HAL
open science

Contribution à l'étude cinématique et dynamique des nébuleuses planétaire dans la galaxie

Sophie Durand

To cite this version:

Sophie Durand. Contribution à l'étude cinématique et dynamique des nébuleuses planétaire dans la galaxie. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 1997. Français. NNT : . tel-02071407

HAL Id: tel-02071407

https://hal.science/tel-02071407v1

Submitted on 18 Mar 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.

25 FEV. 2004

Observatoire Astronomique de Strasbourg

Contribution à l'étude cinématique et dynamique des nébuleuses planétaires dans la Galaxie

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 16 décembre 1997

pour l'obtention du

Doctorat Européen de l'Observatoire de Paris
(Spécialité Astrophysique)

par

Sophie DURAND

OBSERVATOIRE DE PARIS - SECTION DE PARIS
8060

Composition du jury :

Président :	Catherine Turon
Rapporteurs :	Joachim Köppen Stuart Pottasch Annie Robin
Directeurs de thèse :	Agnès Acker Herwig Dejonghe

thèse déposée en février 2004.
02OBSP0107

Table des matières

I Introduction **7**

1 La Galaxie : un bref état des lieux **9**

1.1 Les structures galactiques 12

1.1.1 Le disque 14

1.1.2 Le bulbe 15

1.1.3 Le halo 15

1.2 Les traceurs stellaires cinématiques évolués 16

1.2.1 Les géantes rouges 16

1.2.2 Les étoiles AGB et post-AGB 18

2 Les nébuleuses planétaires **23**

2.1 La place des nébuleuses planétaires dans l'évolution stellaire 26

2.1.1 Le schéma évolutif 26

2.1.2 Les processus de rayonnement 30

2.1.3 La détermination des paramètres fondamentaux 33

2.2 Les nébuleuses planétaires dans la Galaxie 46

2.2.1 La distribution spatiale 46

2.2.2 La complétude d'un échantillon 46

2.2.3 Le nombre total 49

2.2.4 La cinématique des nébuleuses planétaires dans la Galaxie 51

II La cinématique des nébuleuses planétaires galactiques **55**

3 Les vitesses radiales de 867 nébuleuses planétaires **57**

3.1 La mesure des vitesses radiales héliocentriques 59

3.1.1 La réduction des spectres 59
3.1.2 La détermination des vitesses radiales héliocentriques 61
3.1.3 L'estimation des incertitudes de mesures 61
3.2 Le catalogue des données cinématiques 61
3.2.1 Les observations récentes 62
3.2.2 La création du catalogue cinématique 63
3.2.3 Un rapide survol du catalogue 66
3.3 Étude préliminaire de la cinématique du catalogue 66
3.3.1 La cinématique des nébuleuses planétaires du disque 66
3.3.2 Les nébuleuses planétaires du bulbe 70
3.4 Conclusion 71

III La dynamique des nébuleuses planétaires galactiques 77

4 Quelques éléments de dynamique stellaire 79
4.1 Les modèles axisymétriques stationnaires 83
4.1.1 Les moments de la fonction de distribution 83
4.1.2 Les équations de Jeans 85
4.2 Les orbites dans les potentiels de Stäckel 86
4.2.1 Le système de coordonnées 86
4.2.2 Le potentiel de Stäckel 87
4.2.3 Les équations du mouvement 87
4.2.4 Les structures orbitales des modèles de Stäckel triaxiaux 89
4.3 Les fonctions de distribution 90
4.3.1 Les fonctions de distribution à 2 intégrales 90
4.3.2 Les fonctions de distribution à 3 intégrales 93

5 Un modèle axisymétrique global à 2 Intégrales 97
5.1 Le modèle 100
5.1.1 Le potentiel 100
5.1.2 Les deux familles de fonctions de distribution analytiques 102
5.1.3 Les observables 104
5.1.4 La technique de modélisation 110
5.2 Les résultats 110

5.2.1 Les structures orbitales des nébuleuses planétaires 112
5.2.2 La déprojection de la carte de COBE à 2.2 μm 114
5.3 Conclusion 119

IV Conclusions et perspectives **123**

Annexes **127**

A The dynamics of planetary nebulæ in the Galaxy **127**

B Wind fluctuations observed for the WC9 nucleus of BD+30°3639 **129**

C The kinematics of 867 galactic planetary nebulæ **131**

D Kinematics and dynamics of galactic systems as probed by PNe samples **133**

Résumé

L'objectif de cette thèse est d'apporter quelques éléments nouveaux sur la structure et l'évolution de la Galaxie via l'étude cinématique et dynamique d'une population traceur constituée essentiellement par les nébuleuses planétaires. Un tel travail requiert l'utilisation d'échantillons stellaires aussi vastes et aussi homogènes que possible. A ce titre, les nébuleuses planétaires s'avèrent particulièrement intéressantes : on peut les suivre assez profondément dans la galaxie grâce à leur spectre de raies d'émission, et de plus, provenant d'étoiles de masse initiale intermédiaire, leur âge se situe généralement entre le milliard et la dizaine de milliards d'années, et est donc du même ordre de grandeur que celui de la Galaxie.

Dans cette thèse, je présente tout d'abord une étude cinématique de nébuleuses planétaires galactiques. On connaît actuellement environ 1500 nébuleuses planétaires dans la Galaxie, dont 867 ont à ce jour une vitesse radiale mesurée. Au cours de la thèse, toutes les vitesses radiales existantes ont été compilées dans un catalogue : la plupart des vitesses provenant de la littérature ont été corrigées de la présence d'écarts systématiques, écarts évalués par comparaison directe avec des données inédites à haute résolution ; j'ai calculé les autres vitesses à partir d'observations récentes (survey spectrophotométrique de Stenholm & Acker, étude d'abondances chimiques de Acker, Stenholm & Cuisinier...). L'échantillon ainsi rassemblé et calibré de façon homogène constitue la meilleure base de données actuelle concernant les vitesses radiales des nébuleuses planétaires. Leurs caractéristiques cinématiques sont examinées lors d'une analyse préliminaire, à la fois dans le bulbe et dans le disque : les paramètres cinématiques de la rotation galactique différentielle sont évalués grâce à une méthode d'ajustement aux moindres carrés : on trouve par exemple une distance galactocentrique du Soleil de l'ordre de (8.7 ± 2.1) kpc, ainsi qu'une constante de Oort de l'ordre de 14.4 ± 1.7 $\mathrm{km\,s^{-1}kpc^{-1}}$; la courbe de rotation est établie à partir de ces paramètres, et présente les mêmes figures caractéristiques à grande échelle (minimum local, maximum aux alentours de Rgc=6 kpc, etc) que d'autres courbes de rotation, qu'elles soient établies à partir de données stellaires ou gazeuses. La rotation du bulbe est évaluée comme étant égale à (9.9 ± 1.3) $\mathrm{km\,s^{-1}\,deg^{-1}}$.

En deuxième partie de thèse, j'effectue une analyse dynamique d'un échantillon de nébuleuses planétaires galactiques menant à la création d'un modèle axisymétrique global à 2 intégrales. J'emploie pour celà une technique de programmation quadratique qui consiste globalement à évaluer les coefficients d'une combinaison linéaire de familles de fonctions de distribution analytiques. Cette évaluation se fait en estimant différents observables représentant ici les 3 premiers moments de la distribution de vitesse des nébuleuses planétaires, et pouvant provenir tout aussi bien de données photométriques (flux, brillances de surface...) que cinématiques (positions galactiques, vitesses radiales...). La positivité de la fonction de distribution est également assurée en tout point de l'espace des phases.

Le potentiel utilisé lors de cette étude est un potentiel de Stäckel Kuzmin-Kutuzov, axisymétrique, à structure halo-disque, et reproduisant parfaitement la courbe de rotation galactique. Malheureusement, les biais de sélection des nébuleuses planétaires sont très mal définis. C'est la raison pour laquelle la carte d'intensité galactique fournie par le satellite COBE à 2.2 μm a été substituée à la carte de comptage des nébuleuses planétaires. En effet, cette carte de COBE, une fois corrigée de l'extinction interstellaire, s'avère être *en première approximation* une très bonne substitution des comptages d'étoiles AGB et donc a fortiori des nébuleuses planétaires si l'on conçoit qu'effectivement ces populations sont étroitement reliées par l'évolution stellaire. L'obtention de la fonction de distribution a permis la déprojection à 2 intégrales de la carte de densité galactique projetée fournie ; les principaux composants galactiques (disque épais inclus) ainsi que leurs lois de densité ont ainsi été identifiés : la décomposition bulbe/disque est évidente, et l'on trouve par exemple une échelle de longueur exponentielle pour le disque mince de l'ordre de 2.6 kpc, ainsi qu'une densité en loi de puissance d'indice 3.2 pour le halo. Néanmoins, une rapide comparaison qualitative données/modèle montre que le modèle à 2 intégrales ne s'ajuste pas bien aux paramètres cinématiques de l'échantillon, et plus particulièrement dans le disque épais. Cela laisse suggérer 2 hypothèses : soit l'échantillon en question est trop incomplet dans le disque épais, soit il existe bel et bien une troisième intégrale dans la fonction de distribution des nébuleuses planétaires.

Mots-clés: nébuleuses planétaires – cinématique – dynamique – structure galactique

The purpose of this thesis is to bring some insights on the structure and dynamics of the Galaxy by the use of planetary nebulæ. Those tracers are transient objects of considerable astrophysical interest. They cover a great range of ages, and can be followed throughout the galaxy, thanks to their emission line spectra.

This thesis is divided into two principal parts :
The first one concerns essentially the kinematical aspect of planetary nebulæ in the Galaxy. All known radial velocities of planetary nebulæ (coming as well as from the literature than from very recent observations) are compiled in a catalog : for each star, the final kinematical value is obtained by calculating the mean of all available radial velocities weighted by their associated uncertainties. The final catalog contains 867 galactic planetary nebulæ. 90 % of the final uncertainties are lower than 20 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. This catalog is examined in a preliminary kinematical study; the principal kinematical parameters of the galactic differential rotation are evaluated by a least-square fitting method (leading for instance to a galactocentric distance of (8.7 ± 2.1) kpc or to a Oort's constant of (14.4 ± 1.7) $\mathrm{km\,s^{-1}\,kpc^{-1}}$) and the rotation curve is established. The rotation of bulge planetary nebulæ is also evaluated to (9.9 ± 1.3) $\mathrm{km\,s^{-1}\,deg^{-1}}$.
In the second part of the thesis, we proceed to a dynamical analysis of the 673 planetary nebulæ for which radial velocities were available in 1996. The modeling consists basically in fitting a set of galactic orbits to the observed distribution of radial velocities, longitudes and latitudes of planetary nebulæ. We use for this a quadratic programming method which essentially determines the coefficients of a linear combination of (simple) functions $F_i(E, L_z)$ representing the distribution function, by minimizing a χ^2-type function constructed from the data and subject to linear constraints arising from the positivity of the distribution function. The 2.2 μm galactic density map provided by Cobe satellite is used to overcome the biases in the data, at least in a first approximation. Once the distribution function obtained we examine the different orbital structures of planetary nebulæ. The deprojection of the galactic density map with that 2 integrals distribution function allows to derive the scale-lengths of the main galactic components (namely the thin disc, the thick disc, the bulge and the halo) ; for instance, we find an exponential scale-length of 2.6 kpc for the thin disk, and an index of 3.2 for the halo power-law. The projected velocity dispersions of planetary nebulæ are not well fitted by our 2 integrals model, especially in the thick disk : this can be interpreted by the incompleteness of the stellar sample or by the presence of the third integral of motion in the distribution function.

Keywords: planetary nebulæ –kinematics–dynamics–galactic structure

Première partie

Introduction

Chapitre 1

La Galaxie : un bref état des lieux

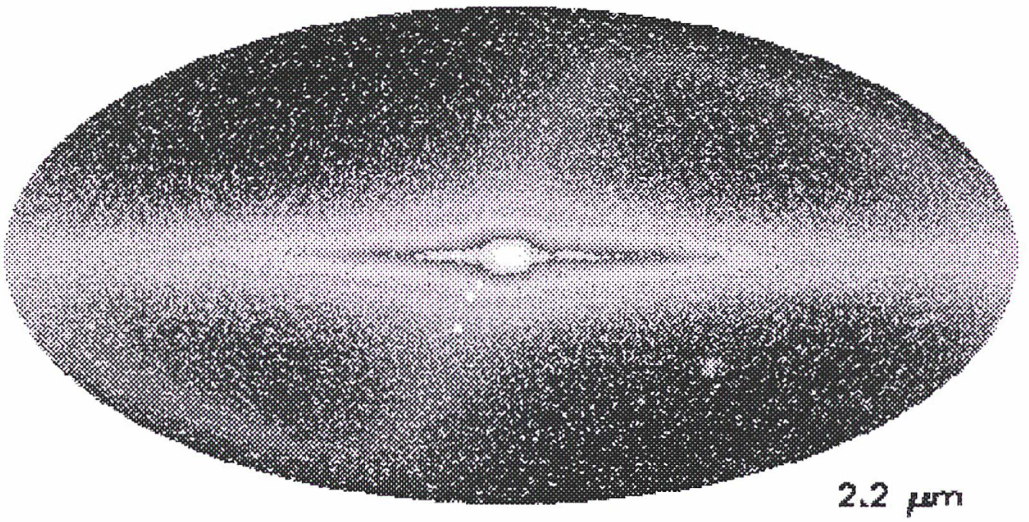


FIG. 1.1 – *Cartographie de la Galaxie à 2.2 μm fournie par le satellite COBE. L'émission provient principalement des enveloppes circumstellaires de géantes K et M ; le bulbe et le disque galactiques apparaissent clairement.*

Au début du siècle, le modèle qui tentait de décrire la structure de la Voie Lactée était le fameux *Univers de Kapteyn*, un modèle quasi-héliocentrique ; on pensait vivre à l'époque au centre d'une espèce de sphéroïde aplati, de longueur dans le plan 5 fois plus grande que dans la direction perpendiculaire. Afin d'élaborer ce modèle, Kapteyn avait utilisé des comptages d'étoiles ainsi que leurs magnitudes associées et quelques estimations de mouvements propres stellaires, et avait tout simplement supposé que la luminosité observée était proportionnelle à l'inverse du carré de la distance. Hélas, ce modèle ne tenait pas compte des effets de l'extinction interstellaire qui étaient encore mal connus à cette époque. Peu de temps après, Shapley découvrit, par l'étude de la distribution d'amas globulaires et l'utilisation d'étoiles RR Lyrae en tant qu'indicateurs de distance, que ces amas, bien que distribués uniformément de part et d'autre du plan galactique, étaient plus fortement concentrés en direction de la constellation du Sagittaire (en d'autres termes du bulbe galactique). Cette distribution prouvait de manière évidente que le Soleil n'était en aucune manière situé près du centre galactique. Le modèle de Shapley fut ensuite corroboré par Lindblad, avec son modèle mathématique de la rotation galactique, puis en 1928 par Oort qui développa les équations de la rotation différentielle. Ce n'est qu'en 1930 que fut définitivement prouvée l'existence de l'extinction interstellaire par Trumper : il montra que les diagrammes couleur-magnitude donnaient des distances systématiquement plus grandes que celles fournies par l'étude des diamètres angulaires d'amas. En 1944, Baade montra que les populations du bulbe étaient dominées par de vieilles géantes rouges alors que le disque ou encore les Nuages de Magellan ne contenaient principalement que des étoiles bleues lumineuses ; il classifia ainsi les étoiles en 2 sous-populations :

- la population I, située dans le disque et les (futurs) bras spiraux, caractérisée par des abondances quasi-solaires, des orbites circulaires et des vitesses héliocentriques faibles ;
- la population II, peuplant essentiellement le bulbe, le halo et les amas globulaires, de faible métallicité, avec des orbites hautement elliptiques et de grandes vitesses héliocentriques.

En 1957, lors de la conférence du Vatican, on proposera une classification plus fine des populations stellaires (population du halo de type II, population intermédiaire de type II, population du disque, population de type I, population extrême de type I...), et ce concept de *populations stellaires* jouera par la suite un rôle crucial dans le développement des études d'évolution stellaire, de structure et d'évolution galactiques.

De plus, notre position privilégiée au sein de la Voie Lactée nous permet d'obtenir des informations détaillées sur *les distributions spatiales, les cinématiques et les abondances* stellaires, ce qui est impossible en ce qui concerne les autres galaxies où l'on ne peut généralement mesurer qu'une lumière intégrée ; dans ces galaxies, les termes de bulbe, de disque et de halo ne font référence qu'à des distributions de lumière ; dans la Voie Lactée, ces termes font plutôt référence à des groupes particuliers d'étoiles sélectionnées suivant

leurs distributions spatiales, leurs vitesses, ou leurs métallicités.

1.1 Les structures galactiques

Ces dernières décennies, notre compréhension de la structure et des caractéristiques cinématiques de la Voie Lactée s'est grandement améliorée grâce à la modélisation d'importantes données observationnelles provenant (a) de comptages stellaires, (b) de balayages radio ou millimétriques dans le plan galactique, et (c) d'études cinématiques d'étoiles locales.

Il existe 3 types généraux de modèles galactiques :

- Les modèles purement *photométriques*, où seule est spécifiée la distribution spatiale des étoiles ; toute notion de mouvement y est omise ; le modèle de Bahcall & Soneira (1980) est un exemple de ce type de modèles.
- Les modèles *cinématiques*, qui utilisent à la fois la distribution et la cinématique des populations stellaires étudiées. Ce genre de modèles n'utilisent aucune forme explicite de potentiels, et ne peuvent donc pas coupler les différentes distributions de vitesses de chacune des structures.
- Les modèles *dynamiques*, où la distribution, la cinématique et le potentiel stellaires sont couplés. Ce genre de modèles font partie des travaux astrophysiques les plus prometteurs, mais, près de 80 ans après que Jeans et Eddington aient posé les fondations de la dynamique stellaire, force est de constater qu'aucun modèle dynamique réellement convaincant n'existe encore à ce jour. La raison principale de cet échec réside en l'existence de la fameuse *troisième intégrale*, qui ne connaît généralement pas de forme analytique connue, hormi par exemple le cas où le potentiel est de type Stäckel (voir chapitre 5).

La connaissance des mécanismes de formation de la Voie Lactée est essentielle afin de mieux comprendre la formation même de notre Univers, mais hélas, on ne sait toujours pas à l'heure actuelle comment notre Galaxie s'est créée et comment elle a évolué ; de plus, la vision que nous en avons apparaît comme une sorte de cliché *instantané* limité le plus souvent à un petit espace, en l'occurence le voisinage solaire.

2 thèses principales expliquant la formation des galaxies s'opposent : effondrement (*'collapse'*) gravitationnel de proto-nuages formant par la suite une galaxie via un processus continu (c'est le fameux modèle «ELS», Eggen, Lynden-Bell & Sandage, 1962), ou accrétion de divers assemblements de matière (on parle alors ici généralement de «cannibalisme»). Actuellement, on pense que ces 2 processus ont largement contribué à la formation de la Galaxie : l'effondrement d'un proto-nuage de matière se serait produit dans un premier temps, suivi par divers processus de cannibalisme avec d'autres galaxies qui auraient contribué à la structure actuelle de la Voie Lactée. Plusieurs éléments laissent à penser que le cannibalisme a eu effectivement une contribution importante dans la formation de

la Voie Lactée :

- Certains groupes stellaires aux compositions chimiques très singulières par rapport au reste de la population galactique ont toutefois des orbites très similaires.
- Le processus d'accrétion galactique a pour effet de réchauffer le disque, ce qui tend à éparpiller les étoiles les plus vieilles et donc à contribuer à l'épaississement du disque.
- Si l'on considère que le taux de formation des étoiles dans le disque est constant depuis un certain temps, alors seule l'acquisition de gaz «frais» par un processus d'accrétion peut expliquer le fait qu'il y ait encore à l'heure actuelle suffisamment de gaz pour permettre la formation d'étoiles pour encore quelques milliards d'années.

Notre Galaxie, dont la géométrie à grande échelle (voir figure 1.1) peut être grossièrement représentée par un disque exponentiel et un sphéroïde de *de Vaucouleurs*, se serait donc créée sur une période de temps relativement longue et non pas en un seul évènement brusque comme on le pensait auparavant.

