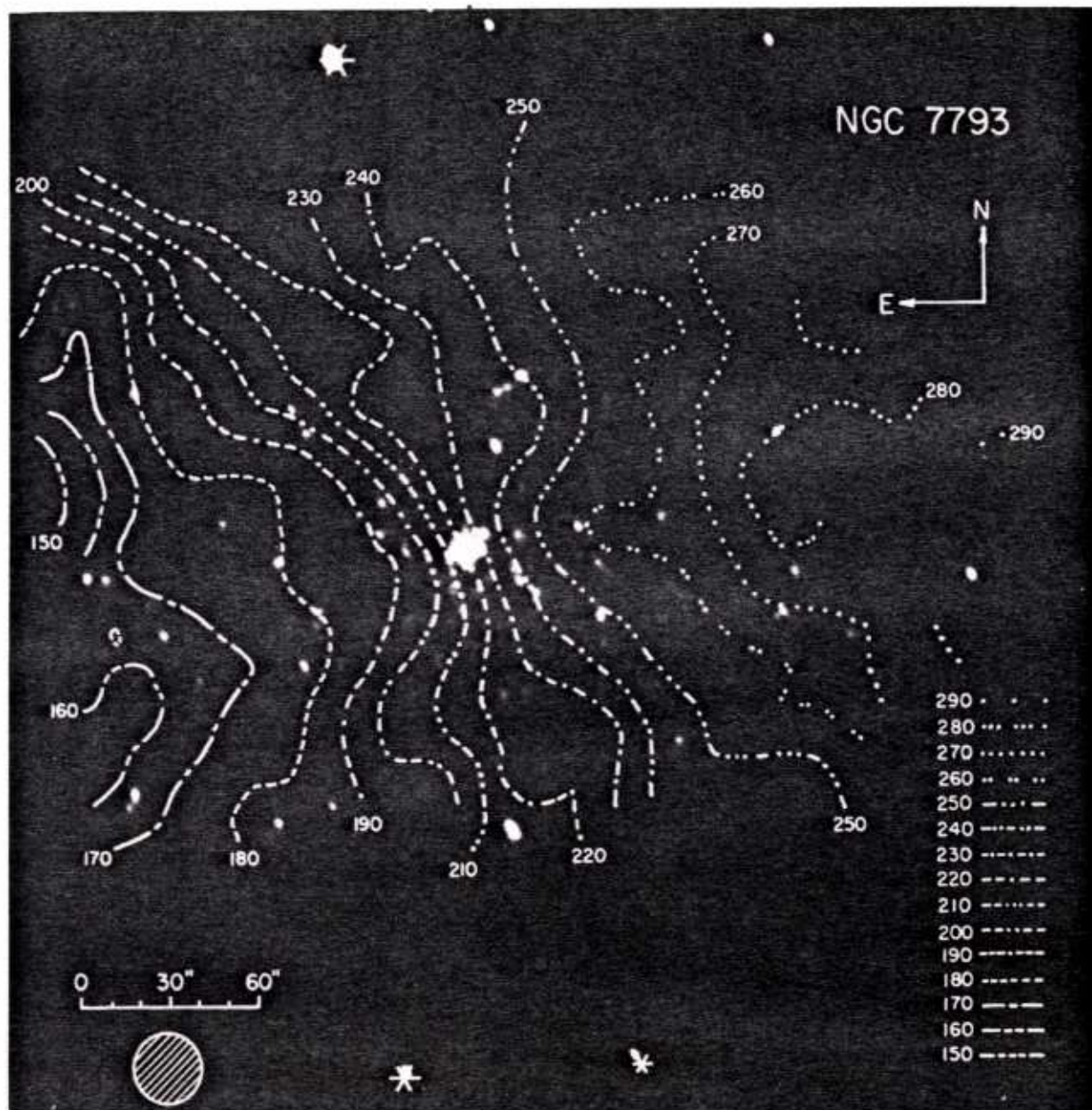


FIG. 7.— Velocity field in NGC 7793 after interpolation and smoothing. Hatched circle shows effective (half total power) diameter of smoothing beam.

DAVOUST AND DE VAUCOULEURS (see page 38)

CHAMPS DE VITESSES DANS LES GALAXIES DE TYPE TARDIF
PAR INTERFEROMETRIE DE FABRY-PÉROT EN H ALPHA.
IV. CINEMATIQUE ET DYNAMIQUE DE LA SPIRALE SAB(s)c NGC 5236 (M 83)

Résumé

Le champ de vitesses dans la spirale faiblement barrée NGC 5236 = M 83, de type SAB(s)c, $M_T(B) = -20.00$, située à la distance $D = 3.7$ Mpc dans le groupe du Centaure, est obtenu à partir de 2770 vitesses mesurées sur 16 interférogrammes de Fabry-Pérot en H alpha pris avec le "galaxymeter" attaché au télescope de 205 cm de l'Observatoire Mc Donald. Nous présentons une carte de niveaux d'intensité H alpha et un catalogue de 57 régions H II brillantes déduits de la photométrie de Talbot, Jensen et Dufour.

Des cartes isovitesses à 12", 15" et 21" de résolution servent à analyser le champ de vitesses à $3.6 = 3.8$ kpc du centre. Pour une inclinaison $i = 24^\circ$ (déduite du rapport d'axes) l'angle de position de la ligne des noeuds est $O_0 = 43^\circ$, en accord approximatif avec la photométrie disponible. Il y a peu ou pas d'indices de gauchissement du disque à moins de 3.5 kpc du centre. La vitesse systémique est $V_s = 509 \pm 2$ km s⁻¹. La vitesse de rotation maximale moyenne $V_M = 205$ km s⁻¹ est probablement atteinte près de $R_M = 5' = 5.4$ kpc.

Les masses estimées en ajustant à la courbe de rotation observée des modèles conventionnels de distribution de masse à symétrie axiale, négligeant la dispersion des vitesses, se situent dans l'intervalle $5.8 < M_T < 14.6 \cdot 10^{10}$ unités solaires. Un ajustement plus satisfaisant en meilleur accord avec la photométrie est obtenu avec un modèle de Toomre généralisé à deux composantes, dont un bulbe "chaud". Le modèle donnant le meilleur ajustement a une masse totale $M_T = (1.00 \pm 0.05) \cdot 10^{11}$ masses solaires, dont 4% dans le sphéroïde. La dispersion des vitesses calculée au centre $\sigma_r = 78 \pm 10$ km s⁻¹ est en accord modéré avec la valeur (103) prédite par une version révisée de la relation de Faber-Jackson ($L = \sigma^4$) pour la magnitude absolue (-17.50) du bulbe. Le rapport masse-luminosité corrigé pour l'extinction interne et galactique est $f_0(B) = 6.7$; il est 2.7 pour le bulbe et environ 7 pour le disque.

Une carte des résidus O-C montre des écarts systématiques qu'on peut attribuer à des courants gazeux autour de la barre et à des perturbations liées aux bras spiraux. Un modèle sans symétrie axiale comprenant une barre et des bras spiraux logarithmiques avec des lignes de courant ovales suivant les courbes équipotentielles autour de la barre réduit ces résidus et donne aussi une bonne représentation du champ de vitesses de NGC 253. La comparaison des deux galaxies, du même type SAB(s)c, montre la similitude de leurs propriétés physiques, cinématiques et dynamiques.

Plan.

Abstract	153
I. Introduction	153
II. Observations	154
III. Isophotes en H alpha et catalogue de régions H II	154
IV. Dépouillement des interférogrammes	155
V. Le champ de vitesses	156
a) Cartes des vitesses	156
b) Paramètres d'orientation	158
- Centre de rotation et vitesse systémique	
- Inclinaison	
- Angle de position de la ligne des noeuds	
.Méthode des anneaux	
.Gradient maximum	
- Angle de position de la barre	
c) Courbe de rotation	163
d) Variations azimutales de la courbe de rotation	165
VI. Comparaison avec les études antérieures	166
a) à 24" de résolution	
b) à 12" de résolution	
VII. Modèles de distribution de masse à symétrie axiale	166
a) Modèles photométriques	166
b) Autres modèles "froids"	168
c) Modèle de Toomre généralisé "chaud"	168
d) Rapport masse-luminosité	170
e) Vitesse angulaire et résonances	170
VIII. Modèles dynamiques sans symétrie axiale	171
a) Modèle de circulation ovale	171
b) Vitesses résiduelles et bras spiraux	174
IX. Comparaison avec NGC 253	174
Bibliographie	175
Photographie	176

VELOCITY FIELDS IN LATE-TYPE GALAXIES FROM H α FABRY-PEROT INTERFEROMETRY. IV. KINEMATICS AND DYNAMICS OF THE SAB(s)c SPIRAL NGC 5236 (M83)

G. DE VAUCOULEURS

Department of Astronomy and McDonald Observatory, University of Texas

W. D. PENCE

Anglo-Australian Observatory

AND

E. DAVOUST

Observatoire de Besançon

Received 1982 September 3; accepted 1983 January 27

ABSTRACT

The velocity field in the weakly barred spiral NGC 5236 = M83, type SAB(s)c, $M_T^0(B) = -20.00$, at a distance $\Delta = 3.7$ Mpc in the Centaurus group, is derived from 2770 velocities measured on 16 H α Fabry-Perot interferograms taken with the Galaxymeter attached to the 205 cm reflector of McDonald Observatory. A contour map of H α emission intensity and a catalog of 60 bright H II regions derived from the photometry of Talbot, Jensen, and Dufour are also presented.

Isovelocity maps at 12'', 15'', and 21'' resolution are used to analyze the velocity field within $3.6 = 3.8$ kpc from the center. With an assumed inclination $i = 24^\circ$ (from the axis ratio), the position angle of the line of nodes is $\theta_0 = 43^\circ$, in approximate agreement with available photometry. There is little or no indication of a warping of the disk within 3.8 kpc from the center. The systemic velocity is $V_s = 509 \pm 2$ km s $^{-1}$. The mean maximum rotational velocity $V_M = 205$ km s $^{-1}$ is probably reached near $R_M \approx 5' \approx 5.4$ kpc.

The masses estimated by fitting the observed mean rotation curve to various conventional axisymmetric mass distribution models—neglecting velocity dispersion—are in the range $5.8 \leq M_T \leq 14.6 \times 10^{10}$ solar units. A more satisfactory fit in better agreement with the photometry is obtained with a two-component generalized Toomre model with a "hot" bulge. The best-fit model has a total mass $M_T = (1.00 \pm 0.05) \times 10^{11}$ solar masses of which 4% is in the spheroid. The calculated velocity dispersion at the center $\sigma_r = 78 \pm 10$ km s $^{-1}$ is in fair agreement with the value (103) predicted by a revised version of the Faber-Jackson ($\sigma \propto \alpha^4$) relation for the absolute magnitude (-17.50) of the bulge. The mass-luminosity ratio, corrected for galactic and internal extinction, is $f_0(B) \approx 7$; it is 2.7 for the bulge component and ~ 7 for the disk component.

A map of the $O - C$ velocity residuals discloses systematic departures attributable to streaming motions of the gas around the bar and perturbations associated with the spiral arms. A nonaxisymmetric model including a bar and logarithmic spiral arms with oval streamlines along the equipotentials around the bar reduces these residuals and gives also a good representation of the velocity field in NGC 253. A comparison of the two galaxies, both of type SAB(s)c, demonstrates the close similarity of all their physical, kinematical, and dynamical properties.

Subject headings: galaxies: individual — galaxies: internal motions — galaxies: structure — interferometry — nebulae: H II regions

1. INTRODUCTION

This is the fourth paper in a series presenting results of detailed studies of velocity fields in late-type galaxies by Fabry-Pérot interferometry. The instrumentation and reduction techniques were presented in Paper I (de Vaucouleurs and Pence 1980), and applications to several galaxies have been reported earlier (NGC 253 by Pence 1978, 1981; NGC 7793 by Davoust and de

Vaucouleurs 1980, hereafter Paper II; NGC 6503 by de Vaucouleurs and Caulet 1982, hereafter Paper III).

In the present paper we report similar work on NGC 5236 = M83, one of the two brightest and largest galaxies in the Centaurus group. With a corrected apparent magnitude $B_T^0 = 7.84$, its absolute magnitude is $M_T^0(B) = -20.00$ at the distance $\Delta = 3.70$ Mpc, corresponding to the revised distance modulus $\mu_0 = 27.84 \pm 0.15$ (de Vaucouleurs 1979). It is the prototype of the SAB(s)c

TABLE I
CATALOG ELEMENTS OF M83 = NGC 5236

Element	Value
R.A. (1950) ^a	13 ^h 34 ^m 17
decl. (1950) ^a	-29°36'8"
Galactic l, b	314°58, +31°97
Supergalactic L, B^a	147°9, +1°0
Type ^c	SAB(s)c ($T = 5$)
Luminosity class ^a	1-II ($L = 2$)
Corrected luminosity index Λ_r	0.73
Isophotal diameter ^b	15.1
Axis ratio (R_{25}^1) ^a	0.91 ± 0.03
Corrected isophotal diameter (D_0) ^c	16.2 = 17.4 kpc
Total B magnitude (B_T^0) ^b	8.21 ± 0.30
Corrected B magnitude (B_T^0) ^b	7.84
Apparent distance modulus (μ_B) ^d	28.18
Galactic extinction (A_B) ^a	0.34
Corrected distance modulus (μ_0) ^d	27.84 ± 0.15
Absolute magnitude (M_T^0) ^d	-20.00
Distance Δ (Mpc)	3.70
Heliocentric systemic radial velocity (V) ^e	509 ± 2 km s ⁻¹
Corrected velocity (V_0) ^e	328
Total 21 cm line flux (F_H) ^f	4.63 · 10 ⁸ \mathcal{R}_\odot Mpc ⁻²
H I mass ^e	6.34 · 10 ⁹ \mathcal{M}_\odot
Hydrogen index (HI) ^e	+1.31

^aRC2.

^bPost-RC2 revision.

^cTalbot, Jensen, and Dufour 1979 (RC2 value too small).

^dde Vaucouleurs 1979.

^eThis paper.

^fBottinelli, Gouguenheim, and Paturel 1981.

morphological type, i.e., intermediate between the ordinary (SA) and barred (SB) families (de Vaucouleurs 1959; Sandage 1961, 1975). Its main elements are given in Table I. A direct photograph is presented in Figure 1 (Plate 1) (see also Sandage 1961, Pl. 28). The scale factor is $1'' = 17.94$ pc.

Preliminary investigations of the brightness distribution by Sersic (1968) and of the velocity field by Carranza (1972; see also Carranza and Agüero 1978) and Bottinelli and Gouguenheim (1973) attracted attention to this galaxy. A more detailed study of the H I distribution and velocity field at 2' resolution (Rogstad, Lockhart, and Wright 1974) revealed remarkable distortions attributed to a warp of the H I layer in an extensive neutral hydrogen corona surrounding the optically visible part of the galaxy out to $r \approx 20' \approx 21.5$ kpc. A very detailed photometric and colorimetric analysis of M83 has recently been published by Talbot and collaborators (Talbot, Jensen, and Dufour 1979; Jensen, Talbot, and Dufour 1981). Other recent reports on this galaxy include a discussion of its mean mass and \mathcal{M}/L ratio by Agüero (1980) and of the geometry and kinematics of five interarm "spurs" by Elmegreen (1980).

The present study of the velocity field by H α Fabry-Perot interferometry was undertaken (i) to allow a comparison with another weak-barred spiral, NGC 253,

previously mapped with the same instrument (Pence 1978, 1981), (ii) to fill in at higher angular resolution the central part of the 21 cm velocity map, and (iii) to help with the interpretation of the photometry. Another recent and independent study of the velocity field by Fabry-Perot interferometry at comparable resolution (Comte 1981) permits for the first time a direct evaluation of the external errors of the interferometric velocities (§ VI).

II. OBSERVATIONS

The velocity field was derived from 16 image-tube Fabry-Perot interferograms taken with the previously described "Galaxymeter" system (de Vaucouleurs 1981; Paper I) attached at the 28 m Cassegrain focus of the 205 cm Struve reflector of McDonald Observatory. The interferograms have a plate scale of 34.3 mm⁻¹ and a free spectral range of 282 km s⁻¹ at the rest wavelength of H α , which results in a reciprocal dispersion varying from 8 to 25 Å mm⁻¹ across the 3.5 field of view. The observing log is given in Table 2.

III. H α ISOPHOTES AND CATALOG OF H II REGIONS

Through the courtesy of Professor R. Talbot we received a magnetic tape copy of his H α intensity matrix

TABLE 2
 FABRY-PÉROT INTERFEROGRAMS OF M83

Galaxy Film	Calibration Film	Date (UT)	Reduction to Sun	P.A. (OX)	Field Center
FP2-459 ...	467	780309	+ 20.21	270°	nucleus
FP2-460 ...	467	780309	+ 20.21	270°	2' W
FP2-461 ...	467	780309	+ 20.21	270°	2' E
FP2-475 ...	467	780311	+ 19.50	270°	2' N
FP2-476 ...	467	780311	+ 19.50	270°	2' S
FP2-477 ...	467	780311	+ 19.50	270°	2' N, 2' E
FP2-478 ...	467	780311	+ 19.50	270°	2' N, 2' W
FP2-479 ...	467	780311	+ 19.50	270°	2' S, 2' W
FP2-486 ...	492	780312	+ 19.12	270°	2' N, 2' E
FP2-487 ...	492	780312	+ 19.12	270°	2' S, 2' E
FP2-488 ...	492	780312	+ 19.12	270°	4' W
FP2-506 ...	515	780505	- 5.25	0	2' W
FP2-507 ...	515	780505	- 5.25	0	2' E
FP2-508 ...	515	780505	- 5.25	0	2' N
FP2-509 ...	515	780505	- 5.25	0	2' S
FP2-510 ...	515	780505	- 5.25	0	1' W

at 1"5 resolution in a square field of 500×500 pixels. The contour map in Figure 2 shows the isophotes at 0.5 mag intervals (faintest = 23.5 mag arcsec⁻² = 1.5×10⁻¹⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻²) and 3" resolution obtained by interpolation between 2×2 pixel averages; star images and a noisy outlying region 4'5 south of the nucleus have been deleted. The integrated apparent H α flux out to a radius of 280" = 5 kpc is $f = 2.9 \times 10^{-10}$ ergs s⁻¹ cm⁻². At the adopted distance of 3.7 Mpc this corresponds to $F = 5.9 \times 10^{41}$ ergs s⁻¹ (corrected for 0.24 mag of galactic and internal extinction) or ~1% of the total power emitted by the galaxy.

By scanning the intensity matrix line-by-line and column-by-column a catalog of discrete H II regions having peak intensities greater than 1.5×10⁻¹⁴ ergs cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻² was produced (Table 3). The coordinates X, Y (in arc seconds) are referred to the nucleus ($X > 0$ to the east, $Y > 0$ to the north), with the plate scale and orientation of the Talbot data. The coordinates of a few stars, marked A, B, C in Figures 3 and 4, are listed in the same system for reference.

IV. REDUCTION OF INTERFEROGRAMS

The reduction of the interferograms followed the procedures described in Paper I. However, the reduction was made slightly more complicated by the fact that interference fringes of [N II] $\lambda 6584$ as well as of H α had been recorded on some of the films. The combination of the gradients across the field of view of the wavelength transmitted by the tilted prefilter and of the velocities across M83 caused H α fringes to be recorded in the central and upper parts of the field, while fringes of [N II] were obtained near the bottom.

Fortunately, these two sets of fringes were well separated, so that it was generally easy to identify the rest wavelength of each fringe. In cases where there was a possibility of confusion, the fringe was deleted entirely from the rest of the analysis. The reduction of the 16 films produced a total of 2773 velocity measurements, 362 of which come from [N II] fringes.

The locations of the velocity points shown in Figure 4 were reduced to a common coordinate system defined by the H α emission map of Figure 2 and the map of H II regions of Figure 3. Photographic enlargements of each interferogram were superposed on a large contour plot of the H α emission map, and the position of each film, referred to a square grid of fiducial marks, was measured directly. The relative positions derived by this procedure are estimated to be accurate to better than 3". The H α contour map was also used to verify that all the measured fringes were produced by genuine H α emission, not by foreground stars or image defects. Finally, the isophotes served to estimate the detection sensitivity of the "Galaxymeter"; the faintest measurable fringes were produced in areas with an H α flux density $f(\text{H}\alpha) \approx 5 \times 10^{-15}$ ergs cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻².

The agreement between different films is shown in Table 4. The average systematic difference of individual films from the mean velocities in 315 cells (15"×15"), $\langle |\Delta V| \rangle = 4.08$ km s⁻¹, is satisfactorily small, and the standard deviation of individual velocities is $\sigma(\Delta V) = 14.5$ km s⁻¹ with a range of 10 to 20 km s⁻¹, in agreement with previous results (Papers II and III). With an average number of velocities per 15" cell $\langle n \rangle \approx 9$, the expected average internal mean error of the mean velocities is $\sigma(\langle V \rangle) \approx 5$ km s⁻¹. (A more rigorous estimate will be given in § VIII, and the external mean

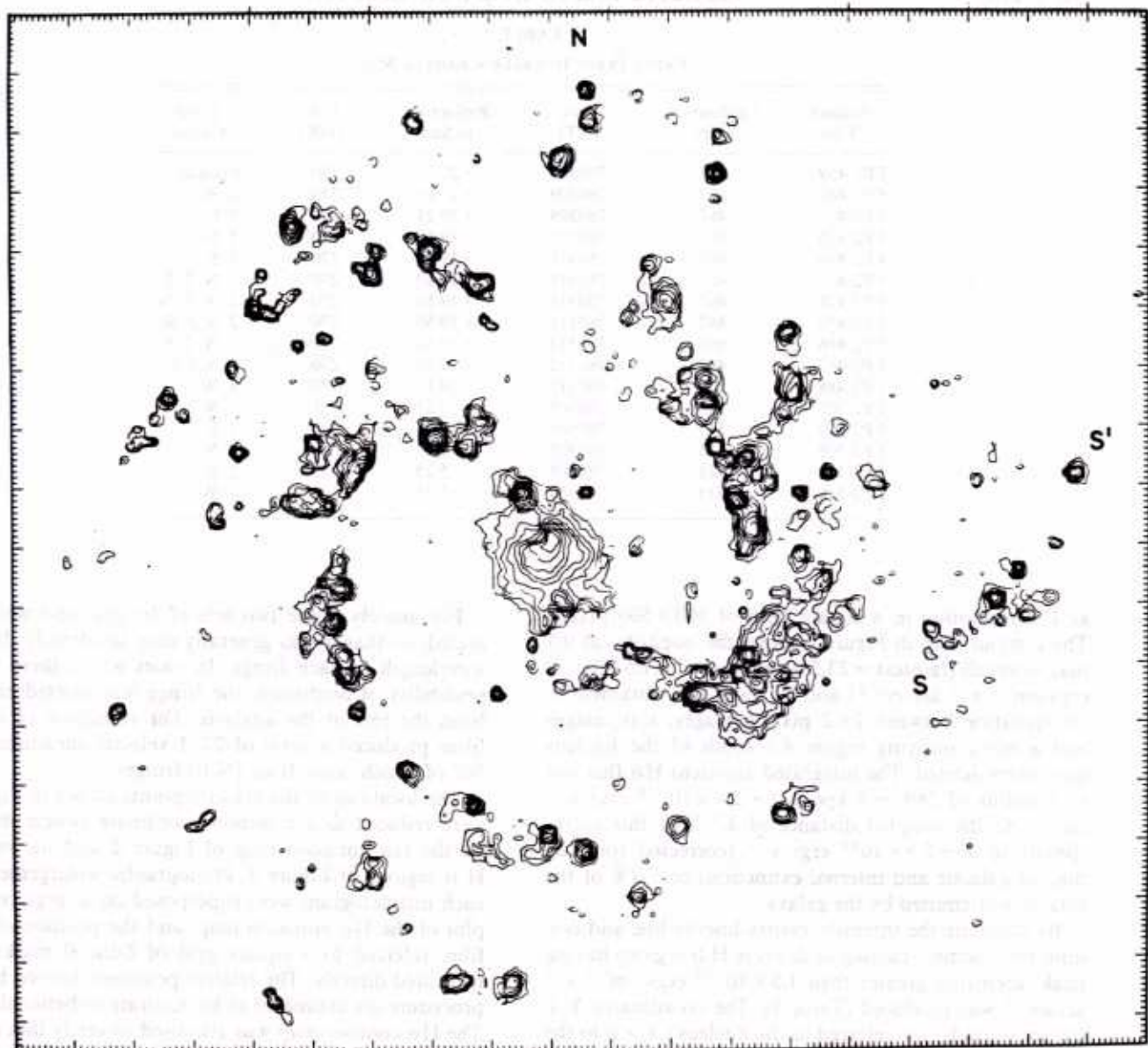


FIG. 2.—Isophotes of $H\alpha$ emission at $3''$ resolution from intensity matrix of Talbot, Jensen, and Dufour (1976). Level interval = 0.5 mag. Faintest level = 23.5 mag arcsec $^{-2}$ = 1.5×10^{-15} ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arcsec $^{-2}$.

errors will be calculated in § VI). After rejection of three measurements which gave residuals in excess of 60 km s^{-1} , the reduction provided 2770 velocity points whose distribution is shown in Figure 4; it covers a roughly circular area 7.7 in diameter but with an asymmetric distribution around the nucleus: there are 746 points in the NE quadrant, 615 in the NW, 332 in the SE, and 1077 in the SW. Because of this uneven distribution, the unweighted average velocity of all points, $\langle V \rangle = 518 \text{ km s}^{-1}$, differs slightly from the systemic velocity, $V_s = 509 \text{ km s}^{-1}$ (§ V).

V. THE VELOCITY FIELD

a) Velocity Maps

The velocity matrix in Figure 5 and velocity map in Figure 6 were produced in the following way: the field was divided into square pixels respectively $12''$ and $15''$ on a side, and velocity points inside each pixel were averaged to give a mean velocity (Fig. 5). A contour map of the unsmoothed mean velocities at $15''$ resolution is shown in Figure 6. To reduce nonsignificant

VELOCITY FIELDS IN SPIRAL GALAXIES

 TABLE 3
 CATALOG OF BRIGHT H II REGIONS

Number	x''	y''	Area	Flux	Number	x''	y''	Area	Flux
1.....	-264.8	41.5	13.8	11.8	33.....	-4.1	2.4	713.7	889.8
2.....	-237.2	-6.2	18.9	17.5	34.....	-4.0	-139.7	21.9	14.6
3.....	-225.8	-21.5	27.5	22.1	35.....	8.4	31.7	87.6	88.1
4.....	-142.0	41.7	1.7	5.0	36.....	13.9	-212.6	24.1	37.5
5.....	-129.6	32.7	2.5	4.9	37.....	21.7	-68.3	1.5	4.9
6.....	-125.7	83.4	71.4	49.5	38.....	29.6	68.1	18.8	11.8
7.....	-122.5	112.3	19.2	15.9	39.....	30.1	137.0	62.5	40.0
8.....	-120.7	-59.4	8.5	6.3	40.....	33.6	-123.1	24.3	19.5
9.....	-112.1	-35.7	1.7	4.4	41.....	36.5	56.4	48.8	30.1
10.....	-107.6	-63.4	36.9	24.9	42.....	51.7	60.3	79.7	75.4
11.....	-107.3	-75.2	54.1	29.9	43.....	54.9	153.5	53.3	43.2
12.....	-104.9	14.8	116.7	105.9	44.....	66.3	-106.3	6.3	5.1
13.....	-103.5	-48.9	56.4	52.5	45.....	83.7	142.8	29.3	24.3
14.....	-102.8	50.4	43.6	40.6	46.....	90.1	47.7	120.5	85.6
15.....	-98.6	-58.1	40.3	30.8	47.....	90.5	-77.3	6.0	6.1
16.....	-97.7	28.3	66.3	66.3	48.....	96.1	-58.3	26.6	16.5
17.....	-94.2	47.9	2.2	4.8	49.....	99.5	-14.8	37.9	24.5
18.....	-93.1	-70.0	54.2	31.6	50.....	102.7	-32.0	34.4	24.9
19.....	-88.2	191.1	21.8	17.7	51.....	105.2	26.8	6.8	6.4
20.....	-83.4	77.8	42.1	37.3	52.....	107.9	-11.9	3.4	5.5
21.....	-81.6	89.4	13.7	10.5	53.....	111.9	58.1	19.7	15.9
22.....	-79.4	-68.3	117.1	98.2	54.....	115.8	25.5	16.8	10.5
23.....	-79.4	-56.9	2.2	4.7	55.....	122.1	29.5	3.5	4.4
24.....	-62.8	128.3	37.2	22.8	56.....	122.6	166.2	28.0	19.2
25.....	-50.2	-47.7	2.5	4.7	57.....	140.7	125.0	20.5	13.5
26.....	-25.7	217.4	2.0	4.7	58.....	149.6	53.6	9.5	8.1
27.....	-23.1	234.2	7.6	9.8	59.....	185.1	80.4	3.7	5.2
28.....	-22.9	32.8	6.1	7.1	60.....	209.3	-74.4	0.5	4.4
29.....	-22.6	-147.6	20.4	14.1	B.....	-168.7	-111.6		
30.....	-11.0	201.1	13.2	10.0	A.....	185.4	52.5		
31.....	-10.2	-20.7	66.1	41.9	C.....	219.6	-190.5		
32.....	-8.9	196.7	6.5	5.1					

NOTES.— x, y are coordinates (in Talbot, Jensen, and Dufour 1979 H α coordinate system) of center of ellipse best-fitting contour $\mu(\text{H}\alpha) = 21.0 \text{ mag arcsec}^{-2} = 1.5 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$; $x > 0$ toward east, $y > 0$ toward north. Area in arcsec^2 of 21.0 mag contour and integrated flux within contour (in units of $2.22 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

details due to noise, the data were interpolated and smoothed. Interpolated values weighted by the number of points in each cell were calculated for pixels having at least four nonempty neighbors. Next, a 3×3 Gaussian smoothing was performed, again weighted by the number of points in each cell, but interpolated pixels were given only unit weight. The resulting smoothed velocity map at 21'' resolution is shown in Figure 7. ("Resolution" is defined here as the effective diameter of the Gaussian beam.)

The velocity field is generally consistent with the expected pattern for circular rotation in a disk galaxy: the isovelocity curves near the center are approximately straight and perpendicular to the line of nodes determined in § Vb. The velocity range from $\sim 425 \text{ km s}^{-1}$ at 3' NE to $\sim 585 \text{ km s}^{-1}$ at 3' SW is consistent

with the gradient observed at 21 cm in the nonwarped central part of the galaxy. If the spiral arms are trailing, the NW side of the galaxy is the near side.

The characteristic S- or Z-shaped pattern typical of barred galaxies (Peterson *et al.* 1978; Pence 1978, 1981; Peterson and Huntley 1980) is not obvious in this velocity field. A kink in the innermost isovelocity curves is present north of the nucleus, but the lack of data south of it prevents a definite conclusion. However, the bar is weak (SAB type) and is almost aligned with the line of nodes (§ Vb) so that the effect should be less pronounced than in typical barred spirals of more favorable orientation.