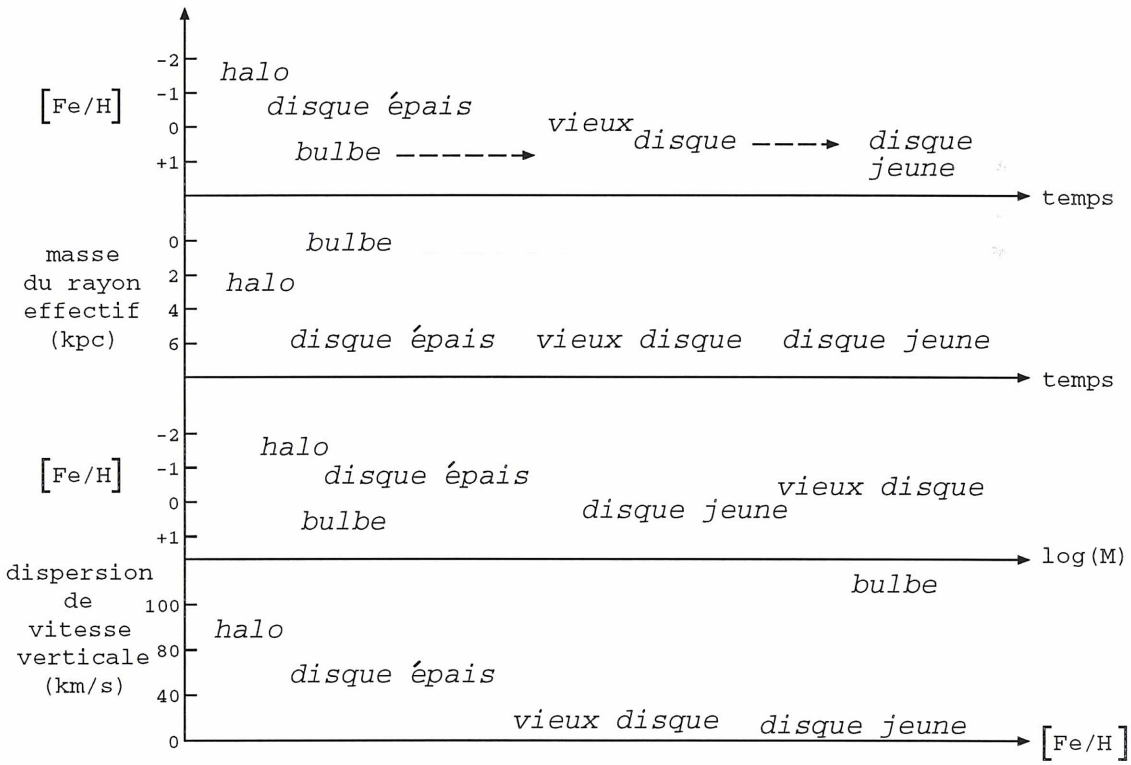


FIG. 1.2 – *La Galaxie vue dans différents espaces (d'après Gilmore, 1993).*

1.1.1 Le disque

Le disque constitue une structure galactique en rotation différentielle rapide, s'étendant jusqu'à 25-30 kpc du centre galactique. Ses constituants les plus caractéristiques sont du gaz et des poussières interstellaires, des nébuleuses en émission (régions HII) ou par réflection et des étoiles jeunes récemment formées dans les bras spiraux.
Les caractéristiques majeures des étoiles du disque mince, principalement dans le voisinage solaire, sont relativement bien connues : les orbites stellaires sont presque circulaires, et donc les dispersions de vitesse verticales faibles (20-30 km s^{-1}) ; les métallicités [Fe/H] sont en moyenne élevées.
Les lois de densité du disque mince ont été intensivement étudiées, mais ne donnent pas toujours des résultats réellement concordants ; il semble y avoir par exemple une dépendance chromatique très nette dans la détermination photométrique de l'échelle radiale du disque : certains auteurs ont trouvé des échelles de longueur de l'ordre de 2-3 kpc en infrarouge proche, 3.5-5.5 kpc en optique, ou encore 4.5-6 kpc en utilisant des étoiles OH/IR sélectionnées par IRAS (voir Kent et al, 1991 pour une synthèse des différentes valeurs). Les déterminations cinématiques donnent également des résultats relativement controversés (4.4 kpc selon Lewis et Freeman (1989), ou encore 4.3-5.8 kpc selon van der Kruit (1992)), les déterminations les plus récentes favorisant toutefois des échelles de longueur relativement faibles : Robin et al, 1992, ont trouvé une échelle de 2.5 kpc en mesurant la photométrie UBV d'étoiles situées dans la direction de l'anticentre jusqu'à une magnitude de 25 ; en 1994, Fux et Martinet ont également trouvé une échelle de 2.5 kpc, par la résolution de l'équation du courant asymétrique, ce en substituant les gradients de dispersion de vitesse grâce à certaines approximations analytiques et en y introduisant des données cinématiques du vieux disque dans le voisinage solaire. De plus, différentes études (Kent et al, 1991 ; Fux et Martinet, 1994 ; Ibata et Gilmore, 1995) ont également mis en évidence la présence d'un gradient de 20 pc/kpc (à partir de R = 5.5 kpc) dans l'échelle de hauteur du disque ; l'échelle verticale du disque dans le voisinage solaire est de l'ordre de 210 pc.

Dans le voisinage solaire, les comptages et les cinématiques stellaires indiquent la présence d'une autre composante stellaire de la Galaxie, appelée *disque épais*, et mise en évidence en 1983 par Gilmore et Reid. Les étoiles, classées en tant que population intermédiaire de type II, ont des dispersions de vitesse verticales de l'ordre de 45 km s^{-1} et un taux de rotation plus faible que celui des étoiles du disque mince. Son échelle de hauteur est de l'ordre de 1 kpc, et les métallicités stellaires <[Fe/H]> sont en moyenne de l'ordre de -0.6 et $\sigma_{[Fe/H]}$ =0.3 dex.
Prouver de manière non ambigüe l'existence d'un gradient de métallicité nous permettrait de pencher en faveur de l'un des scénarii précédents, et de savoir enfin si le disque épais est complètement distinct du disque mince ou/et du halo, ou s'il existe une continuité très nette dans les chimies et les cinématiques de leurs populations. Déterminer l'âge des

populations du disque épais constitue également une tâche très délicate, étant donnée la difficulté de discerner les réelles populations du disque épais (c'est-à-dire d'éviter la contamination des populations à la fois du vieux disque et du halo).
Plusieurs mécanismes de formation peuvent être à l'origine de la présence de cette composante (formation de la population II puis phase lente d'effondrement (supportée par la pression), brusque 'chauffage' dynamique du disque mince originel par accrétion d'un satellite...).

1.1.2 Le bulbe

La plupart des astronomes ont longtemps décrit le bulbe comme un système axisymétrique, composé d'étoiles très vieilles formées lors de la genèse de la Galaxie. En fait, la réalité est beaucoup plus compliquée : de récentes études concernant des comptages stellaires et des données photométriques en infra-rouge ont montré que le bulbe était en fait un système triaxial complexe, constitué non seulement d'une barre en rotation rapide, mais probablement aussi de plusieurs autres sphéroïdes. Son applatissement, perçu de manière évidente par les données du satellite COBE, se comprend aisément car le bulbe est très vraissemblablement supporté par la rotation : on peut en effet observer une relation étroite entre l'applatissement du bulbe et le rapport Vrot/σ, c'est-à-dire le rapport de la vitesse de rotation maximale du bulbe ('ordered motion') sur la dispersion centrale maximale du bulbe ('random motion'). Pour un applatissement correspondant à un rapport d'axes c/a = 0.7 comme celui du bulbe, on doit normalement observer un Vrot/σ de l'ordre de 0.6 (Binney, 1982) ; ceci a été récemment vérifié à l'aide de données cinématiques de géantes K (Minniti et al, 1992). Le bulbe galactique se distingue donc des galaxies elliptiques pour lesquelles les dispersions de vitesse internes s'avèrent être par contre fortement anisotropiques. Les métallicités des étoiles du bulbe apparaissent extrêmement variées, et l'existence d'un gradient radial de métallicité, qui pourrait aider à mieux contraindre le mode de formation du bulbe, reste actuellement extrêmement controversée.

1.1.3 Le halo

Les objets les plus vieux de la Galaxie observés à ce jour font partie du halo ; les propriétés des étoiles du halo nous renseignent donc essentiellement sur les étapes précoces du développement de la Galaxie. On estime actuellement que le halo s'étend au moins jusqu'a 100 kpc du centre galactique.
Le halo est principalement constitué :

- d'étoiles (géantes, RRLyrae...) principalement regroupées en une centaine d'amas globulaires de métallicité moyenne [Fe/H]=-1.5 ; ces étoiles ont des orbites très elliptiques et donc des vitesses élevées par rapport au système de référence local (*'local standard of rest'*).

- de quelques galaxies satellite (dont les Nuages de Magellan, la Petite Ourse, etc). On estime d'ailleurs qu'il existe une intéraction très forte entre le halo et le Grand Nuage de Magellan, dont la conséquence principale serait le gauchissement du disque galactique (Weinberg, 1992a).
- de gaz relativement chaud ($\simeq 10^5$ K) probablement éjecté lors d'explosions de supernovae ou provenant de diverses sources extragalactiques.
- de matière noire : 90 % de la masse de la Galaxie n'est détectable que par le biais de la gravitation. Le halo «noir» domine donc complètement la dynamique du halo et conserve encore actuellement tous ses mystères.

Quant à la forme intrinsèque du halo *interne*, (sphérique (?), sphéroïdale (?), triaxiale (?)), si elle était mieux connue, elle permettrait d'apporter des contraintes fondamentales sur les conditions initiales de formation de la Galaxie.

1.2 Les traceurs stellaires cinématiques évolués

Les propriétés cinématiques des traceurs stellaires reflètent les processus physiques survenus durant l'évolution de la Galaxie ainsi que, pour les plus vieux d'entre eux, les conditions initiales de formation et d'évolution de la proto-Galaxie. Parmi toutes les populations traceur on choisira de ne parler dans cette étude que des plus évoluées, constituant à ce titre des échantillons d'étoiles relaxées, légitimant ainsi l'application de modèles stationnaires. Ces traceurs évolués se rangent principalement en 2 catégories : les géantes (rouges, ou appartenant à la «branche asymptotique des géantes») et les étoiles post-AGB (constituées essentiellement des étoiles OH/IR et des nébuleuses planétaires.)

1.2.1 Les géantes rouges

La population des géantes rouges est la population stellaire évoluée la plus utilisée dans les études cinématiques et chimiques de la Galaxie. En effet, ces étoiles sont brillantes, facilement reconnaissables, de métallicités très variées, et de surcroît très nombreuses dans la Galaxie, leur durée de vie (de l'ordre de quelques millions d'années) étant bien supérieure par exemple à celle des étoiles AGB et post-AGB, qui n'est seulement que de quelques milliers d'années (voir figure 1.3).

La plupart des études utilisant des données de géantes concernent le bulbe, et plus généralement la fenêtre de Baade, située à l=0.9 et b=-3.9, qui permet d'approcher une région centrale de la Galaxie ; toutes les populations stellaires, et en particulier les géantes, y apparaissent avec de très grandes dispersions de vitesses. La valeur moyenne des métallicités des géantes dans la fenêtre de Baade reste extrêmement controversée : Mac Williams & Rich (1994) y ont trouvé une métallicité moyenne [Fe/H] = -0.25, alors que d'autres auteurs (Tyson & Rich, 1991) ont trouvé une valeur plus proche de $+0.30$. En 1992, Minitti et al. ont étudié un échantillon de géantes K dans 2 champs du bulbe placés à des distances

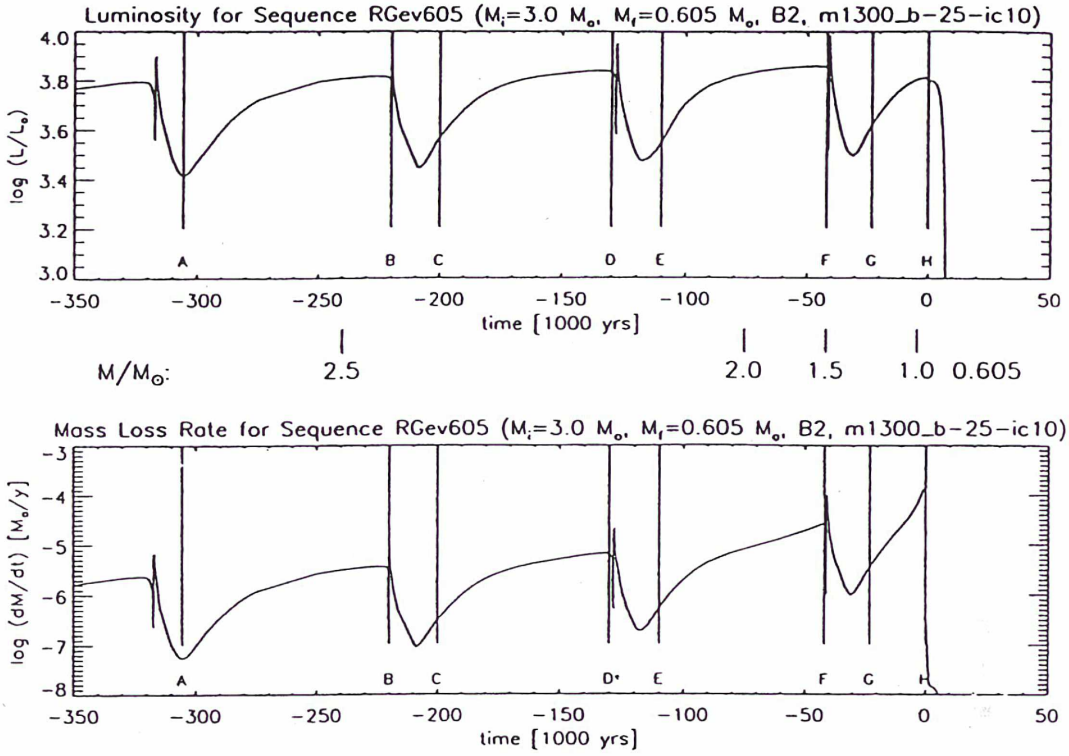


FIG. 1.3 – *Variation de la luminosité (haut) et variation du taux de perte de masse (bas) en fonction du temps lors des 4 derniers pulses thermiques d'une étoile de masse initiale 3 $M_\odot$ (d'aprés le modèle de Blöcker, 1995) ; le temps zéro marque le début de la phase post-AGB ; la masse stellaire courante est indiquée entre les 2 graphes (Schönberner, 1996)*

galactocentriques différentes. Ils ont ainsi montré que les dispersions de vitesse diminuent lorsque l'on s'écarte du centre galactique, mais ils n'ont pas réussi à montrer si le gradient est radial ou/et vertical. La vitesse de rotation des géantes du bulbe est de l'ordre de 8.3 $\pm$ 0.6 km s^{-1} degré$^{-1}$ (Minitti, 1996). Le résultat peut-être le plus impressionnant concernant l'étude des géantes du bulbe est dû à Zhao et al. (1994) qui, à partir de mouvements propres et de vitesses radiales de 62 géantes K dans la fenêtre de Baade, ont pu construire l'ellipsoïde de vitesse de la population, mettant en exergue la présence d'une déviation marquée du vertex, et mettre ainsi en évidence, pour la première fois à partir de données cinématiques stellaires, la triaxialité du bulbe.

Récemment, Ibata & Gilmore (1995) ont fait une étude détaillée des cinématiques et des métallicités de 1500 géantes K et M comprises dans une région *externe* du bulbe (0.7<R<3.7 et 1.2<Z<2.7). Ils ont montré que la courbe de rotation est linéaire dans cette zone (de pente 25 km s^{-1} kpc^{-1}), ont dérivé les lois de densité du bulbe et du disque, n'ont remarqué aucune assymétrie particulière dans les cinématiques, et n'ont déterminé aucun gradient de métallicité particulier entre R=500 et 3500 pc : la population des géantes y semble

donc bien mélangée; ils ont également montré que le bulbe et le halo avaient la même distribution en moment angulaire ainsi que, de façon distincte, les disques mince et épais. Une étude de géantes K en direction de l'anticentre (Lewis & Freeman, 1989) a montré l'existence d'un mouvement radial très net du centre local des vitesses vers l'interieur de la Galaxie ($V \simeq 10$ km s^{-1}), et de multiples études utilisant des populations stellaires diverses ont également corroboré ce résultat (Metzger & Schechter, 1994...) ; cela tendrait donc à montrer que le disque de la Galaxie n'est pas axisymétrique. Par contre, Blitz & Spergel (1991), à partir de données cinématiques HI, ont trouvé un mouvement inverse du centre local des vitesses (vers l'exterieur), et d'amplitude sensiblement égale. D'après Weinberg (1992b), le Grand Nuage de Magellan, qui pourrait influer dynamiquement sur le halo, serait par là-même à l'origine d'une certaine réponse transitoire du gaz dans le disque qui diffèrerait de la réponse stellaire.

1.2.2 Les étoiles AGB et post-AGB

Les données du catalogue IRAS permettent de sélectionner aisément de multiples populations AGB et post-AGB ; les étoiles variables les plus brillantes de ce catalogue sont principalement des étoiles carbonées et des Miras à longue période et à fort taux de perte de masse. Ces étoiles sont particulièrement avantageuses pour *dessiner* la structure de la Galaxie car elles sont extrêmement brillantes, la plupart de leur luminosité est émise dans l'infra-rouge (là où la Galaxie est relativement transparente), et parce qu'elles descendent d'étoiles de masse faible et intermediaire, elles sont particulièrement représentatives des populations du disque galactique. Grâce à ces données, Weinberg (1992a) a pu donner une valeur des échelles radiale et verticale (respectivement 4.5 et 0.8 kpc) du disque, et a pu mettre en évidence la présence d'une sorte de forme triaxiale, peut-être une barre, de 5 kpc de longueur, orientée à un angle de $-36°$ par rapport à la ligne de visée centre galactique/soleil ; d'après Spergel (1992), il s'agirait plutôt de la mise en évidence d'une sorte d'ellipticité dans le disque épais.

Les Miras sont des étoiles variables qui représentent une phase très courte dans l'évolution d'une étoile de masse initiale faible, et qui, placées en haut de la branche asymptotique des géantes, sont à la luminosité maximale de l'étoile ($L \geq 2.10^3$ $L_\odot$) ce qui les rend facilement détectables à de grandes distances. La période de pulsation des Miras est étroitement corrélée avec leur âge, leur masse et leur métallicité, ce qui fait que les Miras d'une période donnée constituent une population *homogène*. La relation période/luminosité des Miras est particulièrement évidente et permet la détermination directe de leur distance. Ainsi, l'étude de la distribution en nombre de Miras dans le bulbe en fonction de leur module de distance a permis de conforter la présence d'une barre au sein de notre Galaxie, les Miras à longitudes positives s'avérant être en moyenne plus proches que celles à longitudes négatives (Whitelock & Catchpole, 1992).

Quant aux étoiles OH/IR, étoiles post-AGB caractérisées par l'émission de leur maser OH

à 18 cm (1612 MHz), elles font peu l'objet d'études cinématiques et dynamiques de la Galaxie. En 1983, 34 d'entre elles ont été découvertes au voisinage du centre galactique, y apparaissant en rotation extrêmement rapide (Vrot = 200 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, voir Habing et al., 1983).
Au cours de sa thèse, te Lintel Hekkert (1991) a mis en évidence l'existence de 2 sous-populations d'OH/IR, l'une faisant partie du vieux disque, à forte vitesse d'expansion, et l'autre, à vitesse d'expansion plus faible, ayant toutes les caractéristiques d'une population appartenant au disque épais. En utilisant une méthode de programmation quadratique, te Lintel Hekkert et al. (1991) ont ajusté une collection d'orbites galactiques à la cinématique d'environ 1500 étoiles OH/IR, et les fonctions de distribution à 2 intégrales ainsi dérivées pour chaque sous-population diffèrent de manière suffisamment significative pour suggérer que ces 2 classes sont effectivement distinctes.

Les travaux ayant porté sur les nébuleuses planétaires sont décrits dans le chapitre suivant (paragraphe 2.2.4).

Bibliographie

Bahcall, J. & Soneira R., ApJ Supp., 1980, **44**, 73

Bienaymé, O., Robin, A. & Crézé, M., 1987, A&A, **180**, 94

Binney, J., 1982, ARA&A, **20**, 399

Blitz, L. & Spergel, D., 1991, ApJ, **370**, 205

Blöcker, T., 1995, A&A, **297**, 727

Eggen, O., Lynden-Bell D. & Sandage A., 1962, ApJ, **136**, 748

Fux, R. & Martinet, L., 1994, A&A, **287**, L21

Gilmore, G. & Reid, N., 1983, MNRAS, **202**, 1025

Gilmore, G., Wyse, R. & Kuijken, K., 1989, ARA&A, **27**, 555

Gilmore, G., 1993, ASP Conference Series, **39**, p. 55

Habing, H., Olnon, F., Winnberg, A., Matthews, H. & Baud, B., 1983, A&A, **128**, 230

Ibata, R. & Gilmore, G., 1995, MNRAS, **275**, 591

Kent, S. M., Dame, T. M. & Fazio, G., 1991, ApJ, **378**, 131

van der Kruit, P., 1992, dans *'The Center, Bulge and Disk of the Milky Way'*, p.131

Lewis, J. & Freeman, K., 1989, AJ, **97** (1), 139

te Lintel Hekkert, P., Dejonghe, H. & Habing, H., 1991, Proc. ASA, **9** (1), 20

te Lintel Hekkert, 1991, thèse, Observatoire de Leyde (Pays-Bas)

Mac Williams, A. & Rich, M., 1994, ApJS, **91**, 749

Metzger M. & Schechter P., 1994, ApJ, **420**, 177

Mihalas, D. & Binney, J., 1980, dans *'Galactic astronomy'*, aux éditions Freeman and Company, San Francisco

Minniti, D., White, S., Olszewski, E. & Hill, J., 1992, ApJ, **393**, L47

Minitti, D., 1996, ApJ, **459**, 579

Robin, A., Crézé, M. & Mohan, V., 1992, A&A, **265**, 32

Schönberner, D., 1996, à paraître dans A&A

Sevenster, M., Dejonghe, H. & Habing. H., 1995, A&A, **299**, 689

Spergel, D., 1992, dans *'The Center, Bulge and Disk of the Milky Way'*, aux éditions L. Blitz, p. 77

Tyson, N. & Rich, M., 1991, ApJ, **367**, 547

Weinberg, M., 1992a, ApJ, **384**, 81

Weinberg, M., 1992b, ApJ, **392**, L67

Whitelock P. & Catchpole R., 1992, dans *'The Center, Bulge, and Disk of the Milky Way'*, éditeur L. Blitz (Kluwer Academic Publishers), p.103

Zhao, H., Spergel, D. & Rich, M., 1994, AJ, **108** (6), 2154

Chapitre 2

Les nébuleuses planétaires

FIG. 2.1 – *Globules cométaires de la nébuleuse planétaire Hélix (NGC 7293) située à 138 pc du Soleil (télescope spatial Hubble).*

En 1785, lors de la réédition du Catalogue de C. Messier, W. Herschell publia un article dans lequel il fit remarquer la présence de nébuleuses singulières, ressemblant à des fantômes de planètes (ou «disques de planètes verdâtres»), et les dénomma nébuleuses planétaires. Dans un autre article de 1791, il reporta une observation faite de NGC 1514 : «*...Une étoile d'une magnitude d'environ 8 avec une atmosphère lumineuse faible, de forme circulaire. L'étoile est parfaitement placée au centre, et l'atmosphère est si diluée, si faible et si homogène partout qu'il ne peut pas y avoir de doute quant à sa nature stellaire ; ni sur la connexion évidente entre l'atmosphère et l'étoile...*». Ce n'est qu'avec l'avènement de la spectroscopie au milieu du 19ème siècle que ces objets commencèrent à révéler une partie de leurs mystères : en 1865, W. Huggins découvrit 3 raies particulièrement intenses dans le spectre de NGC 6543 : l'une fut identifiée comme étant la raie de Balmer Hβ, et les 2 autres, inconnues jusqu'alors, se virent associées à la découverte d'un nouvel élément, le nébulium. En 1928, I. Bowen identifia finalement ces 2 raies comme étant les raies interdites de [OIII], provenant de la transition de l'ion O^{++} vers des niveaux métastables. On comprit à la même époque que l'élargissement, voire le dédoublement des différentes raies spectrales observées était dû à l'expansion de la nébuleuse. On se doutait également, vu la faible proportion de la population des nébuleuses planétaires par rapport à celle des autres corps stellaires, que la durée de vie d'une nébuleuse planétaire devait être assez courte, mais on n'arrivait toujours pas à placer correctement ces astres dans le diagramme d'évolution stellaire. Ce n'est qu'à partir des travaux théoriques d'I. Schklowsky en 1956 que l'on comprit que les nébuleuses planétaires étaient les descendants des géantes rouges et les progéniteurs des naines blanches. Ces résultats furent étayés par Abell et Goldreich en 1966 : ces derniers montrèrent, par la mesure de vitesses d'expansion de nébuleuses planétaires et de vents de géantes rouges, que l'existence des nébuleuses planétaires provenait de l'éjection des enveloppes de géantes rouges. Pour schématiser de la façon la plus simple, on peut dire qu'une nébuleuse planétaire évolue à partir du stade de géante rouge ; son noyau augmente en température, puis se refroidit en une naine blanche, tout ceci à travers la combinaison d'instabilités pulsatives et dynamiques. Ce n'est qu'à partir des années 1970 que l'on commença à mesurer toute la richesse et la complexité du spectre électromagnétique d'une nébuleuse planétaire : celui-ci s'étend en effet du domaine des X jusqu'en Radio, ceci rendant compte des innombrables processus de rayonnement provenant de l'évolution synchrone du noyau central et de la nébuleuse en expansion. De par la grande diversité des propriétés physiques au sein de la population des nébuleuses planétaires (systèmes binaires serrés, particularités du progéniteur AGB), leurs structures morphologiques s'avèrent être généralement complexes et variées, et de surcroît différentes suivant la longueur d'onde à laquelle on les observe, les différents ions étant répartis dans diverses zones de la nébuleuse appelées *sphères de Strömgren*. D'après la classification de Balick (1987), il existe 3 types principaux de morphologies concernant les nébuleuses planétaires – (1) rond (stellaire, annulaire... *Hélix, la Lyre, A43...*) – (2) elliptique (*A72, NGC*

7009...) – (3) papillon (bipolaire, irrégulier... *NGC 6302, M 2-9, NGC 2440...*) à l'intérieur desquels existent plusieurs sous-classes selon le degré d'évolution de la nébuleuse. Certaines nébuleuses planétaires sont particulièrement singulières et échappent à cette classification (NGC 6543, NGC 7008...).
Plus récemment, une modélisation selon le scénario des vents intéractifs a permis de représenter de façon cohérente les diverses morphologies. (voir figure 2.2).