The wiggles in the isovelocity curves along the spiral arms in Figure 6 are suggestive of effects predicted from the density wave theory, but are not as conspicuous as,

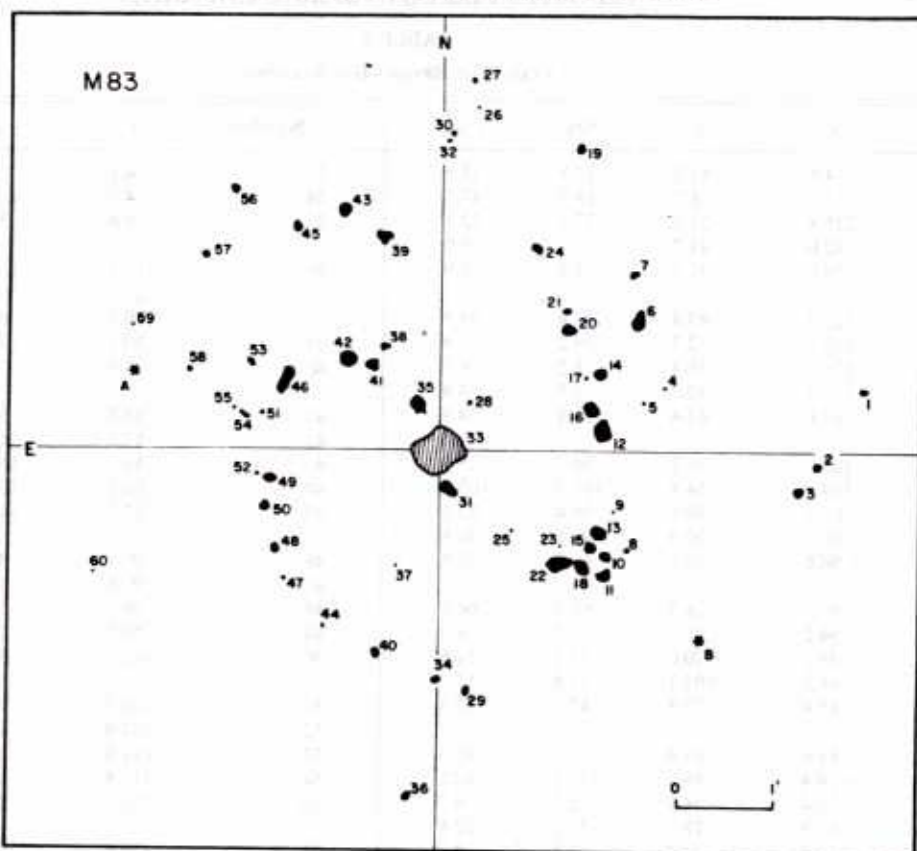


FIG. 3.—Map of 60 brightest H II regions in M83 having peak intensities greater than 1.5×10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1} arcsec^{-2} . Compare with Figs. 1 and 2.

TABLE 4
FILM PARAMETERS

Film (1)	<i>N</i> (2)	$\langle V \rangle$ (3)	$\langle \Delta V \rangle$ (4)	$\sigma(\Delta V)$ (5)
FP2 459.....	169	543.80	3.94	15.56
FP2 460.....	478	566.39	-3.36	12.40
FP2 461.....	222	487.85	7.18	15.10
FP2 475.....	184	468.72	-1.96	13.77
FP2 476.....	129	556.55	1.30	9.90
FP2 477.....	244	441.32	1.82	12.35
FP2 478.....	315	515.61	4.72	15.14
FP2 479.....	176	588.18	5.16	17.33
FP2 486.....	194	436.09	-4.22	11.72
FP2 487.....	90	498.81	-4.80	12.92
FP2 488.....	102	555.10	-3.46	10.88
FP2 506.....	184	547.57	0.02	15.39
FP2 507.....	36	438.32	-8.86	13.06
FP2 508.....	32	446.46	-2.64	12.91
FP2 509.....	114	541.76	-6.91	17.54
FP2 510.....	104	524.31	-4.99	20.42
Sum/mean	2773	517.79	4.08 ^a	14.15

NOTES.—Col. (1): Film number. Col. (2): *N*, number of velocity points. Col. (3): $\langle V \rangle$, mean velocity of film (km s^{-1}). Col. (4): $\langle \Delta V \rangle$, mean residual velocity of film. Col. (5): $\sigma(\Delta V)$, rms residual velocity of film.

^aMean of $|\Delta V|$.

for instance, in M81 (Visser 1978). Furthermore, there is a distinct asymmetry between the NE and the SW parts of the field where the spiral arms branch off from the bar: in the NE the isovelocity curves tend to align with the major axis of the bar as expected, but in the SW the situation is reversed and reveals a fairly large asymmetric motion, presumably retrograde along the arm or spur. A similar asymmetry is present in the velocity field of NGC 253 (see § IX). For a quantitative discussion of the velocity field we need first to determine the orientation parameters.

b) Orientation Parameters

i) Center of Rotation and Systemic Velocity

The coordinates x_0, y_0 of the center of rotation and the systemic velocity V_s must be searched for simultaneously. If the center of rotation is at the optical center, the systemic velocity of the galaxy is $V_s = 509 \pm 1$ km s^{-1} .

A search for the best mean center of rotation out to 20" from the optical center showed that the dispersion of velocities about a mean rotation curve is minimized when the center is placed $\sim 4''$ E and $10''$ N of the

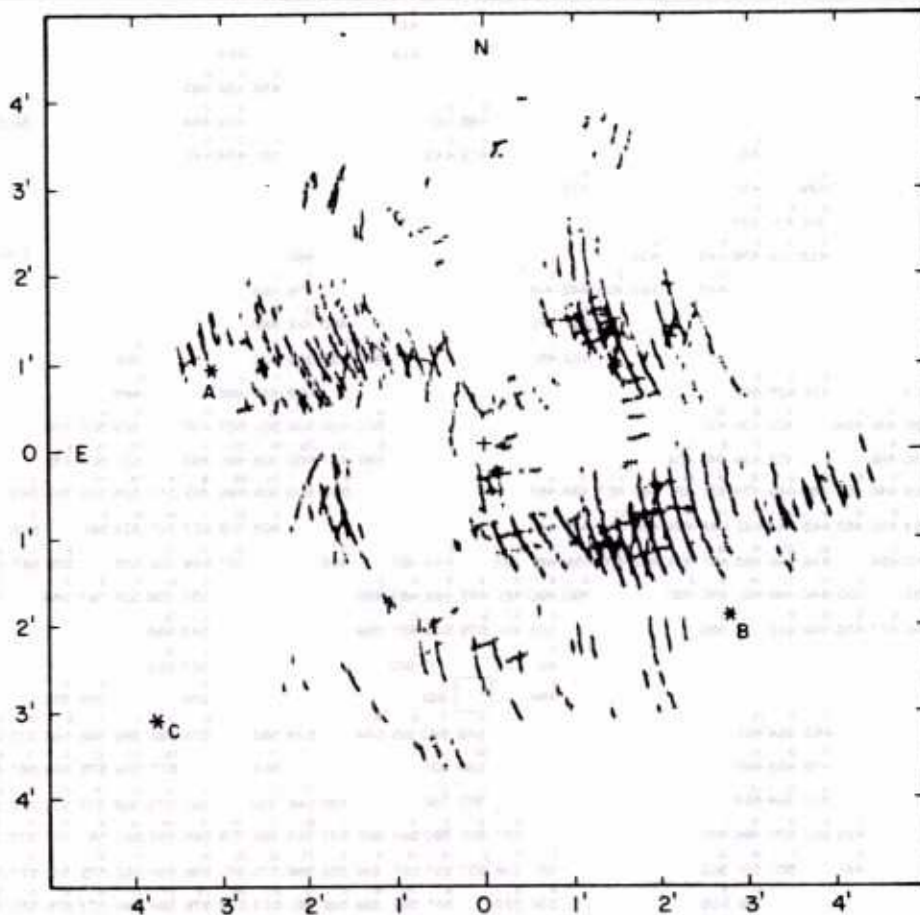


FIG. 4.—Distribution of 2770 velocity points

nucleus and the systemic velocity is $V_s = 507 \text{ km s}^{-1}$. This apparent displacement of the center of rotation is due to a slight asymmetry of the rotation curve which rises higher in the SW part of the galaxy out to a distance of $r = 160''$ (see § Vc below) and to the distortion of the isovelocity lines north of the nucleus with no compensating data in the south. However, because the effect is marginal and the centers of mass of both H I (Bottinelli and Gouguenheim 1973; Rogstad, Lockhart, and Wright 1974) and H II (see § IV) are displaced in the opposite direction, we will neglect any possible asymmetry and assume that the galaxy rotates about its optical center with systemic velocity $V_s = 509 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$.

ii) Inclination

A precise value of the inclination of M83 cannot be obtained by kinematical methods because of the presence of a bar structure in the inner parts and of a warp (Rogstad, Lockhart, and Wright 1974) in the outer parts. When the ring method (Paper II) was applied to our velocity data, no well-defined minimum in the residual velocity dispersion could be found over a large range

of inclinations. We will adopt the value $i = 24^\circ \pm 4^\circ$ derived from the photometric axis ratio $\log R_{25} = 0.04 \pm 0.015$ given in de Vaucouleurs, de Vaucouleurs, and Corwin (1976) (RC2), corresponding to $q = 0.912$, with an assumed true axis ratio $q_0 = 0.150$ appropriate for type Sc (Bottinelli *et al.* 1980, eq. [1]). This is also the value adopted by Talbot, Jensen, and Dufour (1979).

iii) Position Angle of Line of Nodes

The position angle of the kinematical line of nodes can be found by two methods: the ring method and the steepest gradient (see Paper II for details).

1. *Ring method.*—The position angle that minimizes the scatter about a mean rotation curve with the adopted inclination $i = 24^\circ$ and systemic velocity $V_s = 509 \text{ km s}^{-1}$ is $\theta_0 = 45^\circ$ for all data, or $\theta_0 = 44^\circ$ when one excludes data closer than $30''$ from the minor axis to reduce errors due to the large deprojection factor. The same values are obtained for the NE and SW halves of the galaxy analyzed separately, and they depend little on the adopted thickness of the annuli ($10''$ to $20''$). By dividing the galaxy into five zones each consisting of four $15''$ annuli and computing the residual velocity

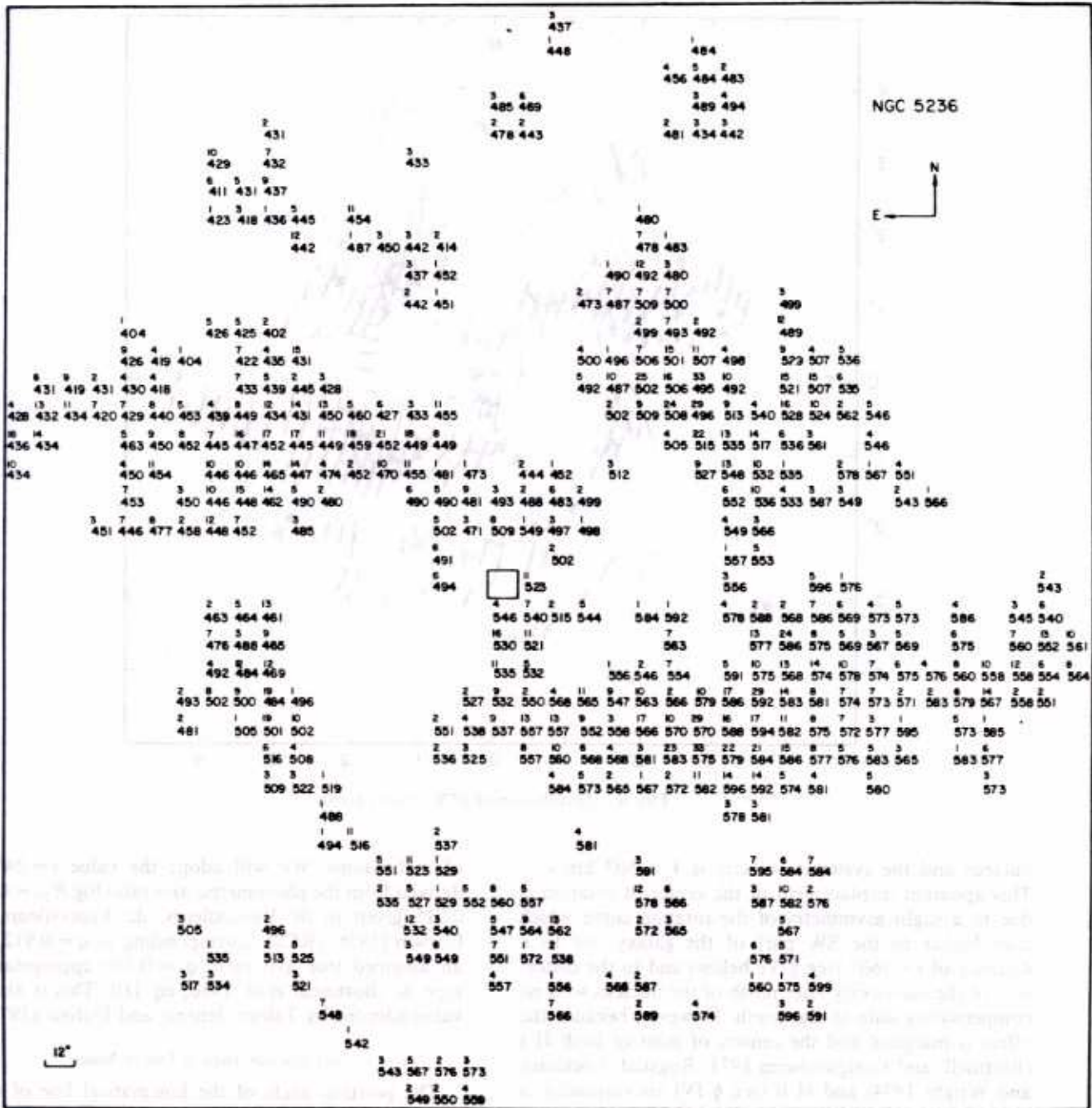


FIG. 5.—Velocity matrix in 12" pixels. Large numbers are mean velocities from number of values shown in upper left corners of squares.

dispersion in each zone it is possible to search for a trend in θ_0 with radius and to estimate the error in the adopted value θ_0 . There is an indication that θ_0 increases slightly in the outer zones, but no significant difference between the two halves of the galaxy treated separately (Table 5). The mean value is $\theta_0 \approx 44^\circ$. This method suffers from the fact that the same data points do not fall in the same annuli as the orientation of the galaxy is

changed, and this causes some instability in the calculated dispersions.

2. *Steepest gradient.*—The mean velocity gradient dV/dr (in $\text{km s}^{-1} \text{arcsec}^{-1}$) was computed in 36 rectangular strips ($10'' \times 120''$) measured from the nucleus and 18 strips ($10'' \times 240''$) centered at the nucleus, at 10° spacing in position angle. There were from five (minor axis) to 150 (major axis) points in each strip, with an

VELOCITY FIELDS IN SPIRAL GALAXIES

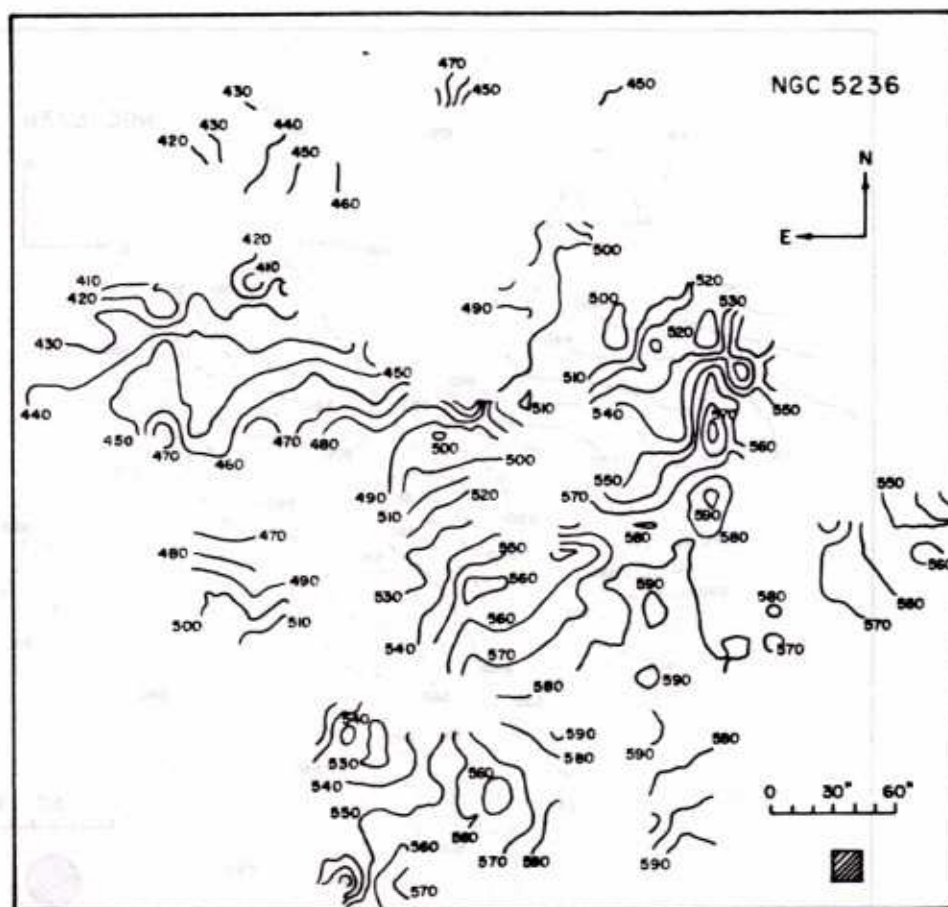


FIG. 6.—Isovelocity map at 15'' resolution from unsmoothed mean velocities in 15'' pixels

average of 54 in the first case and about twice as many in the second. The results for the second case are plotted in Figure 8a together with a sine curve fitted by least squares with weights equal to the number of points in each position angle (gradients derived from fewer than 10 points were not used). For the inner parts of the galaxy ($r < 120''$) the solutions after one cycle of 2σ rejections are

$$\frac{dV}{dr} = -0.66 \cos(\theta - 36^\circ) \quad (N = 36),$$

$$\pm 0.15$$

$$\frac{dV}{dr} = -0.69 \cos(\theta - 37^\circ) \quad (N = 18),$$

$$\pm 0.07$$

The mean position angle is $\theta_0 = 37 \pm 2^\circ$, where the error is estimated from trials with various sizes of strips and weighting schemes.

The same procedure was applied to the outer regions of the galaxy by increasing the size of the strip to $20'' \times 300''$ and $10'' \times 600''$ and excluding data within $100''$ of the nucleus. There were from eight to 262 points per strip, with an average of 94 in both cases. The

results for the second case are plotted in Figure 8b. The perturbations caused by the arms become important, and a sine curve could only be fitted to the gradient averaged in diametrically opposite directions (second case):

$$\frac{dV}{dr} = -0.515 \cos(\theta - 43^\circ) \quad (N = 18),$$

$$\pm 0.054$$

The position angle of the kinematic major axis increases from 37° in the inner region ($0 < r < 120''$) to 43° in the outer region ($100'' < r < 300''$) of the galaxy, in qualitative agreement with the stronger trend deduced by Rogstad, Lockhart, and Wright (1974) for their warped disk model of the H I distribution at large radii ($r > 5'$).

The slightly different results of the two methods of analysis ($37^\circ \leq \theta_0 \leq 44^\circ$) are presumably caused by systematic departures from circular motions induced by the bar, as well as by incipient departures from coplanarity of the orbits which will be ignored in the present study of optical velocities ($r < 4'$). In what follows we will adopt $\theta_0 = 43^\circ \pm 2^\circ$, for the position angle of the line of nodes in the tangent plane to the celestial sphere.

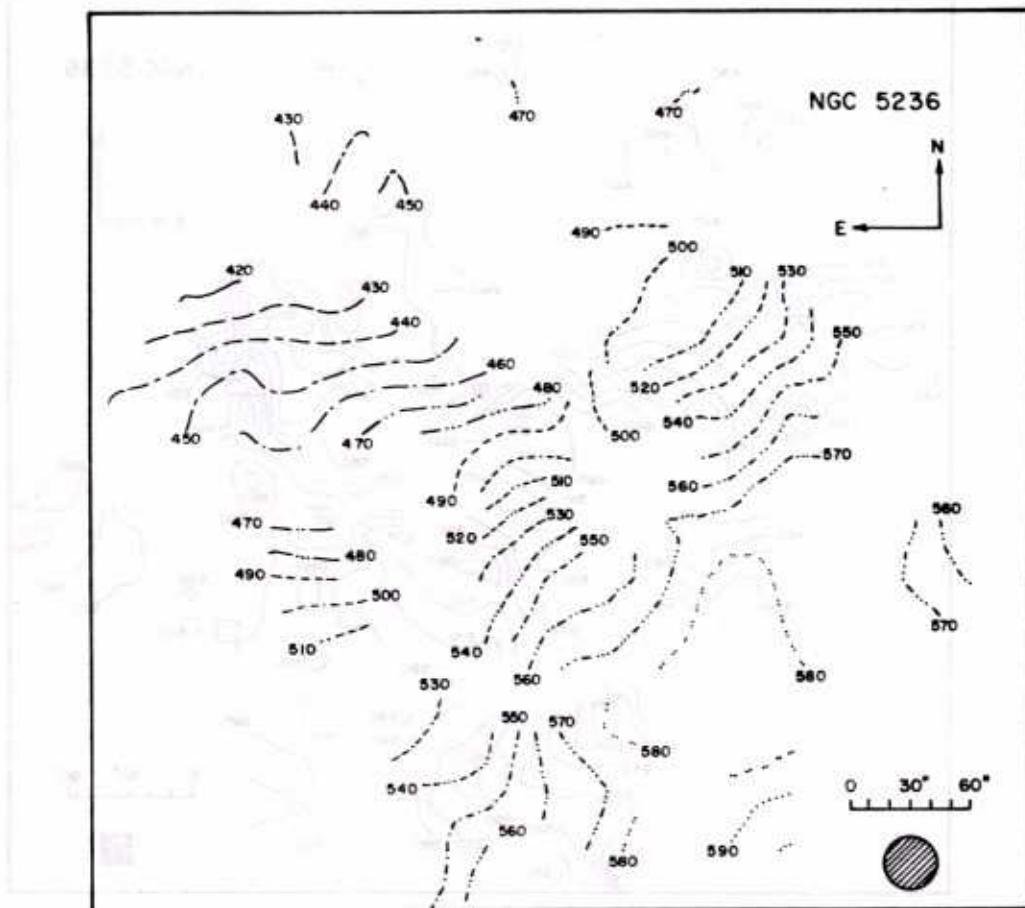


FIG. 7.—Isovelocity map at 21" resolution from interpolated, smoothed mean velocities. Hatched circle shows effective diameter of smoothing beam.

TABLE 5
KINEMATICAL POSITION ANGLE OF LINE OF NODES^a

ZONE <i>r</i> "	ALL POINTS		NE		SW	
	θ_0	<i>N</i>	θ_0	<i>N</i>	θ_0	<i>N</i>
No Exclusion						
0-60	42°	157	41°	59	51°	96
60-120 ...	44	853	45	402	42	470
120-180 ...	46	1734	48	465	45	685
180-240 ...	46	411	45	166	45	244
240-300 ...	47	74	< 31	- 21	49	56
Mean	45.1 ± 0.6					
Data Points within 60° of Line of Nodes						
0-60	39°	130	42°	50	< 31°	- 70
60-120 ...	44	633	42	275	38	374
120-180 ...	44	729	48	268	42	442
180-240 ...	43	344	39	157
240-300 ...	49	59	...	< 15	50	55
Mean	43.6 ± 0.7					

^a15" rings in each zone.

VELOCITY FIELDS IN SPIRAL GALAXIES

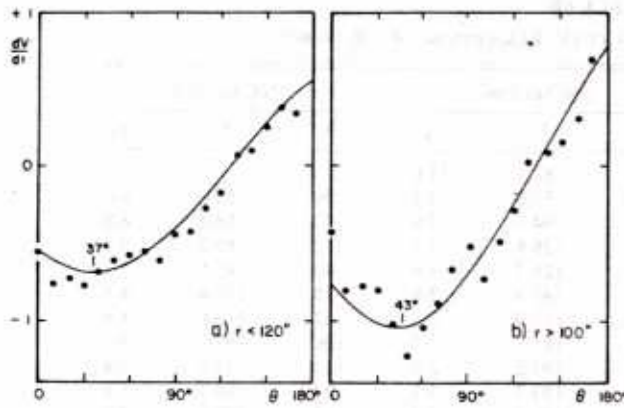


FIG. 8.—Kinematic determination of line of nodes. (a) Inner regions ($r < 120''$); (b) outer regions ($r > 100''$).

iv) Position Angle of Bar

The axis of the bar measured on the isophote $\mu_c = 21$ mag arcsec⁻² on a V plate obtained at the Wise Observatory by one of us (W.P.) is in position angle $\theta_b = 53^\circ.7$, referred to the Talbot, Jensen, and Dufour (1979) coordinate system. With $\theta_0 = 43^\circ$ and $i = 24^\circ$, this implies an angle $\theta' = 25^\circ$ between the bar and the line of nodes measured in the plane of the galaxy.

c) Rotation Curve

The rotation curve was determined by the ring method, using sectors of half-width 30° , 60° , and 90° about the major axis to study the influence of the noncircular motions associated with the bar and spiral arms. The two halves of the rotation curve were also determined separately to detect possible asymmetries. A 2σ rejection

cycle was performed in each case. The mean points are collected in Tables 6A-C. The adopted parameters are $i = 24^\circ$, $\theta_0 = 43^\circ$, $V_s = 509$ km s⁻¹, and $15''$ annuli. The corresponding rotation curves are presented in Figure 9. The mean rotation curve for all data points (Fig. 9c) suggests that solid body rotation extends out of $r \approx 55''$, where the straight part of the bar ends. A plateau $30''$ wide follows corresponding to the region where the curving dark lanes cross the line of nodes. The rise of the rotation curve is interrupted by a dip at $r = 160''$ where the two main spiral arms cross the major axis. The rotation velocity appears to level off at $V_M = 205$ km s⁻¹ beyond $r = 200''$. It is interesting to note that, as in the case of NGC 7793 (Paper II), the rotation curve reaches its maximum near the limit of detection of H α emission. This may have a dynamical significance: it was initially assumed for ordinary spirals (Roberts, Roberts, and Shu 1975) that the corotation radius $r(\text{cor})$ is indicated by the maximum radial extent of the H II regions. However, more recent work (Schwarz 1979, 1981; Kalnajs, private communication) suggests that this maximum radius corresponds more nearly to the outer Lindblad resonance (OLR) (see § VIIe). One should also keep in mind that the maximum rotational velocity depends critically on the adopted inclination; if $i = 20^\circ$, $V_M = 224$, and if $i = 28^\circ$, $V_M = 177$ km s⁻¹.

If the rotation center is at the nucleus, the SW part of the galaxy rotates faster than the NE part out to $r \approx 160''$ (except in the region of the plateau), but perhaps rotates more slowly at greater distances. Beyond $r = 220''$ the rotation curve is defined only by velocities observed in the large spur on the west side (marked SS' in Fig. 2). This spur has a relatively low radial velocity ($550\text{--}570$ km s⁻¹) which reduces the rotation to $V_c = 160$ km s⁻¹. It is an isolated feature, however, and one should not

TABLE 6A
MEAN ROTATION CURVE OF M83 AT $15''$ RESOLUTION: $|\theta - \theta_0| < 30^\circ$

\bar{r}	ALL POINTS			SW SECTOR			NE SECTOR		
	N	V_c	s_A	N	V_c	s_A	N	V_c	s_A
24.2	19	36.3	7.7	9	46.9	9.7	8	39.5	12.0
36.6	16	63.4	8.6	8	89.1	10.5	7	26.5	12.9
55.5	21	127.5	7.5	11	148.0	8.9	11	84.0	10.2
68.4	86	131.8	3.7	37	117.2	4.8	46	145.4	5.0
81.8	117	135.7	3.1	62	138.9	3.6	55	131.8	4.5
98.5	133	155.6	2.9	76	161.0	3.2	56	144.3	4.5
112.0	198	170.1	2.4	115	180.2	2.7	83	153.8	3.8
127.1	192	182.5	2.4	111	190.0	2.7	83	172.6	3.8
141.7	114	191.1	3.2	82	192.0	3.3	30	188.7	6.1
157.3	102	168.4	3.5	50	177.6	4.2	50	159.1	5.0
172.5	88	189.3	3.6	37	190.1	4.7	49	191.8	4.9
186.3	50	187.9	4.7	26	164.4	5.5	24	214.0	7.0
202.8	85	198.1	3.8	17	169.6	7.2	67	206.6	4.3
215.5	57	207.5	4.7	18	205.8	6.9	39	208.3	5.7
σ			13.2			11.2			13.3

TABLE 6B
MEAN ROTATION CURVE OF M83 AT 15" RESOLUTION: $|\theta - \theta_0| < 60^\circ$

\bar{r}	ALL POINTS			SW SECTOR			NE SECTOR		
	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k
11.5 ...	6	82.1	18.4	6	82.1	17.0
23.8 ...	47	41.9	5.8	24	37.6	7.5	20	59.0	9.0
36.4 ...	44	75.6	6.2	25	94.1	7.8	20	58.0	8.8
54.5 ...	38	118.0	6.4	26	128.8	7.7	12	85.3	9.9
67.7 ...	109	135.5	3.5	60	128.7	4.6	46	145.5	5.1
81.7 ...	127	138.0	3.0	71	143.9	3.8	55	131.8	4.5
98.8 ...	147	158.5	2.7	83	162.9	3.5	62	147.6	4.4
112.0 ...	253	174.6	2.3	148	185.7	2.7	106	157.8	3.6
127.0 ...	252	184.0	2.3	142	193.2	2.8	113	173.0	3.4
142.1 ...	170	191.9	2.8	130	193.7	3.1	37	184.1	5.8
157.1 ...	165	172.2	2.9	99	178.3	3.7	65	165.0	4.5
172.0 ...	138	188.5	3.1	77	189.0	4.1	61	187.9	4.6
186.9 ...	75	192.8	4.3	48	179.1	5.0	27	215.6	6.7
203.2 ...	118	194.7	3.3	46	178.3	5.1	71	206.0	4.3
216.3 ...	112	196.6	3.7	53	189.3	5.0	59	202.8	5.0
237.3 ...	39	149.4	7.0	39	149.4	6.4
246.7 ...	32	163.7	7.7	29	154.6	7.2	4	298.3	28.3
263.4 ...	21	162.4	9.7	21	162.4	8.9
270.8 ...	3	126.9	25.0	3	126.9	23.0
σ			13.3			12.2			13.3

TABLE 6C
MEAN ROTATION CURVE OF M83 AT 15" RESOLUTION: ALL θ

\bar{r}	ALL POINTS			SW SECTOR			NE SECTOR		
	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k	N	V_c	s_k
11.5 ...	6	82.1	19.5	6	82.1	19.5
23.3 ...	57	41.8	5.8	35	35.1	7.5	22	51.6	9.4
36.8 ...	53	81.1	6.8	26	94.0	9.1	27	66.2	10.1
54.4 ...	44	124.7	7.1	30	126.3	8.8	13	113.5	11.7
67.9 ...	117	136.5	3.6	68	130.8	5.2	46	145.4	5.4
81.5 ...	134	137.3	3.3	78	142.6	4.2	59	128.8	4.7
99.0 ...	165	157.5	3.1	86	163.6	3.9	78	143.1	4.9
112.7 ...	439	177.0	2.6	232	186.1	3.4	210	164.5	4.3
127.2 ...	428	169.3	2.6	240	174.1	3.7	188	166.1	4.1
141.6 ...	272	182.5	3.2	180	187.8	3.6	92	161.7	6.9
157.3 ...	243	170.4	3.3	158	175.1	4.2	85	163.1	5.0
171.8 ...	188	180.8	3.5	119	175.2	4.9	71	190.8	4.9
186.4 ...	101	193.4	4.7	73	179.9	6.1	27	215.6	7.1
203.2 ...	131	196.4	3.7	59	180.1	6.0	72	204.7	4.4
216.2 ...	127	199.1	4.0	66	194.9	6.0	60	201.3	5.3
231.2 ...	49	157.8	7.5	44	153.6	7.4	7	178.3	44.6
247.4 ...	47	168.4	8.1	29	154.6	8.2	20	234.0	20.3
260.8 ...	22	162.5	10.2	21	162.4	10.2	1	166.0	...
270.8 ...	3	126.9	26.4	3	126.9	26.4
σ			14.0			13.5			14.1

VELOCITY FIELDS IN SPIRAL GALAXIES

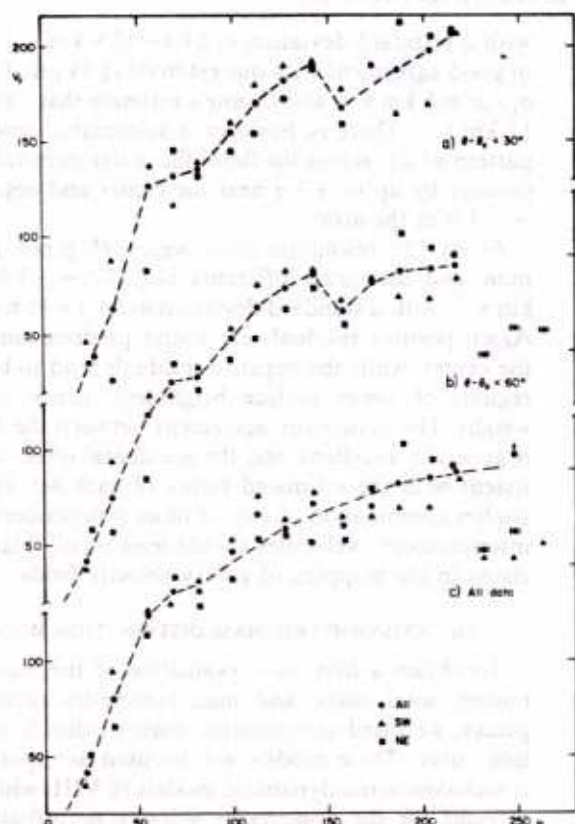


FIG. 9.—Rotation curve of M83 at $15''$ resolution from points (a) within 30° from major axis, (b) within 60° from major axis and (c) from all data.

conclude that the general rotation curve is lower beyond $r = 220''$.

The maximum rotation velocity $V_M = 205 \text{ km s}^{-1}$ for $i = 24^\circ$ agrees well with the value 193 km s^{-1} predicted by the standard statistical relation $\log V_M = 2.15 - 0.5(\Lambda_c - 1)$ (Paper II, § Vd) for the corrected luminosity index $\Lambda_c = 0.73$ of M83. It is in poorer agreement with a value of $V_M = 285 \text{ km s}^{-1}$ derived from the corrected 21 cm line width, $W^c = 237 \text{ km s}^{-1}$ (Bottinelli *et al.* 1983), which may be affected by the warp in the outer parts of the H I disk (Rogstad, Lockhart, and Wright 1974). However, the optical value $V_M = 205 \text{ km s}^{-1}$ is in excellent agreement with the value $V_M = 209 \text{ km s}^{-1}$ predicted for the absolute magnitude $M_T^0(B) = -20.00$ of M83 (Table 1) by the revised Tully-Fisher relation $M_T^0 = -19.40 - 5(\log V_M - 2.2)$, after Bottinelli *et al.* (1980).

d) Azimuthal Variations in the Rotation Curve

An analysis of the velocity field away from the major axis was performed to detect possible nonaxisymmetric motions, in particular when crossing the spiral arms. The rotation curve was determined in sectors 30° wide and 30° away from the major axis, that is, $15^\circ < |\theta'| < 45^\circ$ and $-45^\circ < |\theta'| < -15^\circ$, two opposite sectors being averaged in each case to reduce the scatter. Two rotation curves were thus obtained, in the N-S and E-W directions, and compared to the rotation curve along the major axis (Fig. 10): the E-W sectors of the galaxy, corresponding to the regions immediately following the

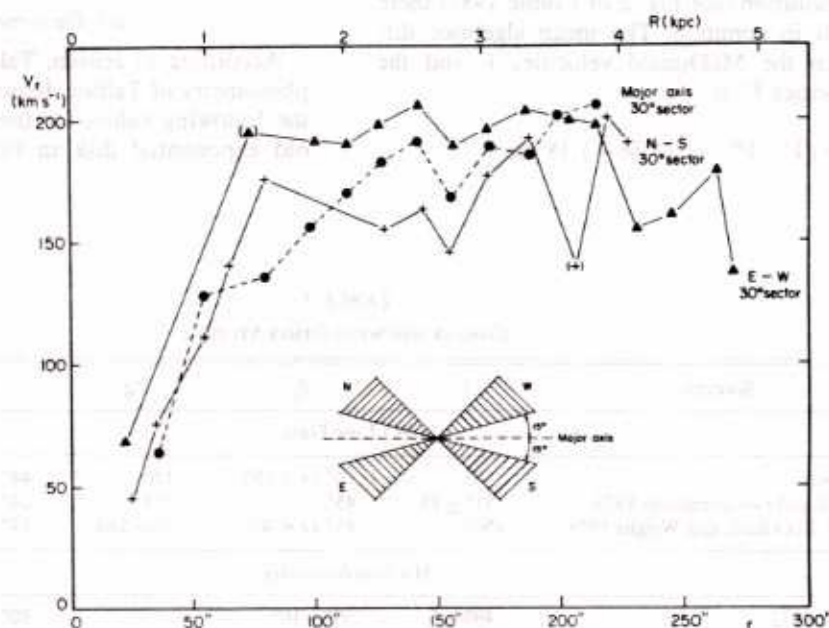


FIG. 10.—Mean rotation curve in different sectors (see text)

bar and where the spiral arms start and rotate faster, except for the spur SS', than the major axis sector which in turn rotates faster than the N-S sectors. In other words, the rotation in the galaxy does not seem to be uniform: it rotates faster on the trailing side of the bar than on its leading side. The dip in the rotation curve occurs at $r \approx 155''$ (in the plane of the galaxy) in all three cases, contrary to what would be expected if it were directly due to the crossing of the spiral arms, which occurs further away from the center in the N-S sectors (at $r \approx 180''$). Finally, the plateau near $r \approx 80''$ along the major axis is not evident in the other sectors, but the scarcity of points there weakens the importance of this feature.

VI. COMPARISON WITH PREVIOUS STUDIES

Previous studies of the velocity field of M83 have been reported by Carranza (1972; see also Carranza and Agüero 1978) and Comte (1981) in H α , and by Lewis (1968), Bottinelli and Gouguenheim (1973), Rogstad, Lockhart, and Wright (1974), and Huchtmeier and Bohnenstengel (1981) in the 21 cm line. The radio observations extend much further than the optical ones, but suffer from a much lower resolution. Table 7 summarizes the main results.

A detailed comparison with the velocity field obtained by Comte (1981) was made possible through the kind collaboration of the author who provided velocity maps at 12'' and 24'' resolution. His data are binned in square pixels (in α, δ) with a bright star (B in our Fig. 4 = D in his Fig. 2) as origin of the coordinates. We binned our data in the same way for the two resolutions:

a) At 24'' resolution (see Fig. 2 of Comte 1981) there were 120 pixels in common. The mean algebraic difference between the McDonald velocities V and the Marseilles velocities V' is

$$\langle \Delta V \rangle = \langle V - V' \rangle = -1.36 \pm 1.18 \text{ km s}^{-1},$$

with a standard deviation $\sigma(\Delta V) = 12.9 \text{ km s}^{-1}$. This is in good agreement with our estimate (§ IV) that $\sigma(V) = \sigma_1/\sqrt{n} \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ and Comte's estimate that $\langle \sigma(V') \rangle = 11 \text{ km s}^{-1}$. There is, however, a systematic trend to the pattern of ΔV across the field; the differences tend to be positive by up to $+3 \sigma$ near the center and negative by -1σ in the arms.

b) At 12'' resolution there were 295 pixels in common, and the mean difference is $\langle \Delta V \rangle = -1.69 \pm 0.91 \text{ km s}^{-1}$, with a standard deviation $\sigma(\Delta V) = 15.6 \text{ km s}^{-1}$. Again positive residuals are found predominantly near the center, while the negative residuals tend to be in the regions of lower surface brightness, hence of lower weight. The systematic agreement between the two sets is generally excellent, and the accidental errors are consistent with the estimated errors of each set. In future studies combination of two or more independent sets of interferometric velocities should lead to still higher precision in the mapping of galaxy velocity fields.

VII. AXISYMMETRIC MASS DISTRIBUTION MODELS

To obtain a first-order evaluation of the mass distribution, total mass, and mass-luminosity ratio in the galaxy, we fitted axisymmetric mass models to the rotation curve. These models will be used as input for the nonaxisymmetric dynamical models (§ VIII) which must account for the noncircular velocity perturbations. In this fit we give more weight to the hump near $r \approx 70''$ than to the "wiggles" between 100'' and 150'' which are probably due to the spiral arms (§ Vc). Note that all models were fitted by least-squares to the *unsmoothed* data of Figure 5.

a) Photometric Models

According to Jensen, Talbot, and Dufour (1981) the photometry of Talbot, Jensen, and Dufour (1979) yields the following values for the effective parameters of the old exponential disk in blue light: $\mu_e = \mu(0) + 1.82 =$

TABLE 7
COMPARISON WITH OTHER STUDIES

Sources	V_z	θ_0	V_M	i	Resolution
H I Line Data					
Lewis 1968.....	505	0° ($r > 15'$)	120	44°	13.5
Bottinelli and Gouguenheim 1973.....	515 ± 15	45°	258	24°	4' × 24'
Rogstad, Lockhart, and Wright 1974 ...	(505)	45° ($r < 4'$)	320-180	13°-24°	2'
H α interferometry					
Carranza 1972.....	499 ± 5	50° ± 10°	...	30°	27''
Comte 1981.....	505 ± 5	45° ± 3	...	24°	6''-12''
This study.....	509 ± 2	43° ± 2	205	24°	12''-17''

22.67 mag arcsec⁻², corresponding to $I_{\nu} = 53.8 \mathcal{L}_{\odot}^B \text{pc}^{-2}$, if $M_{\odot}^B = 5.43$, and $r_e = 237'' = 4.26 \text{ kpc}$.

1. *Pure disk model.*—Neglecting the small spheroidal component, the exponential disk of true axis ratio $q_0 = 0.15$ best-fitting the observed rotational velocities in the interval $20'' < r < 240''$ (Monnet and Simien 1977) has

Jensen *et al.* incorrectly refer to this quantity as the "e-folding scale length," i.e., Λ , but reference to their Fig. 3 shows that it is actually the effective radius r_e , since for an exponential distribution $r_e = 1.6785\Lambda$ (de Vaucouleurs 1974, 1976). Elsewhere in the same paper they quote a value of $r_e = 269''$ for the effective radius (which they mistakenly call the equivalent radius) in the *V* band.

an apparent mass-to-light ratio $f \approx 1.12/\sin^2 i = 6.8$ for $i = 24^\circ$ ($\mathcal{M}_{\odot}/\mathcal{L}_{\odot}^B = 1$). The calculated rotation curve of model 1 is compared with the observations in Figure 11a. The observed velocities are 10 to 20 km s⁻¹ greater than the calculated values in the interval $50'' < r < 80''$. This departure cannot be reduced by the *small* spheroidal component suggested by the photometry (see below β). The total mass of the model is $\mathcal{M}_T = 7.3 \times 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$ (Table 8). With the galactic and internal extinctions $A_B = 0.34$ and $A(i) = 0.03$ calculated as in RC2, the corrected (face-on) luminosity is 0.37 mag brighter, and the corresponding \mathcal{M}/\mathcal{L} ratio is $f_0 = 0.71f = 4.84$ in the *B* band.

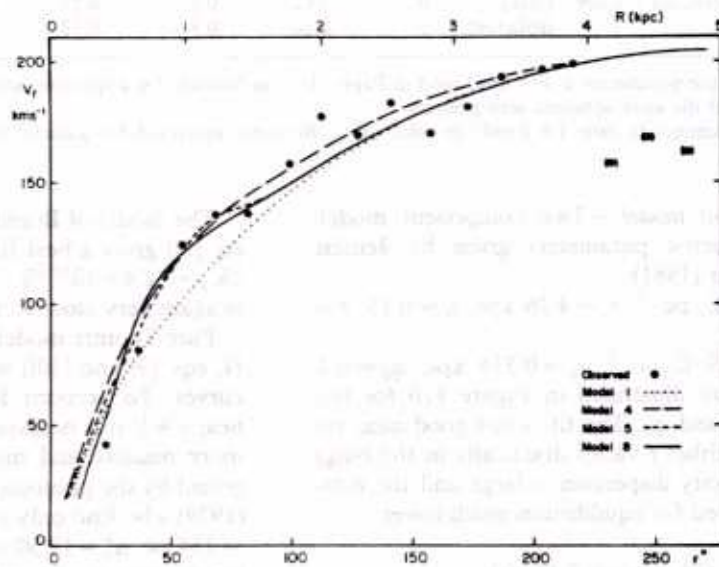


FIG. 11a

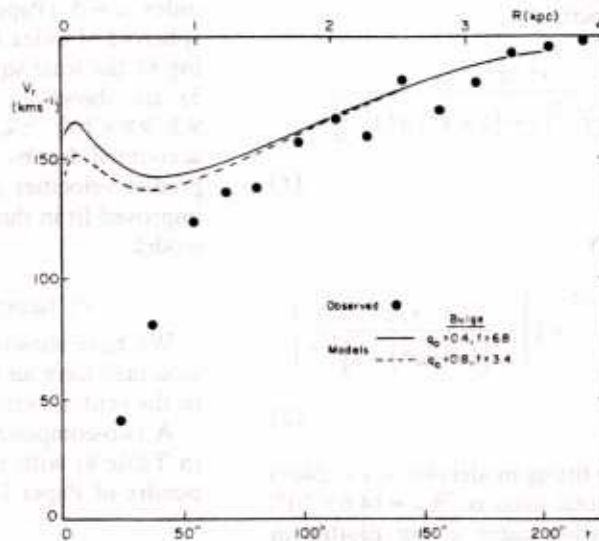


FIG. 11b

FIG. 11.—Axisymmetric models of mean rotation curve of M83. (a) Models of Table 8; (b) two-component photometric models.

TABLE 8
 AXISYMMETRIC MASS MODELS^a

Number	Model	n	a (kpc)	b (kpc)	r_e (kpc)	q_0	\mathcal{M}_T ($10^{10} \mathcal{M}_\odot$)	f^b ($\mathcal{M}/\mathcal{L}_B$)
1	Monnet-Simien	...	4.26	...	4.26	0.15	7.3	6.8
2	Isochrone	...	2.52	...	10.96	0.0	14.6	10.1
3	Brandt-Belton	1.5	3.49	...	10.12	0.0	12.4	8.55
4	Toomre	0	3.92	0.0	7.02	0.0	8.7	6.7
	+ polytrope	5	0.0	1.0	1.00	1.0	0.6	4.0
5	Toomre	0	3.92	0.0	7.02	0.0	9.6	6.6
	+ Perek	1	1.32	0.66	0.65	0.33	0.22	1.5
6	Toomre	2	7.3	0.0	4.12	0.0	4.75	3.3
	+ polytrope	5	0.0	1.2	1.20	1.0	0.95	6.4
7	Toomre	2	7.3	0.0	4.12	0.0	5.6	3.9
	+ Perek	1	1.46	1.02	0.72	0.42	0.36	2.4
8	Generalized Toomre (disk)	0	3.62	0.3	6.51	0.08	10.1	7.0
	(spheroid)	0	0.10	0.3	0.12	0.75	0.4	2.7

^aThe meaning of the parameters a, b, c (also used in Paper II) is as follows: for a spheroid seen edge-on, $q_0 = b/(a+b) = b/c$; r_e is the effective radius of the same spheroid seen pole-on.

^bApparent mass-luminosity ratio (B band) in solar units; the ratio corrected for galactic extinction and inclination to $i=0^\circ$ is $f_0 = 0.71f$ (see text).

2. *Two-component model.*—Two component models using the photometric parameters given by Jensen, Talbot, and Dufour (1981):

Disk: $I_e = 53.8 \mathcal{L}_\odot \text{pc}^{-2}$, $r_e = 4.26$ kpc, $q = 0.15$, $f = 6.5$;

Bulge: $I_e = 416.9 \mathcal{L}_\odot \text{pc}^{-2}$, $r_e = 0.334$ kpc, $q_0 = 0.4$, 0.8 , $f = 3.4, 6.8$, are illustrated in Figure 11*b* for two combinations of f and q_0 . The fit is not good near the center; therefore, either f varies drastically in the bulge or the central velocity dispersion is large and the rotation velocity required for equilibrium much lower.

b) Other "Cold" Models

The isochrone model (Hénon 1959) implies for the square of the rotation velocity

$$V_c^2 = \frac{G\mathcal{M}}{a} \frac{r^2/a^2}{(1+r^2/a^2)^{1/2} [1+(1+r^2/a^2)^{1/2}]^2}, \quad (1)$$

and for the surface density

$$\sigma = \frac{a\mathcal{M}}{2\pi r^3} \left\{ \ln \left[\frac{r}{a} + \left(\frac{r^2}{a^2} + 1 \right)^{1/2} \right] - \frac{r/a}{[(r^2/a^2)+1]^{1/2}} \right\}. \quad (2)$$

The parameters of the best fitting model ($40'' < r < 240''$) are given in Table 8; its total mass is $\mathcal{M}_T = 14.6 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$. The calculated rotation curve is not plotted in Figure 11*a* because it is very close to that of the photometric model.

The model of Brandt and Belton (1962) (see Paper II, eq. [8]) gives a best fit for $n=1.5$ and has a total mass $\mathcal{M}_T = 12.4 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$. The corresponding rotation curve is again very close to the previous ones.

Pure Toomre models of index $n=0$ or 2 (1963; Paper II, eqs. [9] and [10]) would also lead to similar rotation curves. To account for the larger velocities observed near $r \approx 1'$ it is necessary to add a spheroidal component more massive and more extended than would be suggested by the photometry of Talbot, Jensen, and Dufour (1979) who find only a small $r^{1/4}$ component ($r_e = 18''.37 = 334$ pc, $\mu_e^V = 19.50$ or $\mu_e^B = 20.45$, $M_T^B = -17.50$). Table 8 presents the parameters of several such models having spheroids represented either by a polytrope of index $n=5$ (Paper II, eq. [7]) or by a Perek (1962) spheroid of index $n=1$. The rotation curves corresponding to the least-squares best fitting models (Nos. 4 and 5) are shown in Figure 11*a*; their total masses are $9.3\text{--}9.8 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$. The hump near $r \approx 1'$ is best accounted for by model 5. However, all cold models predict velocities greater than observed at $r < 50''$. An improved fit in this region is obtained with the following model.

c) Generalized "Hot" Toomre Model

We have shown in Paper II that the velocity dispersion may have an important effect on the rotation curve in the central regions of a galaxy.

A two-component, generalized Toomre model (No. 8 in Table 8) with isotropic velocity dispersions (see Appendix of Paper II)² gives both a better representation

²In Paper II, p. 47, lines 7–8, read 0.4 instead of 0.02 and 50 instead of 2.50.

of the inner part of the rotation curve (Fig. 11a) and a mass distribution in better agreement with the photometry.

The $O - C$ velocity residuals of model 8 are mapped in Figure 12. The central velocity dispersion of model 8, $\sigma_c = 78 \pm 10$ km s⁻¹, is appreciably less than 127 km s⁻¹ predicted by the relation of Whitmore, Kirshner, and Schechter (1979; Paper II, eq. [11]) for the total

bulge magnitude $M_T^0(B) = -17.50$ after Talbot, Jensen, and Dufour (1979). However, a revised version of the Faber-Jackson relation (1976) including a color term, $M_T^0 = -19.50 - 9(\log \sigma_c - 2.3) + 4(U - V)_T^0 - 1.3$, after de Vaucouleurs and Olson (1982), predicts $\sigma_c = 103$ km s⁻¹ for $M_T^0 = -17.50$ and the corrected color of the bulge, $(U - V)_T^0 = 1.15$, corresponding to the observed $U - V = 1.32$ of Talbot *et al.*

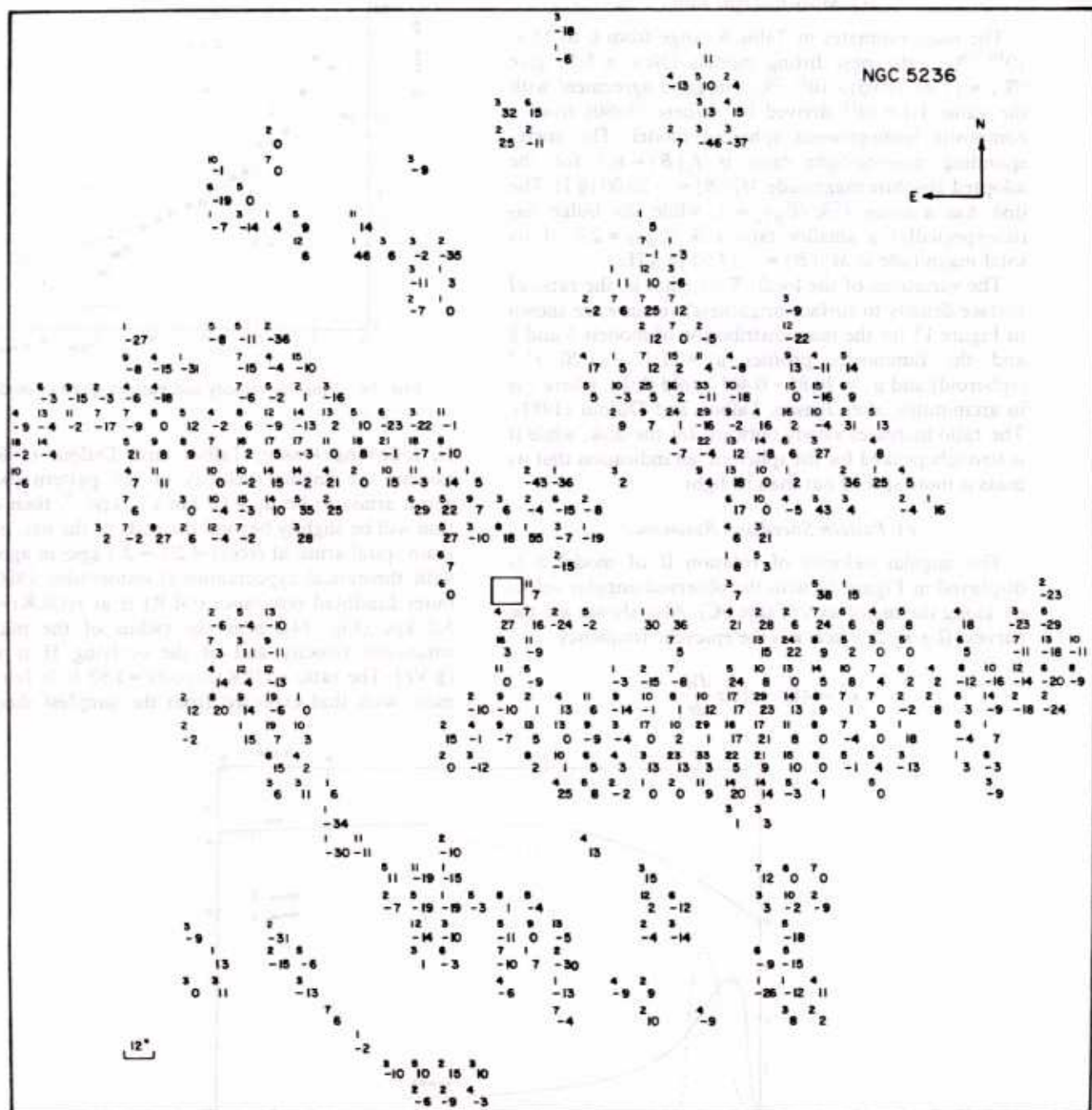


FIG. 12.—Matrix of velocity residuals from best fitting axisymmetric model at 12" resolution. Compare with Fig. 5. Large centered digits are residuals in km s⁻¹. Small digits in upper left corners of pixels are number of velocity points in pixel.

The velocity dispersion remains fairly high ($\sigma \approx 40$ km s⁻¹) quite far out in the disk; this is a weakness of our model which follows from the requirement that the parameter b be the same for both components. As a consequence, the total mass of the model, $\mathcal{M}_T = 10.5 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$, is probably overestimated by a factor 1.07 (as derived by comparison with a disk model having $\sigma \approx 10$ km s⁻¹).

d) Mass-to-Light Ratio

The mass estimates in Table 8 range from 6 to $15 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$; the best fitting models (Nos. 4, 5, 8) give $\mathcal{M}_T = (1.00 \pm 0.05) \times 10^{11} \mathcal{M}_\odot$, in good agreement with the value 1.1×10^{11} derived by Agüero (1980) from a composite homogeneous spheroid model. The corresponding mass-to-light ratio is $f_0(B) = 6.7$ for the adopted absolute magnitude $M_T^0(B) = -20.00$ (§ I). The disk has a mean $(\mathcal{M}/\mathcal{L}_B)_2 \approx 7$, while the bulge has (unexpectedly) a smaller ratio $(\mathcal{M}/\mathcal{L}_B)_1 \approx 2.7$, if its total magnitude is $M_T^0(B) = -17.50$ (§ VIIc).

The variations of the local \mathcal{M}/\mathcal{L} (that is, the ratio of surface density to surface brightness) versus r are shown in Figure 13 for the mass distribution of models 5 and 8 and the luminosity profiles $\mu_1 = 11.17 + 11.20 r^{1/4}$ (spheroid) and $\mu_2 = 20.85 + 0.461 r$ (old disk), where r is in arcminutes, after Jensen, Talbot, and Dufour (1981). The ratio increases slowly outward for the disk, while it is strongly peaked for the spheroid, an indication that its mass is more spread out than its light.

e) Pattern Speed and Resonances

The angular velocity of rotation Ω of model 5 is displayed in Figure 14 with the observed angular velocity along the major axis (Table 6C). Also shown are the curves $(\Omega \pm \kappa/2)$ where κ is the epicyclic frequency

$$\kappa^2 = 4\Omega^2 + 2\Omega r \frac{d\Omega}{dr}$$

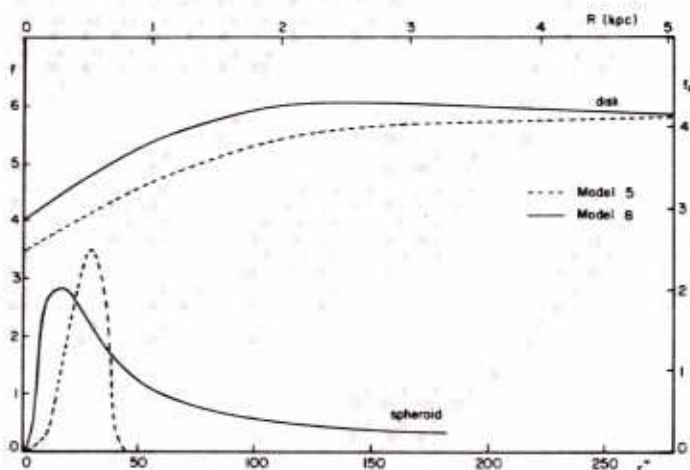


FIG. 13.—Mass-to-light ratios for spheroids and disks of models 5 and 8

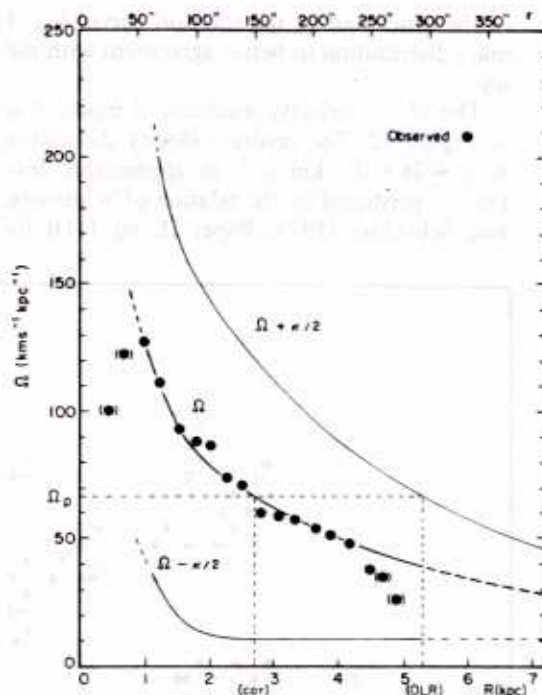


FIG. 14.—Angular velocity and pattern speed of model 5

If, following Jensen, Talbot, and Dufour (1981), we assume the angular velocity of the pattern (bar and spiral arms) to be $\Omega_p = 67$ km s⁻¹ kpc⁻¹, then corotation will be slightly beyond the ends of the bar, near the main spiral arms, at $r(\text{cor}) = 2.5 = 2.7$ kpc, in agreement with theoretical expectations (Contopoulos 1980). The outer Lindblad resonance (OLR) is at $r(\text{OLR}) = 4.8 = 5.2$ kpc (Fig. 14), near the radius of the maximum rotational velocity and of the outlying H II regions (§ Vc). The ratio $r(\text{OLR})/r(\text{cor}) = 1.92$ is in fair agreement with that expected from the simplest theoretical

prediction since for circular orbits and in the range where $V_r = V_M = \text{constant}$, $r(\text{OLR})/r(\text{cor}) = 1 + \sqrt{2}/2 = 1.7$. This follows from $\Omega = 1/r$ and $\kappa = \sqrt{2}/r$ if $V_r = 1$.

However, in a barred spiral the orbits near OLR are elongated (see, e.g., Sanders and Huntley 1976; Schwarz 1979, 1981), and departures from the simplest case are to be expected.

Because of the scarcity of observations at $r < 30''$, $\Omega(r)$ is too poorly determined to establish the presence or absence of an inner Lindblad resonance (ILR). The strong curvature of the dust lanes in the vicinity of the nucleus (Fig. 1) suggesting the presence of a resonance near $r(\text{ILR}) \approx 0.5$ (Kalnajs, private communication) would be consistent with the $\Omega - \kappa/2$ curve for a model having a small, massive spheroidal component.

VIII. NONAXISYMMETRIC DYNAMICAL MODELS

a) Oval Circulation Model

The nonaxisymmetric dynamics in M83 is dominated by the effects of the weak bar and the arms. The departures from the circular velocity field are expected to be symmetric with respect to the center of the galaxy if the bar and disk are concentric. These departures should appear as a Z-shaped (or S-shaped) pattern in the isoveLOCITY curves in the bar region produced by an oval circulation of the gas about the bar (see Roberts, Huntley, and Van Albada 1979; Peterson and Huntley 1980) and as wavelike deformations in the vicinity of the spiral arms (see Visser 1978, and references therein).

The effect of the bar can be modeled in a simple way by assuming that the gas circulates in the equatorial plane along streamlines following the equipotentials of the gravitational field (Prendergast 1964). This assumption is almost exact near corotation for a nearly axisymmetric potential, but becomes less valid when the curvature of the equipotentials is large and induces discontinuities and shocks in the gas (Sørensen, Matsuda, and Fujimoto 1976; Roberts, Huntley, and Van Albada 1979.)

We will assume here that the forcing induced by the rather weak and diffuse bar of M83 is below the critical level for shock formation, although we recognize that the dust lanes observed along and across the bar might be used as an argument to the contrary (Roberts 1979). However, if shocks are present, for example, in the prominent dust lanes following the concavity of the strong spiral arms, their apparent amplitude should be greatly reduced by the low resolution of our velocity maps, $15'' \approx 270 \text{ pc}$ for the unsmoothed data (Fig. 6) and $21'' \approx 376 \text{ pc}$ for the smoothed map (Fig. 7).