2.1 La place des nébuleuses planétaires dans l'évolution stellaire

2.1.1 Le schéma évolutif

Les évolutions standards des étoiles de 1 $M_\odot$ et 5 $M_\odot$ sont représentées dans le diagramme Hertzsprung-Russel de la figure 2.3. Les principales étapes de l'évolution d'une étoile de type solaire sont schématiquement les suivantes :

1. L'étoile, qui a passé près de 10 milliards d'années à «brûler» tout l'hydrogène de son cœur, quitte la séquence principale. Le noyau de l'étoile, constitué d'hélium pur, est maintenant devenu inerte et se contracte. Une partie de l'énergie gravitationnelle libérée réchauffe le cœur, et une autre partie chauffe suffisamment la coquille périphérique d'hydrogène pour permettre la fusion en hélium ; l'enveloppe stellaire devient plus lumineuse et se dilate. L'étoile devient une géante rouge près de 3 millions d'années après avoir quitté la séquence principale.
2. Lorsque la température interne du noyau atteint environ 10^8 K, une nouvelle fusion s'amorce dans le cœur de l'étoile : l'hélium commence soudainement à se transmuter en carbone ; afin d'évacuer l'énergie de ce *flash d'hélium*, la luminosité stellaire augmente d'un facteur 1000 et la température photosphérique diminue légèrement ($T \simeq 3500$ K). Ceci marque la fin de la phase de géantes rouges.
   Rappelons tout de même que les étoiles de masse > 2 $M_\odot$ passent directement au stade AGB sans passer par le stade de géantes rouges.
3. Une fois l'énergie du flash d'hélium évacuée, l'étoile «désenfle» ; l'hélium se transforme en carbone et en oxygène dans le cœur. La luminosité reste constante (environ 50 $L_\odot$). L'étoile évolue sur la *«branche horizontale»* (HB), sa température photosphérique augmentant progressivement de 4000 à 9000 K.
4. Alors que l'hélium central est presque totalement transmuté en carbone et en oxygène, l'hélium et l'hydrogène continuent de brûler dans les coquilles périphériques ; l'étoile présente à ce stade une structure en «pelure d'oignon», à savoir un noyau très compact entouré d'une mince couche d'hélium et d'une plus grande enveloppe d'hydrogène ; la luminosité et la température augmentent : l'étoile remonte le long de la *«branche asymptotique des géantes»* (AGB en anglais) en se dilatant afin de libérer de l'énergie.

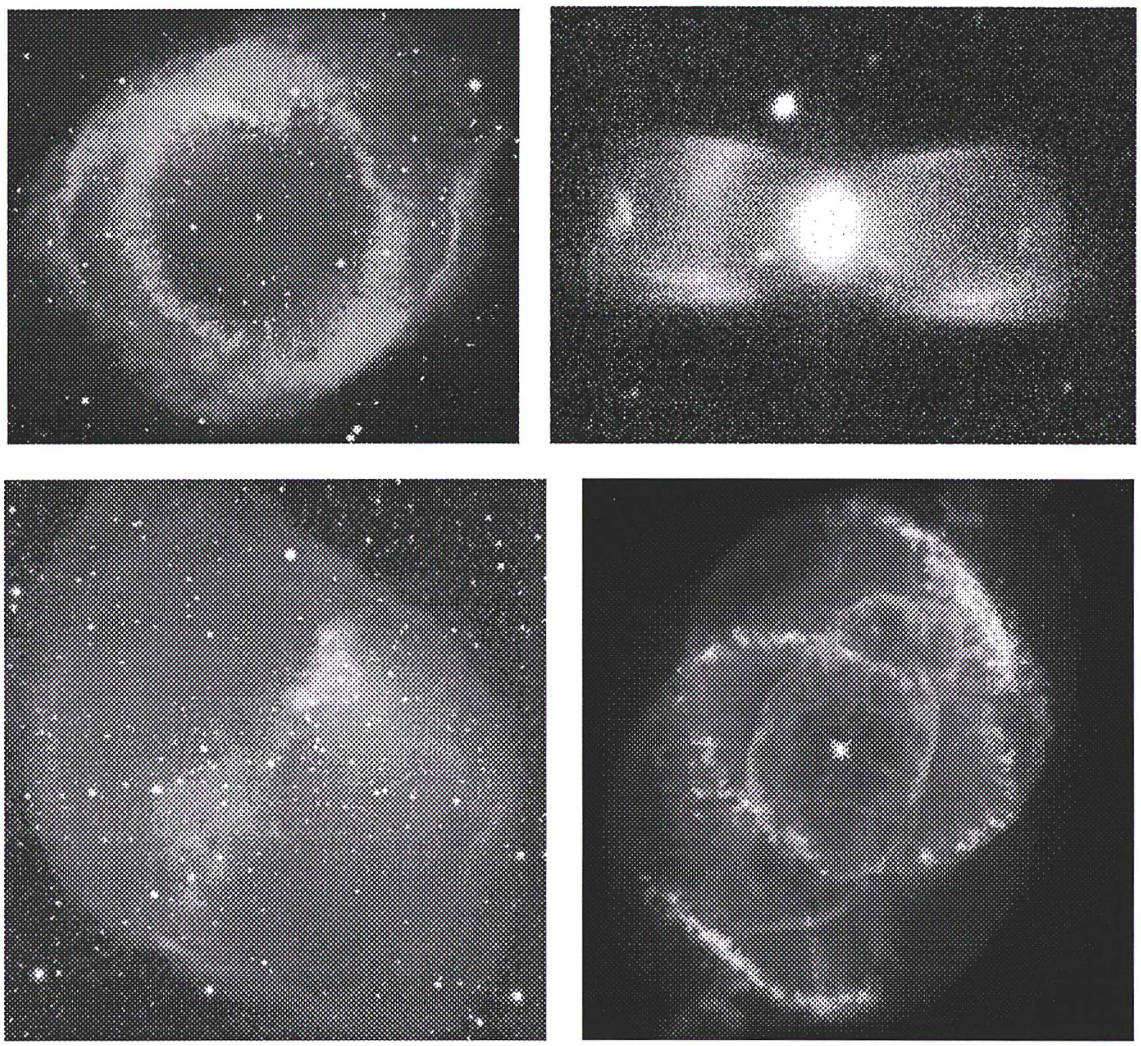


FIG. 2.2 – *Quelques types morphologiques de nébuleuses planétaires : (a) annulaire (Helix), (b) papillon (M 2-9), (c) elliptique (NGC 6853 ou «Dumbell»), (d) particulière (NGC 6543)*

Un premier vent stellaire est alors evacué, de faible vitesse ($V \simeq 5$ km s^{-1}) et à débit modéré ($\simeq 10^{-6}$ $M_\odot$/an). Puis, avant même d'atteindre le haut de la branche asymptotique, l'étoile devient soudainement instable : l'énorme flot d'énergie produite par la fusion de l'hélium ne peut plus être évacuée que lors d'une série de pulsations (ou *'pulses'*) ; l'étoile, qui a atteint le stade de Mira, augmente en volume, et donc en luminosité. Au cours de ces multiples soubresauts thermiques, ayant lieu tous les 10^3 à 10^4 ans, la matière profonde est à chaque fois soulevée et mélangée aux gaz de l'enveloppe externe : c'est le phénomène de dragage (ou *«dredge-up»* en anglais).

5. Arrivée en haut de la branche asymptotique, la luminosité (qui est maximale) de la Mira est de l'ordre de 1500 $L_\odot$. **Un deuxième vent** dense, appelé «supervent», marque la fin de la phase AGB (qui aura duré environ 10^5 ans), avec une perte de masse de l'ordre de 10^{-5} $M_\odot$/an et une vitesse modérée ($V \simeq 10$ km s^{-1}).
6. En l'espace de 1000 ans, l'étoile se retrouve entourée par une épaisse couche de poussières (grains de silicate et de graphite formés par condensation, ou molécules complexes (PAH)). L'étoile passe ensuite, selon toute vraisemblance, par le stade OH/IR, caractérisé par l'émission d'un maser OH à 18 cm. La température des poussières est alors typiquement de l'ordre de 300 K, ce qui correspond à un rayonnement aux alentours de 100 μm. À ce stade, l'enveloppe de gaz et de poussières est optiquement épaisse et l'étoile centrale invisible.
7. La température photosphérique continue à augmenter, la luminosité restant constante. Dès que la température atteint environ 30000 K, les photons de l'étoile centrale deviennent assez énergétiques pour ioniser la nébuleuse qui devient par là-même visible et est dénommée *«nébuleuse planétaire»*. **Un troisième vent** se produit, ténu (débit inférieur à 10^{-9} $M_\odot$/an) et très rapide ($V \simeq 2000$ km s^{-1}). Ce vent, en poussant l'enveloppe externe de gaz, est à l'origine de la cavité centrale des nébuleuses planétaires ; le gaz fortement comprimé créé une sorte de coquille brillante qui s'épand typiquement à 20 km s^{-1} : c'est cette grandeur que l'on mesure observationnellement et que l'on appelle vitesse d'expansion (voir figure 2.4). C'est la géométrie de l'enveloppe résidu de la géante rouge intéragissant avec ce vent qui va déterminer la morphologie de la nébuleuse planétaire : la nébuleuse sera sphérique, elliptique ou en papillon lorsque l'enveloppe de la géante rouge aura été éjectée de façon quasi-sphérique, ou dans la direction polaire, ou encore dans le plan équatorial sous la forme d'un disque fin et dense respectivement (Balick, 1987). L'étoile continue à se réchauffer et à se contracter, ceci toujours à luminosité constante, le rapport poussières/gaz décroissant graduellement. La masse «résiduelle» de l'étoile dépouillée est alors en moyenne de 0.6 $M_\odot$.
8. Quand la température atteint une certaine limite (environ 250 000 K), la combustion en couche s'arrête. La température et la luminosité diminuent cette fois-ci de façon irréversible. Environ 10 000 ans après avoir quitté le haut de la branche asympto-

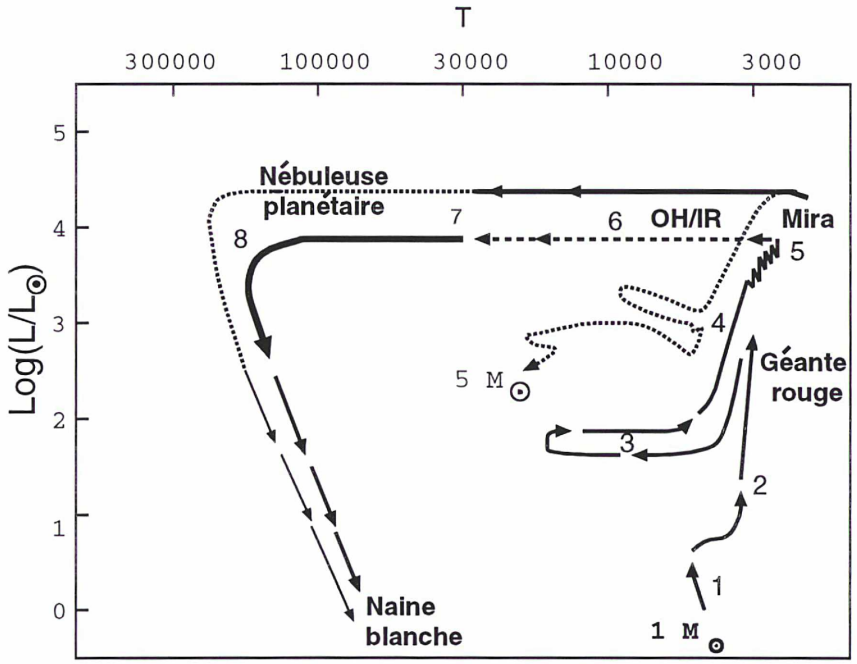


FIG. 2.3 – *Tracé évolutif schématique d'étoiles de 1 et 5 $M_\odot$*

tique des géantes, l'étoile se comprime et devient une naine blanche. Les irrégularités de structure de l'enveloppe s'estompent peu à peu, les gaz se diluant dans le milieu interstellaire : les éléments lourds synthétisés au cours de l'évolution de l'étoile (C, N, O...) ainsi que les poussières enrichissent le milieu environnant qui fournira par la suite la matière première recyclée pour une nouvelle génération d'étoiles. L'étude des abondances chimiques des nébuleuses planétaires permet ainsi de mieux connaître la composition (1) chimique du milieu interstellaire au moment même de la formation de l'étoile progénitrice, (2) des éléments transmutés à l'intérieur de l'étoile elle-même.

Un cas singulier d'évolution : SAO 244567

La rapidité d'évolution de cette étoile est assez exceptionnelle : en 1971, son spectre optique indiquait qu'elle était alors une supergéante post-AGB ; il s'avère qu'en l'espace de 20 ans, cette étoile est arrivée au stade de nébuleuse planétaire !

De 1988 à 1995, la magnitude de son étoile centrale a diminué d'un facteur 2.8, la vitesse terminale du vent stellaire est passée de 3500 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ à pratiquement 0 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, et les figures d'absorption des doublets NV et CIV (en UV) ont décrû de façon significative, ceci indiquant la fin d'un épisode de perte de masse rapide. SAO 2244567 est donc actuellement une jeune nébuleuse planétaire à évolution extrêmement rapide (Parthasarathy *et al.*, 1995).

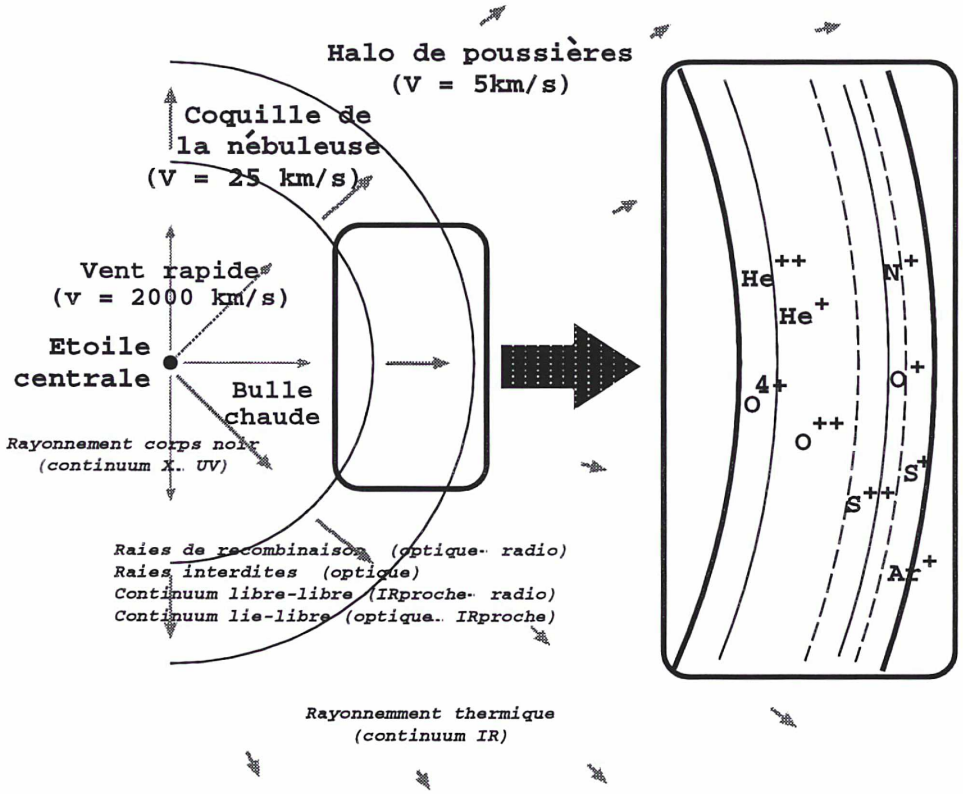


FIG. 2.4 – *Modèle de vents intéractifs et structure schématique d'ionisation d'une nébuleuse planétaire (d'après Kwok, 1994).*

2.1.2 Les processus de rayonnement

Les nébuleuses planétaires sont des objets particulièrement intéressants à étudier de par la richesse des différents processus physiques survenant au sein du système noyau/nébuleuse, et constituent à ce titre des laboratoires grandeur nature inespérés pour les physiciens.
La source d'énergie du système est l'étoile centrale, intéragissant avec la nébuleuse à la fois dynamiquement par le biais de vents stellaires, et radiativement par photo-ionisation UV. Une nébuleuse planétaire est un système en perpétuelle évolution, dans le sens où les propriétés physiques de son noyau (température, luminosité...) et de sa nébuleuse en expansion (densité...) se modifient de façon significative au cours de sa très courte durée de vie. De plus, l'environnement nébulaire est constitué d'une multitude de particules (grains de poussières, molécules, atomes, ions) qui absorbent différentes parties du rayonnement stellaire et le ré-émettent dans d'autres parties du spectre électromagnétique : une nébuleuse planétaire possède donc un spectre en continuum et en raies d'émission très riche, dont les plus brillantes appartiennent au domaine du visible (principalement [OIII] et Hα, voir figure 2.5).
Une nébuleuse planétaire est constituée de 3 composantes principales (voir figures 2.4 et

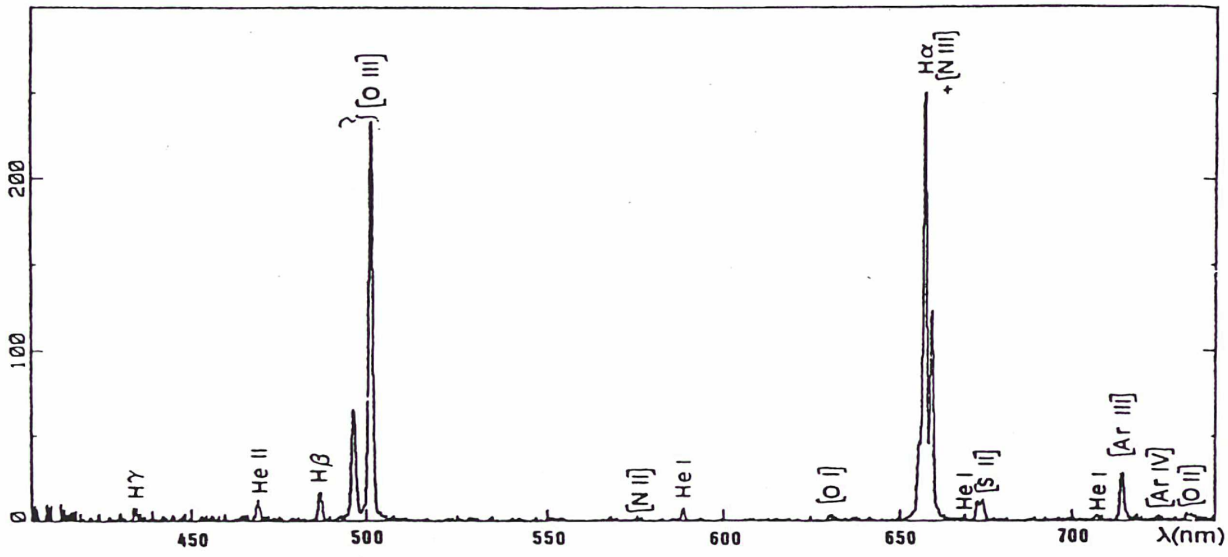


FIG. 2.5 – *Spectre optique de la nébuleuse planétaire Th 3-26 (extrait de Acker et al., 1992)*

2.7) :

1. **l'étoile centrale** (ou «noyau») qui émet des photons UV ionisant l'enveloppe nébulaire. Le spectre de ce noyau peut être assimilé en première approximation à un spectre de corps noir de température comprise entre 30 000 et 200 000 K. Déterminer ses caractéristiques physiques (spectre, magnitude, couleur...) est une tâche assez délicate, car la luminosité des noyaux de nébuleuses planétaires est souvent faible et la lumière stellaire donc difficile à distinguer de la lumière nébulaire (voir paragraphe 2.1.3). Les données du satellite IUE ont apporté des informations considérables sur les processus de rayonnement de ces étoiles.
   On distingue généralement différents types de noyaux selon les caractéristiques de leur spectre (présence ou non de raies d'absorption ou d'émission) ; citons par exemple les Wolf-Rayet, caractérisées par la présence de très fortes raies en émission d'hydrogène, d'hélium, de carbone, d'azote et d'oxygène.