The hydrodynamical equations in cylindrical coordinates for the mean motion (including random motions) in a self-gravitating gaseous disk + bar system are given by Ogorodnikov (1965, eqs. [8.27] and [8.32]). For an isothermal gas the velocity dispersion tensor is diagonal

and reduces to $P_{rr} = P_{\theta\theta} = \mu c^2$ ($c = 10 \text{ km s}^{-1}$ is the velocity dispersion; the model is not very sensitive to its value). The hydrodynamical equations can be transformed to a coordinate system rotating with the constant angular velocity Ω of the bar. We assume that the motion is stationary in this frame. The equations become

$$\frac{\partial}{\partial r} \mu P + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \mu \Theta + \mu \frac{P}{r} = 0, \tag{3}$$

$$P \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\Theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{\Theta^2}{r} - 2\Theta\Omega = -c^2 \frac{\partial \ln \mu}{\partial r} + \frac{\partial U}{\partial r} + \Omega^2 r, \tag{4}$$

$$P \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\Theta}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} + \frac{P\Theta}{r} + 2P\Omega = -\frac{c^2}{r} \frac{\partial \ln \mu}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{r \partial \theta}, \tag{5}$$

where P and Θ are the radial and tangential velocities, μ and U the space density and potential, r and θ the cylindrical space coordinates. We now adopt a new coordinate system for the velocities and assume that the mean motion in the galactic plane is a circulation along oval streamlines making an angle α with the tangent to the circular orbits:

$$P = V \sin \alpha, \tag{6}$$

$$\Theta = V \cos \alpha. \tag{7}$$

The equation for azimuthal motion becomes

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{r} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \theta} - 1 - r^2 \sin^2 \alpha \frac{\partial \ln \mu}{r} - \sin \alpha \cos \alpha \frac{\partial \ln \mu}{\partial \theta} \right) \\ - 2V\Omega \cos \alpha = -c^2 \frac{\partial \ln \mu}{\partial r} + \frac{\partial U}{\partial r} + \Omega^2 r. \end{aligned} \tag{8}$$

The angle α is given by the curvature of the equipotentials:

$$\tan \alpha = -\frac{\partial U}{\partial \theta} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right)^{-1}. \tag{9}$$

The motion is then completely determined at each point: α is given by equation (9), V by equation (8). This model is not self-consistent because the equation for radial motion is not integrated and Bernoulli's theorem (conservation of energy per unit mass along a streamline) is not verified, but a model where the whole set of hydrodynamical equations is integrated numerically with the appropriate boundary conditions is not warranted at this stage.

The mass distribution model consists of an axisymmetric generalized Toomre disk of index $n = 0$ (§ VIIc),

TABLE 9
PARAMETERS FOR NONAXISYMMETRIC MODELS OF M83 AND NGC 253

Parameter	Value	
Disk:		
a_1 (kpc)	3.92	
b_1 (kpc)	0.588	
$\Omega_1 (10^{10} M_\odot)$	9.6	
Bar:		
a_2 (kpc)	4.0	
b_2 (kpc)	1.3	
$\Omega_2 (10^9 M_\odot)$	7.0 (M83)	9.6 (N253)
Angle to line of nodes	+10° (M83)	60° (N253)
Ω_p (km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	67 (M83)	67 (N253)
Spiral arms:		
Amplitude of forcing	0.2	
Pitch angle	15°	

of a bar made up of a prolate Perek spheroid of index $n = 2$ (de Vaucouleurs and Freeman 1972) and two logarithmic spiral arms starting at the ends of the bar. The adopted parameters are summarized in Table 9, together with those for NGC 253 which is very similar to M83 in many respects (§ IX). The model velocity fields are superposed on the observed fields in Figure 15a, b.

The streaming along the bar which causes strongly curved isovelocity lines just north of the nucleus of M83 is more pronounced than predicted by our model. Increasing the mass of the bar does not improve the fit because the angle between the bar and the line of nodes is small, and, consequently, the projections of the streaming velocities on the line of sight are also small. The main effect of a more massive bar is to pull the velocity maxima closer to the center.

Table 9B shows that the nonaxisymmetric model does not fully account for the residual velocities of Figure 12.

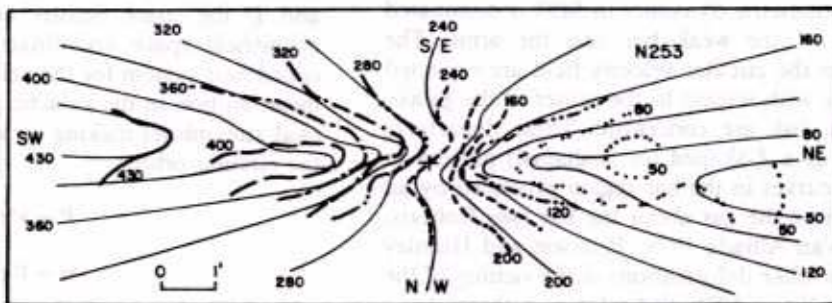


FIG. 15a

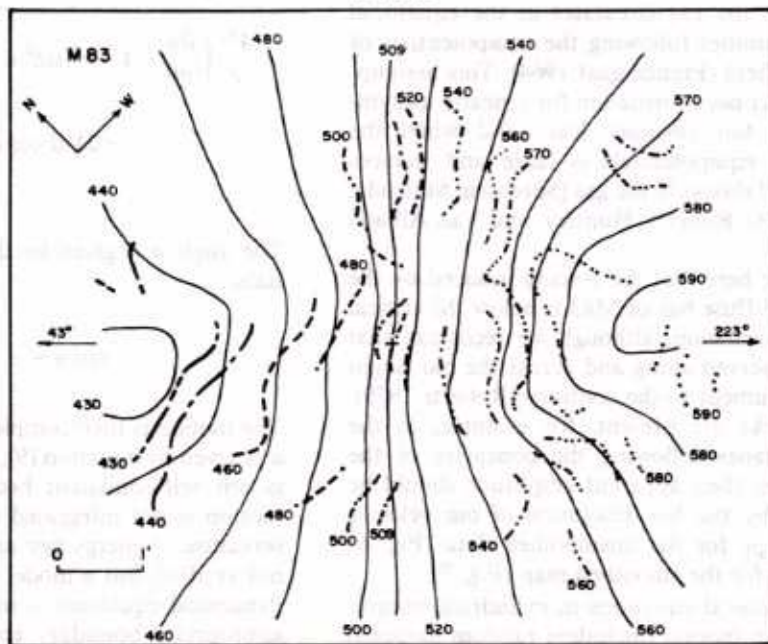


FIG. 15b

FIG. 15.—Observed and calculated isovelocity curves for adopted nonaxisymmetric models of (a) NGC 253 and (b) NGC 5236

TABLE 10
MEAN RESIDUAL VELOCITIES IN THE FOUR QUADRANTS OF M83*

Quadrant	N (points)	Axisymmetric Model 8	Nonaxisymmetric Model
NE.....	746	0.48 ± 1.09	1.28 ± 1.09
NW.....	615	0.77 ± 1.34	-0.32 ± 1.38
SE.....	332	-2.05 ± 1.31	0.23 ± 1.30
SW.....	1077	3.60 ± 0.97	2.55 ± 0.92
All.....	2770	1.37 ± 0.59	1.26 ± 0.58

*Velocities in km s^{-1} .

It mainly reduces them in the south. Note that the distortions predicted by this model are rather mild (Fig. 15). It may be that the basic assumptions of our simple model eliminate some important dynamical effects such as those of shocks. We do not believe that the residuals with respect to model 8 are the result of noisy data since systematic effects are clearly present in Table 10B and were detected in § Vd. Other explanations for these residuals will be considered below.

The model is more successful at reproducing the observed velocity field of NGC 253, which seems to have a stronger bar than M83 ($\mathcal{M}_2 \approx 0.10 \mathcal{M}_1$ instead of $0.07 \mathcal{M}_1$; see Table 9). The best fit was achieved with an angle of 60° between the bar and the line of nodes rather than the 70° quoted by Pence (1978); this angle is rather uncertain because of the high inclination, $i = 78.5^\circ$,

of NGC 253. A map of velocity residuals from this model for M83 is given in Figure 16.

The cosmic dispersion and accidental errors have been estimated as in Paper III (Table 10) from the mean deviations between model and observations. At $12''$ resolution the cosmic dispersion is $\sigma_1 = 9.8 \text{ km s}^{-1}$ (in good agreement with NGC 6503, Paper III) and the accidental error is $\sigma_2 = 18.5 \text{ km s}^{-1}$, also in good agreement with Paper III. For $\langle n \rangle = 6.4$, the average number of velocities per pixel, the mean error of the mean velocities is $\sigma_2 / \langle n \rangle^{1/2} = 7.3 \text{ km s}^{-1}$.

The main remaining disagreement between observed and calculated isoveLOCITIES in both cases is an asymmetry between the two halves of the galaxy: there seems to be a retrograde motion along the western arm of M83 and the NW arm of NGC 253. This effect might be due to velocity departures associated with interarm spurs, such as SS' in M83, localized warps or distortions, similar to the Gould belt in our Galaxy, and possibly transients induced by capture of H I satellites ("high velocity" clouds?).

Alternatively, this could also be interpreted in terms of vertical motion (out of the plane of the galaxy) which would produce radial velocities of the same sign on both sides of the nucleus near the minor axis. However, the z-motions predicted in shock fronts by the models of Tubbs (1980) are only of the order of a few km s^{-1} , while the observed residuals are of the order of 20 km s^{-1} .

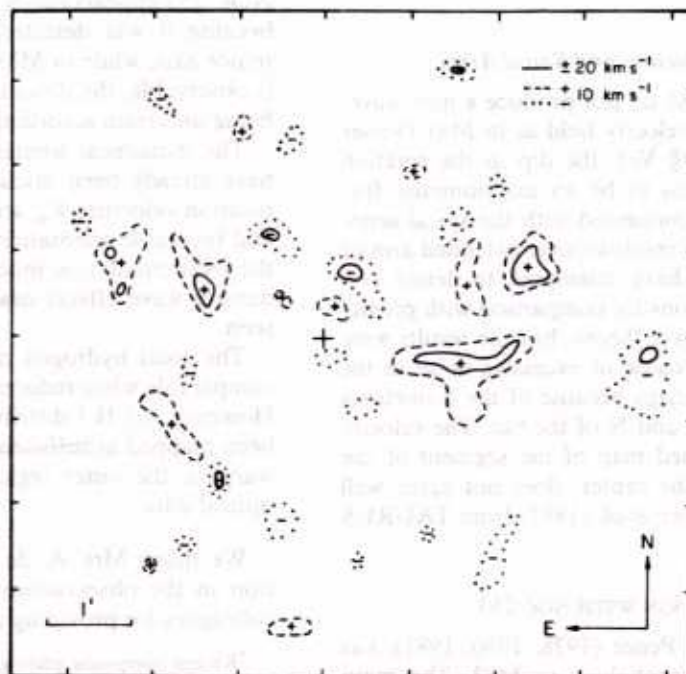


FIG. 16.—Map of velocity residuals from adopted nonaxisymmetric model

TABLE 11
 COMPARISON OF M83 AND NGC 253

Element	M83	NGC 253
Morphological type	SAB(s)c	SAB(s)c
Distance modulus μ_0	27.84	27.00
Distance Δ (Mpc)	3.7	2.5
Total B magnitude B_T	8.21	8.05
Corrected B magnitude B_T^0	7.84	6.55:
Absolute magnitude M_T^0	-20.00	-20.45:
log luminosity L_T/L_\odot	10.17	10.34
Effective semimajor axis a_e	2:56 = 2.76 kpc	7:1 = 5.13 kpc
Effective surface brightness $\mu_e(B)$	21.17	22.02
Spheroid parameters:		
a_e	18:37 = 0.33 kpc (V)	7:6 = 5.54 kpc (B) ^a
μ_e (mag arcsec ⁻²)	19.50 (V)	26.15 (B)
M_T^0	-17.50 (B)	-18.37 (B)
Central velocity dispersion (km s ⁻¹)	78	...
Old disk parameters:		
a_e	3:95 = 4.26 kpc	5:4 = 3.93 kpc
μ_e (mag arcsec ⁻²)	22.67 (B)	22.26 (B)
M_T^0	-19.90	-19.88
Maximum rotation velocity V_M (km s ⁻¹)	205	205
radius R_M	$\geq 200'' = 3.6$ kpc	$\geq 200'' = 2.4$ kpc
log total mass $\mathcal{M}_T/\mathcal{M}_\odot$	11.00	11.15
Mass-luminosity ratio $f_0(B)$	6.8	5.4
log neutral hydrogen mass $\mathcal{M}_H/\mathcal{M}_\odot$	9.51	9.32
Hydrogen mass fraction $\mathcal{M}_H/\mathcal{M}_T$	0.032	0.015

^aNot significant, see text.

Finally, the possibility of significant systematic errors of the order of 10–20 km s⁻¹ in small regions of the velocity map cannot be dismissed until new, independent observations of comparable precision have been obtained (see § VI).

b) Residual Velocities and Spiral Arms

The spiral arms of M83 do not produce a nice wave-like perturbation in the velocity field as in M81 (Visser 1978). As noted above (§ Vc), the dip in the rotation curve near $r = 160''$ seems to be an axisymmetric feature, hence not directly connected with the spiral arms. By averaging the velocity residuals over extended arcs of the two main arms we have attempted to detect systematic noncircular motions for comparison with predictions from the density wave theory, but the results were not significant, either because of excessive noise in the unsmoothed data, or perhaps because of the distortions and spurs in evidence W and N of the bar. The velocity pattern in the unsmoothed map of the segment of the SE arm, $\sim 2'-3'$ from the center, does not agree well with that reported by Allen *et al.* (1982) from TAURUS data.

IX. COMPARISON WITH NGC 253

NGC 253, studied by Pence (1978, 1980, 1981), has very nearly the same morphology as M83. The main photometric, kinematic, and physical parameters of the two galaxies are compared in Table 11. Most are very

similar, except where orientation differences introduce large corrections. For example, the internal extinction correction in NGC 253 is large and uncertain (see discussion by Pence 1980); the spheroidal component of NGC 253 appears much larger than that of M83, mainly because it was detected at low light levels along the minor axis, while in M83 only the bright nuclear region is observable, the decomposition into spheroid and disk being uncertain accordingly.³

The dynamical similarities between the two galaxies have already been discussed in § VIII. The maximum rotation velocities V_M are equal. The greater inclination and favorable orientation of the bar of NGC 253 reveals the oval circulation much better than in M83, but the density wave effects near the spiral arms are less well seen.

The total hydrogen masses of the two galaxies are comparable when reduced to the distances adopted here. However, the H I distribution in NGC 253 has not yet been mapped at sufficient resolution to detect a possible warp in the outer regions. None is indicated by the optical data.

We thank Mrs. A. de Vaucouleurs for her participation in the observations, Professor R. Talbot and his colleagues for providing us with a magnetic tape copy of

³Recent composite photographs of NGC 253 by Malin (1981) with the SRC 1.2 m Schmidt camera show that the faint envelope is not an extension of the small central spheroid, but is probably associated with the disk or is captured extragalactic material.

their photometric data, Dr. G. Comte for the communication in advance of publication of his velocity data at different resolutions, Dr. A. Kalnajs for some enlightening discussions on the dynamics of barred spirals, and Dr. M. Cr  ze for providing the funds which allowed two of the authors (G. V., W. P.) to visit Besançon observatory, where this paper was completed. The detailed

criticisms of a referee have also been most helpful and appreciated.

This work was supported in part by the National Science Foundation through grant AST 79-16335 to the University of Texas and by a grant of the Centre National de la Recherche Scientifique to Equipe de Recherche associée No. 07904 at Besançon Observatory.

REFERENCES

- Agüero, E. L. 1980, *Ap. Space Sc.*, **73**, 193.
 Allen, R. J., Atherton, P. D., Oosterloo, T. A., and Taylor, K. 1982, in *IAU Symposium 100, Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies* (Dordrecht: Reidel), in press.
 Bottinelli, L., and Gouguenheim, L. 1973, *Astr. Ap.*, **29**, 425.
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., and Paturel, G. 1981, *Astr. Ap. Suppl.*, **44**, 217.
 Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., and de Vaucouleurs, G. 1980, *Ap. J. (Letters)*, **242**, L153.
 ———. 1983, *Astr. Ap. Suppl.*, **118**, 4.
 Brandt, J. C., and Belton, M. J. S. 1962, *Ap. J.*, **136**, 352.
 Carranza, G. J. 1972, Ph.D. thesis, Universidad Nacional de Cordoba, Argentina.
 Carranza, G. J., and Agüero, E. L. 1978, in *1st Latin Am. Regional Astr. Meeting*, Vol. 3, ed. A. Gutierrez and H. Moreno (Santiago: Universidad Nacional de Chile).
 Comte, G. 1981, *Astr. Ap. Suppl.*, **44**, 441.
 Contopoulos, G. 1980, *Astr. Ap.*, **81**, 198.
 Davoust, E., and de Vaucouleurs, G. 1980, *Ap. J.*, **242**, 30 (Paper II).
 de Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, Vol. 53, ed. S. Flügge (Berlin: Springer-Verlag), p. 275.
 ———. 1974, in *IAU Symposium 58, The Formation and Dynamics of Galaxies*, ed. R. Shakeshaft (Dordrecht: Reidel), p. 335.
 ———. 1976, in *Le Monde des Galaxies* (Observ. de Besançon), p. 94.
 ———. 1979, *A. J.*, **84**, 1270.
 ———. 1981, *Sky and Tel.*, **62**, 406.
 de Vaucouleurs, G., and Caulet, A. 1982, *Ap. J. Suppl.*, **49**, 515 (Paper III).
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., and Corwin, H. 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Austin: University of Texas Press).
 de Vaucouleurs, G., and Freeman, K. C. 1972, *Vistas in Astronomy*, Vol. 14, ed. A. Beer (Oxford: Pergamon), p. 163.
 de Vaucouleurs, G., and Olson, D. 1982, *Ap. J.*, **256**, 346.
 de Vaucouleurs, G., and Pence, W. D. 1980, *Ap. J.*, **242**, 18 (Paper I).
 Elmegreen, D. M. 1980, *Ap. J.*, **242**, 528.
 Faber, S. M., and Jackson, R. E. 1976, *Ap. J.*, **204**, 668.
 H  non, M. 1959, *Ann. d'Ap.*, **22**, 126.
 Huchtmeier, W., and Bohnenstengel, H. D. 1981, *Astr. Ap.*, **100**, 72.
 Jensen, E. B., Talbot, R. J., and Dufour, R. J. 1981, *Ap. J.*, **243**, 716.
 Kennicutt, R. 1981, *A. J.*, **86**, 1847.
 Lewis, B. M. 1968, *Ap. J.*, **239**, 54.
 Malin, D. F. 1981, *Sky and Tel.*, **62**, 216.
 Monnet, G., and Simien, F. 1977, *Astr. Ap.*, **56**, 173.
 Ogorodnikov, K. F. 1965, in *Dynamics of Stellar Systems* (New York: Pergamon), p. 251.
 Pence, W. D. 1978, *Univ. Texas Pub. Astr.*, No. 14, p. 1.
 ———. 1980, *Ap. J.*, **239**, 54.
 ———. 1981, *Ap. J.*, **247**, 473.
 Perek, L. 1962, in *Advances in Astronomy and Astrophysics*, Vol. 1, ed. Z. Kopal (New York: Academic), p. 165.
 Peterson, C. J., and Huntley, J. M. 1980, *Ap. J.*, **242**, 913.
 Peterson, C. J., Rubin, V. C., Ford, W. K., and Thonnard, N. 1978, *Ap. J.*, **219**, 31.
 Prendergast, K. H. 1964, *A. J.*, **69**, 147.
 Roberts, W. W. 1979, in *Photometry, Kinematics, and Dynamics of Galaxies*, ed. D. S. Evans (Austin: Dept. Astr. Univ. Texas), p. 461.
 Roberts, W. W., Huntley, J. M., and van Albada, E. D. 1979, *Ap. J.*, **233**, 67.
 Roberts, W. W., Roberts, M. S., and Shu, F. H. 1975, *Ap. J.*, **196**, 381.
 Rogstad, D. H., Lockhart, I. A., and Wright, M. C. H. 1974, *Ap. J.*, **193**, 309.
 Sandage, A. 1961, *Hubble Atlas of Galaxies* (Carnegie Inst. Washington Pub., No. 618).
 ———. 1975, in *Stars and Stellar Systems*, Vol. 9, *Galaxies and the Universe*, ed. by A. Sandage, M. Sandage, and J. Kristian (Chicago: University of Chicago Press), p. 1.
 Sanders, R. H., and Huntley, J. M. 1976, *Ap. J.*, **209**, 53.
 Schwarz, M. 1979, Ph.D. thesis, Australian National University.
 ———. 1981, *Ap. J.*, **247**, 77.
 Sersic, J. L. 1968, *Atlas de Galaxias Australes* (Cordoba Obs., Argentina).
 Sørensen, S. A., Matsuda, T., and Fujimoto, M. 1976, *Astr. Sp. Sci.*, **43**, 491.
 Talbot, R. J., Jensen, E. B., and Dufour, R. J. 1979, *Ap. J.*, **229**, 91.
 Toomre, A. 1963, *Ap. J.*, **138**, 385.
 Tubbs, A. 1980, *Ap. J.*, **239**, 882.
 Tully, R. B. 1974, *Ap. J. Suppl.*, **27**, 415.
 Visser, H.C.D. 1978, Ph.D. thesis, Groningen University.
 Whitmore, B.C., Kirshner, R.P., and Schechter, P. 1979, *Ap. J.*, **234**, 68.

E. DAVOUST: Observatoire, 41 bis Avenue de l'Observatoire, 25000 Besançon, France

G. DE VAUCOULEURS: Department of Astronomy, University of Texas, Austin, TX 78712

W. D. PENCE: Anglo-Australian Observatory, Epping, N.S.W. 2121, Australia



FIG. 1.—Electronograph of M83 by P. Griboval with McDonald Observatory 76 cm reflector at //14 Cassegrain focus (50 kV, 90 minutes B filter, 1979 March 1)

DE VAUCOULEURS *et al.* (see page 18)

**ORBITES PERIODIQUES DANS UN POTENTIEL
GALACTIQUE A DEUX DIMENSIONS**

Résumé

Nous utilisons la méthode analytique de Lindstedt pour faire un inventaire des familles d'orbites périodiques dans un potentiel galactique à deux dimensions dû à Contopoulos (1960). Nous examinons le cas général de résonance orbitale et son voisinage; deux cas particuliers, les résonances 1:1 et 2:1, font l'objet d'un traitement à part. Le présent article constitue une synthèse et une extension de travaux antérieurs sur ce potentiel, au voisinage du cas intégrable.

Plan

1. Introduction	179
2. Travaux antérieurs sur ce potentiel	180
3. Orbites périodiques, méthode de Lindstedt	182
4. La résonance 2:1	187
5. La résonance 1:1	188
6. Voisinage de la résonance, cas général	189
7. Voisinage de la résonance 2:1	191
8. Voisinage de la résonance 1:1	192
Conclusion	193
Remerciements	193
Bibliographie	194
Tableaux	195

La traduction en anglais de ce chapitre est parue dans
Celestial Mechanics, 31, 303-315, 1983.

1. INTRODUCTION.

Pour l'étude des orbites périodiques planes une galaxie peut être considérée en première approximation comme un système dynamique à deux degrés de liberté. A ce titre les nombreuses études théoriques de ces systèmes faites jusqu'à présent peuvent avoir des applications en dynamique galactique dans la mesure où le potentiel correspondant ressemble à celui d'une galaxie.

Le problème restreint des trois corps est certainement le système qui a reçu le plus d'attention et des comportements orbitaux dans le champ de force de deux galaxies en interaction [1] ou d'une galaxie subissant une éjection [2] ont été étudiés dans ce cadre.

Pour étudier le problème de la troisième intégrale dans une galaxie Contopoulos [3] et Hénon et Heiles [4] ont adopté des potentiels fort simples, sans force de Coriolis ni singularités, constitués d'un oscillateur harmonique à deux dimensions avec des perturbations cubiques. Ces deux systèmes, malgré leur apparente simplicité, se sont révélés très féconds pour la dynamique théorique et ont fait l'objet de nombreuses études ultérieures. Le mouvement dans un tel système peut être celui d'une étoile dans le plan méridien tournant d'une galaxie au voisinage de l'orbite circulaire ou encore dans le plan équatorial d'une galaxie ne possédant pas de symétrie axiale.

Dans ce qui suit nous allons étudier les orbites périodiques dans le potentiel de Contopoulos [3] :

$$U = \frac{1}{2}(Ax^2 + By^2) - 2 \epsilon xy^2 \quad (1)$$

par la méthode de Lindstedt dans les cas de résonance (lorsque \sqrt{A} et \sqrt{B} sont commensurables). Nous allons donner la structure globale de l'ensemble des familles d'orbites périodiques régulières dans ce système et une forme analytique approximative des solutions périodiques, retrouvant à l'occasion des résultats déjà connus, obtenus empiriquement ou analytiquement dans certains cas particuliers de résonance.

2. TRAVAUX ANTERIEURS SUR CE POTENTIEL.

Contopoulos et ses collaborateurs ont publié de nombreuses études ([3], [5] à [21]) sur le système (1) pour cinq cas de résonances simples et leur voisinage, au moyen de la troisième intégrale* et de calculs numériques. Ils ont aussi développé la théorie de la stabilité pour cette classe de systèmes dynamiques. Les renvois bibliographiques pour les détails des études réalisées à chaque résonance sont rassemblés dans le tableau 1.

Whittaker [22] a montré qu'il est possible dans un système dynamique à deux degrés de liberté de construire une deuxième intégrale*

* Le terme "troisième intégrale" a survécu aux premières applications de ce potentiel à la recherche d'une troisième intégrale (outre l'énergie et le moment angulaire par rapport à l'axe de rotation) dans notre Galaxie.

formelle du mouvement qu'il appelle intégrale adelphique et notée ψ par la suite, par des développements en séries dont on ne peut pas assurer qu'elles sont convergentes. Les cas de résonances introduisent de petits diviseurs et nécessitent un traitement particulier [5], [13]. L'intégrale adelphique peut être utilisée avec l'intégrale d'énergie E pour déterminer analytiquement la forme approchée des courbes invariantes dans les surfaces de section. On élimine \dot{y} entre E et ψ et on pose $y = 0$. L'équation $f(x, \dot{x}) = 0$ représente les courbes invariantes tracées dans un plan (x, \dot{x}) lorsque l'orbite intersecte le plan $y = 0$. Ces deux intégrales avec le Jacobien

$$J = \frac{\partial \psi}{\partial \dot{x}} \dot{y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \dot{x} = 0$$

permettent en outre de trouver l'enveloppe des orbites, ainsi que l'équation approchée des orbites périodiques [3]. Une autre méthode pour obtenir ces limites ne nécessitant pas la troisième intégrale a été proposée par Yakimov [23] et appliquée au potentiel (1).

La méthode de normalisation de Birkhoff a permis à Sanders et Verhulst [24] d'obtenir des équations analytiques approchées pour les orbites périodiques dans ce potentiel à une résonance quelconque, et à Presler [25] d'étudier la résonance 2:1, les orbites périodiques et leur stabilité.

Presler [25] et Presler et Broucke [26], [27] ont utilisé la méthode de Lindstedt pour étudier la résonance 1:1 et son voisinage, toujours dans le potentiel (1). Ces derniers ont vérifié leurs résultats analytiques par une recherche numérique d'orbites périodiques et de leur stabilité. C'est cette méthode que nous avons suivie; nous avons adopté un formalisme différent qui permet une discussion concise et complète du cas général d'une résonance quelconque et de son voisinage.

Ces trois méthodes analytiques ne permettent d'étudier que les orbites "régulières" (terme dû à Contopoulos [14]) qui peuvent être suivies jusqu'au système non perturbé ($\epsilon = 0$). Les orbites irrégulières, indépendantes des précédentes et qui n'existent que dans le système perturbé (en général pour de fortes perturbations) ne peuvent actuellement être obtenues que par des recherches numériques, à une exception près [21].

(3)
(4)

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -\frac{\partial H}{\partial x} \\ \dot{y} &= \frac{\partial H}{\partial y} \end{aligned}$$

3. ORBITES PERIODIQUES, METHODE DE LINDSTEDT.

Les équations du mouvement correspondant au potentiel (1) sont:

$$\left. \begin{aligned} x'' + Ax &= \epsilon y^2 e \\ y'' + By &= 2 \epsilon x y e \end{aligned} \right\} (2)$$

où " " désigne la dérivée par rapport au temps t et ϵ est un petit paramètre qui indique que les seconds membres sont des perturbations du premier ordre. Par la suite ϵ servira uniquement à ordonner les termes de même ordre de grandeur. A la fin des calculs nous poserons simplement $\epsilon = 1$.

A l'ordre zéro la solution générale de (2) est une combinaison d'oscillations harmoniques en x et y de "fréquences" respectives \sqrt{A} et \sqrt{B} . Pour que cette solution soit périodique, il faut que les deux fréquences soient commensurables; dans ce cas nous dirons qu'il y a résonance entre les mouvements projetés suivant les deux axes. Nous posons $\sqrt{A} = wm$ et $\sqrt{B} = wn$ où m et n sont des entiers premiers entre eux. La solution générale est alors elle-même périodique, de fréquence w .

La méthode de Lindstedt consiste à rechercher une solution périodique du système perturbé (2) dont la fréquence Ω est voisine de w . Pour cela nous développons les variables x et y , mais aussi Ω en séries de puissances du paramètre ϵ .

$$\Omega^2 = w^2(1 + \phi_1 \epsilon + \phi_2 \epsilon^2 + \phi_3 \epsilon^3 + \dots)$$

$$x = x_0 + x_1 \epsilon + x_2 \epsilon^2 + x_3 \epsilon^3 + \dots$$

$$y = y_0 + y_1 \epsilon + y_2 \epsilon^2 + y_3 \epsilon^3 + \dots$$

Les ϕ_i sont des constantes, les x_i et y_i sont des fonctions périodiques de t . Nous éliminons Ω des termes trigonométriques par le changement de variable $\tau = \Omega t$; nous notons " " la dérivée par rapport à τ . Enfin nous posons $p = \epsilon/w^2$.

En remplaçant les variables et la fréquence par les développements ci-dessus dans (2) nous obtenons un système d'équations différentielles à chaque ordre en ϵ .

à l'ordre zéro:

$$\ddot{x}_0 + m^2 x_0 = 0 \tag{3}$$

$$\ddot{y}_0 + n^2 y_0 = 0 \tag{4}$$

à l'ordre un:

$$\ddot{x}_1 + m^2 x_1 = -\phi_1 \ddot{x}_0 + p y_0^2 \quad (5)$$

$$\ddot{y}_1 + n^2 y_1 = -\phi_1 \ddot{y}_0 + 2p x_0 y_0 \quad (6)$$

à l'ordre deux:

$$\ddot{x}_2 + m^2 x_2 = -\phi_2 \ddot{x}_0 - \phi_1 \ddot{x}_1 + 2p y_0 y_1 \quad (7)$$

$$\ddot{y}_2 + n^2 y_2 = -\phi_2 \ddot{y}_0 - \phi_1 \ddot{y}_1 + 2p(x_0 y_1 + x_1 y_0) \quad (8)$$

et ainsi de suite.

Nous adoptons les solutions suivantes pour le système d'ordre zéro:

$$x_0 = a \cos(m\tau + \theta_1) \quad (9)$$

$$y_0 = b \cos(n\tau + \theta_2) \quad (10)$$

et nous remplaçons x_0 et y_0 par leur valeur dans le système d'ordre un. Pour que ce système et les systèmes d'ordre supérieur en e admettent des solutions périodiques nous devons y annuler à tous les ordres les termes qui donneraient lieu à des termes séculaires dans les solutions, c'est à dire les termes en $\cos m\tau$ et $\sin m\tau$ dans les équations en x et $\cos n\tau$ et $\sin n\tau$ dans celles en y . Cette élimination conduit à des équations de conditions à chaque ordre en e . Ces équations fournissent des relations entre les amplitudes a et b et les corrections en fréquence ϕ_i ainsi qu'entre les phases θ_1 et θ_2 et permettent de discuter de l'existence des familles d'orbites périodiques. Ces familles sont des familles à un paramètre. Si nous prenons a comme paramètre, les deux équations de conditions au deuxième ordre (sauf pour le cas $m = 2n$) nous donnent b et ϕ_2 en fonction de a . Aux ordres supérieurs il y a en général deux équations de conditions mais une seule inconnue ϕ_i . Il est alors nécessaire d'ajouter à l'une des solutions particulières x_{i-1} ou y_{i-1} la solution générale de l'équation sans second membre correspondante, soit $x_{i-1} = c \cos(m\tau + \theta_1)$ par exemple. En outre, comme nous l'expliquons plus loin, nous obtenons à un ordre qui dépend de la résonance considérée une relation entre les phases qui définit complètement l'ensemble des familles à cette résonance.