2. **la nébuleuse de gaz en expansion**, photo-ionisée, et de faible densité ($\simeq 10^3$ cm^{-3}). Une nébuleuse est donc fortement éloignée d'un quelconque équilibre thermodynamique ; sa composition ionique ainsi que le peuplement des différents niveaux atomiques sont déterminés en chaque point par l'équilibre statistique des processus microscopiques.
   Le gaz (H, He) peut ne pas être complètement ionisé et donc est encore constitué d'une quantité non négligeable de gaz neutre (ce qui est le cas par exemple des jeunes nébuleuses planétaires) ; dans ce cas, la nébuleuse est appelée «*optiquement épaisse*

au rayonnement en H (ou He) de l'étoile centrale», ou encore «*bornée par le rayonnement*». Dans le deuxième cas, la nébuleuse est complètement ionisée, et «*optiquement mince au rayonnement de l'étoile centrale*», ou encore «*bornée par la matière*».
Le spectre d'une nébuleuse planétaire est dominé par 2 types de processus de rayonnement :

(a) *émission d'un continuum*
Rayonnements lié-libre, libre-libre (type Bremsstrahlung) et 2 photons

(b) *émission de raies*
- par recombinaison
Ces raies sont émises en 10^{-8} s grâce à la capture d'un photo-électron par un ion (en général d'hydrogène ou d'hélium) chargé positivement ; l'électron se retrouve dans un des niveaux excités de l'atome, et descend en cascade vers des niveaux inférieurs : c'est ainsi que se forment les fameuses séries de Lyman (en UV), de Balmer (en optique) et de Paschen (en IR), ainsi que les séries des raies de l'hélium. L'intensité des raies de l'hydrogène reste étroitement liée à la température de l'étoile centrale tant que la nébuleuse reste optiquement épaisse.
- par excitation collisionnelle (raies interdites)
Le processus d'émission est différent du cas précédent : certains photo-électrons possèdent assez d'énergie pour transporter des électrons liés sur des niveaux métastables, à partir d'où la transition spontanée ne se fera qu'au bout d'un certain temps relativement long (par exemple 35.5 s pour [OIII], voir figure 2.6). Ces raies sont interdites, car ces transitions spontanées sont impossibles dans la plupart des autres milieux, qui ne peuvent que subir d'inévitables désexcitations collisionnelles. Il existe également des raies d'excitation collisionnelle «permises», mais visibles seulement à très haute énergie (UV lointain).
Son milieu gazeux étant extrêmement ténu (typiquement 10^4 atomes/cm^3 contre par exemple 10^{19} pour l'atmosphère terrestre) une nébuleuse planétaire émet une quantité impressionnante de raies interdites, les principales raies étant [OIII], [NII] et [SII] (voir figure 2.5).

Bien que les atomes d'hydrogène et d'hélium soient en surnombre par rapport aux autres éléments, on constate que les raies d'excitation collisionnelles sont aussi fortes que les raies de recombinaison, simplement parce que les processus collisionnels se font en des temps beaucoup plus courts que les processus de recombinaisons radiatives.
C'est l'équilibre entre la photo-ionisation et la recombinaison qui va déterminer le degré d'ionisation de la nébuleuse.

3. **l'enveloppe riche en poussières**, résidu de l'atmosphère éjectée par l'étoile lorsqu'elle était encore sur la branche asymptotique des géantes. Elle est à l'origine de

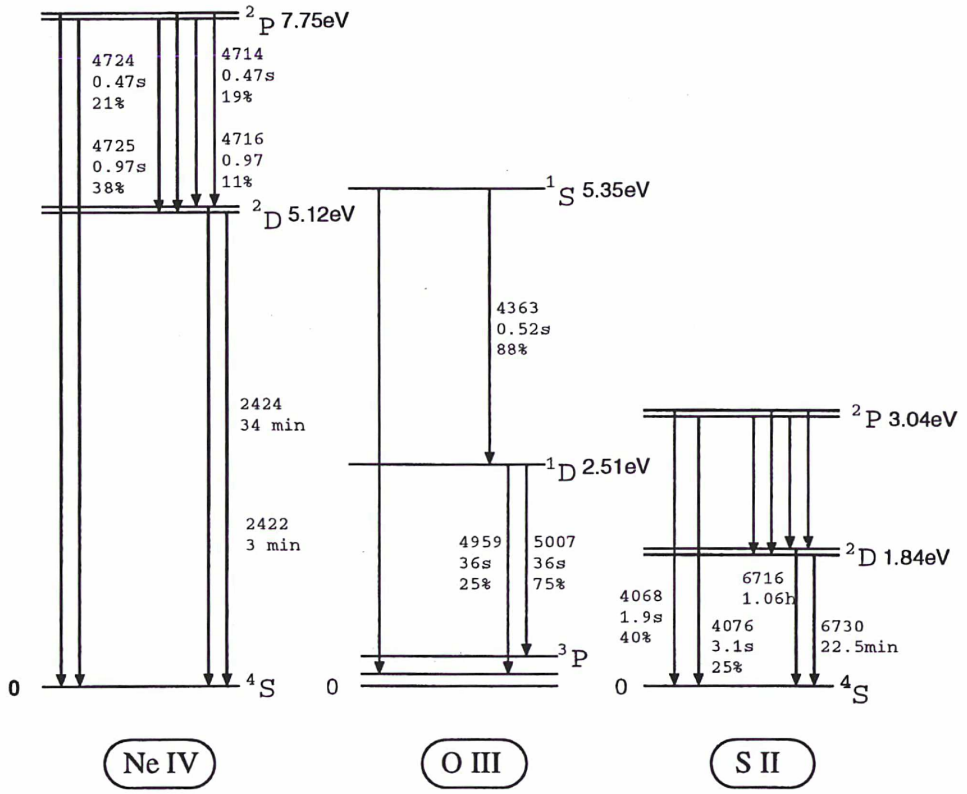


FIG. 2.6 – *Niveaux métastables des ions NeIV, OIII et SII*

l'émission d'un continuum thermique dont la température est déterminée par l'équilibre entre le chauffage radiatif par l'étoile centrale et le refroidissement des poussières par un rayonnement en IR lointain.

2.1.3 La détermination des paramètres fondamentaux

1. **L'extinction interstellaire**

   Avant tout calcul en astrophysique il est bien entendu nécessaire de dérougir les spectres observés, c'est-à-dire de corriger les flux observés des effets de l'extinction interstellaire. On parlera ici d'extinction *interstellaire* et non pas d'extinction *interne à la nébuleuse* qui est en général beaucoup moins importante, ce qui n'est pas le cas par exemple pour les régions HII.

   Il existe 4 méthodes de base pour évaluer l'extinction interstellaire :

   - **par le décrément de Balmer**

     Les raies de Balmer sont particulièrement utiles pour évaluer l'extinction interstellaire car elles ne sont pas trop sensibles aux conditions physiques de la nébuleuse (densité, température...), étant donné que les sections efficaces de recombinaison aux différents niveaux de l'hydrogène ont approximativement la même dépendance en vitesse. Leurs intensités relatives intrinsèques sont :

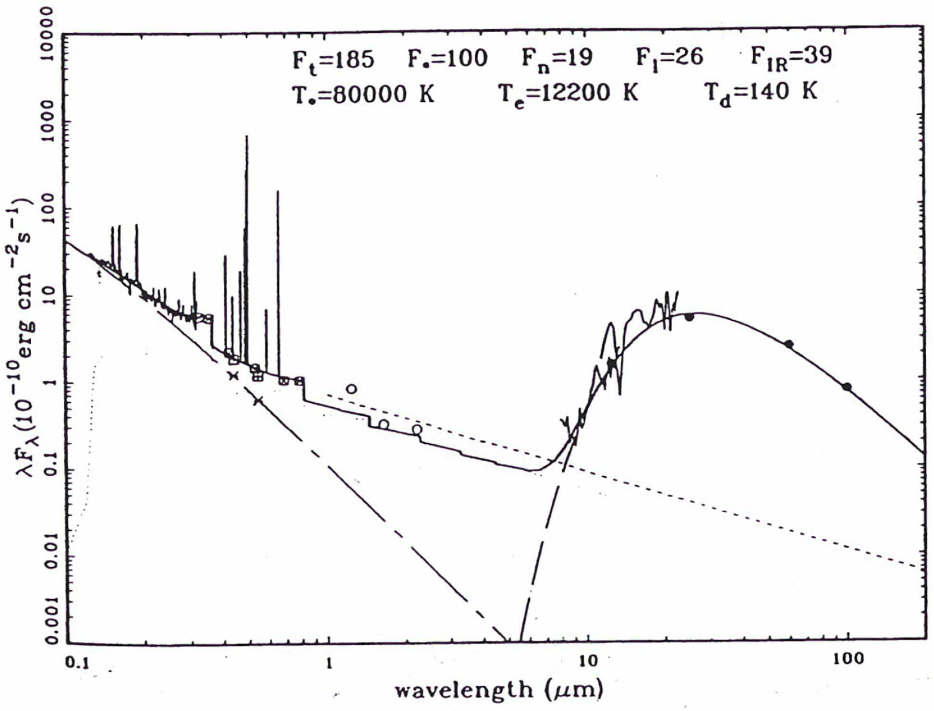


FIG. 2.7 – *Schéma représentant la distribution d'energie spectrale de IC 2448 (extrait de Zhang & Kwok, 1991).*

$I_{H\alpha}$	$I_{H\beta}$	$I_{H\delta}$	$I_{H\gamma}$
2.85	1	0.47	0.26

La constante d'extinction en Hβ est définie par la relation :

$$c_{H\beta} = log(\frac{F(H\beta)^{int}}{F(H\beta)^{obs}})$$

L'extinction affecte également les valeurs relatives des raies observées, la fonction de rougissement «universelle» $f(\lambda)$ étant assez bien connue ; on peut donc écrire :

$$c(H\beta) = \frac{1}{f(\lambda)} log\frac{(F_\lambda/F_{H\beta})^{obs}}{(F_\lambda/F_{H\beta})^{th}}$$

Par exemple, pour $\lambda = H\alpha$: le coefficient logarithmique relatif d'extinction $H\beta/H\alpha$ valant 0.325, on obtiendra la relation simple suivante, avec $(F_{H\alpha})^{obs}$ normalisé à $(F_{H\beta})^{obs} = 100$:

$$c_{H\beta} = \frac{1}{0.325} log(2.85\,\frac{(F_{H\alpha})^{obs}}{100}) = 3.08\,log(F_{H\alpha})^{obs} - 7.55$$

Cette méthode est donc fortement dépendante de la loi d'extinction utilisée.

- **par le rapport (densité de flux radio)/(flux en Hβ)**

  La densité de flux du continuum radio et le flux en Hβ dépendent de la même manière de la densité électronique n_e. Leur rapport est donc indépendant de la

densité électronique, mais dépend tout de fois de la température électronique T_e et du degré d'ionisation de l'hélium par la relation empirique :

$$\frac{S_\nu}{(F(H\beta))^{int}} = 2.51.10^7.T_e^{0.53}.\nu^{-0.1}.Y \qquad (Pottasch, 1984, p.93)$$

où Y est une fonction de l'abondance en hélium.

En général, pour $\nu = 5$ GHz ($\lambda = 6cm$), on pose $T_e = 10^4$ K et on suppose que l'hélium est composé de 50 % d'He^+ et de 50 % d'He^{++}. Suivant les valeurs de ces paramètres, on peut ainsi prédire $(F_{H\beta})^{int}$, et donc directement évaluer l'extinction.

- **par la figure d'absorption à 2200 Å**

  La courbe de l'extinction de la poussière interstellaire en fonction de la longueur d'onde comporte un pic bien connu aux alentours de $\lambda = 2200$ Å. Le flux observé du continuum stellaire présente donc à cette même longueur d'onde une figure d'absorption d'autant plus profonde que l'extinction est importante. Si l'on suppose que ce continuum est en réalité intrinsèquement monotone, alors il est possible de déterminer l'excès de couleur E(B-V) réel de l'étoile centrale tout simplement en comblant la dépression observée à 2200 Å. Mais cette méthode exige de connaître le spectre UV de la nébuleuse planétaire.

- **par la mesure directe de la couleur de l'étoile centrale**

  Cette méthode n'est possible que dans le cas où l'étoile centrale est bien visible et parfaitement classifiable (très chaude, continuum de type O), c'est-à-dire quand la nébuleuse est suffisamment grande ou/et ténue.

  On évalue l'excès de couleur en choisissant un $(B\text{-}V)_o$ caractéristique de ce type d'étoiles évoluées très bleues (en général -0.33).

  Cette méthode est la moins fiable de toutes les quatre, et elle tend à surestimer l'extinction d'autant plus que celle-ci est élevée.

Stasińska *et al* (1992) ont comparé les 2 premières méthodes. Il s'est avéré que le rapport c_{opt}/c_{rad} augmente d'autant plus que l'extinction est importante. L'hypothèse la plus plausible pour expliquer cette tendance est que l'extinction optique est surestimée à cause d'une loi d'extinction standard probablement inappropriée : la loi utilisée généralement pour un milieu homogène et diffus (avec $Rv = \frac{A_v}{E(B-V)} = 3.0$) ne serait valable que dans le voisinage solaire; au-delà, la valeur de R_v est probablement plus faible ($\simeq 2.5$ selon ces auteurs), ceci étant dû à la présence des régions inter-bras spiraux.

2. **L'enveloppe nébulaire**

   - **Température électronique T_e**

     Bien qu'une nébuleuse soit très loin d'un équilibre thermodynamique, on peut tout de même lui définir une température *cinétique* car le temps d'équipartition est bien moindre que les autres temps caractéristiques.

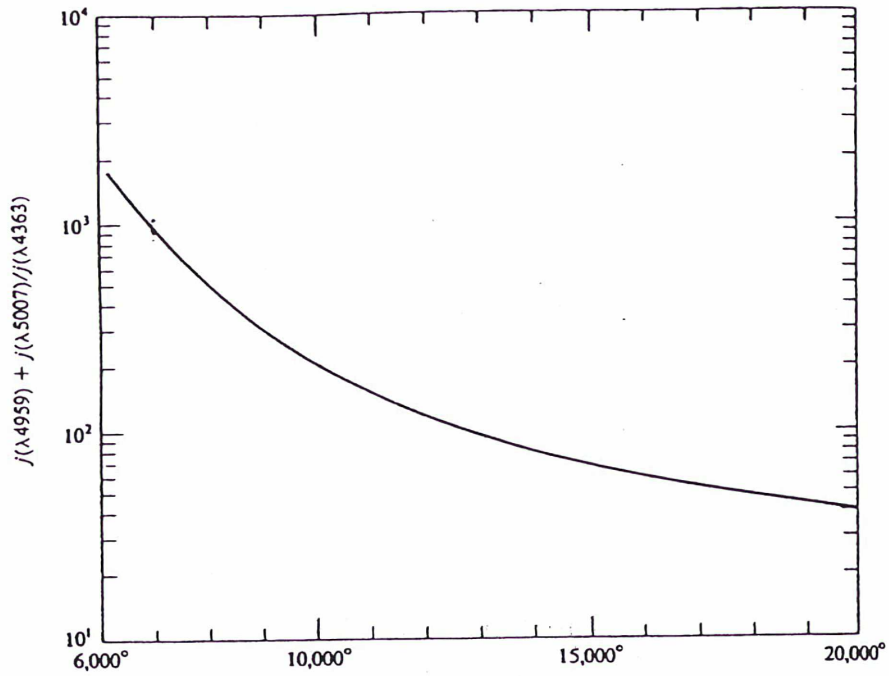


FIG. 2.8 – *Rapport des intensités de raies de [OIII] en fonction de la température électronique (extrait de Osterbrock, 1989, p. 120).*

Afin de calculer la température du gaz ionisé de la nébuleuse, on utilise les rapports d'intensités entre 2 raies émises par le même ion à partir de niveaux possédant des énergies d'excitation différentes ; on utilise généralement les raies [OIII] et [NII] (voir figure 2.8).

Par exemple, si l'on utilise les raies [OIII] situées à 5007, 4633 et 4599 Å, on utilise la relation simple :

$$R = \frac{I(4599) + I(5007)}{I(4633)} = \frac{8.3\, exp^{\frac{3.29.10^4}{T_e}}}{K}$$

avec $K = 1 + 4.5.10^{-4}.\frac{d}{\sqrt{T}} \simeq 1$ pour $n_e \rightarrow 0$

Ainsi, aux faibles densités, on approxime la relation par :

$$T_e = \frac{3.29.10^4}{ln(R/8.3)}$$

– **Densité nébulaire électronique n_e**

Elle est mesurée principalement à l'aide du rapport de raies à potentiels d'excitation voisins pour lesquels la photo-désexcitation est en compétition avec la désexcitation par collision. On utilise généralement le doublet rouge de [SII], dont le rapport des raies est très sensible à la densité électronique de la nébuleuse, comme le montre la figure 2.9 (ou avec [OII], voire [ClII] et [AIV]).

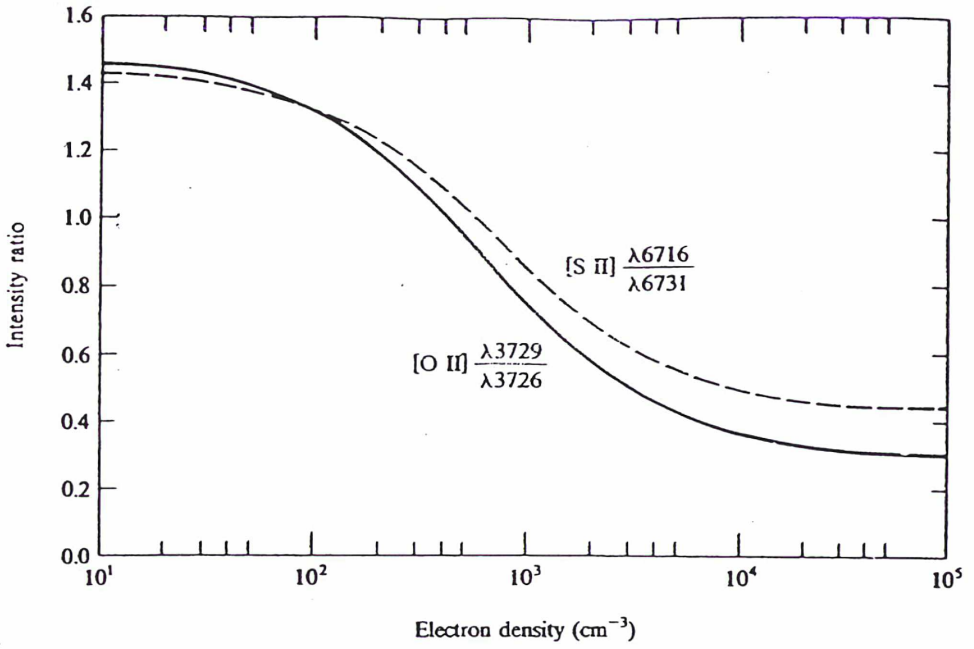


FIG. 2.9 – *Rapports des intensités de [SII] et [OII] en fonction de la densité électronique (extrait de Osterbrock, 1989, p. 134).*

- **Masse nébulaire**
  On peut estimer la masse totale de la nébuleuse connaissant n_e ainsi que le diamètre linéaire (et par là-même la distance).

Dans le cas où plusieurs rapports de raies peuvent être obtenus simultanément, il est possible d'obtenir les valeurs n_e et T_e. Un exemple portant sur la nébuleuse NGC 7026 est montré en figure 2.10. Dans le cas idyllique où n_e et T_e seraient constants à travers toute la nébuleuse, on observerait le croisement de toutes les courbes en un seul point qui déterminerait les valeurs de ces 2 paramètres.

- **Abondances chimiques** Les abondances chimiques des nébuleuses planétaires reflètent la constitution du milieu interstellaire à l'époque même de la naissance de leur progéniteur, et peuvent permettre de mieux cerner certaines données fondamentales comme la fonction de masse initiale ou le taux de formation stellaire. Certains éléments chimiques comme l'hélium, l'azote ou le carbone sont malheureusement contaminés par les différents processus de nucléosynthèse ainsi que par les épisodes de «mélanges», ce qui n'est par contre pas le cas par exemple pour l'argon ou le néon.

  (a) **Abondances ioniques**
  Une fois la température et la densité électroniques déterminées, il est possible de résoudre les équations d'équilibre statistique entre les niveaux i et j et pour

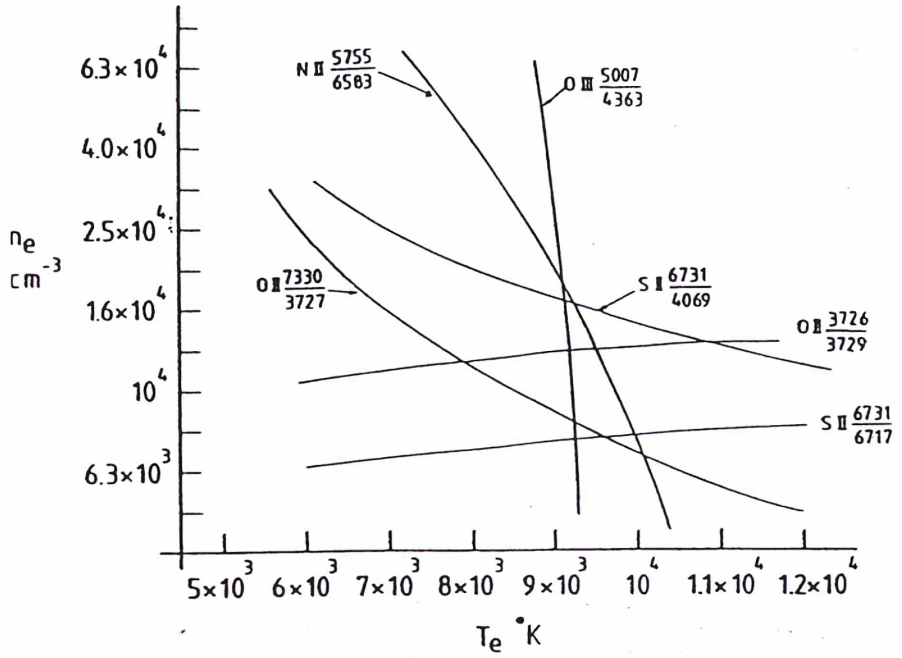


FIG. 2.10 – *Détermination simultanée de la densité et de la température électroniques pour NGC 7026 (extrait de Pottasch, 1984, p. 52).*

chaque niveau d'excitation :

$$\sum_{j\neq i} \eta_j n_e q_{ij} + \sum_{j>i} \eta_j A_{ji} = \sum_{j\neq i} \eta_i n_e q_{ij} + \sum_{j<i} \eta_i A_{ij}$$

avec A_{ij} les probabilités de transitions radiatives (/s), q_{ij} les taux d'excitation (ou de désexcitation) collisionnelle électronique (/cm^3/s), n_e la densité électronique et η_i la fraction des ions se trouvant sur le niveau i.
L'abondance d'un ion X^i est :

$$\sum_j \eta_j = N(X^i)$$

On peut remarquer que les probabilités A_{ij} sont indépendantes de la température électronique, ce qui n'est par contre pas le cas pour les taux d'excitation q_{ij} :

$$q_{ij} = \frac{8.629.10^{-6}\,\omega_{ji}}{\sqrt{T_e}\,W_i}$$

avec W_i le poids statistique du niveau i et ω_{ji} une force de collision dépendant de la température électronique.
Les taux d'excitation et de désexcitation collisionnelle sont simplement reliés par leur poids statistique et la différence d'énergie entre 2 niveaux selon la relation :

$$q_{ji} = q_{ij}\frac{W_i}{W_j}\,exp\,(\frac{\chi_{ij}}{K\,T_e})$$

Le rapport d'intensité de 2 raies pour un même ion s'exprime par :

$$\frac{I_{i,j}}{I_{k,l}} = \frac{\eta_i}{\eta_k} \frac{A_{ij}}{A_{kl}} \frac{h\nu_{ij}}{h\nu_{kl}}$$

ou, dans le cas simple où 1 niveau d'énergie est identique pour les 2 raies :

$$\frac{I_{i,j}}{I_{i,l}} = \frac{A_{ij}}{A_{il}} \frac{h\nu_{ij}}{h\nu_{il}}$$

(b) **Abondances totales**

Il est généralement impossible de discerner tous les degrés d'ionisation d'un même atome, surtout si le domaine spectral d'observation n'est pas assez étendu. On a ainsi besoin, afin d'évaluer l'abondance totale d'un élément, de calculer la somme des abondances de tous ses ions observés, puis de multiplier cette valeur par un facteur de correction d'ionisation (*«ICF»* en anglais) qui tiendra compte des ions non observés. Pour évaluer ce facteur, on part du principe que l'abondance des éléments neutres est négligeable, ce qui revient à dire que la fraction ionique d'un élément neutre dont le potentiel d'excitation est voisin de celui de l'hydrogène sera la même que celle de l'hydrogène. On peut donc écrire :

$$\frac{N(X^o)}{\sum_{i\neq 0} N(X^{i+})} = \frac{N(H^o)}{N(H^+)}$$

C'est-à-dire que :

$$\frac{N(X)}{N(H)} = \frac{\sum_{i\neq 0} N(X^{i+})}{N(H^+)}$$

Par exemple, en ce qui concerne l'hélium :

$$\frac{N(He)}{N(H)} = \frac{N(He^+) + N(He^{2+})}{N(H^+)}$$

- **Vitesses radiale et d'expansion**

La vitesse radiale géocentrique s'évalue grâce à la relation fondamentale de l'effet Doppler :

$$\frac{\lambda_{obs} - \lambda_{int}}{\lambda_{int}} = \frac{V_{rad}}{c}$$

avec c la célérité de la lumière.

Cette donnée n'est bien entendu utilisable qu'après la correction du mouvement géocentrique.

L'élargissement des raies, causé par l'expansion de la nébuleuse, a été mis en évidence aux alentours des années 1930.

Dans le cas le plus simple où les raies apparaissent bien dédoublées, on utilise la relation :

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_{th}} = 2\,\frac{V_{exp}}{c}$$

où $\lambda_2 - \lambda_1$ est la différence de longueur d'onde entre les 2 pics observés et λ_{th} la longueur d'onde théorique.

Malheureusement, les raies ne sont pas toujours dédoublées mais quelquefois simplement élargies, présentant une sorte de plateau central. 3 choses peuvent expliquer ce phénomène :

(a) La résolution spectrale est insuffisante (il faut au moins R $\geq$ 8000).

(b) La nébuleuse est plus petite que la largeur de la fente projetée sur le ciel

(c) La vitesse d'expansion est faible comparée à l'agitation thermique des ions (ex : 5.5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour l'azote, 21 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour l'hydrogène...)

Dans ces 3 cas, la vitesse d'expansion peut s'évaluer par la largeur à mi-hauteur des raies, après correction des effets instrumentaux, des élargissements thermiques et des turbulences au sein de la nébuleuse.

Une vitesse d'expansion est typiquement de l'ordre de 20-30 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, mais il existe des discordances non négligeables selon la raie utilisée, la vitesse d'expansion d'un gaz situé dans une couche interne étant généralement plus petite que celle d'un gaz d'une couche externe : par exemple, HeII et les éléments de haute excitation sont situés dans les parties les plus internes des nébuleuses qui sont de faible densité et faible vitesse ; par contre, [OII] et [NII] sont situés dans des zones plus externes, zones de plus forte densité et de vitesse plus importante (Gesicki et al., 1998).

La vitesse d'expansion est une grandeur qui semble être étroitement liée à 2 paramètres évoluant rapidement pendant l'évolution d'une nébuleuse planétaire : la distribution de densité au sein de la nébuleuse et la température de l'étoile centrale.

Les nébuleuses planétaires du bulbe semblent avoir des vitesses d'expansion plus petites que celles du disque *(peut-être en relation avec une métallicité différente)*, mais cela reste toutefois à vérifier avec des échantillons plus complets. Par contre, jusqu'à présent, aucune corrélation n'a été décelée avec le rayon nébulaire ou la masse du noyau (Acker, 1993).

3. **L'étoile centrale**

Dans la pratique, étant donnée la grande variété des processus radiatifs, il s'avère extrêmement difficile de déterminer la part exacte des contributions stellaire et nébulaire. En effet, plus l'étoile centrale est chaude, plus sa contribution dans le visible est petite comparée au continuum optique émis par la nébuleuse. D'autre part, une partie significative du rayonnement ionisant du noyau est absorbée par la nébuleuse puis convertie en raies d'émission à plus grandes longueurs d'ondes.

- **Température stellaire T_***
  - **la température de Zanstra**

    Dans cette méthode, on suppose que la nébuleuse est optiquement épaisse, c'est-à-dire que tout le rayonnement ionisant est absorbé par la nébuleuse, ce qui est généralement le cas pour les jeunes nébuleuses planétaires. Cette méthode utilise

2 quantités : le flux du continuum stellaire *(obtenu en corrigeant le continuum observé de la contribution nébulaire)* et le nombre de photons ionisants, nombre déduit du flux total nébulaire, le plus souvent en $H\beta$. Le rapport du flux stellaire et du flux nébulaire en $H\beta$ est ainsi équivalent à une température de corps noir ; étant donné qu'on calcule ici un rapport, il n'est pas nécessaire de corriger les flux de l'extinction (Zanstra, 1931 ; Gleizes et al., 1989).

- **la température de Stoy**

  Le principal avantage de cette méthode (appelée aussi *méthode d'équilibre d'énergie* ou *«energy-balance method»* en anglais) consiste à pouvoir s'appliquer tout aussi bien aux nébuleuses optiquement épaisses que minces, ceci sans avoir nul besoin d'une quelconque mesure de flux stellaires. On émet ici l'hypothèse que la nébuleuse photo-ionisée a atteint l'équilibre thermique, en d'autres termes que la température thermique de la nébuleuse est définie par l'équilibre entre les pertes et les gains d'énergie : l'énergie apportée par la photo-ionisation est liée au rapport des intensités de toutes les raies d'excitation collisionnelles sur l'intensité en Hβ :

$$\rho = \frac{\sum I(Exc.coll.)}{I_{H\beta}}$$

  avec I des intensités bien entendu dérougies.

  Dans la réalité, hélas, on ne peut pas discerner tous les degrés d'ionisation d'un même élément, et on a recours généralement à des facteurs de correction d'ionisation (voir également la section 1.3.2 concernant les abondances chimiques) afin d'estimer l'émissivité totale des raies non observées (Stoy, 1933 ; Köppen & Preite-Martinez, 1991 ; Preite-Martinez et al., 1991).

- **Masse stellaire M_***

  Étant donné que la distance d'une nébuleuse planétaire est généralement très mal définie (voir section suivante), la relation de Paczyński (1971), valide pour un système (noyau (C+O) dégénéré + double source d'enveloppe H+H_e) :

$$L/L_\odot = 59250\,\frac{M_{noyau}}{M_\odot} - 0.522$$

  s'avère ici malheureusement inutilisable. On a donc recours à des modèles d'évolution théoriques où, la température et la luminosité stellaires étant connues, le noyau de la nébuleuse planétaire peut être replacé dans le diagramme HR.

  On trouve que la masse moyenne du noyau d'une nébuleuse planétaire généralement observée est de l'ordre de 0.6 $M_\odot$; une nébuleuse planétaire comportant un noyau plus massif ne pourra généralement pas être observée compte-tenu de sa trop courte durée de vie, et une nébuleuse planétaire avec un noyau moins massif évoluera trop lentement pour avoir une coquille de gaz suffisamment brillante et donc visible pour les observateurs (Kwok, 1994).

Références bibliographiques	Méthode employée	Distance (kpc)
Cahn & Kaler, 1971, ApJ Supp., 22, 319	Schklowski (Hβ)	3.3
idem	Schklowski (Hβ)	2.6
idem	Schklowski (rouge)	4.5
Milne & Aller, 1975, A&A, 38, 183	Schklowski (radio)	4.0
idem	absorption	0.7
Cahn, 1976, AJ, 81, 407	Schklowski (Hβ)	3.9
Pottasch, 1980, A&A, 89, 336	extinction	0.7
Daub, 1982, AJ, 260, 612	relation masse/rayon	0.9
Maciel & Pottasch, 1980 A&A, 88, 1	relation masse/rayon	1.6
Amnuel et al, 1984, ASS, 107, 19	relation brillance/rayon	0.9
Maciel, 1985, RMxAA, 10, 199	extinction	1.2
Gathier, 1987, A&A Supp., 71, 245	extinction	0.6
Cahn et al., 1992, A&A Supp., 94, 399	Schklowski (Hβ recalibré)	1.4
Zhang & Kwok, 1992, ApJ, 385, 255	modèle stellaire	3.1
Zhang et al, 1993, ApJ Supp., 88, 137	individuelle	2.30
Martin, 1994, A&A, 281, 526	extinction	2.85
van de Steene et al, 1994, A&AS, 108, 485	relation brillance/rayon	2.17
Zhang et al, 1995, ApJS, 98, 659	masse/rayon et brillance/rayon	2.32
Górny et al 1997, A&A, 318, 256	Schklowski	2.4

TAB. 2.1 – *Distance de la nébuleuse planétaire He2-131 dérivée selon diverses méthodes. Les valeurs s'échelonnent de 0.6 à 4.5 kpc, mettant souvent en évidence la grande incertitude quant aux méthodes employées. Les valeurs les plus récentes semblent toutefois converger (d'après Terzian, 1993, et mis à jour jusqu'en 1997).*

4. **La distance d'une nébuleuse planétaire**

   Les méthodes de détermination des distances sont diverses, souvent très limitées, et donnent généralement des résultats assez discordants pour une même nébuleuse (voir Table 1) ; en effet, les nébuleuses planétaires étant des objets éphémères, aucun paramètre physique ne reste suffisamment stable pour être utilisé en tant qu'indicateur de distance. Les différentes méthodes utilisées se rangent en deux catégories : les méthodes individuelles, restreintes généralement à un trop petit nombre d'objets, et les méthodes statistiques, applicables souvent à un grand nombre d'objets mais reposant sur des hypothèses relativement grossières.

   (a) **Quelques méthodes individuelles**

   – **La parallaxe trigonométrique**

   Cette méthode est pratiquement inutilisable car trop peu de nébuleuses planétaires sont assez proches pour l'employer. L'imagerie CCD permet d'accéder

à une précision sur la parallaxe de l'ordre d'un millième de seconde d'arc sur une période de 3 ans. Récemment, le satellite Hipparcos a toutefois pu mesurer la parallaxe trigonométrique d'une quinzaine de nébuleuses planétaires (Acker et al., 1998).

- **La parallaxe spectroscopique**
  Cette méthode n'est bien entendu applicable que si la nébuleuse possède un compagnon binaire (visuel ou spectroscopique). On estime actuellement qu'environ 10 % des nébuleuses planétaires possèdent un tel compagnon.
- **Les associations**
  Compte-tenu de la connaissance de la distance de ce groupe stellaire (centre galactique, système extra-galactique ou amas globulaire), il en découle de ce fait une indication approximative de celle de la nébuleuse planétaire.
- **L'expansion radiale de la nébuleuse**
  Les raies d'émission présentent un profil dédoublé causé par l'expansion radiale de la nébuleuse. Si on connaît en plus l'expansion angulaire, alors on peut déduire une valeur de la distance par :

$$d = \frac{100\,V}{4.74\,\dot{\theta}} \quad (pc)$$

  avec $\dot{\theta}$ = expansion angulaire en *seconde d'arc/100 ans*. Cette méthode est toutefois difficile à employer, compte-tenu par exemple de l'inhomogénéité locale variable lors de l'expansion de la nébuleuse.
- **Les raies de l'hydrogène neutre**
  On peut utiliser les mesures des raies d'absorption de l'hydrogène (à 21 cm) contenu dans les bras spiraux dont les structures et les cinématiques sont désormais bien connues. L'extinction totale sur la ligne de visée sera déterminée par la mesure d'absorption d'une source radio (généralement extra-galactique) située à une distance angulaire minimale de la nébuleuse. La précision de la distance dérivée par cette méthode est la demi-distance séparant 2 bras spiraux. Les résultats obtenus via cette méthode ne restent valables que dans le cas où la nébuleuse est à très faible latitude galactique, sinon la distance aura de grandes chances d'être sousestimée.
- **L'absorption interstellaire en NaD**
  L'absorption interstellaire évaluée grâce au doublet NaD (à 590 Å), signature de certains nuages dont la position peut facilement être reliée au phénomène de rotation galactique différentielle, permet d'évaluer des distances cinématiques.
- **L'extinction**
  Dans le cas où on connaît les valeurs de l'extinction interstellaire de certaines étoiles placées sur la même ligne de visée que la nébuleuse, on a alors

une indication sur la variation de l'extinction interstellaire en fonction de la distance, et connaissant le rougissement de la nébuleuse planétaire, on peut aboutir facilement à une évaluation de sa position (Gathier *et al.*, 1986). Mais cette méthode est loin d'être précise (inhomogénéité du milieu interstellaire, échantillon d'étoiles trop restreint...)

(b) **Quelques méthodes statistiques**

- **Hypothèse de masse ionisée constante** *(méthode de Schklovski)*
  Plaçons-nous dans le cas idéal où la nébuleuse ionisée est sphérique et homogène. Soit ϵ la fraction de matière ionisée dans la nébuleuse avec une densité électronique constante n_e (ϵ est communément appelé le «facteur de remplissage»).
  Le flux en $H\beta$ de la nébuleuse peut ainsi s'écrire :

$$4\pi\, d^2\, F(H\beta) = 4\pi\, j(H\beta)\, \frac{4\pi}{3} R^3\, \epsilon\, n_e\, n(H^+)$$

  $F(H\beta)$ est ici la densité de flux en $H\beta$, d la distance de la nébuleuse, R le rayon. $j(H\beta)$ est le coefficient d'émission de la raie en $H\beta$, approximé généralement par la relation (Cf. Pottasch, 1984) :

$$4\pi\, j(H\beta) = 4.1\, 10^{-22}\, T_e^{-0.88}\, n_e\, n(H^+)$$

  La première équation peut ainsi se réécrire :

$$n_e\, \epsilon^{0.5} = 2.74\, 10^4 \left(\frac{F(H\beta)\, t^{0.88}}{\Theta^3\, d}\right)^{0.5}$$

  avec $t = 10^{-4}\, T_e$ et Θ le rayon angulaire de la nébuleuse ($R = d\,\Theta$).
  $F(H\beta)$ et Θ sont des quantités directement mesurables. Les paramètres n_e et t se déterminent à partir des rapports de raies interdites (voir un des paragraphes précédents sur la détermination des paramètres physiques dans l'enveloppe nébulaire).
  Enfin, si on combine à cette toute dernière relation l'équation déterminant la masse totale de la nébuleuse (Cf. Pottasch, 1984) :

$$M = 11.06\, F(H\beta)\, d^2\, t^{0.88}\, n_e^{-1}$$

  alors on aboutit à la fameuse *relation de Schklowski* :

$$D_{sch} = \frac{22.8 M^{0.4} t^{-0.18}}{\epsilon^{0.2} F(H\beta)^{0.2} \theta^{0.6}}$$

  M est généralement pris dans la littérature égal à 0.2 $M_\odot$ et ϵ à 0.5.
  Cette méthode n'est bien entendu valable que dans le cas où la nébuleuse est optiquement mince ($n_e \leq 4\, 10^2 cm^{-3}$). Dans le cas contraire on utilise la

méthode dite de «*Schklowski modifiée*» : on y suppose que la masse de la nébuleuse s'approxime plutôt par la relation $10^2/n_e$; la distance se détermine alors tout simplement par :

$$d = 3\,(F(H\beta))^{-0.5}$$

(Cf. Pottasch, 1984)

- **Hypothèse de corrélation entre la brillance de surface et le rayon** *(exemples : van de Steene & Zijlstra, 1994 ; Zhang, 1995)*
  Cette méthode part du principe qu'il est préferable, afin de contraindre la distance d'une nébuleuse, d'utiliser des paramètres complètement indépendants de la distance ; on suppose ici que le rayon (radio) de la nébuleuse est directement lié à sa température (radio).

2.2 Les nébuleuses planétaires dans la Galaxie

2.2.1 La distribution spatiale

Minkowski (1965) a été l'un des premiers à décrire la distribution spatiale des nébuleuses planétaires dans la Galaxie : celles-ci sont réparties principalement le long du vieux disque galactique, avec une plus forte concentration en direction du bulbe ; quelques rares nébuleuses planétaires appartiennent au halo. Étant donné que la détection des nébuleuses planétaires se fait en général en optique, les effets de l'extinction interstellaire se font cruellement sentir dans le plan galactique. En 1992, on connaissait 1143 nébuleuses planetaires classées «vraies et probables» dans le *Strasbourg-ESO catalog of Galactic Planetary Nebulæ* (Acker et al, 1992a) ; leur distribution galactique est représentée en figure 2.11, et permet effectivement de juger des effets sélectifs de l'extinction interstellaire.
Les données IRAS peuvent permettre de contourner ce problème d'extinction : en effet, la population des nébuleuses planétaires est localisée dans une région du diagramme couleur-couleur assez bien délimitée (à $F_\nu(12\mu m)/F_\nu(25\mu m) < 0.3$ et $F_\nu(25\mu m)/F_\nu(60\mu m) > 0.3$, voir figure 2.12). Les mesures IRAS ont ainsi permis de détecter environ 3000 étoiles candidates «nébuleuses planétaires». La distribution galactique projetée de ces 3000 objets, dont on retrouve généralement les nébuleuses planétaires déjà connues et répertoriées, est représentée figure 2.13. La complétude de cet échantillon IRAS s'avère être bien meilleure, et permet de mieux approcher le nombre réel de nébuleuses planétaires dans la Galaxie.