Pour obtenir les équations de conditions au premier ordre nous devons distinguer deux cas: le cas $m = 2n$ qui sera discuté au §4 et le cas général. Dans ce dernier cas les équations de conditions impliquent $\phi_1 = 0$; l'énumération des familles d'orbites périodiques est reportée au deuxième ordre. Les solutions périodiques au premier ordre sont alors:*

$$x_1 = - \frac{pb^2}{2(4n^2 - m^2)} \cos(2n\tau + 2\theta_2) + \frac{pb^2}{2m^2} \quad (11)$$

$$y_1 = - \frac{pab}{m(m+2n)} \cos[(m+n)\tau + \theta_1 + \theta_2] - \frac{pab}{m(m-2n)} \cos[(m-n)\tau + \theta_1 - \theta_2] \quad (12)$$

Nous remplaçons x_1 et y_1 par leur valeur dans les équations (7) et (8). Un nouveau cas particulier de résonance doit être distingué du cas général à cet ordre, le cas $m = n$ qui sera étudié au §5. Dans le cas général les équations de conditions sont:

$$a \left[\phi_2 m^2 - p^2 b^2 \left(\frac{1}{m(m+2n)} + \frac{1}{m(m-2n)} \right) \right] = 0 \quad (13)$$

$$b \left[\phi_2 n^2 - p^2 a^2 \left(\frac{1}{m(m+2n)} + \frac{1}{m(m-2n)} \right) + p^2 b^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{2(4n^2 - m^2)} \right) \right] = 0 \quad (14)$$

Les différentes solutions possibles pour les amplitudes et la correction en fréquence conduisent à deux cas, suivant que a est nul ou non. Le cas $b = 0$ correspond à une oscillation harmonique le long de l'axe des x , solution triviale qui ne sera pas mentionnée par la suite.

1) $a = 0$. Orbite périodique centrale. Cette famille est due à la symétrie du potentiel en y . Elle apparaît à toutes les résonances et même en dehors des résonances parce que la solution x_0 est nulle et la fréquence m n'apparaît dans aucun terme trigonométrique, seulement dans les amplitudes. C'est une oscillation parabolique (à l'ordre un) le long de l'axe des y au voisinage de $x = 0$. Sa concavité est tournée vers les x négatifs pour $m < 2n$ et vers les x positifs pour $m > 2n$. (Voir [6], fig. 2 et appendice). Nous verrons au §4 que les deux familles d'orbites périodiques sont présentes simultanément à la résonance $m = 2n$ et dans son voisinage. Contopoulos ([6], eq. 13 et A29)

* Il n'est pas nécessaire d'ajouter à cette solution particulière la solution générale de l'équation sans second membre parce que les constantes dans (9) et (10) sont encore arbitraires.

et Yakimov ([23], eq. 14) donnent l'équation de cette orbite à l'ordre un en p . Nous pouvons retrouver cette équation en éliminant le temps entre (10) et (11).

$$x_1 = \frac{p(2n^2 b^2 - m^2 y_0^2)}{m^2(4n^2 - m^2)} \quad (15)$$

Contopoulos [6], [21] note que cette équation n'est pas exacte au premier ordre en p pour la résonance 4:1. Il se trouve que l'addition de la solution générale en x aux ordres supérieurs en e introduit des termes de l'ordre de p dans ce cas particulier.

2) $a \neq 0$. Deux familles (au moins) d'orbites périodiques résonantes. Une orbite périodique effectue m oscillations en x et n en y en une période. La relation entre les amplitudes à l'ordre zéro est:

$$a^2 = \frac{3m^2 - 4n^2}{4m^2} b^2 \quad (16)$$

elle correspond à deux familles distinctes suivant que a et b sont de même signe ou de signe opposé. Cette relation a été obtenue par Sanders et Verhulst [24]; elle est vérifiée par les résultats de Contopoulos à la résonance 4:1 ([6], §6) et à la résonance 4:3 ([14], §3). Ces orbites périodiques ne peuvent exister à la résonance que si $3m^2 - 4n^2 > 0$. Contopoulos ([8], [11]) trouve empiriquement qu'elles ne semblent pas exister pour $m/n < 1$. La limite exacte est obtenue par Contopoulos ([14], eq.11) à partir de la notion de nombre de rotation. Sanders et Verhulst démontrent ce résultat par une transformation de Birkhoff du Hamiltonien correspondant ([24], lemme 1).

Les familles résonantes ne sont complètement déterminées qu'avec une relation entre les phases θ_1 et θ_2 . Pour l'obtenir il faut pousser les calculs à un ordre plus élevé, jusqu'à ce qu'une combinaison de fréquences $(rm - sn)$ dans les termes trigonométriques soit égale à $\pm m$ dans une équation du mouvement en x ou à $\pm n$ dans l'équation correspondante en y . Les coefficients de ces termes doivent alors être nuls pour éliminer les termes séculaires dans les solutions. On obtient des équations de conditions du type:

$$X \cos \theta_1 + Y \cos(r\theta_1 - s\theta_2) = 0$$

$$X \sin \theta_1 + Y \sin(r\theta_1 - s\theta_2) = 0$$

} (17)

dont la solution est $\sin(r-1)\theta_1 - s\theta_2 = 0$, soit $(r-1)\theta_1 = s\theta_2 + k\pi$
 Ces relations peuvent fractionner une famille en plusieurs familles distinctes. Le tableau 2 donne les relations obtenues pour quelques résonances simples.

L'intégration de (7) et (8) conduit aux solutions périodiques au deuxième ordre:

$$x_2 = \frac{p^2 ab^2}{4mn(m+2n)(m+n)} \cos \left[(m+2n)\tau + \theta_1 + 2\theta_2 \right] - \frac{p^2 ab^2}{4mn(m-2n)(m-n)} \cos \left[(m-2n)\tau + \theta_1 - 2\theta_2 \right] \quad (18)$$

$$y_2 = \frac{p^2 a^2 b}{4m^2(m+2n)(m+n)} \cos \left[(2m+n)\tau + 2\theta_1 + \theta_2 \right] + \frac{p^2 a^2 b}{4m^2(m-2n)(m-n)} \cos \left[(2m-n)\tau + 2\theta_1 - \theta_2 \right] \\ + \frac{p^2 b^3}{16n^2(4n^2 - m^2)} \cos(3n\tau + 3\theta_2) \quad (19)$$

Pour l'orbite périodique centrale x_2 est nul et y_2 se réduit à un seul terme.

La poursuite des calculs aux ordres supérieurs devient rapidement fastidieuse, à moins d'adopter des valeurs numériques pour les différents paramètres et d'avoir recours à des méthodes automatisées de manipulations algébriques. L'intérêt de la méthode de Lindstedt est de permettre une description de l'ensemble des familles d'orbites périodiques et de produire des solutions périodiques approximatives. L'intégration numérique des équations du mouvement (2) permet ensuite d'obtenir rapidement des solutions périodiques très précises ainsi que leurs propriétés de stabilité. Ceci est vrai pour les autres méthodes analytiques: Contopoulos et ses collaborateurs (voir tableau 1) complètent leurs analyses des différents cas de résonances au moyen de la troisième intégrale par des recherches numériques d'orbites périodiques. Ils se limitent cependant à celles qui intersectent l'axe des y perpendiculairement.

4. LA RESONANCE 2:1.

C'est la seule résonance qui apparaît au premier ordre de la perturbation. Dans ce cas le système d'équations de conditions est:

$$4\phi_1 a n^2 \cos\theta_1 + \frac{pb^2}{2} \cos 2\theta_2 = 0 \quad (20)$$

$$\phi_1 b n^2 \cos\theta_2 + p a b \cos(\theta_1 - \theta_2) = 0 \quad (21)$$

et des équations identiques dans les sinus.

Si \underline{a} est nul, \underline{b} est nul: c'est le point d'équilibre à l'origine.

Comme le note Contopoulos ([6], [21]) il n'y a pas d'orbite périodique centrale.

Lorsque \underline{a} et \underline{b} ne sont pas nuls, nous obtenons la condition

$$\sin(\theta_1 - 2\theta_2) = 0, \text{ soit } \theta_1 = 2\theta_2 + k\pi \quad (22)$$

La relation entre les amplitudes est $b^2 = 8a^2$. Nous pouvons éliminer le temps entre x_0 et y_0 pour obtenir l'équation de l'orbite à l'ordre zéro:

$$x_0 = \pm a(2y_0^2/b^2 - 1) \quad (23)$$

Cette équation est identique aux équations (C21) et (C22) de [6]. Il y a donc deux familles d'orbites périodiques qui, à l'ordre zéro, sont deux arcs de parabole symétriques par rapport à l'axe des y. Il s'agit là du cas limite lorsque $m = 2n$ d'orbite périodique centrale discuté au § précédent. A la résonance 2:1 les familles d'orbites périodiques résonantes et l'orbite périodique centrale sont confondues.

5. LA RESONANCE 1:1.

La résonance 1:1 est un cas particulier qui apparait dans la résolution des équations différentielles du mouvement au deuxième ordre (7) et (8). Les équations de condition dans ce cas sont:

$$(a\phi_2 m^2 + \frac{2p^2 ab^2}{3m^2}) \cos\theta_1 + \frac{p^2 ab^2}{m^2} \cos(2\theta_2 - \theta_1) = 0 \quad (24)$$

$$(b\phi_2 m^2 + \frac{2p^2 a^2 b}{3m^2} + \frac{5p^2 b^3}{6m^2}) \cos\theta_2 + \frac{p^2 a^2 b}{m^2} \cos(2\theta_1 - \theta_2) = 0 \quad (25)$$

ainsi que deux équations identiques en sinus. La discussion des solutions de ces équations permet de dénombrer trois cas.

1) $a = 0$. L'orbite périodique centrale. Une oscillation le long de l'axe des y qui aux ordres suivants devient parabolique, avec la concavité tournée vers les x négatifs. C'est l'orbite $C'_2 C'_4$ de la Fig.6 de [7], et le cas 2 de [26].

2) $\theta_1 = \theta_2$. Une oscillation linéaire oblique, qui reste linéaire aux ordres suivants, et qui se subdivise en deux familles suivant le signe de la pente. Ce sont les orbites P_1 et P_2 de la fig. 6 de [7] et les cas 5 et 6 de [26]. Contopoulos et Zikides [20] ont montré que l'équation de ces orbites est $y = \pm x \sqrt{2}$; ils ont aussi étudié numériquement la stabilité et les bifurcations de cette famille.

3) $\theta_1 = \theta_2 \pm \frac{\pi}{2}$. Une circulation elliptique qui se subdivise aussi en deux familles suivant le sens de la circulation. C'est l'orbite $P_3 P_4$ de la fig. 6 de [7]. L'équation de l'orbite à l'ordre zéro est donnée par l'équation (89) de [7]. Ce sont les cas 3 et 4 de [26].

Les cas 1) et 3) ont été étudiés en détail par Presler et Broucke [26]: développement des équations des orbites à l'ordre 8, vérification numérique et détermination numérique de la stabilité. Nous renvoyons à cet article pour plus de détails sur cette résonance.

6. VOISINAGE DE LA RESONANCE, CAS GENERAL.

Dans ce qui précède nous avons déterminé l'existence et la forme approximative des orbites périodiques aux résonances. Cependant, comme le note Contopoulos [6], les phénomènes de résonance sont une propriété de la région de résonance et non pas de la résonance exacte. La méthode de Lindstedt permet aussi d'étudier le voisinage des résonances. Pour cela nous introduisons un petit paramètre α qui désaccorde les fréquences:

$$\frac{A}{B} = \frac{m^2}{n^2} + \alpha$$

Au voisinage de la résonance 2:1, étudié au §7, α est une perturbation du premier ordre et affecté du coefficient e . Au voisinage de toutes les autres résonances α est une perturbation du deuxième ordre et affecté du coefficient e^2 . En cela le potentiel (1) se distingue des potentiels harmoniques avec des perturbations de puissance quatre [28] et probablement aussi des potentiels avec des perturbations cubiques plus générales.

Nous étudions maintenant le voisinage de la résonance dans le cas général. La perturbation intervient dans l'équation différentielle en x au deuxième ordre (7); celle-ci devient:

$$\ddot{x}_2 + m^2 x_2 = -\phi_2 \ddot{x}_0 - \phi_1 \ddot{x}_1 + 2p y_0 y_1 - \alpha x_0 \quad (26)$$

L'équation correspondante en y (8) et les solutions au premier ordre (11) et (12) ne sont pas modifiées. L'équation de conditions (13) doit être remplacée par

$$a \left[\phi_2 m^2 - \alpha - p^2 b^2 \left(\frac{1}{m(m+2n)} + \frac{1}{m(m-2n)} \right) \right] = 0 \quad (27)$$

alors que l'équation (14) reste valable.

Pour $a = 0$ nous retrouvons l'orbite périodique centrale, inchangée.

Pour les familles résonantes la relation entre les amplitudes devient:

$$a^2 - \frac{\alpha n^2}{2p^2 m^2} (m^2 - 4n^2) = b^2 \frac{(3m^2 - 4n^2)}{4m^2} \quad (28)$$

Comme pour la résonance exacte deux cas sont à considérer.

1) $3m^2 - 4n^2 < 0$. Les familles résonantes n'existent pas à la résonance. Elles apparaissent pour une valeur de α suffisamment négative, c'est à dire pour A/B en dessous de la résonance. C'est bien ce qui est constaté au voisinage de la résonance 2:3 ([6], [13], [19], [20]). La bifurcation avec la famille périodique centrale a lieu lorsque $a = 0$, soit:

$$\alpha = \frac{p^2 b^2 (3m^2 - 4n^2)}{2n^2 (4n^2 - m^2)}$$

La bifurcation avec l'oscillation harmonique horizontale a lieu lorsque $b = 0$, soit:

$$\alpha = \frac{2p^2 m^2 a^2}{n^2} (m^2 - 4n^2)$$

Ces deux bifurcations existent tant que les familles résonantes existent; elles ont lieu en dehors du point d'équilibre.

2) $3m^2 - 4n^2 > 0$. Les familles résonantes existent à la résonance. Si $m > 2n$ elles disparaissent pour A/B au dessus de la résonance. Dans ce cas la bifurcation avec l'orbite périodique centrale a lieu pour A/B en dessous de la résonance seulement, comme le constate Contopoulos [21] pour la résonance 4:1. La bifurcation avec l'oscillation harmonique horizontale a au contraire lieu au dessus de la résonance. Si $2n/\sqrt{3} < m < 2n$ les familles résonantes disparaissent pour A/B au dessous de la résonance. La bifurcation avec l'orbite périodique centrale a lieu pour A/B au dessus de la résonance; c'est ce que trouvent Contopoulos et Michaelidis [20] pour la résonance 4:3. Enfin la bifurcation avec l'oscillation harmonique horizontale a lieu dans ce cas en dessous de la résonance.

Les équations (11) de Contopoulos [14] et (19) de Sanders et Verhulst [24] leur permettent une discussion de l'existence des orbites périodiques au voisinage des résonances assez semblables à la notre. L'équation (19) de [24] est une relation entre les amplitudes approximatives du mouvement (obtenues par une moyenne temporelle ad hoc en espace angle-action), elle est limitée aux termes en ε^2 . L'équation (11) de [14] est un rapport entre les fréquences approximatives d'oscillation le long des deux axes (aussi limitée à ε^2). Notre équation (28) est une relation exacte entre les amplitudes d'ordre zéro d'oscillation. Ces trois relations ne sont plus valables si ε n'est pas petit par rapport à l'unité.

7. VOISINAGE DE LA RÉSONANCE 2:1.

Le voisinage de la résonance 2:1 introduit une perturbation au premier ordre en ϵ : les équations (3), (4) et (6) ne sont pas modifiées; les équations (5) et (7) deviennent:

$$\ddot{x}_1 + m^2 x_1 = -\phi_1 \ddot{x}_0 + p y_0^2 - \alpha x_0 \quad (29)$$

$$\ddot{x}_2 + m^2 x_2 = -\phi_2 \ddot{x}_0 - \phi_1 \ddot{x}_1 + 2p y_0 y_1 - \alpha x_1 \quad (30)$$

Les équations de condition en x au premier ordre deviennent:

$$(4\phi_1 a n^2 - \alpha a) \cos \theta_1 + \frac{pb^2}{2} \cos 2\theta_2 = 0 \quad (31)$$

et une équation identique en sinus. Les équations (21) en y restent valables. La discussion des solutions de ces équations est analogue à celle du §4: nous obtenons à nouveau la condition (22) et l'éq. (23). Par contre la relation entre les amplitudes devient

$$b^2 = 8a^2 + \frac{2\alpha a}{p}$$

Les orbites résonantes au voisinage de la résonance 2:1 sont toujours des arcs de parabole à l'ordre zéro, mais pour A/B en dessous de la résonance (α assez négatif) l'orbite dont la concavité est tournée vers les x positifs disparaît, alors que pour A/B au-dessus de la résonance c'est l'autre orbite qui disparaît. A mesure qu'on s'approche d'une autre résonance l'orbite restante devient l'orbite périodique centrale. L'orientation de cette orbite concorde avec ce que nous avons trouvé dans le cas d'une résonance quelconque exacte. Nous pouvons donc confirmer que l'orbite périodique centrale existe à toutes les résonances et leur voisinage.

8. VOISINAGE DE LA RESONANCE 1:1.

Le voisinage de la résonance dans le cas 1:1 comme dans le cas général introduit une perturbation au deuxième ordre dans les solutions à la résonance. Les équations différentielles du mouvement à l'ordre zéro (3) et (4) et à l'ordre un (5) et (6) et leurs solutions respectives (9) à (12) ne sont pas modifiées. C'est la relation entre les amplitudes, obtenue au deuxième ordre, qui change. L'équation de condition au deuxième ordre en x devient:

$$(m^2\theta_2 - \alpha + \frac{2p^2b^2}{3m^2})\text{acos}\theta_1 + \frac{p^2ab^2}{m^2} \cos(2\theta_2 - \theta_1) = 0 \quad (32)$$

et une équation semblable en sinus. Les équations en y (25) restent valables.

L'orbite périodique centrale n'est pas modifiée.

La famille d'oscillations linéaires n'est plus linéaire aux ordres plus élevés. La relation entre les amplitudes à l'ordre zéro est:

$$b^2 = 2a^2 + \frac{6\alpha m^2}{5p^2}$$

La bifurcation entre cette famille et la famille d'oscillations harmoniques horizontales (lorsque $b = 0$) n'a pas lieu au point d'équilibre.

Dans la famille de circulations ovales, la relation entre les amplitudes devient:

$$b^2 = \frac{2a^2}{7} - \frac{6\alpha m^2}{7p^2}$$

La bifurcation entre cette famille et la famille périodique centrale (lorsque $a = 0$) a également lieu en dehors du point d'équilibre.

CONCLUSION.

Nous avons étudié les familles d'orbites périodiques dans un système dynamique voisin d'un système intégrable par la méthode de Lindstedt. Outre la famille d'oscillations harmoniques horizontales, il apparait 2 catégories d'orbites périodiques dans le cas général de résonance et son voisinage: la famille d'orbites périodiques centrale où les trajectoires sont des oscillations paraboliques et les familles d'orbites périodiques résonantes. Ces dernières n'existent pas toujours à la résonance exacte. Au voisinage des résonances les bifurcations entre les différentes familles ont lieu en dehors du point d'équilibre. Les deux résonances 2:1 et 1:1 sont des cas particuliers qui nécessitent un traitement à part. Ces deux résonances constituent aussi des cas particuliers pour la méthode de l'intégrale adelphique [11].

Le présent travail met en évidence la structure globale des familles d'orbites périodiques dans un potentiel harmonique perturbé. Il peut servir de point de départ à l'étude numérique d'une résonance particulière. Nous avons aussi utilisé cette méthode avec succès pour étudier des systèmes dynamiques plus complexes [29], en particulier des modèles réalistes de galaxies elliptiques [28], sans en avoir épuisé le champ d'application.

REMERCIEMENTS.

Nous tenons à remercier R. Broucke et W. Presler pour de fructueuses discussions sur la méthode de Lindstedt et M. Hénon qui a bien voulu lire une première version de ce travail et nous faire part de ses commentaires.

REFERENCES

- 1 Toomre, A. et Toomre, J.: *Astrophys. J.* 178, 1972, p.623.
- 2 Clairemidi, S. et Clairemidi, J.: *Astrophys. Sp. Sci.* 70, 1980, p.133.
- 3 Contopoulos, G.: *Z. Astrophys.* 49, 1960, p.273.
- 4 Hénon, M. et Heiles, C.: *Astron. J.* 69, 1964, p.73.
- 5 Contopoulos, G.: *Astron. J.* 68, 1963, p.763.
- 6 Contopoulos, G.: *Astron. J.* 70, 1965, p.526.
- 7 Contopoulos, G. et Moutsoulas, M.: *Astron. J.* 70, 1965, p.817.
- 8 Contopoulos, G.: *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 13, 1966, p.503.
- 9 Barbanis, B.: *Astron. J.* 71, 1966, p.415.
- 10 Contopoulos, G.: *IAU Symp.* 25, 1966, p.3.
- 11 Contopoulos, G.: *Bull. Astron. 3e Serie* 2, 1967, p.223.
- 12 Contopoulos, G. et Hadjidemetriou, J.: *Astron. J.* 73, 1968, p.86.
- 13 Contopoulos, G.: *Astrophys. J.* 153, 1968, p.83.
- 14 Contopoulos, G.: *Astron. J.* 75, 1970, p.96.
- 15 Contopoulos, G.: *Astron. J.* 75, 1970, p.108.
- 16 Contopoulos, G.: *Astron. J.* 76, 1971, p.147.
- 17 Contopoulos, G.: "Long Time Predictions in Dynamics", Ed. V. Szebehely et B. Tapley (Reidel), 1976, p.43.
- 18 Contopoulos, G. et Zikides, M.: *Astron. Astrophys.* 90, 1980, p. 198.
- 19 Michaelidis, P.: *Astron. Astrophys.* 91, 1980, p.165.
- 20 Contopoulos, G. et Michaelidis, P.: *Cel. Mech.* 22, 1980, p.403.
- 21 Contopoulos, G.: *Cel. Mech.* 24, 1981, p.355.
- 22 Whittaker, E.: "Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies" Ed. Cambridge U. Press, 1937, p.433.
- 23 Yakimov, S.: *Pis'ma Astron. Zhu.* 6, 1980, p.97 (trad. angl. *Sov. Astron. Lett.* 6, 1980, p.54).
- 24 Sanders, J. et Verhulst, F.: "Asymptotic Analysis", *Lecture Notes in Math.* vol. 711, 1979, p.209.
- 25 Presler, W.: *PhD. Dissertation*, The University of Texas at Austin, 1982.
- 26 Presler, W. et Broucke, R.: *Comp. and Math. with Appl.* 7, 1981, p.451.
- 27 Presler, W. et Broucke, R.: *Comp. and Math. with Appl.* 7, 1981, p.473.
- 28 Davoust, E.: *Astron. Astrophys.* (sous presse).
- 29 Davoust, E.: *Celestial Mechanics* (sous presse).

TABLEAU 1: Tableau bibliographique sur le potentiel (1). Les chiffres renvoient à la liste bibliographique; les cas où il s'agit du voisinage de la résonance sont marqués d'une astérisque.

Résonance	TROISIEME INTEGRALE			ORBITES PERIODIQUES				ORBITES NON PERIODIQUES	DOMAINE DE RESONANCE
	Equation	Enveloppe des orbites	Courbes invariantes	Courbes caractérist.	Inventaire	Stabilité	Conditions initiales		
1:1	7,9	7,10	7,9,10,10*,18	18	6,7,18	18	7	7,9,10*	10
2:1	5	5,6		21,21*	6	21,21*		5	21
4:1	5,6	5,6	6,10	21,21*		12,21,21*	21	5,6,6*	21
4:3			10,11,14,16	14,17,20*	6,14	12,14,20*	6	11,16	
2:3			13*,19*	19*,20*	6,13*	13*,15*,19*,20*	19*	5	6,13
Cas Général	3,5,6,8,10	3,6	6,10	17		12,15	6		8,11,14

Tableau 2. Relation entre les phases

résonance m : n	ordre de développement	relation
4 : 1	3	$\theta_1 = 4\theta_2 + k\pi$
2 : 3*	3	$3\theta_1 = 2\theta_2 + k\pi$
1 : 2*	4	$2\theta_1 = \theta_2 + k\frac{\pi}{2}$
4 : 3	5	$3\theta_1 = 4\theta_2 + k\pi$
2 : 5*	5	$5\theta_1 = 2\theta_2 + k\pi$
6 : 1	5	$\theta_1 = 6\theta_2 + k\pi$

* l'orbite périodique résonante n'existe pas à la résonance exacte.

**ORBITES PERIODIQUES DANS UN SYSTEME DYNAMIQUE
A TROIS DEGRES DE LIBERTE**

Résumé

Nous utilisons la méthode de Lindstedt pour faire l'inventaire des familles d'orbites périodiques régulières et pour obtenir des solutions analytiques approximatives dans un oscillateur harmonique à trois dimensions avec des termes perturbateurs cubiques. Nous comparons ces solutions aux résultats de calculs numériques à une résonance donnée.

Plan

1. Introduction	199
2. La méthode de Lindstedt	200
3. La résonance $2 = m, 2 = n$	202
4. La résonance $m = n$	204
5. La résonance 2:4:3	205
6. Comparaison avec des intégrations numériques	207
Conclusion	208
Remerciements	208
Bibliographie	209
Tableau	209

La traduction en anglais de ce chapitre est parue dans *Celestial Mechanics* 31, 293-301, 1983.

1. INTRODUCTION

Les systèmes dynamiques à deux degrés de liberté ont fait l'objet de nombreuses études et les méthodes numériques (surfaces de section...) et analytiques (intégrale adelphique, séries de Lindstedt, normalisation de Birkhoff...) d'investigation de ces systèmes sont maintenant éprouvées. Par contre les propriétés dynamiques des systèmes à trois degrés de liberté sont encore mal connues et les méthodes d'étude de ces systèmes méritent d'être développées.

Martinet et Magnenat (1981) ont entrepris l'exploration numérique du système de Hamiltonien

$$H = \frac{1}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) + \frac{1}{2} (Ax^2 + By^2 + Cz^2) - \epsilon xz^2 - \eta yz^2 \tag{1}$$

par la méthode des surfaces invariantes. C'est un oscillateur harmonique à trois dimensions avec des termes perturbateurs cubiques. Les études ultérieures de ce système (Magnenat, 1982 ; Martinet et al, 1981 ; Contopoulos et al, 1982 ; Hayli et al, 1983) sont particulièrement intéressantes dans le mesure où le système correspondant à deux degrés de liberté (où y = 0) a déjà été étudié en détail (voir le chapitre précédent), surtout au voisinage des résonances, lorsque \sqrt{A} et \sqrt{C} sont commensurables.

Dans ce qui suit nous appliquons la méthode de Lindstedt au système dynamique (1) pour faire l'inventaire des familles d'orbites périodiques régulières, c'est-à-dire celles qui peuvent être continuées jusqu'au système non perturbé, et aussi pour obtenir des solutions périodiques approchées par des séries trigonométriques formelles (pas nécessairement convergentes). Cette méthode a déjà été appliquée avec succès au cas à deux degrés de liberté dans le cas particulier A = C (Presler et Broucke, 1981a,b) et dans le cas général de résonance (voir chapitre précédent) et leur voisinage. Nous distinguons trois cas de résonances. Nous comparons ensuite nos solutions aux calculs numériques plus précis de Hayli et al (1983) à la résonance 6:4:3.

2 LA METHODE DE LINDSTEDT

Les équations du mouvement correspondant à (1) sont :

$$\begin{aligned} \ddot{x} + Ax &= \epsilon z^2 e \\ \ddot{y} + By &= \eta z^2 e \\ \ddot{z} + Cz &= 2\epsilon xze + 2\eta yze \end{aligned} \quad (2)$$

où $\ddot{}$ désigne la dérivée seconde par rapport au temps t . Les seconds membres ont été multipliés par le petit paramètre e qui indique que ce sont des perturbations du premier ordre. En effet la méthode de Lindstedt est une méthode de perturbation est n'est applicable que dans le cas où les seconds membres sont petits par rapport aux premiers membres. Dans ce qui suit e ne servira qu'à ordonner les termes de même ordre de grandeur. A la fin des calculs nous posons $e = 1$.

A l'ordre zéro la solution générale de (2) est une combinaison d'oscillations harmoniques en x , y et z de fréquences respectives \sqrt{A} , \sqrt{B} et \sqrt{C} . Les trois fréquences doivent être commensurables pour que le mouvement soit périodique ; cette situation est appelée résonance. Nous posons $\sqrt{A} = wm$, $\sqrt{B} = wn$ et $\sqrt{C} = wl$ où m , n et l sont premiers entre eux. La solution générale est alors aussi périodique, de fréquence w .

Nous recherchons maintenant une solution périodique de (2) de fréquence Ω proche de w . Dans ce but nous développons les variables x , y et z mais aussi Ω en séries de puissances de e .

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= w^2 (1 + \phi_1 e + \phi_2 e^2 + \phi_3 e^3 + \dots) \\ x &= x_0 + x_1 e + x_2 e^2 + x_3 e^3 \dots \end{aligned}$$

et les développements semblables pour y et z . Les ϕ_i sont des constantes, les x_i , y_i et z_i sont des fonctions périodiques du temps. Nous éliminons la fréquence Ω des termes trigonométriques par le changement de variable $\tau = \Omega t$ et nous notons " la dérivée seconde par rapport à τ . Enfin nous notons p et q les coefficients ϵ et η divisés par w^2 . Les équations du mouvement deviennent :

à l'ordre zéro en e :

$$\begin{aligned} x_0'' + m^2 x_0 &= 0 \\ y_0'' + n^2 y_0 &= 0 \\ z_0'' + l^2 z_0 &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

au premier ordre :

$$\begin{aligned} x_1'' + m^2 x_1 &= -\phi_1 x_0'' + pz_0^2 \\ y_1'' + n^2 y_1 &= -\phi_1 y_0'' + qz_0^2 \\ z_1'' + l^2 z_1 &= -\phi_1 z_0'' + 2px_0 z_0 + 2qy_0 z_0 \end{aligned} \quad (4)$$

et au deuxième ordre :

$$\begin{aligned}
 x_2'' + m^2 x_2 &= -\phi_2 x_0'' - \phi_1 x_1'' + 2pz_0 z_1 \\
 y_2'' + n^2 y_2 &= -\phi_2 y_0'' - \phi_1 y_1'' + 2qz_0 z_1 \\
 z_2'' + l^2 z_2 &= -\phi_2 z_0'' - \phi_1 z_1'' + 2px_1 z_0 + 2px_0 z_1 + 2qy_1 z_0 + 2qy_0 z_1
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

zéro (3) :

$$\begin{aligned}
 x_0 &= a \cos(m\tau + \theta_1) \\
 y_0 &= b \cos(n\tau + \theta_2) \\
 z_0 &= c \cos(l\tau + \theta_3)
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

que nous introduisons dans le système d'ordre un (4). Pour trouver la solution périodique de ce dernier système nous devons annuler les coefficients des termes qui donneraient lieu à des termes séculaires dans la solution de (4), par exemple les coefficients des termes en $\cos m\tau$ et $\sin m\tau$ dans les équations pour x_1 . Cela conduit à un système d'équations de condition de périodicité qui nous permet de faire l'inventaire des familles d'orbites périodiques régulières qui, à l'ordre le plus bas, sont solution du système non perturbé. Nous devons distinguer deux cas particuliers de résonance au premier ordre, l'un deux est discuté dans ce qui suit.

3. LA RESONANCE $2l = m, 2l \neq n$

Le système d'équations de condition est :

$$\begin{aligned} \phi_1 m^2 a \cos \theta_1 + \frac{p c^2}{2} \cos 2\theta_3 &= 0 \\ \phi_1 n^2 b \cos \theta_2 &= 0 \\ \phi_1 l^2 c \cos \theta_3 + p a \cos(\theta_1 - \theta_3) &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

avec un système semblable en sinus.