2.2.2 La complétude d'un échantillon

Le problème de la complétude d'un échantillon est un problème fondamental, ne serait-ce que pour l'évaluation des échelles de densité locale des nébuleuses. Les raisons de l'incomplétude d'un échantillon stellaire peuvent être multiples (Pottasch, 1996) :

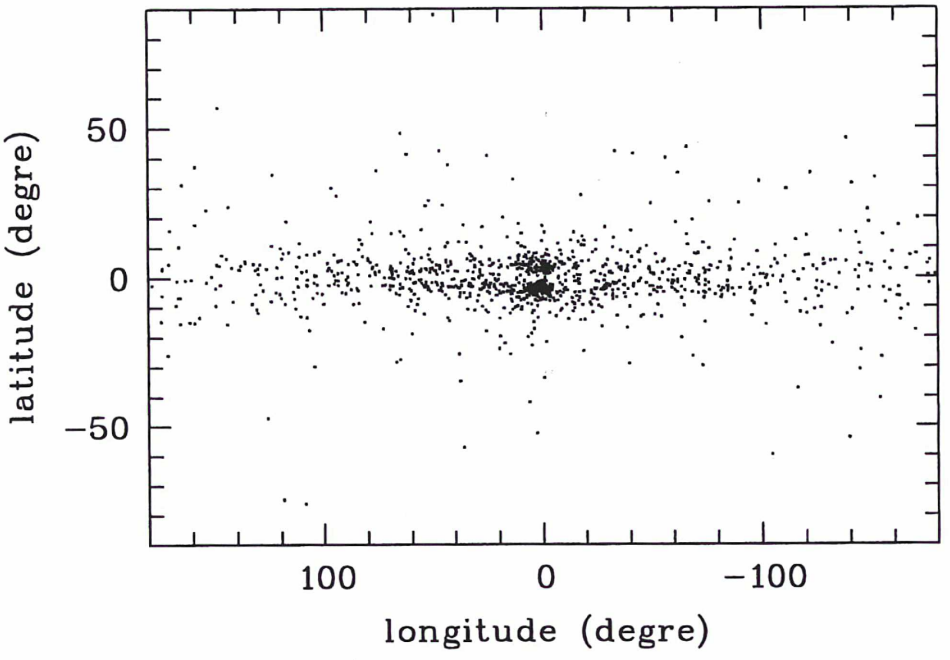


FIG. 2.11 – *Distribution galactique projetée des 1143 nébuleuses planétaires galactiques classées comme «vraies et probables» en 1992.*

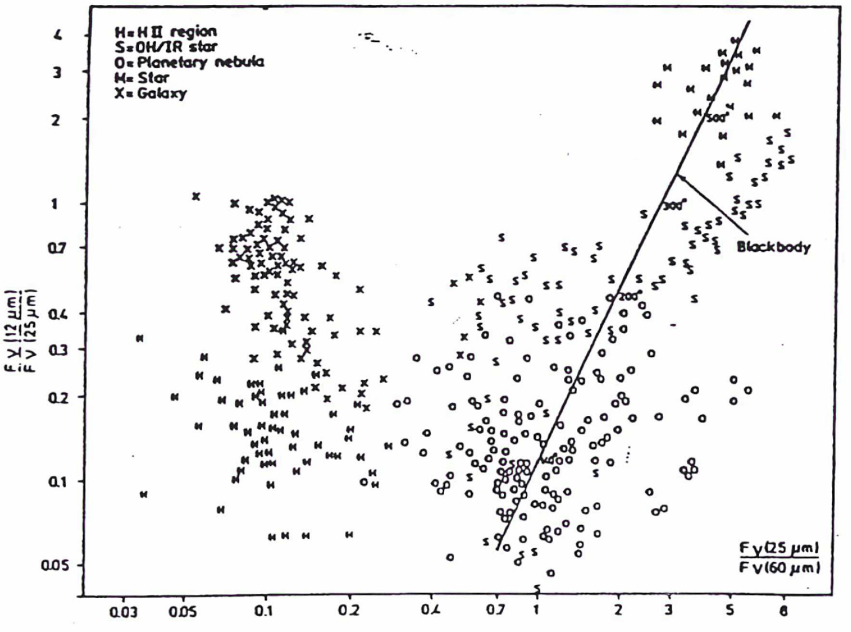


FIG. 2.12 – *Diagramme couleur-couleur des sources IRAS intenses observées à 12, 25 et 60 μm; le type de chaque source est indiqué par un symbole; les nébuleuses planétaires (dont la présence est signalée par des cercles) occupent une région bien localisée (extrait de Pottasch, 1992).*

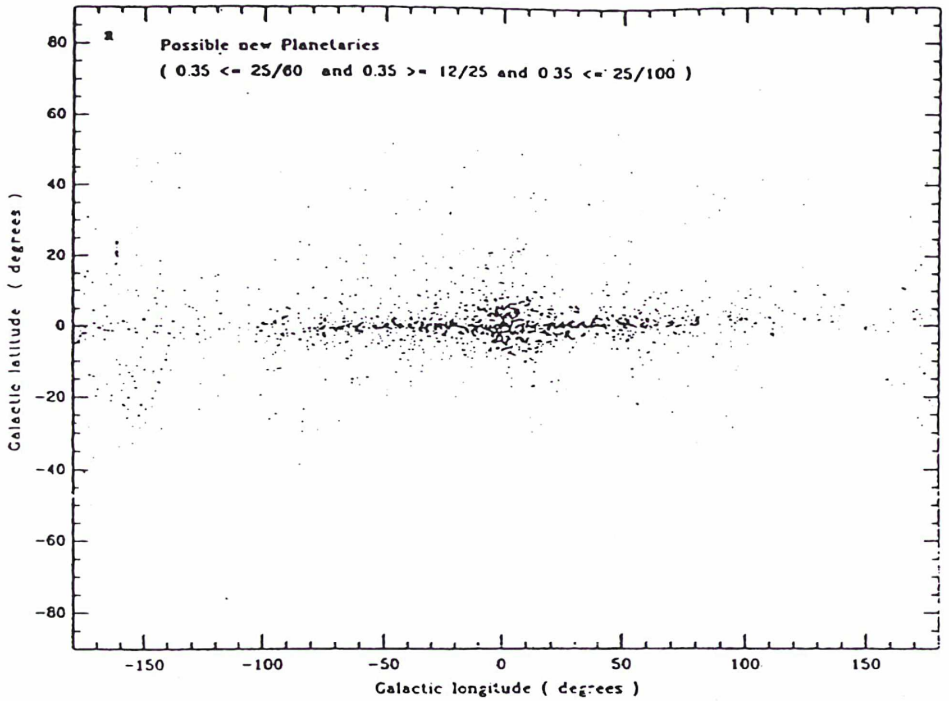


FIG. 2.13 – *Distribution galactique projetée des 3000 sources IRAS non identifiées mais ayant des couleurs similaires à celles des nébuleuses planétaires ; on peut remarquer la plus grande complétude de l'échantillon dans le plan galactique et le bulbe par rapport à la figure 2.11 (extrait de Pottasch, 1992).*

- la présence de poussières interstellaires rend souvent la détection des objets stellaires difficile ; de plus, cela a pour effet de surévaluer une échelle verticale de densité.
  Le haut de la figure 2.14 permet de visualiser les effets de l'extinction sur un échantillon de 50 nébuleuses planétaires très proches du Soleil ; 57 % des astres sont en dessous de Z=160 pc, et il existe bien un déficit d'objets en dessous de Z=80 pc.
- une nébuleuse planétaire vieille, et donc de brillance de surface faible, aura moins de chance d'être détectée qu'une jeune nébuleuse planétaire plus compacte (voir en bas de la figure 2.14).
- un objet lointain, et donc vraisemblablement peu brillant, aura moins de chance d'être détecté qu'un objet plus proche. Cet effet est particulièrement visible en haut de la figure 2.15.
- la méthode de constitution de l'échantillon est également primordiale : l'utilisation de paramètres biaisés ou de certaines raies particulières afin de déterminer divers grandeurs physiques (distances, vitesses radiales...) peut agraver l'incomplétude de l'échantillon : l'utilisation par exemple d'un échantillon de nébuleuses planétaires possédant des raies [OIII] *intenses* afin d'évaluer des vitesses radiales aura pour effet de négliger les nébuleuses planétaires de faible température. Le bas de la figure 2.15 nous montre l'exemple type d'un échantillon biaisé, constitué de 50 nébuleuses pla-

nétaires sélectionnées selon leur distance afin de constituer un échantillon local. Une fois leurs flux en Hβ normalisés en considérant chaque étoile placée à une distance de 7.8 kpc, la comparaison de cet échantillon avec un échantillon de nébuleuses planétaires du bulbe nous montre que les nébuleuses planétaires à flux en Hβ importants manquent dans l'échantillon local : la détermination précise de leur distance était sans doute impossible.

L'échelle verticale locale des nébuleuses planétaires est actuellement un grand sujet de controverse : alors que la majeure partie des travaux aboutit à une échelle verticale exponentielle moyenne $h_z \simeq 125$ pc, certaines études (Pottasch, 1984, par l'utilisation de distances individuelles ; Zijlstra & Pottasch, 1991, par l'utilisation d'une méthode indépendante des mesures de distances) fournissent un résultat avoisinant les (200-250 $\pm$ 50) pc, résultat plus conforme avec une population évoluée du vieux disque. Ces derniers auteurs expliquent leurs résultats en montrant que l'utilisation d'une échelle de distances statistiques non corrigées du biais de Malmquist pourrait être à l'origine d'une sousévaluation permanente de l'échelle de hauteur.

Ajoutons une remarque intéressante, s'il s'avère qu'effectivement l'échelle verticale exponentielle des nébuleuses planétaires est compatible avec une population du vieux disque : Habing (1988) et Zijlstra & te Lintel Hekkert (1990), ayant trouvé $h_z \simeq 125$ pc pour les étoiles OH/IR (après correction du biais de Malmquist), ont montré que ces étoiles étaient probablement biaisées vers des progéniteurs plus massifs que dans le cas des nébuleuses planétaires.

2.2.3 Le nombre total

Un des paramètres fondamentaux quant à une meilleure compréhension de l'évolution de notre Galaxie est le nombre total de nébuleuses planétaires existantes, ou en d'autres termes leur taux de formation

La méthode classique pour contraindre ce taux de formation est simple, et s'applique de préférence sur des échantillons à distance relativement bien connue, comme par exemple aux nébuleuses planétaires du bulbe galactique (Pottasch, 1984 ; Acker et al., 1992b) : tout d'abord, sélectionner de façon précise la véritable population du bulbe est essentiel et repose généralement sur 3 critères principaux : un critère de distribution spatiale (généralement $|l| < 10°$ et $|b| < 10°$) ; un critère de taille angulaire (un diamètre angulaire radio $< 20''$) ; un critère de flux minimal (un flux radio < 100 mJy).

Une vitesse radiale élevée pourra également être le signe de l'existence d'une orbite stellaire elliptique, et donc d'une appartenance au bulbe.

On pense actuellement qu'environ 80-90 % des nébuleuses planétaires placées en direction du bulbe en font effectivement partie (Pottasch, 1984). Les meilleures estimations récentes, grâce aux données IRAS, font état d'au moins 1000 nébuleuses planétaires dans le bulbe. Si on évalue leur durée de vie «dynamique» moyenne à 8000 ans, ceci correspondant à une

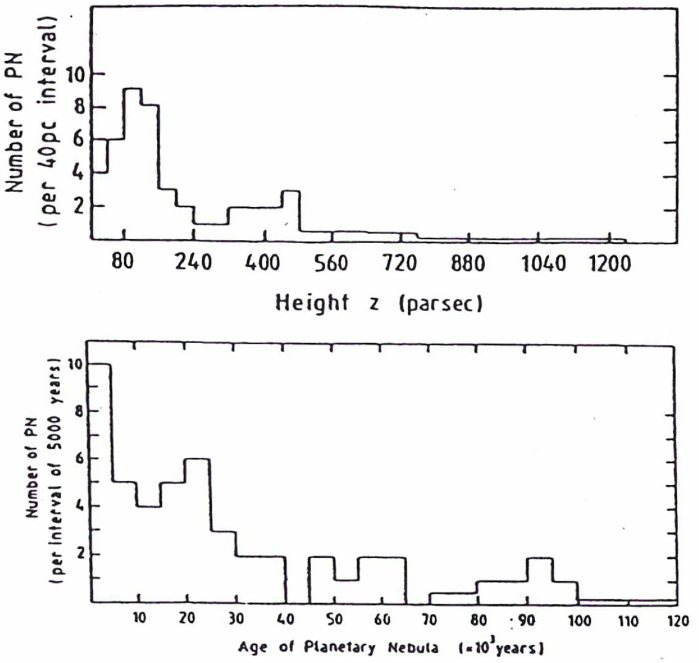


FIG. 2.14 – *Figure du haut : histogramme des 50 nébuleuses planétaires les plus proches du Soleil en fonction de la hauteur au-dessus du plan galactique ; l'effet de l'extinction interstellaire est évident en-dessous de 80 pc.*
Figure du bas : distribution des nébuleuses planétaires en fonction de leur âge : alors qu'on pourrait s'attendre à un nombre relativement constant d'étoiles, on voit clairement un déficit de nébuleuses planétaires au-delà d'un âge de 5000 ans (extrait de Pottasch, 1996).

vitesse d'expansion moyenne de l'ordre de 15 km s $^{-1}$, alors on obtient un taux de formation dans le bulbe d'environ 1.3 nébuleuse planétaire/an ; si l'on suppose que la masse du bulbe est 3 10^9 $M_\odot$, que la masse totale de la Galaxie est 1.4 10^{11} $M_\odot$, et que les taux de formation des nébuleuses planétaires du bulbe et du disque sont identiques, alors on aboutit à un nombre total de nébuleuses oscillant entre 20000 et 40000 (Pottasch, 1984).
Différentes études corroborent ce résultat : par exemple, Acker et al. (1992b) ont évalué le nombre réel de nébuleuses planétaires dans certaines fenêtres du bulbe, en ont déduit un nombre total de 1700 ± 500 objets dans le bulbe, et un nombre total dans la Galaxie de 17000 ± 5000. Mais supposer que le taux de formation est le même à travers toute la Galaxie est vraisemblablement erroné : en effet, plusieurs analyses récentes (Pottasch, 1992 ; Acker, 1993) tendraient à montrer que les vitesses d'expansion dans le bulbe sont en moyenne inférieures à celles du disque.

2.2.4 La cinématique des nébuleuses planétaires dans la Galaxie

Étant donnée la petitesse des échantillons de vitesses radiales disponibles, les nébuleuses planétaires ont peu fait l'objet jusqu'ici d'études cinématiques détaillées.
En 1965, 349 vitesses radiales de nébuleuses planétaires étaient disponibles ; Minkowski (1965) étudia la cinématique de cet échantillon : il remarqua les orbites elliptiques en di-

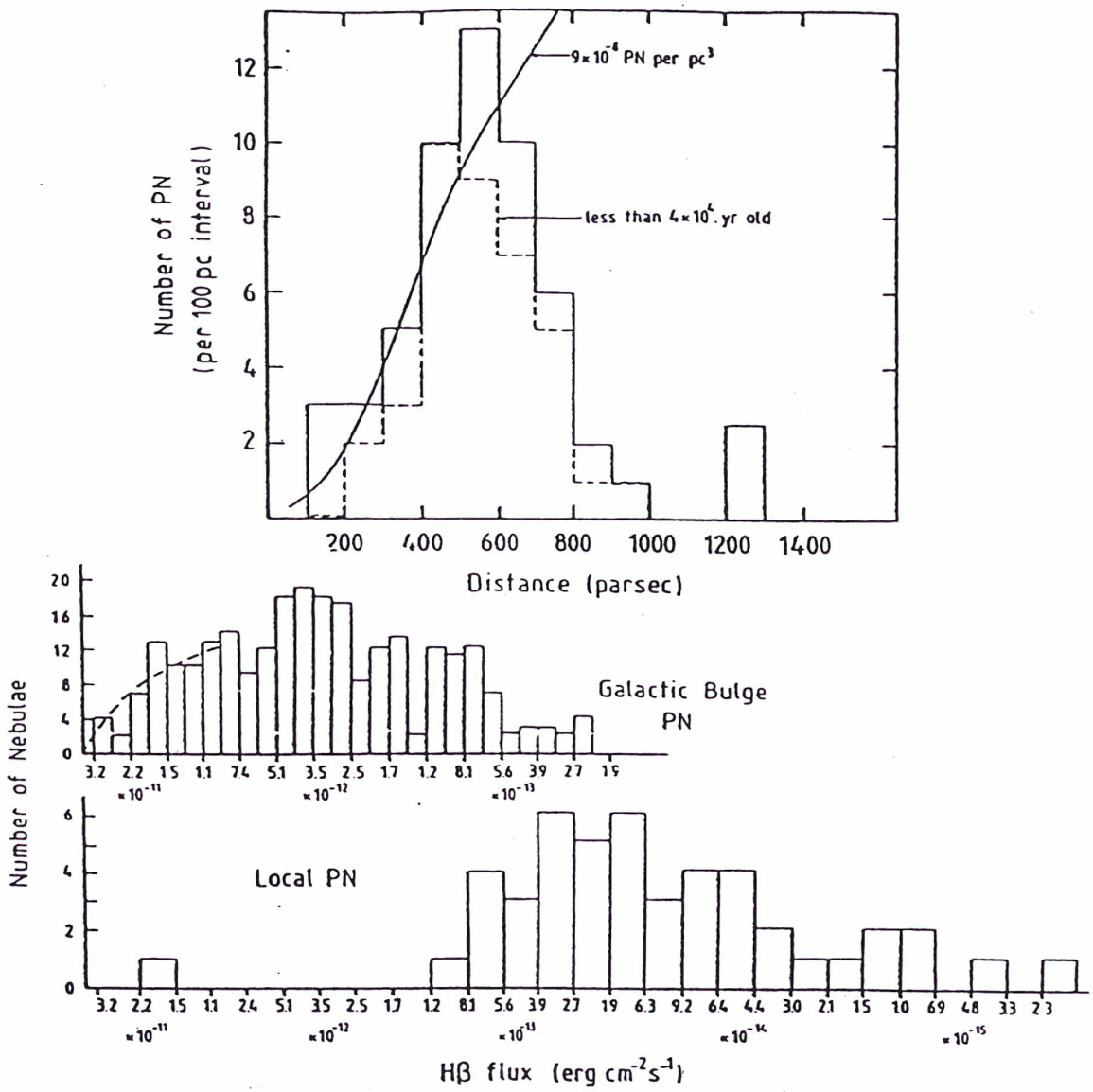


FIG. 2.15 – *Figure du haut : histogramme des 50 nébuleuses planétaires les plus proches du Soleil en distance héliocentrique ; l'histogramme en ligne solide correspond à l'échantillon total, celui en ligne pointillé aux nébuleuses planétaires agées seulement de moins de 40000 ans, et la courbe solide représente un modèle prédisant le nombre réel d'étoiles en fonction de la distance dans le cas où il y aurait 9.10^{-8} nébuleuse planétaire/pc^3 en deçà de Z = 160 pc. L'incomplétude au-delà d'une distance héliocentrique de 600-700 pc est évidente.*

Figure du bas : nombre de nébuleuses planétaires en fonction du flux en Hβ corrigé de l'extinction. Le schéma du haut correspond à un échantillon de nébuleuses planétaires du bulbe ; celui du bas à l'échantillon local des 50 objets dont les flux ont tous été normalisés en supposant que les étoiles seraient placées à une distance de 7.8 kpc : l'échantillon local est clairement biaisé, montrant un déficit évident de nébuleuses planétaires brillantes (extrait de Pottasch, 1996).

rection du centre galactique, les orbites circulaires dans le disque (en dehors des directions centre-anticentre) ainsi que la non-circularité (apparente) des orbites en direction de l'anticentre. Il tenta également de contraindre le mouvement du Soleil et trouva un mouvement de 7 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ vers l'exterieur de la Galaxie.
Acker (1975) étudia la cinématique d'un échantillon de 25 nébuleuses planétaires dans le disque : elle évalua la moyenne des vitesses résiduelles ($\simeq$ 36 $\mathrm{km\,s^{-1}}$) et montra que la très probable surestimation de cette valeur provenait de l'utilisation de l'échelle de distance de Shklowski qui tend à surestimer les distances des nébuleuses planétaires optiquement épaisses. Acker (1978) étudia les propriétés spatiales et cinématiques d'échantillons de nébuleuses planétaires sélectionnées selon leurs abondances chimiques. Leurs propriétés sont nettement différenciées (voir la table 4 de son article), et permettent de relier les nébuleuses planétaires aux post-AGB et Miras.
Après leur compilation de vitesses radiales de 524 nébuleuses planétaires, Schneider & Terzian (1983) établirent la courbe de rotation galactique au-delà du cercle solaire en utilisant l'échelle de distance évaluée par Acker (1978) et renormalisée par leur soin ; ils mirent en évidence une croissance très nette de la courbe de rotation au-delà de $\mathrm{Rgc} = \mathrm{R}_{\odot}$. Cette croissance reste toujours actuellement extrêmement controversée, et certains auteurs avancent l'hypothèse que la présence d'un biais de Malmquist dans les valeurs des distances statistiques pourrait être à l'origine d'une surévaluation systématique des échelles de distances statistiques (Zijlstra & Pottasch, 1991).
En 1988, Kinmann et al. mirent en évidence la très nette rotation du bulbe galactique à partir d'un échantillon de 147 nébuleuses planétaires : les paramètres de la relation dérivée

$$V = (12.0 \pm 1.9)\Delta l - 13.6 \pm 8.6$$

sont en total accord avec les résultats concernant les autres populations stellaires. C'était la première fois qu'un échantillon de nébuleuses planétaires était utilisé à ces fins.
Certaines études ont tenté de mêler divers échantillons de nébuleuses planétaires avec d'autres échantillons d'étoiles post-AGB dont le lien évolutif avec les nébuleuses est très fort, comme par exemple les étoiles OH/IR, leurs caractéristiques spatiales et cinématiques étant similaires (Acker, 1978 ; Ortiz et Maciel, 1994). Les courbes de rotation dérivées sont caractérisées par un minimum local au voisinage solaire.

Bibliographie

Acker, A., 1975, A&A, **40**, 415

Acker, A., 1978, A&A Sup., **33**, 367

Acker, A., 1980, A&A, **89**, 33

Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylenda, R., Marcout, J. & Schohn, C., 1992a, *«Strasbourg-ESO catalogue of galactic planetary nebulæ»*, publié par l'ESO

Acker, A., Cuisinier, F., Stenholm, B. & Terzan, A., 1992b, A&A, **264**, 217

Acker, A., 1993, Acta Astronomica, **43**, 419

Acker, A., Fresneau, A., Pottasch, S. & Jasniewicz, G., 1998, soumis à A&A

Balick, B., 1987, AJ, **94** (3), 671

Gathier, R., Pottasch, S. & Pel, J., 1986, A&A, **157**, 171

Gesicki, K., Zijlstra, A., Acker, A. & Szczerba, R., 1998, A&A, **329**, 265

Gleizes, F., Acker, A. & Stenholm, B., 1989, A&A, **222**, 237

Kinmann, T., Feast, M. & Lasker,B., 1988, AJ, **95**, 804

Köppen, J. & Preite-Martinez, A., 1991, A&A, **248**, 191

Köppen, J. & Cuisinier F., 1997, A&A, **319**, 98

Kwok, S., 1994, PASP, **106**, 344

Minkowski, R., 1965, dans *«Galactic Structure»*, éditions Blaauw & Schmidt, Univ. of Chicago Press, p.231

Ortiz, R. & Maciel, W., 1994, A&A, **287**, 552

Osterbrock, D., 1989, *«Astrophysics of Gaseous Nebulæ»*, édité par Freeman & Co, San Francisco

Paczyński, B., 1971, Acta Astronomica, **21**, 417

Parthasarathy, M., Garcia-Lario, P., de Martino, D., Pottasch, S., Kilkenny, D., Martinez, P., Sahu, K., Reddy, B. & Sewell, B., 1995, A&A, **300**, L25

Peimbert, M., 1990, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **20**, 119

Pottasch, S., 1984, *«Planetary Nebulæ»*, éditions Reidel Publishing Company

Pottasch, S., 1992, A&A Rev., vol.4, p.215

Pottasch, S., 1996, A&A, **307**, 561

Preite-Martinez, A., Acker, A., Köppen, J. & Stenholm, B., 1991, A&A Suppl., **88**, 121

Schneider, S. & Terzian, Y., 1983, ApJ, **274**, L61

Stasińska, G., Tylenda, R., Acker, A. & Stenholm, B., 1992, A&A, **266**, 486

Stoy, R., 1933, MNRAS, **93**, 588
Terzian, Y., 1993, IAU Symp, *«Planetary Nebulæ»*, p. 109
Van de Steene, G. & Zijlstra, A., 1994, A&A Suppl., **108**, 485
Zanstra, H., 1931, Pub. Dominion Astrophys. Obs., **4**, 209
Zhang, C. & Kwok, S., 1991, A&A, **250**, 179
Zhang, C., 1995, ApJ Suppl., **98**, 659
Zijlstra, A. & Pottasch, S., 1991, A&A, **243**, 478

Deuxième partie

La cinématique des nébuleuses planétaires galactiques

Chapitre 3

Les vitesses radiales de 867 nébuleuses planétaires

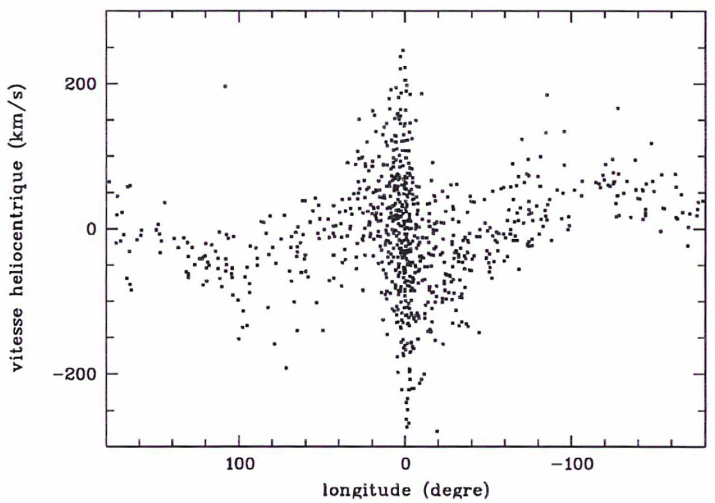


FIG. 3.1 – *Vitesses radiales héliocentriques de 867 nébuleuses planétaires de la Galaxie en fonction de leur longitude.*

Les premières observations spectroscopiques, incluant la mesure de raies, ont été faites dès 1868 par Herschell et Huggins ; quant aux premières mesures publiées de vitesses radiales, elles sont apparues dès 1894 (Keeler, 1894). Depuis, quelques projets d'observations d'assez grande ampleur concernant la mesure des vitesses radiales de nébuleuses planétaires ont marqué ce siècle : en 1918, Campbell & Moore mesurèrent les vitesses radiales de 102 nébuleuses planétaires avec une incertitude moyenne inférieure seulement à 5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ dont cette thèse confirmera la valeur ; Minkowski (1957) évalua 140 vitesses radiales ; Mayall (1964) estima la cinématique (de qualité très moyenne) de 132 nébuleuses planétaires (figure 3.2).
Lors des toutes premières mesures de vitesses radiales, on n'utilisait essentiellement que la raie la plus intense du spectre visible, à savoir la raie $H\beta$ (Keeler, J., 1894 ; Campbell & Moore, 1918). Depuis, le domaine spectral des observations s'étant élargi et la résolution des spectres s'étant améliorée, on peut disposer désormais d'un assez grand nombre de raies précises par spectre.
L'évaluation des vitesses radiales se fait essentiellement via des observations spectroscopiques : en effet, seul le décalage Doppler des raies spectrales nous renseigne sur la valeur du déplacement radial de l'étoile : un objet qui s'approche de nous aura les raies de son spectre décalées vers le bleu, et vers le rouge dans le cas contraire.
Comme nous l'avons déjà précisé au chapitre précédent, jusqu'à présent peu d'applications cinématiques ou dynamiques directes ont été faites de ces données, étant donné l'inhomogénéité et l'incomplétude des échantillons disponibles. De plus, vues les grandes distances des nébuleuses planétaires (les plus proches étant à 100 pc), les mouvements propres sont le plus souvent indétectables (Hipparcos n'a fourni des mouvements propres (et parallaxes) que pour seulement une quinzaine d'objets).
La cinématique étudiée ici ne concerne donc essentiellement que des données de vitesses radiales. Dans ce chapitre, nous allons expliquer la démarche qui a mené à l'établissement d'un catalogue cinématique de nébuleuses planétaires galactiques. Nous tenterons ensuite d'effectuer une analyse préliminaire de ce catalogue.

3.1 La mesure des vitesses radiales héliocentriques

3.1.1 La réduction des spectres

Il est nécessaire d'effectuer pour chaque nuit d'observations une réduction des spectres des étoiles observées ; cette réduction est constituée de plusieurs étapes distinctes que j'ai pu franchir lors d'une mission à l'OHP en mai 1996 (voir article de l'annexe B) :

- *Soustraction de biais instrumentaux*
- *Division par le flat field normalisé*
  Cette étape permet de corriger du rendement inhomogène de certains pixels des capteurs CCD

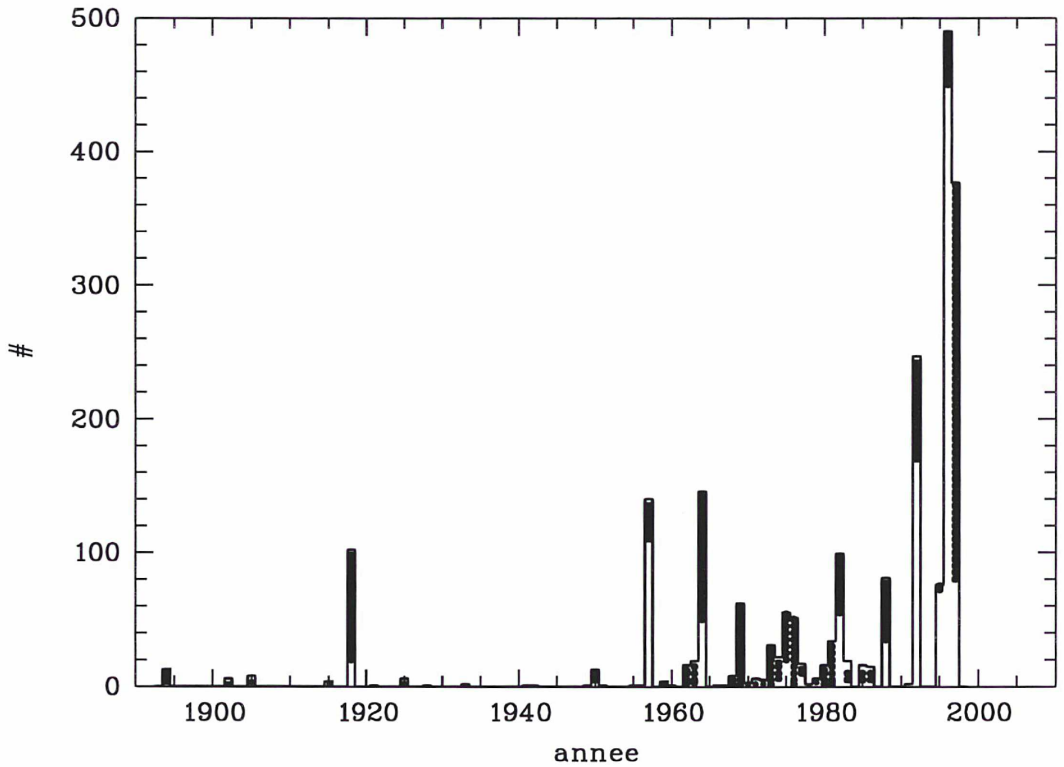


FIG. 3.2 – *Évolution au cours du temps du nombre de mesures de vitesses radiales de nébuleuses planétaires. Les histogrammes représentent le nombre de mesures effectuées chaque année ; la proportion des objets observés en direction du bulbe est représentée en clair, celle des autres en foncé.*

- *Calibration en longueur d'onde*
  Cette étape consiste à étalonner l'axe des abscisses du graphe spectral en longueur d'onde, grâce à la comparaison de raies d'émission connues de certains gaz (comme par l'exemple le thorium ou l'argon). Une fois la calibration analysée, on calcule, par la méthode des moindres carrés, un polynôme (généralement de degré 2 ou 3) et on en vérifie la convergence afin d'établir sa validité. Cette fonction de calibration sera ensuite appliquée à chaque image spectrale proche.
- *Suppression des rayons cosmiques*
- *Correction du fond du ciel*
- *Correction de l'extinction et du rougissement liés à la masse d'air*
- *Calibration en flux*
  Cette dernière phase permet de calibrer les spectres en flux. Pour cela, on utilise le spectre observé d'une étoile standard spectrophotométrique, pour laquelle le flux absolu est précisément connu en fonction de la longueur d'onde.

3.1.2 La détermination des vitesses radiales héliocentriques

L'évaluation de la position centrale d'une raie observée et identifiée se fait généralement par l'ajustement d'une gaussienne sur le profil de la raie en question. La longueur d'onde ainsi mesurée nous permet d'utiliser la formule de l'effet Doppler qui nous fournit directement la valeur de la vitesse géocentrique. La correction systématique de la vitesse orbitale (30 $\mathrm{km\,s^{-1}}$) et de la rotation (0.5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$) (projetée sur la ligne de visée) de la Terre nous permet finalement d'obtenir la vitesse radiale héliocentrique de l'étoile.

3.1.3 L'estimation des incertitudes de mesures

Il existe principalement 3 types d'erreurs possibles survenant dans la mesure d'une vitesse radiale de nébuleuse planétaire :

1. les erreurs internes liées à la résolution, évaluées grâce aux écarts entre les différentes mesures de raies au sein de chaque spectre.
2. les erreurs dites instrumentales, causant généralement de grandes incohérences entre les différents spectres d'une même étoile.
3. les erreurs causées par les variations de vitesse à l'intérieur de la nébuleuse (mouvement d'expansion, gradients de vitesse...).

Il existe deux méthodes principales afin d'améliorer la précision des mesures : soit utiliser des instruments de plus haute technologie, soit augmenter le nombre de mesures (le nombre de raies par spectre ou/et le nombre de spectres par objet), l'erreur moyenne variant comme l'inverse de la racine carrée du nombre de mesures (voir Schneider et al (1983) pour plus de détails quant aux déterminations des erreurs).

3.2 Le catalogue des données cinématiques

La plupart des données cinématiques de ce catalogue proviennent du catalogue «*Strasbourg-ESO*» (Acker et al, 1992) qui répertorie les données d'observation de 1143 nébuleuses planétaires. Ce catalogue contient les vitesses radiales de 577 nébuleuses, provenant de 5 sources principales : Campbell & Moore (1918) – 102 nébuleuses ; Minkowski (1957) – 140 nébuleuses ; Mayall (1964) – 132 nébuleuses ; Acker (1975) – 40 nébuleuses ; Webster & Kalnajs (1982) – 63 nébuleuses.

3.2.1 Les observations récentes

- *Beaulieu (373 nébuleuses–spectres moyenne-résolution)*
  Le travail de thèse de S. Beaulieu a consisté tout d'abord en un survey en $H\alpha$ du bulbe galactique dans l'hémisphère sud (moins touché par l'extinction que l'hémisphère nord), de façon à obtenir un échantillon de traceurs du bulbe pour l'étude de la

dynamique du bulbe de la Voie Lactée.

Elle a ainsi mesuré les vitesses radiales de 373 nébuleuses planétaires ; 56 nouvelles nébuleuses planétaires ont été découvertes. Les incertitudes moyennes des vitesses de cet échantillon estimées par l'auteur sont de l'ordre de 15 $\mathrm{km\,s^{-1}}$.

- *Zijlstra, Acker, Stenholm & Walsh («**zasw**» ; 117 nébuleuses–spectres haute-résolution)*
  Lors d'une étude portant sur les vitesses d'expansion de nébuleuses planétaires du bulbe ou/et avec un noyau de type Wolf-Rayet, les auteurs prirent des spectres à haute-résolution de 119 nébuleuses planétaires. Les observations eurent lieu au cours des années 1993 et 1994, et 2 domaines spectraux furent sélectionnés : autour de la raie [OIII] (5007 Å) pour les 71 objets du bulbe (R$\simeq$ 30000) ; autour de la raie $H\alpha$ et du doublet rouge NII pour les 48 autres objets (R$\simeq$ 60000). L'incertitude moyenne est inférieure à 5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$.

  Parmi ces 119 étoiles, 2 font très probablement partie de la Galaxie Naine du Sagittaire (Zijlstra & Walsh, 1996), et ont donc été exclues du présent travail.
- *Acker, Stenholm & Cuisinier («**ASC**» ; 130 nébuleuses–spectres moyenne-résolution)*
  Au cours d'une étude portant sur les gradients verticaux des abondances chimiques de nébuleuses planétaires galactiques (Cuisinier et al., 1996), des observations à moyenne-résolution furent menées de 1993 à 1995. Étant toujours en possession des spectres réduits, nous avons décidé de les utiliser afin d'en évaluer également les vitesses radiales.

  Nous avons décelé la présence d'écarts systématiques entre les données de chaque spectre suivant la longueur d'onde, et avons suivi les démarches suivantes afin de les corriger :
  - Pour chaque spectre, calcul de la vitesse moyenne fournie par toutes les raies
  - Ajustement linéaire en fonction de la longueur d'onde des différences existant entre chaque vitesse individuelle
  - Calcul de la moyenne des ajustements linéaires pour chaque mission d'observation
  - Correction des déviations fournies par ces ajustements appliquée à chaque vitesse individuelle
  - Évaluation de la vitesse radiale moyenne pour chaque spectre

  La région bleue de chaque spectre (3600 Å$< \lambda <$ 4200 Å), apparaissant de trop pauvre qualité, fut écartée lors des calculs ; la région spectrale utilisée pour les calculs de vitesses radiales fut donc finalement [4200,7400] Å. L'erreur moyenne des mesures de vitesses est de l'ordre de 20 $\mathrm{km\,s^{-1}}$.
- *Stenholm & Acker («**SA**» ; 247 nébuleuses–spectres basse-résolution)*
  De multiples observations menées de 1983 à 1991, liées à un survey spectrophotométrique des nébuleuses planétaires de la Galaxie, ont permis d'observer 1450 objets, dont 1143 allaient s'avérer être effectivement des nébuleuses planétaires «*vraies et probables*» (Acker et al., 1989 ; Acker et al., 1992). Nous avons suivi la même dé-

marche que ci-dessus afin de corriger les données de la présence d'écarts systématiques. Nous avons obtenu finalement 247 valeurs de qualité moyenne : l'incertitude moyenne est de l'ordre de 40 km s^{-1}.

3.2.2 La création du catalogue cinématique

La compilation des vitesses radiales

Depuis la toute dernière compilation de vitesses radiales de nébuleuses planétaires (Schneider et al., 1983), beaucoup de vitesses radiales de sources diverses sont désormais à notre disposition : en 1988, Meatheringham et al. ont publié les vitesses radiales de 64 nébuleuses planétaires de l'hémisphere sud, et Kinmann et al. ont procédé à une étude du bulbe galactique via la détermination des données observationnelles (dont les cinématiques) de 23 nébuleuses planétaires ; en 1995, Kohoutek et Pauls ont présenté 76 vitesses radiales extrêmement précises de nébuleuses planétaires situées en direction du centre ; la même année, Spyromilio a étudié avec précision 3 nébuleuses planétaires de la Galaxie ; l'année 1996 fut encore plus prolifique, ceci grâce en partie au travail de thèse de Beaulieu (373 déterminations, voir paragraphe précédent) ainsi qu'à l'étude de Dopita et Hua, à travers leur analyse de 52 nébuleuses planétaires de l'hémisphère sud ; encore plus récemment, Zijlstra et al. ont publié les cinématiques à haute précision de 71 nébuleuses planétaires du bulbe. Nous voyons donc qu'une nouvelle compilation des cinématiques de nébuleuses planétaires s'avère amplement nécessaire, non seulement pour obtenir un catalogue homogène disponible pour toute étude cinématique ou dynamique, mais également pour :

1. permettre de corriger ou de vérifier la validité des incertitudes de mesures données par certaines sources, grâce à des comparaisons avec les données récentes à très haute résolution
2. permettre de mieux cerner les biais cinématiques possibles.

La calibration des données

Nous avons la chance de disposer de 117 vitesses radiales de très haute précision (liste zasw). Ces vitesses radiales vont donc nous permettre dans un premier temps de vérifier la validité des incertitudes de mesures données par les différents auteurs.
Nous avons vu précédemment que 5 sources de la littérature ont fourni les principales données cinématiques. Notre démarche consiste donc en premier lieu a évaluer les écarts systématiques entre chacune des 5 listes et la liste zasw : la figure 5.6 montre la comparaison de ces 5 sources plus quelques autres beaucoup plus récentes avec les données zasw à très haute résolution (Δ V représente Vzasw - Vi). La table 3.1 montre les ecarts systématiques en question (<Vzasw - Vi>), ainsi que la probabilité pour que cet écart soit dû à la chance (probabilité de Student). Nous voyons immédiatement que l'incertitude des mesures de Mayall proposée par Schneider et al, en l'occurence 25 km s^{-1}, est largement

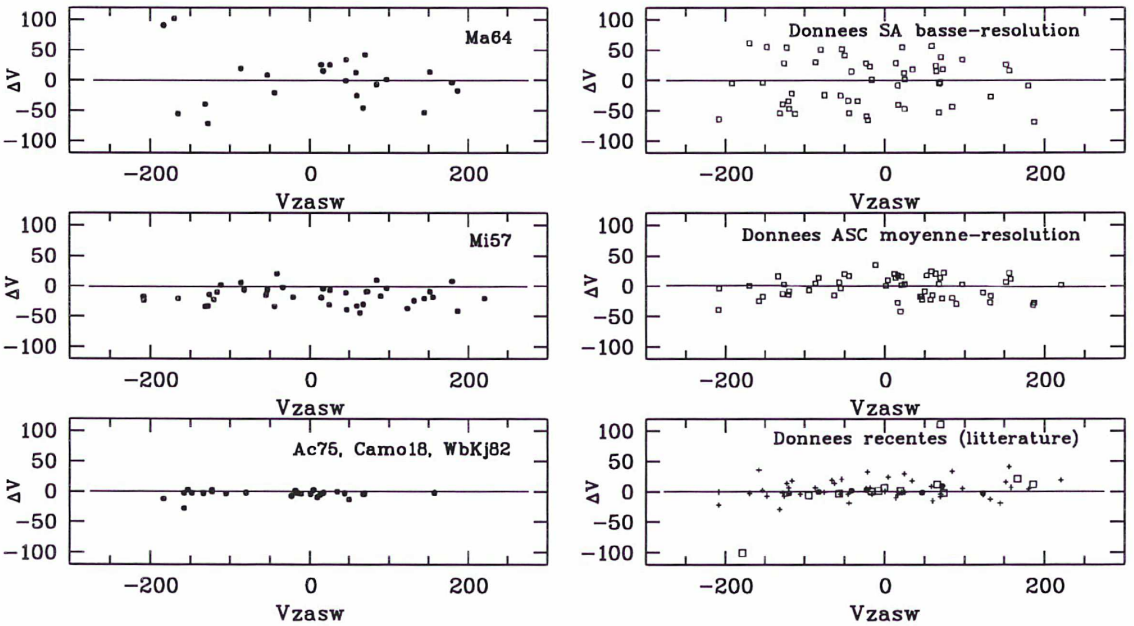


FIG. 3.3 – *À gauche : comparaison des 5 listes principales de STPP83 avec les données à haute dispersion de la liste zasw (ΔV représente $(V_{ZASW} - V_i)$) ; les données de la littérature sont globalement sur-estimées et présentent des incertitudes diverses selon leurs auteurs.*
À droite : comparaison des données récentes avec celles de la liste ZASW ($\Delta V = (V_{ZASW} - V_i)$) ; dans la partie «littératures récentes», les listes DH97, SB96 et KP95 sont représentées respectivement par des carrés, des croix et des cercles foncés.

TAB. 3.1 – Déviations systématiques des principales sources de données disponibles par rapport aux données à haute-résolution de la liste *zasw* (n étant le nombre de nébuleuses planétaires comparées). L'offset signifie $< V_{ZASW} - V_i >$. La probabilité donne la vraisemblance pour que l'offset soit dû à la chance (loi de *student*).

Sources	offsets $\pm$ σ_n	n	Prob.
AS (1992)	-4.1 ± 39.3	52	0.46
ASC (1995)	-2.7 ± 18.4	55	0.29
Campbell & Moore (1918)	-3.0 ± 4.4	11	0.058
Minkowski (1957)	-16.3 ± 15.0	39	4.8×10^{-8}
Mayall (1964)	-3.0 ± 42.4	23	0.74
Acker (1975)	-6.4 ± 9.6	08	0.1
Webster & Kalnajs (1982)	-2.7 ± 2.9	11	0.02
Kohoutek & Pauls (1995)	$+0.8 \pm 4.2$	07	0.66
Dopita & Hua (1997)	$+4.3 \pm 8.3$	10	0.14
Beaulieu (1996)	$+4.1 \pm 15.2$	50	0.064

en deçà de la vérité. Quant aux incertitudes de mesures des autres listes, elles semblent statistiquement correctes. Dans notre étude, nous considèrerons donc que la valeur des erreurs de mesures de la liste de Mayall est plutôt de l'ordre de 40 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, et 15 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ pour celle de Minkowski ; les autres listes conservent leurs incertitudes. Seule la liste de Minkowski sera systématiquement corrigée de son écart systématique (-16.3 $\mathrm{km\,s^{-1}}$).
Ces corrections étant faites, nous évaluons la vitesse radiale moyenne pour chaque nébuleuse en utilisant toutes les données disponibles ainsi que la formule générale :

$$\bar{V} = \left[\sum_i \bar{V}_i / Err_i^2\right] \Big/ \left[\sum_i 1/Err_i^2\right] \tag{3.1}$$

où chaque vitesse est pondérée par son incertitude de mesure. Cela permet en effet de négliger les cinématiques statistiquement les plus pauvres.
L'incertitude de mesure sera prise comme étant la plus grande des quantités définies par :

$$Err = \left[\sum_i 1/Err_i^2\right]^{-\frac{1}{2}} \tag{3.2}$$

et

$$Err_{rel} = \left[\sum_i (\bar{V}_i - \bar{V})/Err_i^2\right] \Big/ \left[(P-1)\sum_i 1/Err_i^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{3.3}$$

La table 2 de l'annexe C présente, pour chacune des 867 nébuleuses planétaires de notre échantillon :

- le nom
- la position galactique
- les diverses vitesses radiales disponibles dans la littérature
- en derniere colonne la valeur finale adoptée de la vitesse radiale et l'incertitude de mesure associée.