A part la solution triviale $c = 0$ qui implique $\phi_1 = 0$ et qui correspond à deux oscillations harmoniques découplées en x et en y , le système (7) admet la solution

$$\sin(2\theta_3 - \theta_1) = 0 \text{ or } 2\theta_3 - \theta_1 = k\pi$$

Dans ce cas $b = 0$ et le mouvement a lieu dans le plan (x, z) à l'ordre zéro. Les deux autres amplitudes à l'ordre zéro sont liées par l'équation $c^2 = 8a^2$. La correction en fréquence au premier ordre est :

$$\phi_1 = -\frac{pa}{l^2} \cos(2\theta_3 - \theta_1)$$

La solution à l'ordre zéro peut ensuite s'exprimer en fonction de c , θ_1 et θ_3 . La phase θ_3 peut s'éliminer par un changement de variable adéquat.

A la résonance $2l = m$ il y a deux familles d'orbites périodiques qui, à l'ordre zéro sont des oscillations paraboliques dans le plan (x, y) , d'équation :

$$x_0 = \pm a(z_0^2/4a^2 - 1)$$

C'est l'équation de l'orbite périodique centrale du cas à deux dimensions à la résonance 2:1 (Contopoulos, 1965 ; Davoust, 1983). Il est tout à fait remarquable que la troisième dimension n'introduise aucune perturbation dans le mouvement projeté dans le plan (x, z) , au moins au premier ordre. Aux ordres supérieurs la fréquence n ne s'introduit que dans les amplitudes et non dans les termes trigonométriques puisque $y = 0$. Par conséquent les deux familles existent quelle que soit la valeur de n , c'est-à-dire même lorsque $\sqrt{B} n$ n'est pas commensurable avec les deux autres fréquences. On peut montrer que ceci est vrai sauf lorsque n est un multiple de 1, dans ce dernier cas il faut ajouter la solution de l'équation sans second membre en y_i à la solution périodique pour éliminer les termes séculaires qui surviennent à l'ordre suivant.

Nous obtenons la solution périodique au premier ordre en intégrant (4) :

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{l^2 \phi_1^2}{p} + d \cos(2l\tau + 2\theta_3) \\ y_1 &= -\frac{qc^2}{2(4l^2 - n^2)} \cos(2l\tau + 2\theta_3) + \frac{qc^2}{2n^2} \\ z_1 &= \frac{c\theta_1}{8} \cos(3l\tau + 3\theta_3) \end{aligned} \quad (8)$$

La torsion de la courbe (8) est nulle, le mouvement est donc plan au premier ordre ; sa projection dans le plan (x,z) est identique au cas à deux dimensions (Davoust, 1983).

Nous avons introduit une nouvelle constante d dans la solution au premier ordre (8) au moyen de la solution générale de l'équation sans second membre en x_1 pour qu'il y ait autant d'inconnues (d et ϕ_2) que d'équations de condition au deuxième ordre. Les équations différentielles du mouvement en y ne produisent d'équations de condition à aucun ordre, sauf si n est un multiple de 1. Ce choix de la nouvelle constante d est arbitraire : la constante aurait pu être introduite dans la solution z_1 ou dans x_1 et z_1 . Maintenant que nous sommes dans une famille particulière nous recherchons les solutions périodiques d'ordres supérieurs les plus simples plutôt que les plus générales parce que nous n'avons pas de moyen de savoir quelles solutions amélioreront la convergence.

Nous introduisons la solution (8) dans le système (5). Des équations de condition pour x et z nous déduisons les expressions suivantes pour d et ϕ_2 :

$$d = \frac{\phi_1^2 l^2}{p} \left(\frac{2q^2 l^2}{p^2 (4l^2 - n^2)} - \frac{4q^2 l^2}{p^2 n^2} - \frac{17}{16} \right)$$

$$\phi_2 = \phi_1^2 \left(\frac{2q^2 l^2}{p^2 (4l^2 - n^2)} - \frac{4q^2 l^2}{p^2 n^2} - \frac{13}{16} \right)$$

Nous obtenons l'approximation du deuxième ordre pour la solution périodique en intégrant (5) :

$$x_2 = - \frac{\phi_1^3 l^2}{12p} \cos(41\tau + 4\theta_3)$$

$$y_2 = \frac{qc^2 \phi_1}{4l^2 - n^2} \left(\frac{2l^2}{4l^2 - n^2} - \frac{1}{8} \right) \cos(21\tau + 2\theta_3) - \frac{qc^2 \phi_1}{8(16l^2 - n^2)} \cos(41\tau + 4\theta_3) \quad (9)$$

$$z_2 = - \frac{\phi_1^2 c}{8} \left[\frac{1}{16} + \frac{2q^2 l^2}{p^2 (4l^2 - n^2)} - \frac{4q^2 l^2}{p^2 n^2} \right] \cos(31\tau + 3\theta_3) + \frac{\phi_1^2 c}{192} \cos(51\tau + 5\theta_3)$$

Cette solution au deuxième ordre n'est pas valable lorsque $4l = n$ parce qu'un petit dénominateur apparaît dans ce cas dans la solution y_2 . Pour l'éliminer il faut introduire dans y_1 la solution générale de l'équation sans second membre en y. Ceci modifie aussi la solution z_2 . Le mouvement n'est plus plan au premier ordre.

Nous ne poursuivons pas les calculs aux ordres supérieurs ; notre intention n'est pas de produire des solutions périodiques précises. Dans ce but il est plus efficace de déterminer des conditions initiales approximatives à partir des solutions présentes et de les utiliser comme point de départ pour l'intégration numérique des équations du mouvement. Cependant si des approximations d'ordre supérieur sont nécessaires, il est recommandé d'adopter des valeurs numériques pour les différents paramètres et d'utiliser des techniques numériques de manipulation algébrique.

Le cas $2l = n$, $2l \neq m$ se ramène au cas présent en intervenant x et y.

4 LA RESONANCE m = n

Le deuxième cas particulier de résonance mentionné au § 2 survient lorsque $m = n = 21$. C'est aussi un cas particulier de la résonance $m = n$ qui survient lorsque les fréquences en x et y sont égales. Le problème se réduit alors au problème à deux dimensions par une rotation dans le plan (x,y) , d'angle θ :

$$\tan\theta = \frac{q}{p} = \frac{q}{p}$$

Les familles d'orbites périodiques centrale et résonantes sont planes, dans un plan contenant l'axe des z et faisant l'angle θ avec l'axe des x . Le coefficient ε du terme perturbateur du cas bidimensionnel doit alors être remplacé par $\sqrt{\varepsilon^2 + \eta^2}$

Des orbites à trois dimensions existent, elles sont une généralisation des orbites périodiques régulières : le mouvement dans la troisième dimension est une oscillation harmonique de fréquence m , découplée du mouvement plan.

Nous renvoyons à Davoust (1983) pour une discussion du cas général bidimensionnel et à Martinet et al (1981) pour une étude numérique de la résonance $m = n = 2$.

5 LA RESONANCE 2:4:3

Lorsque $2l \neq m$ et $2l \neq n$, il n'y a pas de correction en fréquence au premier ordre ($\phi_1 = 0$) et l'inventaire des familles d'orbites périodiques est reporté au deuxième ordre en ϵ . La complexité des équations à cet ordre ne permet pas une discussion générale : chaque résonance doit être traitée individuellement. A titre d'exemple nous avons choisi d'étudier la résonance 2:4:3, en supposant qu'elle est représentative du cas général. Nous écrivons $m = 2$, $n = 4$ et $l = 3$. Nous adoptons la solution formelle à l'ordre zéro (6), nous annulons ϕ_1 dans (4) et nous l'intégrons pour obtenir la solution au premier ordre :

$$\begin{aligned} x_1 &= - \frac{pc^2}{64} \cos(6\tau + 2\theta_3) + \frac{pc^2}{8} \\ y_1 &= - \frac{qc^2}{40} \cos(6\tau + 2\theta_3) + \frac{qc^2}{32} \\ z_1 &= - \frac{pac}{16} \cos(5\tau + \theta_1 + \theta_3) - \frac{qbc}{40} \cos(7\tau + \theta_2 + \theta_3) \\ &\quad + \frac{pac}{8} \cos(\tau + \theta_3 - \theta_1) + \frac{qbc}{8} \cos(\tau + \theta_2 - \theta_3) \end{aligned} \quad (11)$$

Il n'est pas nécessaire d'ajouter la solution des équations sans second membres à la solutions particulière ci-dessus (pour avoir la solution au premier ordre la plus générale) parce que les amplitudes et les phases de (6) sont encore arbitraires. Nous introduisons la solution (11) dans (5) pour obtenir le système suivant d'équations de condition :

$$\begin{aligned} a(4\phi_2 + \frac{p^2c^2}{16}) \cos\theta_1 + \frac{pqbc^2}{8} \cos(2\theta_3 - \theta_2) &= 0 \\ b(16\phi_2 + \frac{q^2c^2}{10}) \cos\theta_2 + \frac{pqac^2}{8} \cos(2\theta_3 - \theta_1) &= 0 \\ c(9\phi_2 + \frac{p^2a^2}{16} + \frac{15p^2c^2}{64} + \frac{q^2b^2}{10} + \frac{3q^2c^2}{80}) \cos\theta_3 + \frac{pqabc}{4} \cos(\theta_1 + \theta_2 - \theta_3) &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

et des équations semblables en sinus.

Deux classes d'orbites périodiques sont révélées par la discussion des équations de condition ci-dessus.

1) $a = 0$, $b = 0$

C'est le cas général d'orbite périodique centrale. Comme dans le cas bidimensionnel (Contopoulos, 1963, Davoust, 1983) il n'y a qu'une famille d'orbites périodiques centrales en dehors de la résonance 2:1, et elle existe pour n'importe quelles valeurs de m et n puisque x_0 et y_0 sont nuls, c'est à dire même en dehors des résonances. Au premier ordre les orbites sont des oscillations paraboliques dans un plan parallèle à l'axe des z .

2) $a = 0, b = 0$

Nous éliminons θ_2 entre les deux premières équations de (12) pour obtenir la relation suivante entre les amplitudes d'ordre zéro a et b :

$$2ab(p^2 - \frac{q^2}{5}) + (4b^2 - a^2)pq\cos(2\theta_3 - \theta_2 - \theta_1) = 0 \quad (13)$$

Pour une amplitude a donnée il y a toujours deux valeurs réelles de b . Il y a une racine double ($4b^2 = a^2$) lorsque $5p^2 = q^2$. Il y a donc deux familles d'orbites périodiques résonantes qui ont un point de bifurcation lorsque $5p^2 = q^2$. L'amplitude c correspondante est donnée par :

$$c^2 = \frac{2(a^2 + 4b^2)(8q^2b^2 - 5p^2a^2)}{6q^2(2b^2 + a^2) + 15p^2(a^2 - 10b^2)} \quad (14)$$

Les familles d'orbites périodiques n'existent pas lorsque c^2 est négatif. Ceci arrive dans l'une des familles pour $0.3132q^2 < p^2 < 0.7442q^2$ et dans l'autre pour $p^2 > 0.3226q^2$. Ceci est contraire à ce qui se passe dans le cas bidimensionnel où l'existence des orbites périodiques résonantes ne dépend pas de la valeur du coefficient ϵ de la perturbation. Chacune des familles ci-dessus peut se scinder en plusieurs familles si les relations entre les phases θ_1, θ_2 et θ_3 obtenues à des ordres plus élevés ont plusieurs déterminations.

6 COMPARAISON AVEC DES INTEGRATIONS NUMERIQUES

Pour montrer dans quelle mesure nos solutions périodiques convergent vers la solution exacte, nous comparons les conditions initiales obtenues à partir de nos solutions à celles de la famille 1P de Hayli et al (1983) à la résonance 6:4:3. Les valeurs numériques des différents paramètres sont $A = 0.9$; $B = 0.4$; $C = 0.225$; $\epsilon = 0.5$. Le carré de la fréquence fondamentale est $\omega^2 = 1/40$. Les conditions initiales sont telles que $2\theta_3 = \theta_1 = \pi$. A l'instant initial nos conditions initiales approximatives déduites de (6), (8) et (9) et des relations entre a , c et η , avec $e = 1$, sont :

$$\begin{aligned} x &= -a + \frac{55}{12}a^2 + 12\eta^2 a^2 + \frac{100}{243}a^3 \\ y &= 18\eta a^2 + \frac{113}{4}\eta a^3 \\ z &= 0 \end{aligned} \tag{10}$$

Nous calculons l'amplitude a et le x_0 correspondant à un y_0 donné dans les tableaux 1 et 2 de Hayli et al (1983). Remarquons que les conditions initiales dans ces tableaux sont normalisées : les x et y initiaux sont divisés par les fréquences \sqrt{A} et \sqrt{B} respectivement.

Les résultats sont donnés dans notre tableau 1. Les erreurs sont inférieures à 10% sauf pour les valeurs de η voisines de la valeur d'évasion $\eta_e = 0.47$ pour une énergie $H = 0.00765$. La valeur d'évasion est donnée par l'équation 3 de Magnenat (1982) ; elle correspond à une surface de vitesse-zéro ouverte qui permet à la particule de s'échapper à l'infini. On pourrait s'attendre à ce que la précision de nos résultats analytiques croisse lorsque la perturbation η et l'amplitude a sont plus petites. Le bon accord près de $\eta = 0.25$ est probablement fortuit : une précision de 10% est sans doute plus représentative de nos solutions approchées au deuxième ordre, sauf près de η_e .

Une comparaison avec la famille 2P n'est pas possible. Cette famille n'est pas régulière puisque y n'est pas nul lorsque $\eta = 0$.

CONCLUSION

Nous avons fait l'exploration qualitative d'un système dynamique non intégrable à trois degrés de liberté à l'aide de la méthode analytique de Lindstedt.

L'inventaire de familles d'orbites périodiques régulières révèle que ce système est très semblable au système plus simple à deux degrés de liberté. A la résonance $2:n:1$ il y a deux familles d'orbites périodiques centrales qui à l'ordre zéro sont des oscillations paraboliques. A la résonance $m = n$, le problème peut se réduire au cas bidimensionnel par une rotation dans le plan (x,y) . A la résonance $2:4:3$, que nous supposons représentative du cas général de résonance, il y a une famille d'orbites périodiques centrales et plusieurs familles d'orbites périodiques résonantes, dont le nombre dépend de la valeur du rapport p^2/q^2 .

La forme analytique des solutions nous permet d'expliquer simplement les phénomènes liés aux résonances et de prédire des bifurcations entre les familles.

Finalement cette étude contribue à l'efficacité de l'exploration numérique nécessaire pour une exploration quantitative du système dynamique par des conditions initiales approximatives pour les orbites périodiques, évitant ainsi des recherches numériques systématiques parfois fastidieuses. La comparaison avec une étude purement numérique à la résonance $6:4:3$ révèle que nos conditions initiales approximatives au deuxième ordre sont égales à 10% près aux résultats plus précis des intégrations numériques, sauf près de la région d'évasion.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier R. Broucke et W. Presler pour des discussions sur la méthode de Lindstedt et M. Hénon pour ses commentaires sur une version préliminaire de cet article.

References

- Barbanis, B.: 1966, *Astron. J.* **71**, 415.
 Clairemidi, S. and Clairemidi, J.: 1980, *Astrophys. Space Sci.* **70**, 133.
 Contopoulos, G.: 1960, *Z. Astrophys.* **49**, 273.
 Contopoulos, G.: 1963, *Astron. J.* **68**, 763.
 Contopoulos, G.: 1965, *Astron. J.* **70**, 526.
 Contopoulos, G.: 1966a, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **13**, 503.
 Contopoulos, G.: 1966b, *IAU Symp.* **25**, 3.
 Contopoulos, G.: 1967, *Bull. Astron. 3e Serie* **2**, 223.
 Contopoulos, G.: 1968, *Astrophys. J.* **153**, 83.
 Contopoulos, G.: 1970a, *Astron. J.* **75**, 96.
 Contopoulos, G.: 1970b, *Astron. J.* **75**, 108.
 Contopoulos, G.: 1971, *Astron. J.* **76**, 147.
 Contopoulos, G.: 1976, in V. Szebehely and B. Tapley (eds.), *Long-Time Predictions in Dynamics*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p. 43.
 Contopoulos, G.: 1981, *Celest. Mech.* **24**, 355.
 Contopoulos, G. and Hadjidemetriou, J.: 1968, *Astron. J.* **73**, 86.
 Contopoulos, G. and Michaelidis, P.: 1980, *Celest. Mech.* **22**, 403.
 Contopoulos, G. and Moutsoulas, M.: 1965, *Astron. J.* **70**, 817.
 Contopoulos, G. and Zikides, M.: 1980, *Astron. Astrophys.* **90**, 198.
 Davoust, E.: 1983a, *Astron. Astrophys.* **125**, 101.
 Davoust, E.: 1983b, *Celest. Mech.* **31**, 293 (this issue).
 Hénon, M. and Heiles, C.: 1964, *Astron. J.* **69**, 73.
 Michaelidis, P.: 1980, *Astron. Astrophys.* **91**, 165.
 Presler, W.: 1982, PhD dissertation, The University of Texas at Austin.
 Presler, W. and Broucke, R.: 1981a, *Comp. Math. Appl.* **7**, 451.
 Presler, W. and Broucke, R.: 1981b, *Comp. Math. Appl.* **7**, 473.
 Sanders, J. and Verhulst, F.: 1979, in 'Asymptotic Analysis', *Lecture Notes in Math.*, Vol. 711, p. 209.
 Toomre, A. and Toomre, J.: 1972, *Astrophys. J.* **178**, 623.
 Whittaker, E.: 1937, in *Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies*, Cambridge Univ. Press, p. 433.
 Yakimov, S.: 1980, *Pis'ma Astron. Zh.* **6**, 97 (transl. *Soviet Astron. Letters* **6**, 54).

Tableau 1

η	y_0	a	x_0	
			Analytical	Numerical
0.005	0.000 576 500	0.093 950	-0.056 026	-0.050 670 180
0.01	0.001 153 050	0.093 952	-0.056 018	-0.050 666 669
0.05	0.005 770 815	0.093 994	-0.055 755	-0.050 574 502
0.10	0.011 573 988	0.094 118	-0.054 931	-0.050 291 840
0.15	0.017 431 996	0.094 299	-0.053 544	-0.049 838 507
0.20	0.023 348 362	0.094 500	-0.051 583	-0.049 240 058
0.21	0.024 537 327	0.094 539	-0.051 121	-0.049 105 724
0.25	0.029 301 025	0.094 676	-0.049 038	-0.048 529 484
0.30	0.035 240 685	0.094 776	-0.045 911	-0.047 743 668
0.35	0.041 096 059	0.094 756	-0.042 221	-0.046 918 855
0.40	0.046 785 620	0.094 584	-0.038 006	-0.046 086 319
0.45	0.052 231 898	0.094 245	-0.033 317	-0.045 269 610
0.50	0.057 373 214	0.093 738	-0.028 214	-0.044 483 968
0.55	0.062 169 579	0.093 078	-0.022 757	-0.043 737 508
0.30	0.003 008 329	0.029 025	-0.025 556	-0.023 071 203
0.30	0.006 548 160	0.042 399	-0.033 928	-0.030 826 105
0.30	0.010 549 542	0.053 387	-0.039 194	-0.035 972 118
0.30	0.015 010 183	0.063 232	-0.042 674	-0.039 743 007
0.30	0.019 938 047	0.072 403	-0.044 861	-0.042 631 592
0.30	0.025 337 087	0.081 123	-0.045 993	-0.044 904 426
0.30	0.031 197 561	0.089 497	-0.046 212	-0.046 733 167
0.30	0.035 240 685	0.094 776	-0.045 911	-0.047 743 669

ORBITES PERIODIQUES DANS DES GALAXIES ELLIPTIQUES

Résumé

Nous utilisons la méthode de Lindstedt pour faire l'inventaire des familles d'orbites périodiques régulières dans des modèles de galaxies elliptiques stationnaires de forme allongée ou aplatie, en particulier aux résonances et dans leur voisinage. Nous obtenons aussi des solutions périodiques approchées par des séries trigonométriques formelles et une troisième intégrale qui, au premier ordre, dépend du carré du moment angulaire total.

Plan

1. Introduction	213
2. Le modèle	215
3. Les équations du mouvement	217
4. L'importance des résonances	218
5. La méthode de Lindstedt	220
6. Les équations de condition	222
7. Inventaire des orbites périodiques aux résonances	224
8. Solutions au premier ordre	227
9. Voisinage des résonances	229
10. La troisième intégrale	232
11. Comparaison avec des intégrations numériques	234
12. Conclusion	236
Remerciements	237
Bibliographie	237
Tableaux	238
Figures	239

La traduction en anglais de ce chapitre est parue dans *Astronomy and Astrophysics* 125, 101-108, 1983.

1. INTRODUCTION

La dynamique interne des galaxies elliptiques a été un domaine de recherches très actif ces dernières années lorsqu'on réalisa que ces systèmes pourraient bien être maintenus en équilibre par une dispersion des vitesses anisotrope plutôt que par une rotation rapide et que leur forme pourrait être allongée plutôt qu'aplatie.

Dans ce chapitre nous faisons un inventaire complet des orbites périodiques régulières dans des galaxies elliptiques aplaties et allongées. Nous présentons aussi des solutions périodiques approximatives et une troisième intégrale du mouvement. La détermination des orbites périodiques et des intégrales du mouvement dans un champ gravitationnel donné sont deux méthodes efficaces pour tester la dynamique du système correspondant : ces deux méthodes ont été abondamment utilisées pour les galaxies spirales et elliptiques. La façon la plus simple de déterminer des orbites périodiques dans des systèmes dynamiques est l'intégration numérique des équations du mouvement. Des méthodes analytiques telles que la "troisième intégrale", la normalisation de Birkhoff ou comme dans le cas présent la méthode de Lindstedt, sont applicables lorsque le système est proche d'un système intégrable. Elles sont alors plus efficaces pour révéler des propriétés qualitatives du système et sont plus pénétrantes que des recherches purement numériques.

Notre modèle est un oscillateur harmonique à trois dimensions avec des termes perturbateurs à la quatrième puissance. Des systèmes semblables avec des perturbations cubiques (par exemple Contopoulos, 1981 ; Hénon et Heiles, 1964 ; Magnenat, 1982 ; Presler et Broucke, 1981a,b) ou de quatrième puissance (par exemple Saaf, 1968 ; Andrieu, 1979, Caranicolas et Barbanis, 1982 ; Martinet et de Zeeuw, 1983) ont déjà fait l'objet d'investigations. Le système bidimensionnel de Duffing (Churchill et al, 1977) appartient aussi à cette classe. Cependant une propriété distinctive du potentiel (2) est qu'il donne lieu à une distribution de densité spatiale réaliste, non négative et décroissant vers l'extérieur. Il est évidemment important qu'un modèle de galaxie serre d'aussi près que possible les galaxies réelles.

Il y a dans le présent travail deux autres progrès par rapport aux études précédentes. D'abord l'inventaire des orbites périodiques régulières

(définies ci-dessous) est complet. Cela tient à une propriété particulière de la méthode de Lindstedt, mise en évidence par Presler et Broucke (1981a,b). En outre nous examinons toutes les formes possibles de galaxies elliptiques, tant allongées qu'aplaties, alors que les autres études se limitent généralement à un choix de fréquences fondamentales qui à leur tour correspondent essentiellement à une forme du modèle. Les deux restrictions de notre modèle sont que deux des axes sont égaux et qu'il n'est pas en rotation. Nous avons suivi la méthode de Presler et Broucke (1981a,b), avec une formalisme légèrement différent, pour permettre une discussion globale.

2. LE MODELE

Nous étudions la dynamique de particules dans une galaxie elliptique sans rotation qui a la densité spatiale suivante :

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_0 (1 - m^2)^n & m^2 < 1 \\ \rho &= 0 & m^2 \geq 1 \end{aligned} \right\} (1)$$

où $m^2 = (x^2 + y^2)/a^2 + z^2/c^2$ - a et c sont les deux demi-axes de l'ellipsoïde.

La galaxie a une symétrie de révolution autour de l'axe des z.

Le modèle avec $n = 2$ a été utilisé dans de nombreuses études dynamiques de galaxies barrées (Sorensen et al, 1976 ; Huntley et al, 1978 ; Huntley, 1980 ; Matsuda et al, 1980 entre autres). Vandervoort (1979) a étudié le cas de rotation dans le modèle d'indice $n = 1$; il a calculé une troisième intégrale approximative et tracé des surfaces de section qu'il a comparées aux résultats d'intégrations numériques.

Nous nous limitons dans le présent travail au cas le plus simple de distribution de masse inhomogène, à savoir $n = 1$. Le potentiel gravitationnel associé à une distribution polynomiale de matière peut se calculer en suivant les préceptes de Lebowitz (1979).

Pour la distribution de densité (1) et $n = 1$ il a la forme :

$$U = U_0 \left\{ W_{10} - \frac{2}{\epsilon^2} \left[W_{20}(x^2 + y^2) + W_{11}z^2 \right] + \frac{1}{\epsilon^4} \left[W_{30}(x^2 + y^2)^2 + W_{12}z^4 + 2W_{21}(x^2 + y^2)z^2 \right] \right\} \quad (2)$$

$$\text{où } U_0 = - \frac{\pi G \rho_0 a^2 c}{2\epsilon}$$

Les coefficients sans dimensions W_{ij} sont donnés par Perek (1962) pour une galaxie aplatie ($a > c$; $\epsilon^2 = a^2 - c^2$) et par de Vaucouleurs et Freeman (1972) pour une galaxie allongée ($a < c$; $\epsilon^2 = c^2 - a^2$). Les valeurs de ces coefficients à l'intérieur de la galaxie (c'est-à-dire pour $m^2 < 1$) sont données dans le tableau 1 dans quelques cas particuliers. Ils ne sont pas constants lorsque $m^2 > 1$ et l'étude présente est par conséquent limitée aux orbites dans

la galaxie. Il ne devrait pas y avoir d'orbites à l'extérieur de la galaxie puisque la densité y est nulle par définition.

Pour des valeurs plus élevées de l'indice n dans (1) la distribution de densité décroît plus abruptement et le potentiel correspondant est un polynome de degré plus élevé des coordonnées. Une conséquence importante de ceci est que les résultats de la présente investigation restent valables près du centre de distributions de matière plus concentrées. De plus les relations entre résonance orbitale et forme de la galaxie (tableau 1) sont vraies pour toutes les valeurs de n parce que les deux fréquences d'oscillation w_{20} et w_{11} sont perturbées de la même façon, par le même facteur w , et leur rapport reste égal à celui des fréquences non perturbées, comme nous le verrons plus loin.

Les symétries du potentiel (2) et l'orientation du champ de forces qui en résulte nous permettent de faire quelques prédictions concernant les mouvements orbitaux dans ce système. Des mouvements radiaux passant par l'origine peuvent exister le long de l'axe des z et dans le plan équatorial (le plan (x,y) en $z = 0$). Des mouvements plans peuvent exister dans n'importe quel plan méridien (un plan contenant l'axe des z). Des mouvements circulaires centrés sur l'axe des z peuvent exister pour n'importe quelle valeur constante de z (dans des galaxies aplaties uniquement, voir § 7).

$$\left. \begin{aligned}
 & \left\{ \begin{aligned}
 & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \right] \\
 & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \right] \\
 & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \right]
 \end{aligned} \right\}
 \end{aligned}$$

(3)

Les résultats de cette investigation sont valables pour des galaxies à symétrie axiale et pour des galaxies à symétrie de révolution. Les résultats de cette investigation sont valables pour des galaxies à symétrie axiale et pour des galaxies à symétrie de révolution. Les résultats de cette investigation sont valables pour des galaxies à symétrie axiale et pour des galaxies à symétrie de révolution.

3. LES EQUATIONS DU MOUVEMENT

Nous écrivons les équations du mouvement en variables normalisées : $x' = x/\epsilon$, $y' = y/\epsilon$, $z' = z/\epsilon$ et nous omettons les ' par la suite. Pour simplifier encore les équations nous effectuons le changement de variable temporelle :

$$\tau = \frac{w \sqrt{-4U_0}}{\epsilon} t$$

La fréquence w qui est voisine de l'unité sera justifiée dans le § 5.

Les équations du mouvement sont :

$$\begin{aligned} w^2 \ddot{x} + W_{20}x &= W_{30}x^3 + W_{30}xy^2 + W_{21}xz^2 \\ w^2 \ddot{y} + W_{20}y &= W_{30}y^3 + W_{30}x^2y + W_{21}yz^2 \\ w^2 \ddot{z} + W_{11}z &= W_{12}z^3 + W_{21}x^2z + W_{21}y^2z \end{aligned} \quad (3)$$

Le " désigne la dérivée seconde par rapport à τ .

Ce système à trois degrés de liberté peut se réduire à un système à deux degrés de liberté et une quadrature en passant en coordonnées cylindriques : $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$.

$$\begin{aligned} w^2 \ddot{r} + W_{20}r &= W_{30}r^3 + W_{21}rz^2 + \frac{2k^2}{r^3} \\ w^2 \ddot{z} + W_{11}z &= W_{12}z^3 + W_{21}r^2z \end{aligned} \quad (4)$$

$$\dot{\theta} = \frac{k}{r}$$

Cette dernière forme peut être plus pratique pour les intégrations numériques. Elle est aussi utile pour discuter le cas de mouvement circulaire (§ 7.2a). Le cas particulier $k = 0$ correspond aux mouvements dans un plan méridien ; alors le système a seulement deux degrés de liberté (§ 7.1).

Le système d'équations (3) est un système d'oscillateurs harmoniques couplés et perturbés. Les fréquences des oscillations non perturbées sont w_{20} et w_{11} , où les coefficients à lettres minuscules sont les racines carrées de ceux à lettres majuscules ($w_{ij} = \sqrt{W_{ij}}$).

4. L'IMPORTANCE DES RESONANCES

Les familles d'orbites périodiques les plus simples dans le potentiel (2) sont des oscillations linéaires avec les fréquences fondamentales w_{20}/w ou w_{11}/w . Elles surviennent pour n'importe quelles valeurs de ces fréquences. Lorsque les deux fréquences sont commensurables ou presque, de nouvelles familles apparaissent, que nous appelons les familles d'orbites périodiques "résonantes". Comme les fréquences fondamentales sont directement liées aux rapports d'axes de la distribution de densité (1), il est important de déterminer les formes de la galaxie pour lesquelles de telles familles apparaissent.

Comme les galaxies elliptiques vont de E0 à E7, où le nombre N dans EN est :

$$N = \frac{10(a - c)}{a}$$

(supposant une galaxie allongée) nous ne sommes concernés que par des rapports d'axes plus grands que 0.3.

Le tableau 1 donne les rapports d'axes pour lesquels des résonances d'ordre peu élevé apparaissent entre les mouvements orbitaux dans le plan (x,y) et le long de l'axe des z. Les colonnes successives sont : la résonance, le rapport d'axes c/a, la forme de la galaxie (P = allongée, S = sphérique, O = aplatie) et les cinq coefficients W_{ij} dans (2) et (3). Nous remarquons que plusieurs résonances d'ordre peu élevé comme 1:3 et 1:4 n'apparaissent pas pour des excentricités réalistes. Ce tableau montre aussi que la perturbation du second membre de (3) croit à mesure que la galaxie s'écarte de la forme sphérique.

La résonance 1:1 correspond à une galaxie sphérique. Comme dans ce cas $\epsilon = 0$, (2) n'est plus valable et doit être remplacé par

$$U = U_0 \left[1 - \frac{2r^2}{3a^2} + \frac{r^4}{5a^4} \right] \tag{5}$$

où $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $U_0 = -\gamma G \rho_0 a^2$. a est le rayon de la sphère. Nous n'étudions pas ici la résonance 1:1 parce que le problème est alors à une dimension et peut se résoudre par des quadratures.

Le voisinage de la résonance 1:1 dans ce modèle peut être étudié

par la méthode de Lindstedt à condition que l'état non perturbé soit une sphère inhomogène plutôt qu'un ellipsoïde homogène. Cela a été fait par Abalakin (1959, 1961, 1963) et Baranov (1977, 1978). Ce cas a aussi été étudié par la méthode de la troisième intégrale dans des modèles légèrement différents (Saaf, 1968 ; Contopoulos, 1966 ; Caranicolas et Barbanis, 1982).

Il s'agit de la méthode de Lindstedt appliquée à un système hamiltonien. On cherche une solution sous la forme d'un développement en puissances de ϵ . On suppose que le système non perturbé est une sphère inhomogène. On trouve des conditions de résonance et des termes de sécularité. On utilise la méthode de la troisième intégrale pour éliminer les termes de sécularité. On trouve des conditions de résonance et des termes de sécularité. On utilise la méthode de la troisième intégrale pour éliminer les termes de sécularité.

On considère un système hamiltonien avec un paramètre ϵ petit. On cherche une solution sous la forme d'un développement en puissances de ϵ . On suppose que le système non perturbé est une sphère inhomogène. On trouve des conditions de résonance et des termes de sécularité. On utilise la méthode de la troisième intégrale pour éliminer les termes de sécularité. On trouve des conditions de résonance et des termes de sécularité. On utilise la méthode de la troisième intégrale pour éliminer les termes de sécularité.

(a)
$$\dot{x} = -\frac{\partial H}{\partial x} + \epsilon \dot{x}_1 + \epsilon^2 \dot{x}_2 + \dots$$
$$H = H_0 + \epsilon H_1 + \epsilon^2 H_2 + \dots$$

On suppose que le système non perturbé est une sphère inhomogène. On trouve des conditions de résonance et des termes de sécularité. On utilise la méthode de la troisième intégrale pour éliminer les termes de sécularité. On trouve des conditions de résonance et des termes de sécularité. On utilise la méthode de la troisième intégrale pour éliminer les termes de sécularité.

(5)
$$\dot{x} = -\frac{\partial H}{\partial x} + \epsilon \dot{x}_1 + \epsilon^2 \dot{x}_2 + \dots$$
$$H = H_0 + \epsilon H_1 + \epsilon^2 H_2 + \dots$$

(8)
$$\dot{x} = -\frac{\partial H}{\partial x} + \epsilon \dot{x}_1 + \epsilon^2 \dot{x}_2 + \dots$$
$$H = H_0 + \epsilon H_1 + \epsilon^2 H_2 + \dots$$

5. LA METHODE DE LINDSTEDT

La méthode de Lindstedt est connue depuis longtemps en mécanique céleste, elle est décrite dans des manuels classiques comme Struble (1962, pp. 68-71), Meirovitch (1970, pp. 209-302). Elle a été appliquée à divers problèmes de perturbations, comme le problème restreint des trois corps (Deprit et Delie, 1965). Dans deux articles récents, Presler et Broucke (1981a,b) utilisent cette méthode pour faire une description exhaustive des orbites périodiques dans un oscillateur harmonique bidimensionnel avec des perturbations cubiques. Le présent travail étend leur méthode à un cas de fréquences différentes. Le nouveau formalisme adopté ici permet une discussion simultanée de tous les cas possibles de résonance.

L'idée fondamentale de la méthode est de trouver des solutions d'ordre plus élevé en appliquant de petites corrections aux fréquences fondamentales d'oscillation. C'est le but du paramètre w qui vaut 1 à l'ordre zéro. Les seconds membres de (3) sont considérés comme des perturbations de premier ordre et affectés du petit paramètre e qui servira par la suite à ordonner les termes de même ordre de grandeur. A la fin des calculs nous posons $e = 1$. La fréquence w et les coordonnées sont développées en séries de puissances de e .

$$\begin{aligned} w^2 &= 1 + \phi_1 e + \phi_2 e^2 + \phi_3 e^3 + \dots \\ x &= x_0 + x_1 e + x_2 e^2 + x_3 e^3 + \dots \end{aligned} \tag{6}$$

et des développements semblables en y et z . Les ϕ_i sont des constantes à déterminer par les équations de condition (§ 7), alors que les x_i , y_i et z_i sont des fonctions périodiques du temps.

Les systèmes d'équations résultants sont à l'ordre zéro :

$$\begin{aligned} \ddot{x}_0 + W_{20}x_0 &= 0 \\ \ddot{z}_0 + W_{11}z_0 &= 0 \end{aligned} \tag{7}$$

à l'ordre un :

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + W_{20}x_1 &= -\phi_1 \ddot{x}_0 + W_{30}x_0^3 + W_{21}x_0 z_0^2 + W_{30}x_0 y_0^2 \\ \ddot{z}_1 + W_{11}z_1 &= -\phi_1 \ddot{z}_0 + W_{12}z_0^3 + W_{21}x_0^2 z_0 + W_{21}y_0^2 z_0 \end{aligned} \tag{8}$$

Les équations en y sont obtenues en permutant x et y dans les équations en x.

Il est important de remarquer que si le mouvement est plan ou même rectiligne à l'ordre zéro, il le reste à tous les ordres puisque les solutions d'ordre supérieur dans une coordonnée ont les solutions d'ordre inférieur dans cette coordonnée comme facteurs.

6. LES EQUATIONS DE CONDITION

Nous adoptons la solution d'ordre zéro suivante :

$$\left. \begin{aligned} x_o &= A \cos(w_{20}\tau + \theta_1) \\ y_o &= B \cos(w_{20}\tau + \theta_2) \\ z_o &= C \cos(w_{11}\tau + \theta_3) \end{aligned} \right\} (9)$$

Nous introduisons cette solution dans (7) et y annulons tous les termes qui donneraient lieu à des termes séculaires dans la solution au premier ordre (par exemple les coefficients des termes en $\cos w_{20}\tau$ et $\sin w_{20}\tau$ dans l'équation différentielle en x). Pour l'équation du premier ordre en x, cela donne :

$$(\emptyset_1 A w_{20} + \frac{3}{4} w_{30} A^3 + \frac{1}{2} w_{30} A B^2 + \frac{1}{2} w_{21} A C^2) \cos \theta_1 + \frac{1}{4} w_{30} A B^2 \cos(2\theta_2 - \theta_1) = 0$$

et une équation analogue en sinus.

A moins que A et/ou B soient nuls, la solution de ces équations est :

$$\sin(2\theta_2 - 2\theta_1) = 0 \quad \text{ou} \quad \theta_2 - \theta_1 = \frac{k\pi}{2}$$

Cela donne lieu à deux équations de condition possibles pour la périodicité en x, suivant que k est pair ou impair. Avec des discussions analogues des équations en y et z, nous sommes amenés au système d'équations de condition de périodicité du tableau 2.

Lorsque A ou B est nul, nous annulons l'angle de phase initial correspondant θ_1 ou θ_2 et l'autre reste arbitraire. C'est un cas particulier de k pair comme nous l'expliquons plus loin (§ 7) et les équations de condition correspondantes s'obtiennent en annulant A ou B dans la première colonne du tableau 2.

Lorsqu'une seule des trois amplitudes A, B et C n'est pas nulle, le mouvement est rectiligne et peut s'intégrer par quadratures de la même façon que le cas particulier de la résonance 1:1 (§ 4). Ce cas ne sera pas discuté davantage ici.

Les équations de condition sont les relations entre les amplitudes qui doivent être satisfaites pour que le mouvement soit périodique. Ces conditions

sont nécessaires mais non suffisantes. Deux conditions supplémentaires sont exigées. Les fréquences d'oscillation le long des différents axes doivent être commensurables sinon les orbites ne se refermeront jamais (à moins que le mouvement soit rectiligne). Une équation de condition reliant les angles de phase θ_1 et θ_3 s'obtient aussi à un ordre supérieur, lorsque survient dans le système d'équations différentielles une combinaison de fréquences ($m\omega_2 - n\omega_1$) qui est un multiple de l'une des fréquences fondamentales. Le terme trigonométrique correspondant (qui contient aussi la combinaison de phases $m\theta_1 - n\theta_3$) doit intervenir dans l'équation de condition et cela procure une relation entre les phases.

Les équations de condition obtenues au premier ordre de perturbation nous permettent de faire un inventaire complet de toutes les familles d'orbites périodiques "régulières" dans le problème perturbé, c'est-à-dire celles qui se réduisent au point d'équilibre à l'origine lorsque l'amplitude du mouvement tend vers zéro (Contopoulos, 1970). Cela exclut les familles d'orbites périodiques "irrégulières" qui n'ont pas leur origine au point d'équilibre et les familles qui surviennent par bifurcation.

Il peut sembler surprenant qu'une théorie au premier ordre produise un inventaire complet de tous les cas de résonance. Il est complet dans ce sens que le fait d'aller à un ordre supérieur dans la perturbation ne produira pas de nouvelles familles d'orbites périodiques régulières. Cela produira cependant une relation entre θ_1 et θ_3 qui divisera la famille en plusieurs groupes. Le terme famille est utilisé ici dans un sens large puisque les relations entre les phases et entre les amplitudes peut fractionner une famille en plusieurs familles distinctes.

7. INVENTAIRE DES ORBITES PERIODIQUES AUX RESONANCES

Nous énumérons les différents mouvements périodiques possibles qu'on peut déduire des équations de condition (tableau 2).

1) $\theta_1 - \theta_2 = 0$ ou π

Dans ce cas le mouvement dans le plan (x,y) est rectiligne (voir (9)) et le rapport B/A détermine son orientation par rapport à l'axe des x. A cause de la symétrie complète dans le plan (x,y), l'axe des x peut être choisi de telle sorte que le mouvement se fasse suivant cet axe. Cela implique que le mouvement reste rectiligne dans le plan (x,y) à tous les ordres. Sans perdre de généralité nous posons $B = 0$ et nous considérons que le mouvement a lieu dans le plan (x,y). Lorsque c n'est pas nul nous avons une orbite périodique résonante avec la relation suivante entre les amplitudes :

$$\left(\frac{3W_{30}}{2W_{20}} - \frac{W_{21}}{W_{11}} \right) A^2 = \left(\frac{3W_{12}}{2W_{11}} - \frac{W_{21}}{W_{20}} \right) C^2 \quad (10)$$

Les deux quantités entre parenthèses sont toujours positives dans des galaxies aplaties et allongées et les orbites périodiques résonantes planes existent toujours aux résonances.

La solution périodique à l'ordre zéro est :

$$\begin{aligned} x_0 &= A \cos(\omega_{20} \tau + \theta_1) \\ z_0 &= \pm \alpha A \cos(\omega_{11} \tau + \theta_3) \end{aligned} \quad (11)$$

où $\alpha = \left(\frac{3W_{30}W_{11} - 2W_{21}W_{20}}{3W_{12}W_{20} - 2W_{21}W_{11}} \right)^{1/2} \quad (12)$

Les fréquences ω_{20} et ω_{11} doivent être commensurables et une relation entre θ_1 et θ_3 doit apparaître à un ordre supérieur.

La correction de premier ordre en fréquence est :

$$\varphi_1 = - (3W_{30} + 2W_{21} \alpha^2) \frac{A^2}{4W_{20}} = - \beta A^2 \quad (13)$$

Les familles d'orbites périodiques ci-dessus existent pour n'importe quelle orientation de l'axe des x dans le plan équatorial de la galaxie.

$$2) \theta_1 - \theta_2 = \pm \pi/2$$

Les équations de condition du tableau 2 impliquent $A^2 = B^2$.

Il y a deux nouveaux groupes de solutions périodiques.

$$2a. C = 0$$

A l'ordre zéro la solution est un mouvement circulaire dans le plan équatorial. Le mouvement reste circulaire et dans ce plan à tous les ordres à cause de la symétrie des équations en x et y. La solution exacte s'obtient immédiatement en utilisant (4).

C'est un cas particulier du mouvement circulaire à z constant prédit au § 2. La famille plus générale d'orbites circulaires peut être obtenue en posant r et z constants dans (4) ; il y a une telle orbite pour un z donné différent de zéro dans les galaxies aplaties. Dans les galaxies allongées ces orbites circulaires apparaissent pour des valeurs de z en dehors de la galaxie. La famille ne peut pas être trouvée par la méthode de Lindstedt puisqu'elle n'est pas régulière.

Ce cas particulier et sa généralisation ne seront pas discutés davantage ici, bien qu'ils génèrent vraisemblablement les mouvements moyens observés dans les galaxies.

$$2b. C \neq 0$$

A l'ordre zéro le mouvement dans le plan (x,y) est aussi circulaire. Aux ordres supérieurs le rayon de courbure z ne reste pas constant comme le montre (4).

L'autre relation entre les amplitudes est :

$$\left(\frac{W_{30}}{W_{20}} - \frac{W_{21}}{W_{11}} \right) A^2 = \left(\frac{3W_{12}}{4W_{11}} - \frac{W_{21}}{2W_{20}} \right) C^2 \quad (14)$$

Les quantités entre parenthèses sont positives pour des galaxies allongées. Pour des galaxies aplaties elles sont toujours de signe opposé : il n'existe pas d'orbites périodiques à trois dimensions aux résonances exactes dans

nos modèles de galaxies aplaties.

La solution périodique à l'ordre zéro est alors :

$$\begin{aligned} x_0 &= A \cos(\omega_{20} \tau + \theta_1) \\ y_0 &= \pm A \sin(\omega_{20} \tau + \theta_1) \\ z_0 &= \pm \gamma A \cos(\omega_{11} \tau + \theta_3) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\text{où } \gamma = \left(\frac{4W_{30}W_{11} - 4W_{20}W_{21}}{3W_{12}W_{20} - 2W_{21}W_{11}} \right)^{1/2} \quad (16)$$

La correction de premier ordre en fréquence est :

$$\theta_1 = - \left(\omega_{30} + \frac{1}{2} \omega_{21} \gamma^2 \right) \frac{A^2}{\omega_{20}} = -\delta A^2 \quad (17)$$

Les amplitudes d'oscillation A, B et C sont limitées par les dimensions finies de la galaxie ; elles doivent être plus petites que la valeur du demi-axe correspondant, soit, en unités normalisées, que a/ϵ et c/ϵ . Le tableau 3 donne les valeurs des amplitudes relatives α et γ et des paramètres β et δ à plusieurs résonances, et les amplitudes maximales correspondantes dans le plan (x,y) et en z. A partir de ce tableau on trouve que le mouvement plan est limité par c dans les galaxies allongées et par a dans les galaxies aplaties, en d'autres termes par l'axe le plus long. Ceci est vrai à l'ordre zéro et peut être modifié en ajoutant les amplitudes maximales d'ordres un et supérieurs. L'importance de la perturbation de premier ordre en fréquence est donnée par β et δ : pour une amplitude donnée la perturbation croît à mesure que la galaxie s'écarte de la forme sphérique.

L'inventaire ci-dessus concerne des familles d'orbites périodiques aux résonances exactes. Nous allons étendre cet inventaire au voisinage des résonances dans le § 9.

8. SOLUTIONS AU PREMIER ORDRE

La discussion des équations de condition du tableau 2 nous a conduit à l'existence de deux familles d'orbites périodiques données à l'ordre zéro par (11) et (15) outre les orbites circulaires et radiales. Nous obtenons des approximations d'ordre supérieur pour ces deux familles en intégrant (8) et les équations différentielles correspondantes d'ordres supérieurs en ϵ .

Pour la famille plane, la solution au premier ordre est :

$$\begin{aligned}
 x_1 &= -\frac{W_{30}A^3}{32W_{20}} \cos(3w_{20}\tau + 3\theta_1) \\
 &- \frac{W_{21}AC^2}{16w_{11}(w_{20}+w_{11})} \cos \left[(w_{20}+2w_{11})\tau + \theta_1 + 2\theta_3 \right] + \frac{W_{21}AC^2}{16w_{11}(w_{20}-w_{11})} \cos \left[(w_{20}-2w_{11})\tau + \theta_1 - \theta_3 \right] \\
 z_1 &= -\frac{W_{12}C^3}{32W_{11}} \cos(3w_{11}\tau + 3\theta_3) \\
 &- \frac{W_{21}A^2C}{16w_{20}(w_{20}+w_{11})} \cos \left[(2w_{20}+w_{11})\tau + 2\theta_1 + \theta_3 \right] - \frac{W_{21}A^2C}{16w_{20}(w_{20}-w_{11})} \cos \left[(2w_{20}-w_{11})\tau + 2\theta_1 - \theta_3 \right]
 \end{aligned} \tag{18}$$

Pour la famille à trois dimensions, elle est :

$$\begin{aligned}
 x_1 &= -\frac{W_{21}AC^2}{16w_{11}(w_{20}+w_{11})} \cos \left[(w_{20}+2w_{11})\tau + \theta_1 + 2\theta_3 \right] \\
 &+ \frac{W_{21}AC^2}{16w_{11}(w_{20}-w_{11})} \cos \left[(w_{20}-2w_{11})\tau + \theta_1 - 2\theta_3 \right] \\
 y_1 &= \frac{W_{21}AC^2}{16w_{11}(w_{20}+w_{11})} \sin \left[(w_{20}+2w_{11})\tau + \theta_1 + 2\theta_3 \right] \\
 &- \frac{W_{21}AC^2}{16w_{11}(w_{20}-w_{11})} \sin \left[(w_{20}-2w_{11})\tau + \theta_1 - 2\theta_3 \right] \\
 z_1 &= -\frac{W_{12}C^3}{32W_{11}} \cos(3w_{11}\tau + 3\theta_3)
 \end{aligned} \tag{19}$$

Nous ne poursuivons pas les calculs aux ordres supérieurs. Le but des solutions analytiques est de donner la forme générale des trajectoires et des conditions initiales approximatives pour les orbites périodiques, qui à leur tour pourront servir à obtenir des conditions initiales plus exactes par intégration numérique des équations du mouvement. Comme nous le montrons au § 11, des solutions au premier ordre sont suffisantes pour assurer la convergence dans la plupart des cas.

Des solutions périodiques analytiques plus précises peuvent être utiles pour certaines applications en dehors du cadre du présent travail, comme la détermination de la stabilité et des points de bifurcation. Des expressions analytiques sont aussi plus commodes pour des manipulations algébriques comme de prendre des dérivées. Si des solutions analytiques plus précises sont effectivement nécessaires, nous recommandons d'adopter des valeurs numériques pour les W_{ij} et d'utiliser des techniques informatisées de manipulations algébriques.

9. VOISINAGE DES RESONANCES

Le formalisme ci-dessus a été développé pour le cas des résonances exactes. Nous pouvons l'étendre au voisinage des résonances en introduisant un petit paramètre de premier ordre qui désaccorde les fréquences, tel que :

$$\frac{W_{11}}{W_{20}} = \frac{m^2}{n^2} + \mu \quad (20)$$

où m et n sont des entiers. Nous écrivons ceci autrement :

$$W_{11} = \frac{m^2}{n^2} W_{20} + \mu W_{20} = V_{11} + \mu W_{20}$$

où $v_{11} = \sqrt{V_{11}}$ devient la fréquence résonante en z. Nous remplaçons W_{11} par l'expression ci-dessus dans la troisième équation de (3) :

$$w^2 \ddot{z} + V_{11} z = -\mu W_{20} z + W_{12} z^3 + W_{21} x^2 z + W_{21} y^2 z$$

Suivant la même procédure qu'aux § 6 et 7, nous obtenons la nouvelle équation de condition en z au voisinage de la résonance :

$$C \left[-\mu W_{20} + \frac{3}{4} W_{12} C^2 + \frac{1}{2} W_{21} (A^2 + B^2) \right] = 0 \quad (21)$$

tandis que les équations de condition en x et y (données dans le tableau 2) restent inchangées.

Seules les deux familles résonantes sont affectées lorsque nous désaccordons les fréquences. Les solutions périodiques des § 7 et 8 restent valables, mais les relations (10) et (14) entre les amplitudes d'ordre zéro deviennent respectivement :

$$\left(\frac{3}{4} \frac{m^2}{n^2} W_{30} - \frac{1}{2} W_{21} \right) A^2 = \left(\frac{3}{4} W_{12} - \frac{m^2}{2n^2} W_{21} - \frac{\mu W_{20}}{C^2} \right) C^2 \quad (22)$$

et

$$\left(\frac{m^2}{n^2} W_{30} - W_{21} \right) A^2 = \left(\frac{3}{4} W_{12} - \frac{m^2}{2n^2} W_{21} - \frac{\mu W_{20}}{C^2} \right) C^2 \quad (23)$$

Des orbites périodiques résonantes existent au voisinage des résonances lorsque les deux quantités entre parenthèses dans (22) et (23) sont de même signe et que les amplitudes du mouvement sont plus petites que les dimensions de la galaxie.

Nous étudions l'existence des deux classes d'orbites résonantes en fonction de la forme de la galaxie aux voisinages de quatre résonances d'ordre peu élevé de la manière suivante. La résonance est fixée par le rapport m/n . A un rapport d'axes donné correspond une valeur pour chaque W_{ij} (voir § 2) et pour μ (équation 20). Nous écrivons (22) et (23) de la façon suivante :

$$KA^2 = \left(L - \frac{\mu W_{20}}{C^2} \right) C^2 \quad (22a)$$

$$MA^2 = \left(L - \frac{\mu W_{20}}{C^2} \right) C^2 \quad (23a)$$

En outre :

$$N = \frac{\mu W_{20}}{L}$$

Les orbites à deux dimensions (2D) existent lorsque $KL > 0$ et $N < C^2$ ou lorsque $KL < 0$ et $N > C^2 > 0$. Le même raisonnement s'applique aux orbites à trois dimensions (3D) en remplaçant K par M .

Les figures 1 à 4 résument les conditions d'existence des orbites périodiques résonantes. Le rapport d'axes c/a ou a/c et l'écart μ à la configuration de résonance exacte sont portés en abscisse. Le carré de l'amplitude d'ordre zéro en z est porté en ordonnée. Pour bien comprendre les figures il faut adopter C^2 comme paramètre des familles. Les familles 2D et 3D coexistent dans la plupart des régions proches de la résonance. Elles peuvent aussi exister dans deux régions distinctes séparées par une courbe où $C^2 = N$. Cette courbe correspond à une bifurcation entre les deux types de familles, où l'orbite est une oscillation rectiligne le long de l'axe des z .

Dans les galaxies aplaties (figures 1 et 2) il existe un intervalle de rapport d'axes où il n'y a pas d'orbites 3D, entre (et y compris) la résonance exacte et une structure plus arrondie, lorsque ML et N sont négatifs. Il y a aussi un intervalle sans orbites à grande amplitude, lorsque KL et ML sont négatifs et $C^2 > N$.

Dans les galaxies allongées (figures 3 et 4) il existe un intervalle de rapport d'axes sans orbites périodiques de faible amplitude, entre la résonance exacte et une structure plus ronde, lorsque KL et ML sont positifs et $C^2 < N$. Les orbites 2D n'existent pas au dessus des résonances, à moins d'avoir une grande amplitude. Les amplitudes sont aussi limitées par les dimensions de la galaxie. Cependant les limites horizontales sur les figures 3 et 4 sont approximatives : elles ont été tracées en supposant que l'amplitude maximale d'oscillation est $C = c/\epsilon$, ce qui n'est vrai qu'à l'ordre zéro.

Une caractéristique importante de ces familles est révélée en comparant deux figures : des orbites résonantes correspondant à deux résonances ou plus peuvent très bien coexister dans une galaxie de forme donnée. Par exemple dans une galaxie allongée de rapport d'axes $a/c = 0.46$ il y a des orbites résonantes du type 2:1 et 4:3.

$n = \{0, 1\}$

10. LA TROISIEME INTEGRALE

Nous connaissons deux intégrales du mouvement dans les systèmes stellaires axisymétriques :

l'intégrale d'énergie

$$H = 2w^2(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - W_{10} + 2 \left[W_{20}(x^2 + y^2) + W_{11}z^2 \right] - W_{30}(x^2 + y^2)^2 - W_{12}z^4 - 2W_{21}(x^2 + y^2)z^2 \quad (24)$$

et le moment angulaire du mouvement dans le plan de symétrie

$$h = x\dot{y} - \dot{x}y \quad (25)$$

Nous recherchons une intégrale "adelphique" par la méthode de Whittaker (1937, § 195). Cette méthode a déjà été utilisée pour étudier des problèmes semblables (par exemple Contopoulos, 1963 ; Andrieu, 1979) et des programmes informatiques ont été écrits pour calculer automatiquement cette intégrale (Giorgilli et Galgani, 1978).

Cette intégrale peut jouer plusieurs rôles dans le contexte de notre étude. C'est d'abord une vérification de nos équations pour les orbites périodiques, puisqu'elle devrait rester constante au cours du mouvement. Elle peut aussi servir à trouver des bifurcations.

Nous cherchons une troisième intégrale de la forme :

$$F = F_0 + eF_1 + e^2F_2 + e^3F_3 + \dots$$

où $F_0 = 2w^2z^2 + 2W_{11}z^2$

Nous écrivons aussi $H = H_0 + eH_1$, où H_1 ne contient que des termes du quatrième degré.

Il y a plusieurs choix pour F_0 . Le choix présent nous assure de la symétrie en x et y à tous les ordres. Nous trouvons les F_i en calculant les crochets de Poisson :

$$\{F, H\} = 0$$

L'intégrale du premier ordre est telle que :

$$\{F_1, H_0\} = -\{F_0, H_1\}$$

Nous écrivons le polynôme du quatrième degré le plus général des coordonnées et des vitesses. Certains coefficients s'annulent ou sont égaux à cause de la symétrie entre x et y ou parce que les équations du mouvement sont réversibles dans le temps et symétriques en x, y et z. Nous résolvons ensuite l'équation ci-dessus pour les coefficients restants. L'intégrale du premier ordre est :

$$F_1 = -W_{12}z^4 - W_{21}(x^2 + y^2)z^2 - \frac{W_{21}w^2}{(W_{20}-W_{11})}(\dot{x}z-\dot{x}\dot{z})^2 - \frac{W_{21}w^2}{(W_{20}-W_{11})}(\dot{y}z-\dot{y}\dot{z})^2 \quad (27)$$

La nouvelle intégrale dépend au premier ordre des carrés des composantes du moment angulaire qui ne sont pas conservées. Si nous leur ajoutons le carré de la troisième composante avec le facteur ad hoc nous obtenons une autre intégrale qui dépend du carré du moment angulaire total. Innanen et Papp (1977) et Saaf (1968) sont arrivés à des conclusions analogues pour des systèmes axisymétriques plus généraux.

11. COMPARAISON AVEC DES INTEGRATIONS NUMERIQUES

Le but principal de ce travail est de décrire l'ensemble des orbites périodiques dans des modèles de galaxie elliptique et de les situer approximativement dans l'espace des conditions initiales. Nous nous tournons ensuite vers l'intégration numérique pour obtenir des orbites périodiques précises. Cette méthode analytique est plus rapide qu'une recherche systématique dans l'espace multidimensionnel des conditions initiales. Elle est aussi plus sûre parce qu'aucune famille n'est omise : la plupart des études numériques ne sont concernées que par des orbites traversant le plan équatorial perpendiculairement.

Dans ce paragraphe nous montrons que des solutions analytiques du premier ordre produisent des conditions initiales assez précises qui font converger rapidement les recherches numériques postérieures. Ces solutions analytiques du premier ordre ont à peu près la même précision que des solutions analytiques du deuxième ordre dans un système dynamique avec des perturbations cubiques (Davoust, 1983).

Par souci de simplicité nous nous limitons aux orbites périodiques 2D qui coupent l'axe des z perpendiculairement. Ainsi nous n'avons besoin que de deux conditions initiales x_i et \dot{z}_i . Pour éliminer w de (3) nous effectuons le changement de variable temporelle $T = \tau/w$. Nous posons $\theta_1 = 0$, $\theta_3 = \pi/2$ et $T = 0$ dans (11), (18) et leurs dérivées par rapport à T . Les conditions initiales résultantes sont :

$$x_i = A + pA^3 \quad (28)$$

$$z_i' = \frac{dz}{dT} = w(qA + rA^3) \quad (29)$$

$$w^2 = 1 - \beta A^2$$

où p , q et r sont donnés dans le tableau 4 et β dans le tableau 3 pour quatre résonances d'ordre peu élevé.

Les conditions initiales analytiques calculées à partir de (28) et (29) sont données dans les colonnes 3 et 4 du tableau 5 tandis que les z_i' plus précis calculés par intégration numérique des équations du mouvement sont donnés en colonne 5. La dernière colonne de ce tableau donne les écarts relatifs maximaux de la troisième intégrale $F = F_0 + F_1$.

La recherche numérique converge dans tous les cas vers la solution périodique précise (erreur de fermeture plus petite que 10^{-9}). Les orbites périodiques franchissent les limites de la galaxie peu après la plus grande valeur citée de A pour chaque résonance, sauf la résonance 2:1 où x_1 passe par un extrêmuum plut tôt que prévu par (28).

12. CONCLUSION

Nous avons étudié les propriétés dynamiques qualitatives de modèles de galaxie elliptique de forme aplatie et allongée en utilisant la méthode de Lindstedt. Nous avons décrit en particulier les familles d'orbites périodiques aux résonances et dans leur voisinage ; deux classes d'orbites apparaissent, planes et tridimensionnelles. Les premières sont dues à la symétrie de révolution du modèle. Des orbites périodiques correspondant à plusieurs résonances coexistent dans une galaxie de forme donnée. Nous avons aussi obtenu des solutions périodiques au premier ordre qui sont utiles pour comprendre le mécanisme des bifurcations. Les effets des perturbations de quatrième puissance deviennent importants pour des mouvements de grande amplitude et pour des galaxies fortement aplaties ou allongées.

Les résultats présents concernent un modèle bien spécifique mais sont valables pour une grande variété de galaxies de profil en densité de plus en plus abrupt (en faisant varier l'indice n) à condition que le mouvement soit limité aux régions centrales.

Cette étude qualitative améliore l'efficacité d'une exploration numérique quantitative que nous entreprendrons plus tard, en expliquant la structure de l'ensemble des orbites périodiques et en produisant des conditions initiales approximatives pour ces orbites périodiques, évitant ainsi des recherches parfois fastidieuses.

La méthode de Lindstedt a été appliquée avec succès à ce modèle et des modèles voisins (Presler et Broucke, 1981a,b ; Davoust, 1983). Il serait certainement intéressant d'étendre la présente analyse au cas d'une galaxie en rotation et de comparer les résultats obtenus à ceux de Vandervoort (1979), ou au cas d'une galaxie à trois axes inégaux. Il est aussi possible de développer une théorie de la stabilité par la méthode de Lindstedt.

Enfin deux cas particuliers qui n'ont pas été discutés en détail ici, à savoir la résonance 1:1 et les mouvements circulaires autour de l'axe de symétrie, ne devraient pas être considérés comme sans importance parce que certaines galaxies elliptiques et la plupart des amas globulaires apparaissent ronds et que le mouvement circulaire autour de l'axe de symétrie est le mouvement moyen dominant dans les galaxies spirales et probablement aussi dans les galaxies elliptiques.

La méthode de Lindstedt est un outil remarquable pour explorer les propriétés qualitatives des systèmes dynamiques. Nous espérons que cette investigation encouragera d'autres applications de la méthode en dynamique des galaxies.

REMERCIEMENTS

Nous voudrions remercier R. Broucke, W. Presler et F. Puel pour des discussions fructueuses, M. Hénon pour avoir lu une première version de ce travail et le rapporteur pour des commentaires très utiles.

References

- Abalakin, V.: 1959, *Biull. Inst. Teoret. Astron. (Leningrad)* **7**, 327
Abalakin, V.: 1961, *Biull. Inst. Teoret. Astron. (Leningrad)* **8**, 173
Abalakin, V.: 1963, *Biull. Inst. Teoret. Astron. (Leningrad)* **9**, 204
Andrie, P.: 1979, *Bull. Astron. Inst. Czech.* **30**, 285
Baranov, A.: 1977, *Trudy Inst. Teoret. Astron. (Leningrad)* **16**, 3
Baranov, A.: 1978, *Biull. Inst. Teoret. Astron. (Leningrad)* **14**, 257
Caranicolas, N., Barbanis, B.: 1982, *Astron. Astrophys.* **114**, 360
Churchill, R., Pecelli, G., Sacolick, S., Rod, D.: 1977, *Rocky Mountain J. of Math.* **7**, 445
Contopoulos, G.: 1963, *Astron. J.* **68**, 763
Contopoulos, G.: 1966, *IAU Symp.* **25**, 3
Contopoulos, G.: 1970, *Astron. J.* **75**, 96
Contopoulos, G.: 1981, *Celes. Mech.* **24**, 335
Davoust, E.: 1983, *Celes. Mech.* (in press)
Deprit, A., Delie, A.: 1965, *Icarus* **4**, 242
Giorgilli, A., Galgani, L.: 1978, *Celes. Mech.* **17**, 267
Hénon, M., Heiles, C.: 1964, *Astron. J.* **69**, 73
Huntley, J.: 1980, *Astrophys. J.* **238**, 524
Huntley, J., Sanders, R., Roberts, W.: 1978, *Astrophys. J.* **221**, 521
Innanen, K., Papp, K.: 1977, *Astron. J.* **82**, 322
Lebowitz, N.: 1979, *Astrophys. J.* **234**, 619
Magnenat, P.: 1982, *Celes. Mech.* **28**, 319
Martinet, L., de Zeeuw, T.: 1983, *IAU Symp.* **100**, 287
Matsuda, T., Isaka, H.: 1980, *Progress of Theoret. Phys.* **64**, 1265
Meirovitch, L.: 1970, *Methods of Analytical Dynamics*, Mc Graw-Hill, N. Y.
Perck, L.: 1962, *Adv. Astron. Astrophys.* **1**, 165
Presler, W., Broucke, R.: 1981 a, *Comp. Math. Appl.* **7**, 451
Presler, W., Broucke, R.: 1981 b, *Comp. Math. Appl.* **7**, 473
Saaf, A.: 1968, *Astrophys. J.* **154**, 483
Sørensen, S., Matsuda, T., Fujimoto, M.: 1976, *Astrophys. Space Sci.* **43**, 491
Struble, R.: 1962, *Non linear Differential Equations*, Mc Graw-Hill, N.Y.
Vandervoort, P.: 1979, *Astrophys. J.* **232**, 91
de Vaucouleurs, G., Freeman, K.: 1972, *Vistas in Astron.* **14**, 163
Whittaker, E.: 1937, *A treatise on the analytical dynamics of particles and rigid bodies*, Cambridge U. Press.

Table 1. Main resonances in an elliptical galaxy

$w_{20}:w_{11}$	c/a	Shape	W_{20}	W_{11}	W_{30}	W_{21}	W_{12}
4:3	1.59412475	<i>P</i>	0.93679929	0.52694960	0.82248900	0.40984969	0.21206997
3:2	1.91510695	<i>P</i>	1.8614283	0.82730148	2.7760082	1.0341268	0.41375992
2:1	2.94683709	<i>P</i>	6.4247992	1.6061998	26.564392	4.8185994	1.0513077
1:1	1.00000000	<i>S</i>	See equation (5)				
3:4	0.61117573	<i>O</i>	0.42950864	0.76357091	0.17060780	0.33406227	0.68438339
2:3	0.49604918	<i>O</i>	0.62103685	1.3973329	0.30341138	0.77629607	2.1781572
1:2	0.29343374	<i>O</i>	0.99246299	3.9698520	0.61616565	2.9773890	19.082977

Table 2. Equations of condition at resonances

1. $\theta_2 - \theta_1 = 0$ or π	2. $\theta_2 - \theta_1 = \pm \frac{\pi}{2}$
$A [\phi_1 W_{20} + \frac{3}{4} W_{30} (A^2 + B^2) + \frac{1}{2} W_{21} C^2] = 0$	$A [\phi_1 W_{20} + \frac{1}{4} W_{30} (3A^2 + B^2) + \frac{1}{2} W_{21} C^2] = 0$
$B [\phi_1 W_{20} + \frac{3}{4} W_{30} (A^2 + B^2) + \frac{1}{2} W_{21} C^2] = 0$	$B [\phi_1 W_{20} + \frac{1}{4} W_{30} (A^2 + 3B^2) + \frac{1}{2} W_{21} C^2] = 0$
$C [\phi_1 W_{11} + \frac{3}{4} W_{12} C^2 + \frac{1}{2} W_{21} (A^2 + B^2)] = 0$	$C [\phi_1 W_{11} + \frac{3}{4} W_{12} C^2 + \frac{1}{2} W_{21} (A^2 + B^2)] = 0$

Table 3. Relative and maximum amplitudes of periodic motion at resonances

$w_{20}:w_{11}$	c/a	shape	Planar motion		3-dimensional motion		Maximum amplitudes	
			α	β	γ	δ	a/ϵ	c/ϵ
4:3	1.59412475	<i>P</i>	1.80132052	1.36827365	1.09816969	1.14178522	0.80550038	1.28406809
3:2	1.91510695	<i>P</i>	2.25185031	2.52706306	1.57472240	2.18015192	0.61226132	1.17254592
2:1	2.94683709	<i>P</i>	3.71669532	8.28118273	3.12892595	7.80598152	0.36075353	1.06308189
3:4	0.61117573	<i>O</i>	0.52858129	0.40656701			1.26343197	0.77217896
2:3	0.49604918	<i>O</i>	0.40362221	0.46823643			1.15168308	0.57129145
1:2	0.29343374	<i>O</i>	0.20748899	0.53021124			1.04604763	0.30694567

Table 4. Analytical initial conditions

$w_{20}:w_{11}$	Shape	p	q	r
3:4	<i>O</i>	+0.02251177	0.46188778	-0.04689217
1:2	<i>O</i>	-0.01401995	0.41341118	-0.04365564
4:3	<i>P</i>	-0.22253031	1.30760188	0.32353091
2:1	<i>P</i>	-1.85593629	4.71038867	4.58154952

Table 5. Comparison of analytical and numerical initial conditions at four resonances

$w_{20}:w_{11}$	A	x_i	z'_i	$\Delta F/F$	
				Analytical	Numerical
3:4	0.10	0.10002251	0.046048	0.04605746	2.7 E-5
	0.30	0.30060782	0.134765	0.13496874	2.3 E-3
	0.50	0.50281397	0.213337	0.21370028	1.8 E-2
	0.70	0.70772154	0.274936	0.27318889	7.5 E-2
1:2	0.10	0.09998598	0.041188	0.04118028	5. E-5
	0.30	0.29962146	0.119878	0.11963888	3. E-3
	0.50	0.49824751	0.187437	0.18600436	2.4 E-2
	0.70	0.69519116	0.236091	0.23068572	1.0 E-1
4:3	0.10	0.09977747	0.130184	0.13033646	1.3 E-4
	0.20	0.19821976	0.256779	0.25836425	2.1 E-3
	0.30	0.29399168	0.375514	0.38339724	1.3 E-2
	0.40	0.38575806	0.480555	0.51443382	5.9 E-2
2:1	0.05	0.04976801	0.233635	0.23465050	6.5 E-5
	0.08	0.07904976	0.368992	0.37377554	4.2 E-4
	0.12	0.11679294	0.537904	0.56004288	2.1 E-3
	0.15	0.14373622	0.651291	0.72145652	5.6 E-3

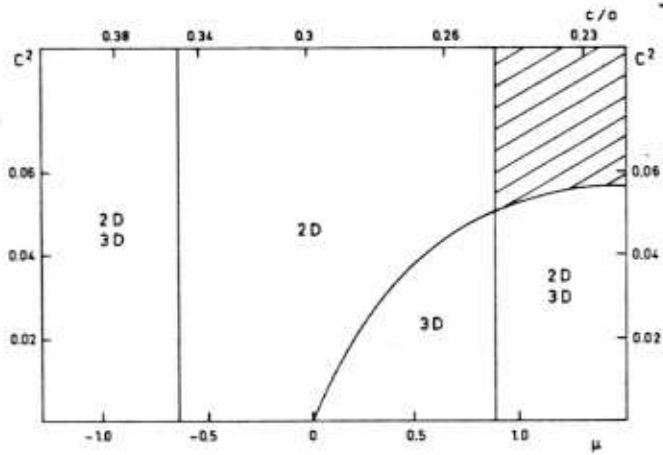


Fig. 1.

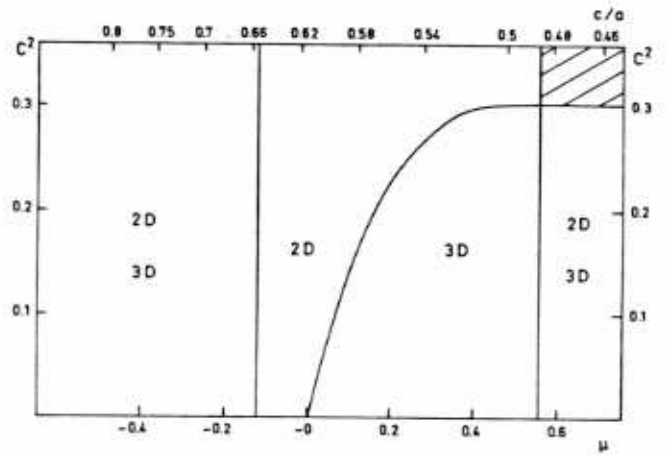


Fig. 2.

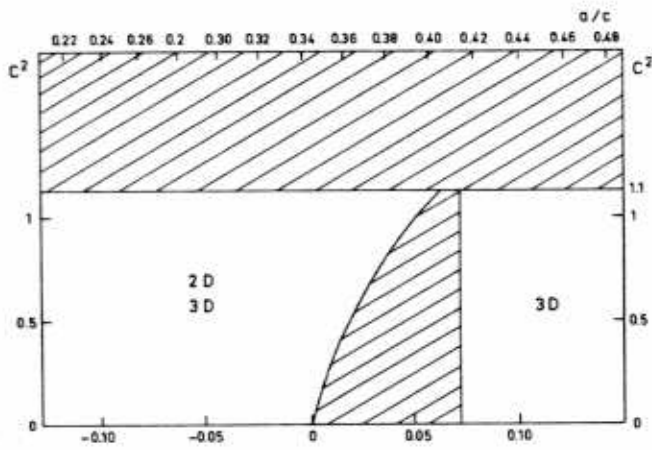


Fig. 3.

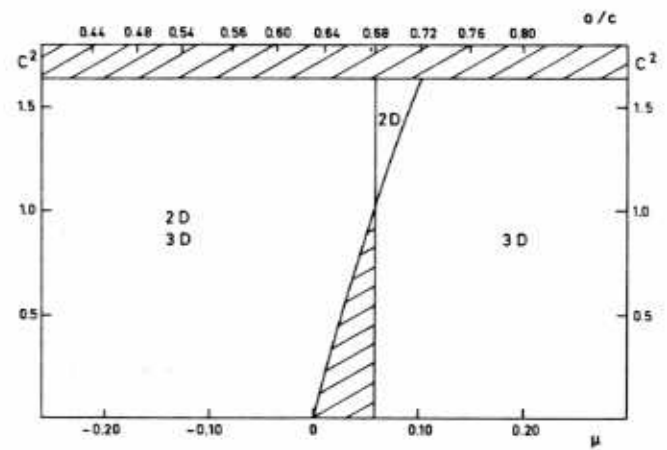


Fig. 4.

Figure 1 : Orbites périodiques au voisinage de la résonance 1:2 dans une galaxie aplatie.

2D et 3D désignent les orbites planes et tridimensionnelles respectivement. Il n'y a pas d'orbites dans la zone hachurée.

Figure 2 : Orbites périodiques au voisinage de la résonance 3:4 dans une galaxie aplatie.

Figure 3 : Orbites périodiques au voisinage de la résonance 2:1 dans une galaxie allongée.

Figure 4 : Orbites périodiques au voisinage de la résonance 4:3 dans une galaxie allongée.

CONCLUSION

Dans le présent travail, nous avons apporté un certain nombre d'éléments d'information nouveaux sur la structure et la dynamique des galaxies. Nous avons dépouillé et interprété des observations photométriques et cinématiques de galaxies, et complété ces travaux relevant de l'observation par des études théoriques sur le comportement orbital dans des systèmes dynamiques représentant des galaxies. Si nos travaux n'apportent pas une réponse définitive à un problème particulier, ils n'en contribuent pas moins à l'accumulation des données sur la structure et la dynamique des galaxies, et nous font avancer vers le seuil critique au-delà duquel les progrès seront plus rapides. Nous avons jugé le moment opportun de formaliser cette recherche par un exposé qui nous permette de faire le point, d'établir un bilan et d'examiner les perspectives, en ce qui concerne nos travaux, mais aussi le domaine des galaxies en général.

LES METHODES

Le dépouillement et l'analyse des observations astronomiques font largement appel aux techniques modernes. Si les récepteurs que nous utilisons pour les observations photométriques et interférométriques (plaques et films photographiques) restent classiques, le recours au balayage par microphotomètre permet d'en extraire un maximum d'information : 10^4 à 10^5 pixels par plaque photo, et jusqu'à 500 points-vitesses par interférogramme. Un traitement informatique de ces mesures permet ensuite de tirer le meilleur profit de l'information ainsi recueillie. Nous avons contribué pour une part importante

au développement du logiciel de dépouillement de photométrie photographique qui fonctionne à l'Observatoire du Pic du Midi et à l'Observatoire de Lyon, et qui sera prochainement incorporé au thésaurus du CDCA (chapitre 2; Davoust, Nieto et Paturel, 1980). L'adoption du mode interactif qui permet d'interrompre l'exécution des programmes de dépouillement pour modifier des paramètres ou même l'enchaînement des tâches, rend le traitement très rapide. Les programmes d'analyse de champs de vitesses que nous avons conçus (chapitre 6) ont été utilisés pour 4 galaxies : NGC 7793 (chapitre 6), NGC 5236 (chapitre 7), NGC 2537 (en préparation) et NGC 6503 (de Vaucouleurs et Caulet, 1982). Ces deux logiciels, auxquels il faut ajouter les programmes de dépouillement d'interférogrammes (mis au point par W. Pence) constituent les trois méthodes de traitement dont nous disposons. Ces méthodes sont en amélioration permanente.

La méthode de Lindstedt, que nous avons appliquée à la dynamique des galaxies, évite au contraire d'avoir recours aux calculs numériques. Notre réticence à utiliser l'ordinateur dans ce cas particulier peut sembler paradoxale; en fait, cette méthode permet d'obtenir rapidement l'ensemble des familles d'orbites périodiques, alors qu'une exploration numérique systématique est fastidieuse et ne garantit pas un inventaire exhaustif. Cette méthode fournit en outre une représentation simplifiée des orbites périodiques et une explication simple des mécanismes de résonance et de bifurcation. En cela, la méthode de Lindstedt est complémentaire des calculs numériques pour obtenir des résultats qualitatifs.

LA RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

Au cours de nos travaux, nous avons largement fait appel à la recherche bibliographique pour faire le point sur le domaine abordé et profiter de l'expérience et des résultats de nos prédécesseurs. La bibliographie sur la photométrie de surface de galaxies (chapitre 3) a été particulièrement enrichissante, et a confirmé que ce domaine prend de l'importance grâce aux récepteurs digitaux et aux méthodes informatiques de dépouillement. Dans les années soixantes, le rythme de publication était de 7 articles par an. Dans les années soixante-dix, ce chiffre a plus que doublé (17). Les méthodes d'observation et de dépouillement que nous utilisons sont compétitives. Cependant, une analyse photométrique dans la seule couleur bleue (B) est insuffisante, la photométrie en U et V fournit davantage d'information sur les populations stellaires. Cette bibliographie fait partie des catalogues disponibles sur bande magnétique au Centre de Données Stellaires de Strasbourg. Le travail de synthèse sur les modèles de galaxies barrées (chapitre 5) a révélé le rôle important du gaz en dynamique galactique, mais aussi la complexité des modèles réalistes, et nous a poussés à construire un modèle hydrodynamique simple pour rendre compte du champ de vitesses observé dans M 83 (chapitre 8). Enfin, en mécanique orbitale, nous avons étudié en détail les nombreuses publications de Contopoulos et de ses collaborateurs sur un système dynamique particulier (chapitre 9) et retrouvé par la méthode de Lindstedt l'ensemble de ses résultats concernant les orbites périodiques, confirmant la validité de notre approche.

LES INNOVATIONS

Notre contribution au progrès des connaissances astronomiques est constitué par les chapitres 4 et 6 à 10. Ce sont des travaux classiques qui s'insèrent dans plusieurs courants de recherches contemporains. Dans chacun des chapitres, nous nous sommes attachés à mettre en valeur nos contributions à ces courants et nous ne les résumerons pas ici. Par contre, nous allons relever dans ce qui suit les innovations qui apportent un éclairage nouveau sur les domaines étudiés.

En photométrie, nous avons utilisé les profils azimuthaux pour déterminer la contribution des bras spiraux à la luminosité totale. Ce paramètre est en général estimé qualitativement par inspection visuelle de photographies, mais n'a jamais fait l'objet de mesures quantitatives. C'est l'un des fondements de la classification de van den Bergh : la luminosité totale des galaxies est corrélée avec la netteté et l'intensité des bras spiraux.

En dynamique, nous avons interprété un champ de vitesses à l'aide d'un modèle tenant compte d'une dispersion des vitesses finie, que nous avons estimée par une relation empirique entre la luminosité et la cinématique des galaxies. A notre connaissance, il n'y a pas de précédent. La masse totale de la galaxie prédite par un tel modèle diffère peu (10%) de celle prédite par un modèle "froid" où les orbites stellaires sont circulaires. Par contre, notre modèle prédit un bulbe dont les dimensions sont comparables à ce qui est observé par photométrie. Autrement dit, il réduit considérablement la différence entre la vitesse de rotation observée dans cette galaxie (et dans beaucoup d'autres galaxies spirales) et celle prédite par un modèle "froid" et un rapport masse-luminosité constant. Notons qu'une estimation directe et plus précise de la dispersion des vitesses dans les bulbes est maintenant techniquement possible et a été obtenue pour une centaine de galaxies. Il n'y a donc pas de raisons de supposer qu'elle est nulle.

Enfin, nous avons appliqué la méthode de Lindstedt, bien connue en mécanique céleste, à des problèmes de dynamique galactique. Cette méthode donne une vue qualitative plus pénétrante du phénomène des orbites périodiques que d'autres méthodes analytiques comme celle de la troisième intégrale ou la normalisation de Birkhoff ou encore que des intégrations numériques.

INSERTION DE NOS TRAVAUX

L'intérêt et l'utilité de travaux de recherches peut se mesurer par l'incidence qu'ils ont eu sur la communauté astronomique, en relevant l'utilisation qu'elle en a fait. L'impact d'un travail de recherches (mesuré par le nombre de citations à ce travail dans la littérature) atteint un maximum cinq ans après sa publication (Abt, 1981). Il est donc encore trop tôt pour estimer l'impact de nos publications dont certaines sont encore sous presse. Nous avons cependant relevé les incidences suivantes de nos travaux.

La bibliographie sur la photométrie de surface de galaxies est destinée à servir de document de référence. G. Paturol et P. Fouqué (Observatoire de Lyon) sont en train d'utiliser cette bibliographie pour faire l'inventaire de toutes les galaxies dont le diamètre à l'isophote 25 est mesuré, dans le but de corriger les effets systématiques sur les mesures des diamètres dans plusieurs catalogues de galaxies. Arreguine et Sersic (Observatoire de Cordoba) l'ont utilisé pour estimer l'effet de l'inclinaison sur la brillance des galaxies.

Les résultats sur la photométrie et la dynamique de NGC 7793 ont été utilisés par Petrou (1981) dans une étude du rapport masse-luminosité dans les galaxies, par Diaz et al (1982) dans une étude statistique des galaxies spirales tardives, par de Vaucouleurs et Caulet (1982) dans l'étude cinématique et dynamique d'une galaxie du même type.

La valeur de la dispersion au centre de NGC 7793 prédite par nos modèles (chapitre 9) a été confirmée par les observations de la raie de CO dans cette galaxie par Elmegreen et al (1980). C'est l'un des mérites de ce modèle.

Le catalogue de régions H II dans M 83 (chapitre 7) a été utilisé par G. Comte (Observatoire de Marseille) pour calibrer ses propres mesures dans cette galaxie. Il a été comparé au catalogue de Rumstay et Kaufman (1983).

Le champ de vitesses dans le bras Sud-Est de M 83 (chapitre 7) n'est pas confirmé par les observations d'Allen et al (1983); les auteurs notent cependant que les différences de sensibilité et d'échantillonnage rendent une comparaison directe difficile.

LES PERSPECTIVES

L'avenir de la recherche dans le domaine des galaxies est très prometteur. La mise en service récente ou prévue de grands télescopes, le développement de récepteurs de plus en plus sensibles et de moyens informatiques d'acquisition et de traitement des données laissent prévoir des progrès rapides dans ce domaine dans la décennie à venir.

Comme nous l'avons déjà remarqué, les publications en photométrie de galaxies se multiplient. La structure des galaxies elliptiques, la nature des galaxies lenticulaires sont des problèmes à portée de télescope. Nous avons une cinquantaine de plaques photographiques de galaxies spirales prises en B et V à l'Observatoire de Haute-Provence (appendice B du chapitre 2) à dépouiller, pour étudier la répartition des différentes populations stellaires dans ces objets, en particulier dans les galaxies binaires. Nous participons aux travaux de la RCP 617 (préparation aux observations avec le télescope de l'espace) dans le groupe n°11, "contenu stellaire des noyaux de galaxies".

Les interféromètres de Fabry-Pérot se développent aussi. Le groupe de Marseille est très actif et vient de publier les champs de vitesses de plusieurs galaxies : NGC 925, 1313, 5128, 5236. Un interféromètre de deuxième génération vient d'être mis en service à l'Observatoire Mc Donald. Le Taurus de l'Observatoire Anglo-Australien vient de produire ses premiers champs de vitesses de galaxies : NGC 4027, 5236, et 5353. Nous sommes en train d'interpréter la cinématique observée dans NGC 2537 et nous avons en projet NGC 5253. Par ailleurs, nous envisageons de préparer une bibliographie sur les vitesses et dispersions des vitesses radiales dans les galaxies qui, avec celle sur la photométrie de surface, pourrait être le point de départ de recherches de corrélations entre propriétés cinématiques et photométriques des galaxies.

En mécanique orbitale, les efforts de Contopoulos et de ses collaborateurs pour mettre au point des modèles de galaxies spirales ordinaires et barrées à partir d'orbites périodiques devraient converger vers des modèles autocohérents, tandis que les travaux du groupe de Schwarzschild sur les modèles de galaxies elliptiques par sommation d'orbites périodiques sont déjà très avancés. Quelques prolongements de nos propres travaux par la méthode de Lindstedt sont encore possibles : ajouter une composante au champ de forces, comme la rotation ou un disque, mais l'intérêt de notre travail aura surtout été de montrer les applications de cette méthode en dynamique galactique. Un autre projet, en prolongement de nos travaux sur le problème des trois corps, serait d'étudier l'équilibre d'une galaxie lenticulaire barrée, formée de trois condensations collinéaires brillantes.

Ainsi, la conclusion du présent exposé ne marque pas la fin de nos travaux dans ce domaine.

BIBLIOGRAPHIE

- Abt, H.: 1981. Publ. Astron. Soc. Pac. 93, 207.
Allen, R.J., Atherton, P.D., Oosterloo, T.A., Taylor, K.: 1983. IAU Symp. 100, 147.
Davoust, E., Nieto, J.-L., Paturel, G.: 1980. Bulletin du CDCA n°12, p. 53.
de Vaucouleurs, G., Caulet, A.: 1982. Astrophys. J. Suppl. Ser. 49, 515.
Diaz, A., Pagel, B., Edmunds, M., Phillips, M.: 1982. Mon. Not. R. astron. Soc. 201, 49P.
Elmegreen, B., Elmegreen, D., Morris, M.: 1980. Astrophys. J. 240, 455.
Hamabe, M.: 1982. Publ. Astron. Soc. Japan, 34, 428.
Rumstay, K., Kaufman, M.: 1983. Astrophys. J. 274, 611.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier ici toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin dans mon travail de recherches et sans lesquelles la présente thèse ne serait pas ce qu'elle est, en particulier G. de Vaucouleurs qui m'a initié au monde des galaxies et à qui je dois la première et la deuxième partie de cette thèse, R. Broucke qui m'a initié à l'étude des systèmes dynamiques et au calcul des orbites périodiques et à qui je dois la troisième partie de cette thèse, M. Hénon qui m'a ouvert la porte de la mécanique céleste, J.-L. Nieto et G. Paturel pour leur cordiale collaboration, W. Pence et W. Presler qui ont patiemment répondu à toutes mes questions, R. Michard qui, malgré ses obligations administratives, a trouvé le temps de m'aider à mettre en forme le présent travail, A. Hayli qui m'a accueilli à l'Observatoire de Besançon et encouragé à faire un séjour d'un an à l'Université du Texas, M. Crézé et C. Chevalier qui ont facilité mon travail, plus spécialement en favorisant des séjours de mes collaborateurs à l'Observatoire, L. Bottinelli et L. Gouguenheim qui ont accepté de remplacer R. Michard au moment de la soutenance, Monsieur Moreels et Monsieur Galatry qui m'ont fait l'honneur de participer au jury, D. Chabod et C. Cachoz qui m'ont aidé à la réalisation concrète du présent document et ma famille qui m'a apporté la sérénité nécessaire pour réaliser ce travail.

UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ BESANÇON**Président** : Monsieur le Professeur Jacques ROBERT**Présidents honoraires** : MM. THIEBAUT, LÉVÊQUE**FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES****DOYEN**M. le Professeur Jean BULABOIS
Physique Générale-optique**DOYENS HONORAIRES**MM. GLANGEAUD, JACQUEMAIN, CHATELET, THIÉBAUT,
BERNARD, GALATRY**ASSESEURS**M. le Professeur Bernard MILLET
BotaniqueM. HEROLD Jean-Pierre, Maître-Assistant
Physiologie animale**PROFESSEURS HONORAIRES**MM. BENNETON, CHATELET, MESNAGE, PERROT,
PLUVINAGE, QUANTIN, REAL, THIRY, TRILLAT,
TRONCHET, UEBERSFELD**PROFESSEURS**

MM. ALBIGNAC Roland	: Biologie anim. et Ecologie	LAUDE Bernard	: Chimie organique
BANTEGNIE Robert	: Mathématique	LESAINTE Pierre	: Mathématiques I
BENILAN Philippe	: Mathématiques	LHOTE François	: Automatique
BERNARD Jean	: Chimie Physique	MANIA Jacky	: Géologie Structurale et appliquée
BIDAULT Michel	: Taxonomie expérimentale	MERIGOUX Henri	: Cristallographie et Synthèses minérales
Mme BRIDE Michèle	: Zoologie Embryologie	MIELLOU Jean-Claude	: Analyse numérique
BROQUET Paul	: Géologie	MILLET Bernard	: Botanique
BRUCKERT Sylvain	: Ecologie végétale	MONTAGNER Hubert	: Psychophysiologie
BULABOIS Jean	: Physique Gle Optique	MOREELS Guy	: Astronomie
CAPODANNO Pierre	: Mécanique théorique	OLIVIER Marcel	: Electronique quantique
CERUTTI Ernest	: Chimie appliquée	OYTANA Claude	: Mécanique appliquée
CHALEAT Raymond	: Mécanique appliquée	PAGETTI Claude	: Corrosion et traitements de surface
CHAMBAUDET Alain	: Chimie	PARIZET Jean	: Mathématiques
CHARDON Jean-Claude	: Spectroscopie	POTIER Robert	: Physique des solides
CHAUVE Pierre	: Géologie minéralogie	RANGHEARD Yves	: Géologie
COUGNARD Jean	: Mathématiques	RIPPLINGER Jean	: Physiologie animale
DEVIN Claude	: Chimie 1er cycle	ROBERT Daniel	: Physique
DOBREMEZ Jean-François	: Biologie	ROBERT Guy	: Electrochimie
DUBOUCHET Jacques	: Physiologie végétale	ROBERT Jacques	: Mathématiques I
GALATRY Louis	: Physique moléculaire	STRICKER Christophe	: Mathématiques
GAUDEMER Yves	: Biochimie	THEOBALD Jean-Gérard	: Spectroscopie hertzienne
GIRARDET Claude	: Physique moléculaire	THIEBAUT Jean	: Petrogr. minéralogie
GOMOT Lucien	: Zoologie-Embryologie	TREHEL Michel	: Informatique
GOUARNE René	: Mathématiques	VERNEAUX Jean	: Zoologie-Embryologie
GRAS Georges	: Mathématiques	VIENOT Jean-Charles	: Physique Gle Optique
GREMILLARD Jean	: Mathématiques	VIGOUREUX Jean-Marie	: Physique
JOLICARD Georges	: Physique moléculaire	WEIL Michel	: Mathématiques
KARCHE Jean-Paul	: Pétrographie Minéralogie		
LALLEMENT Gérard	: Mécanique appliquée		

Responsable des services administratifs: M. Jean-Marie RUNGE**Professeurs des Instituts Universitaires de Technologie dont les activités de Recherche sont rattachées à la Faculté des Sciences et Techniques de Besançon****I.U.T. de Besançon**MM. GENTYL Claude : Spécialité Chimie
ROUYER Bernard : Spécialité Mécanique**I.U.T. de Belfort**KAUFFMANN Jean-Marie : Spécialité Electrotechnique
MANDRET Gérard : Spécialité Electronique
PRENEL Jean-Pierre : Spécialité Physique
STAMON Georges : Spécialité Informatique
RONDOT Daniel : Spécialité Métallurgie**ECOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MICROMÉCANIQUE ET MICROTECHNIQUE****DIRECTEUR**M. le Professeur Raymond CHALEAT
Mécanique Appliquée**DIRECTEUR HONORAIRE**

M. le Professeur MESNAGE

MM. ANDRE Pierre	: Informatique Industrielle	HAUDEN Daniel	: Microélectronique
AVRAMESCO André	: Mathématiques	Mme LOSCO Lucette	: Mécanique
BESSON Raymond	: Electronique	ROQUES-CARMES	: Physico-Chimie des Matériaux
FAURE Alain	: Automatique		

Responsable des services administratifs : Madame Jocelyne HAUTON

RÉSUMÉ

Nous étudions la structure des galaxies par photométrie photographique. La méthode de dépouillement repose sur un traitement informatique automatisé des plaques photographiques après balayage par un microdensitomètre. Une compilation bibliographique permet de faire le point sur ce qui a été fait et ce qu'il est encore nécessaire de faire dans le domaine de la photométrie bidimensionnelle des galaxies. En outre elle fournit des éléments d'information sur chaque galaxie déjà étudiée. L'étude photométrique de la galaxie NGC 7793 constitue une première application.

La dynamique des galaxies spirales est le thème central vers lequel convergent les deux autres thèmes. Les galaxies spirales ordinaires sont animées d'un mouvement de rotation uniforme autour du noyau. L'étude cinématique et dynamique de NGC 7793 à partir de 21 interférogrammes de Fabry-Pérot en lumière H alpha le confirme. Les galaxies spirales barrées nécessitent des modèles dynamiques plus complexe. Un

exposé de synthèse recense les modèles de barres et de galaxies spirales barrées publiées et prépare l'étude cinématique et dynamique de la galaxie spirale M 83. Dans cette galaxie la barre, quoique faible, imprime sa signature caractéristique au champ de vitesses obtenu à partir de 16 interférogrammes.

L'étude des orbites périodiques dans des systèmes dynamiques ressemblant à des galaxies permet d'explorer la dynamique de ces objets sous un angle nouveau. Les trois modèles étudiés sont des oscillateurs harmoniques perturbés à deux ou trois degrés de liberté. Des phénomènes de résonance entre les fréquences d'oscillation le long des différents axes confèrent à ces systèmes tout leur intérêt du point de vue de la dynamique des galaxies à cause de l'apparition fréquente de résonances dans les galaxies spirales. Le choix de modèles proches de systèmes intégrables permet d'utiliser la méthode de Lindstedt, une méthode de perturbation, pour faire l'inventaire et décrire les familles d'orbites périodiques régulières.

MOTS CLÉ

Galaxies spirales
Galaxies elliptiques
Dynamique stellaire
Orbite périodique
Photométrie photographique
Interférométrie Fabry Pérot