3.2.3 Un rapide survol du catalogue

La distribution des données

Le graphe 3.4 présente à la fois la distribution galactique de l'échantillon, la distribution des vitesses et la distribution des incertitudes de mesures en longitude : nous pouvons remarquer que la majeure partie des nébuleuses sont situées en direction du centre galactique et caractérisées par des orbites très allongées ; quelques nébuleuses appartiennent au halo. Seule la nébuleuse planétaire BnBo 1, dont la vitesse radiale n'a été mesurée qu'une seule fois en 1977 (par Boeshaar & Bond), semble posséder un mouvement singulier, mais d'autres mesures s'avèrent sans doute nécessaires afin de confirmer cette tendance.
Grâce au graphe du bas, nous voyons que la majeure partie (en l'occurence 90 %) des nébuleuses planétaires possèdent des incertitudes de mesures inférieures à 20 $\mathrm{km\,s^{-1}}$: les vitesses radiales de l'échantillon ont donc été apparemment corrigées et moyennées de façon statistiquement fiable. Les incertitudes les plus importantes concernent principalement les objets du bulbe galactique (voir échantillon SA). Nous pouvons également remarquer que l'amplitude des vitesses extrêmes de notre échantillon, concernant ici **M 1-37** ((l;b) = (2.6;-3.4)) et **M 4- 6** ((l;b) = (358.6;1.8)), a baissé de façon significative par rapport au catalogue de Schneider et al. (1983) : les vitesses en question passent ainsi de (241.0 ± 11.0) à (220.5 ± 0.9) pour M 1-37 et de (-292.0 ± 11.0) à (-272.9 ±13.0) pour M 4- 6.

3.3 Étude préliminaire de la cinématique du catalogue

3.3.1 La cinématique des nébuleuses planétaires du disque

L'utilisation des distances de nébuleuses planétaires s'avère problématique dès que l'on veut étudier leur cinématique ; nous allons toutefois essayer ici d'examiner leur rotation différentielle ainsi que leur courbe de rotation.
Dans cette étude, nous utilisons comme échelle de distance de nébuleuses planétaires celle de Zhang (1995), qui est en fait une moyenne de deux échelles de distance : l'une est fondée sur la relation existant entre la masse ionisée et le rayon de la nébuleuse, l'autre sur la corrélation entre la température de brillance de surface radio et le rayon nébulaire. L'incertitude intrinsèque (non indiquée par l'auteur) dépasse vraisemblablement les 30 % ;

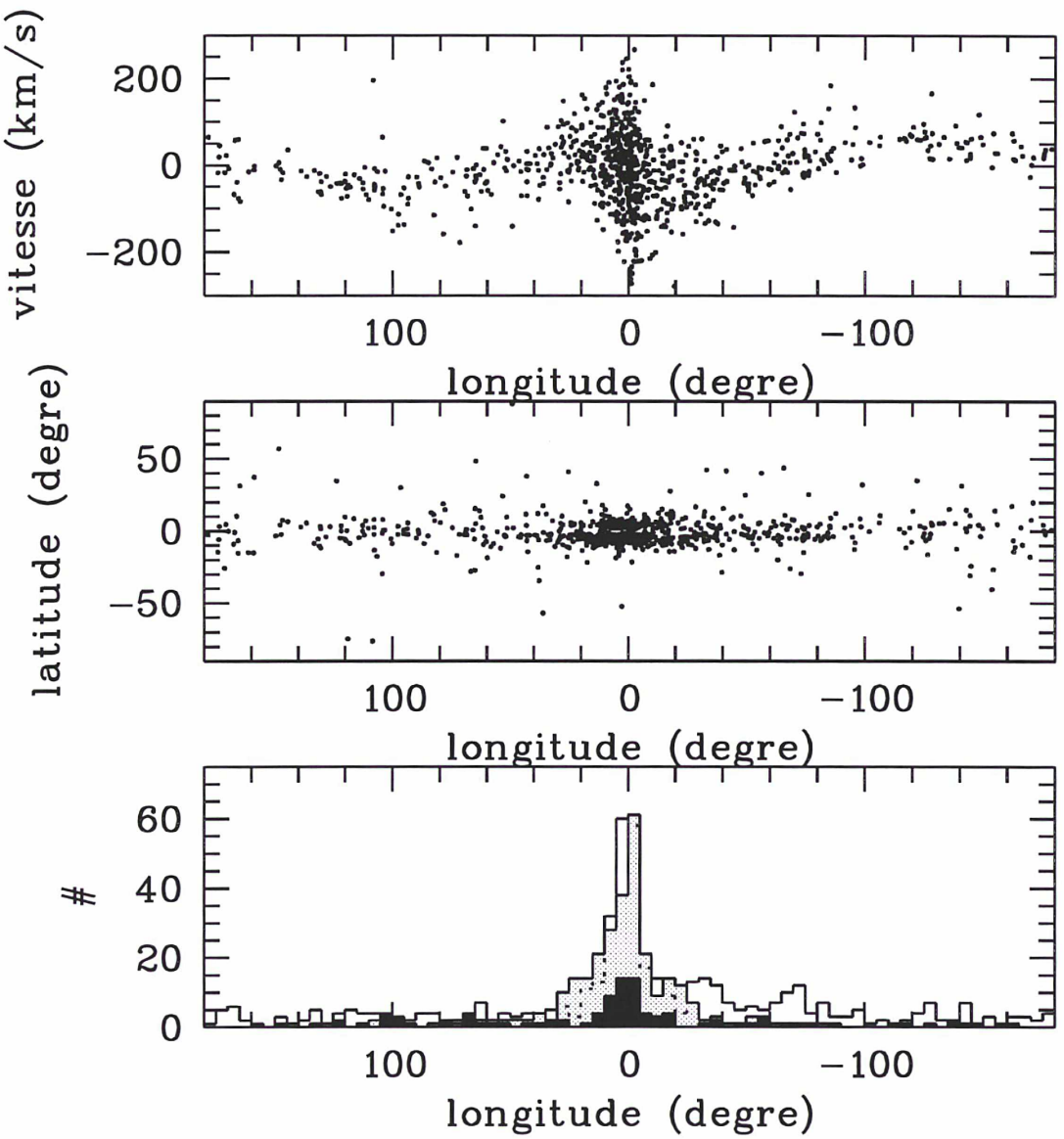


FIG. 3.4 – *Haut : vitesses radiales héliocentriques des 867 nébuleuses planétaires en fonction de leur longitude. Milieu : distribution galactique des 867 nébuleuses du catalogue. Bas : distribution en longitude des 867 nébuleuses en fonction de leurs incertitudes de mesures. Le blanc représente les erreurs inférieures à 10 km s^{-1} (482 objets), le gris les incertitudes comprises entre 10 et 20 km s^{-1} (281 objets), et le noir les incertitudes supérieures à 20 km s^{-1} (104 objets).*

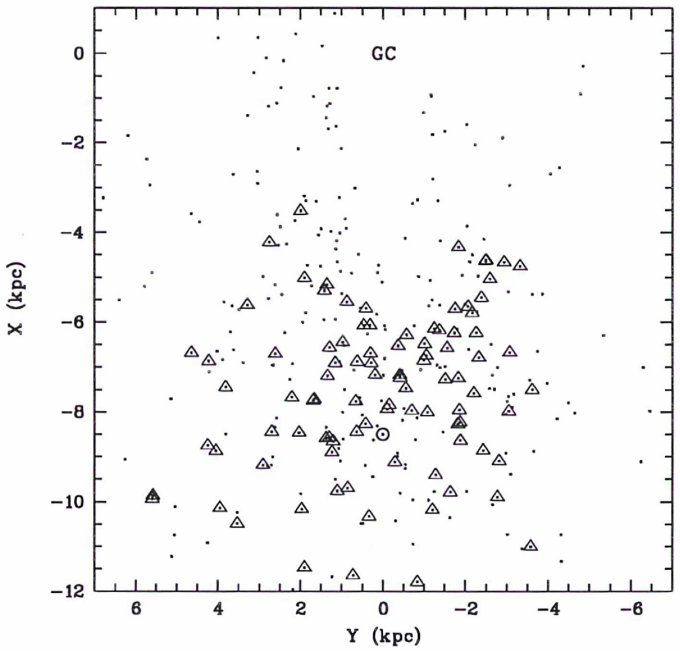


FIG. 3.5 – *Distribution projetée de 96 nébuleuses planétaires du disque (triangles) dans le plan galactique ; les nébuleuses de l'échantillon total sont représentées par des points ; les positions du soleil (-8.5 ;0) et du centre galactique (0 ;0) sont indiquées.*

la présence d'écarts systématiques n'est malheureusement pas connue mais fort probable. Afin d'établir un échantillon d'étoiles du disque, nous sélectionnons dans notre échantillon toutes les nébuleuses planétaires correspondant aux critères suivants :

1. $|l| > 7^o$
   Ceci permet d'éviter toute contamination d'étoiles du bulbe.

2. $|z| < 200$ pc
   Les hauteurs verticales de nébuleuses planétaires sont évaluées grâce à l'échelle de distance de Zhang. Ce critère permet de ne sélectionner que les étoiles situées dans le disque, et donc censées suivre de façon relativement acceptable la rotation du disque.

Afin d'éviter tout biais statistique, quatre nébuleuses présentant des vitesses résiduelles supérieures à 100 km s^{-1} sont enlevées de l'échantillon final constitué de 96 nébuleuses planétaires. La distribution galactique projetée de l'échantillon est présentée en figure 3.5. Il semble y avoir une limite très nette dans la distribution spatiale des nébuleuses à Rgc $\simeq$ 5 kpc ; cet effet peut avoir plusieurs origines (présence d'une structure spirale, biais dans l'échelle de distances utilisée...).

TAB. 3.2 – Paramètres cinématiques obtenus grâce à l'ajustement (par une méthode des moindres carrés) de l'équation 3.4.

$u_\odot$	16.0±4.8 ($km\,s^{-1}$)
$v_\odot$	24.8±3.8 ($km\,s^{-1}$)
$R_\odot$	8.7±2.1 (kpc)
A	14.4±1.7 ($km\,s^{-1}\ kpc^{-1}$)
A_2	13.0±0.9 ($km\,s^{-1}\ kpc^{-2}$)
K	5.1±2.8 ($km\,s^{-1}$)

Les paramètres cinématiques de la rotation différentielle

Soit une étoile du disque en orbite purement circulaire et située à une distance R du centre galactique ; sa vitesse radiale héliocentrique peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\begin{aligned} V_r^{mod} &= -u_\odot \cos l \cos b - v_\odot \sin l \cos b - w_\odot \sin b \\ &- 2\,A\,(R - R_\odot) \sin l \cos b \\ &+ (\frac{A_2}{2}\,(R - R_\odot)^2) \sin l \cos b \\ &+ K \end{aligned} \tag{3.4}$$

$u_\odot$, $v_\odot$ et $w_\odot$ sont les composantes du mouvement solaire par rapport au *système de référence local* (ou *local standard of rest* en anglais), avec $u_\odot$ pris comme étant positif en direction du centre galactique. A est la constante de Oort, et A_2 est un terme de dérivée au second degré de la vitesse de rotation : l'introduction de ce terme permet en effet de ne pas utiliser un échantillon stellaire uniquement limité au voisinage solaire (Pont et al, 1994). Le terme K permet de rendre compte de l'existence d'une expansion galactique locale. L'échantillon stellaire étant limité à des hauteurs verticales faibles, le paramètre $w_\odot$ ne peut pas être contraint par nos données : nous décidons de le fixer dans cette étude à sa valeur standard, soit 7.3 km s^{-1} (Mihalas & Binney, 1981). La relation est ajustée aux données en minimisant la variable :

$$\chi^2 = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} (\frac{v_r^{obs_i} - v_r^{mod_i}}{\Delta\, v_r^i})^2} \tag{3.5}$$

N est le nombre total d'étoiles de l'échantillon (96) et $\Delta\, v_r^i$ l'incertitude de mesure associée à la vitesse radiale de la i^{eme} étoile. Le tableau 3.2 présente les données obtenues par cet ajustement aux moindres carrés. Plusieurs remarques s'imposent :

- Les composantes radiale et azimuthale de la vitesse solaire sont différentes des valeurs «standard» présentées dans la littérature (qui sont respectivement de 10.4 et 14.8 km s^{-1}). L'importante valeur du $v_\odot$ ajusté peut facilement s'expliquer par la présence d'un courant asymétrique, ici de l'ordre de 10 km s^{-1}. Quant à la haute valeur de

$u_\odot$, elle pourrait être la signature d'un certain mouvement radial externe du système de référence local, comme proposé précédemment par Blitz & Spergel (1991).

- La valeur du terme K ne permet pas d'affirmer statistiquement s'il existe bel et bien des mouvements asymétriques au sein de notre échantillon du disque.
- Diverses tactiques d'ajustement (ajoût ou retrait de paramètres fixés ou non) montrent que la présence du terme A_2 est *nécessaire* afin d'arriver à des paramètres physiquement acceptables. Ce point intéressant reste à préciser, et peut être lié à la présence de biais caractérisés dans l'échelle de distances utilisée.

La courbe de rotation locale

Les vitesses de rotation galactique des étoiles sont évaluées grâce à l'équation générale :

$$V_{rot} = (\Theta_\odot + \frac{V_{lsr}}{sin\, l\ cos\, b})\frac{R_p}{R_\odot} \tag{3.6}$$

ceci en utilisant les données obtenues précédemment.

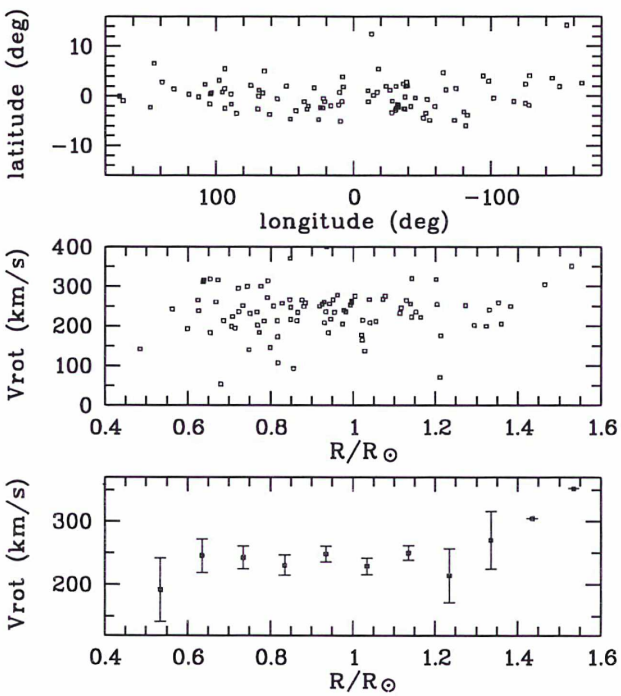


FIG. 3.6 – *Haut : distribution galactique des 96 nébuleuses de notre échantillon du disque. Milieu : vitesses de rotation des nébuleuses en fonction de la distance galactocentrique normalisée à $R_\odot$ = 8.7 kpc. Bas : courbe de rotation des nébuleuses planétaires ; les données sont moyennées dans des intervalles de 0.1 ; les barres d'erreurs ne rendent compte que des écarts type de chaque moyenne.*

V_{lsr} est la vitesse de l'étoile par rapport au système de référence local, R_p la distance galactocentrique de l'étoile projetée sur le plan galactique, $R_\odot$ la distance galactocentrique

du soleil et $\Theta_{\odot}$ la vitesse de rotation au Soleil.
La figure 3.6 présente la courbe de rotation obtenue. Nous remarquons que la courbe de rotation présente les mêmes figures à grande échelle que d'autres courbes de rotation obtenues à partir de données stellaires ou gazeuses (voir par exemple Clemens, 1985 ; Hron, 1986 ; Amaral et al., 1996...), à savoir principalement un minimum local et un maximum aux alentours de Rgc = 6 kpc. La présence des 2 points «isolés» à Rgc = 12.05 et 12.65 kpc ne nous permet pas de conclure à l'existence réelle d'une croissance de la courbe de rotation externe.

3.3.2 Les nébuleuses planétaires du bulbe

Afin d'obtenir un échantillon de nébuleuses planétaires du bulbe, nous utilisons les critères suivants :

1. $|l| < 10.0$ degré et $|b| < 7.0$ degré
2. un diamètre angulaire optique > 20 seconde d'arc
3. un flux radio $F_{6cm} > 100$ mJy

Cet échantillon comprend ainsi 279 étoiles.

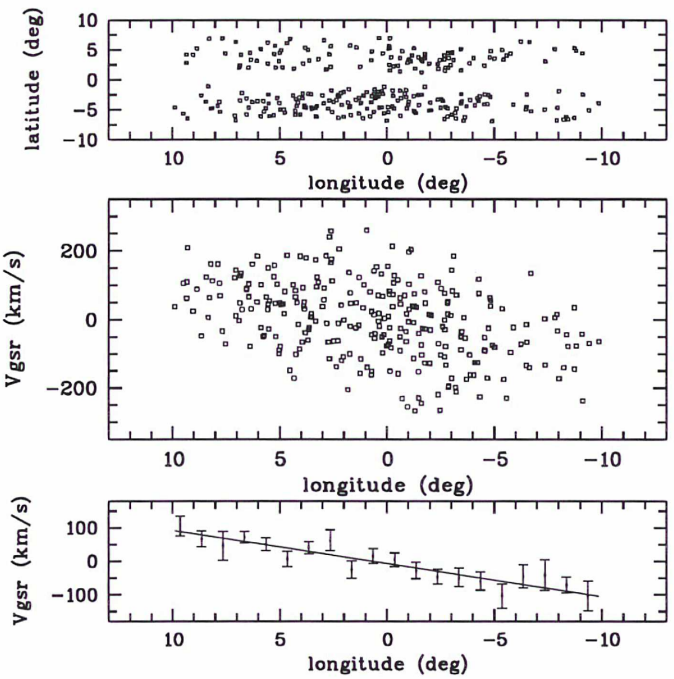


FIG. 3.7 – *Haut : distribution galactique des 279 nébuleuses planétaires de notre échantillon. Milieu : diagramme (l,V). Bas : ajustement linéaire des vitesses galactocentriques en fonction des longitudes.*

En haut de la figure 3.7 est représentée la distribution galactique de ces étoiles : l'effet de

TAB. 3.3 – rotation du bulbe ajustée par la relation $a + b\,l$ km s^{-1}

Échantillon de nébuleuses planétaires	Nombres d'étoiles	a (km s^{-1})	b (km s^{-1} deg^{-1})	σ (km s^{-1})
$D_{gc} < 3kpc$	87	-9.7 ± 11.7	10.2 ± 2.0	108 ± 12
$D_{gc} < 2kpc$	60	-18.5 ± 14.6	12.2 ± 3.3	113 ± 15
$D_{gc} < 1kpc$	22	9.4 ± 27.5	32.5 ± 12.0	129 ± 28
Échantillon total	279	-6.7	9.9 ± 1.3	100
Autres populations :				
Géantes K (l,b)=(8°,7°) (1)	196		8.3 ± 0.6	71.9 ± 3.6
Étoiles SiO (b=7°) (2)	134	-17.7 ± 7.6	10.8 ± 1.2	82.4
Miras ($\|l\| < 5°$) (3)	25	7.4 ± 18	22.6 ± 8	90.5 ± 13
Miras ($\|l\| < 15°$, $7° < \|b\| < 8°$) (4)	26	-8.2 ± 15.7	9.8 ± 1.9	76 ± 11

réf. (1) : Minniti, 1996, ApJ, 459, 579 – réf. (2) : Izumiura et al., 1995, ApJ, 453, 837 – réf. (3) : Catchpole, 1990, atelier ESO/CTIO intitulé «Bulges of Galaxies», p. 111 – réf. (4) : Menzies, 1990, atelier ESO/CTIO intitulé «Bulges of Galaxies», p. 115

l'extinction interstellaire est très marqué.
La rotation du bulbe peut être facilement mise en évidence par le calcul des vitesses ramenées au centre galactique. La figure 3.7 montre la distribution en longitude de ces vitesses ainsi que leur ajustement linéaire : la pente obtenue, représentant en fait une limite inférieure à la rotation du bulbe, est de l'ordre de (9.9 ± 1.3) km s^{-1}degré$^{-1}$. Plusieurs sélections de sous-échantillons à des distances galactocentriques différentes permettent d'indiquer une tendance de plus forte rotation des nébuleuses au fur et à mesure que l'on s'approche du centre galactique. Le tableau 3.3 résume les résultats présentés ci-dessus ainsi que différents résultats similaires concernant d'autres populations stellaires évoluées (géantes, Miras...).

3.4 Conclusion

J'ai présenté, dans ce chapitre, les démarches menant de la création d'un catalogue de vitesses radiales de nébuleuses planétaires jusqu'à l'analyse préliminaire de leur cinématique, à la fois dans le bulbe et le disque.
Le catalogue final comporte 867 nébuleuses planétaires galactiques, et pour seulement 10

% d'entres elles, les incertitudes de mesures des vitesses radiales dépassent 20 $\mathrm{km\,s^{-1}}$.
La création de ce catalogue a plusieurs objectifs : vérifier la validité de certaines sources cinématiques de la litérature ; améliorer la complétude de l'échantillon ; vérifier le comportement cinématique (et dynamique) à grande échelle des nébuleuses planétaires.
L'analyse cinématique présentée ici ne constitue bien entendu qu'une toute première étape. J'ai vérifié que les nébuleuses planétaires du disque traçaient de manière acceptable la courbe de rotation galactique ; la rotation d'ensemble des nébuleuses planétaires du bulbe a également été vérifiée (Vrot = (9.9 ± 1.3) $\mathrm{km\,s^{-1}\,deg^{-1}}$), et est tout à fait similaire à celle des autres populations AGB et post-AGB.
Ces analyses se trouvent toutefois confrontées à un problème de taille, à savoir notre méconnaissance des distances individuelles précises des nébuleuses planétaires ; peut-être les nouvelles données Hipparcos apporteront-elles quelques éclaircissements.

Bibliographie

Acker, A., 1975, A&A, **40**, 415

Acker, A., Jasniewicz, G., Köppen, J. & Stenholm, B., 1989, A&A Supp., **80**, 201

Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylenda, R., Marcout, J., & Schon, C., 1992, *Strasbourg-ESO catalogue of galactic planetary nebulæ*, ESO (**SECAT**)

Amaral, L., Ortiz, R., Lépine, J. & Maciel, W., 1996, MNRAS, **281**, 347

Beaulieu, S., 1996, Thèse de Doctorat, Université Nationale Australienne

Boeshaar, G. & Bond, H., 1977, ApJ, **213**, 421

Campbell, W.W. & Moore, J.H., 1918, Publ. Lick Observatory, **13**, 75

Clemens, D., 1985, ApJ, **295**, 422

Cudworth, K., 1974, AJ, **79**, 12

Cuisinier, F., Acker, & Köppen, J., 1996, A&A, **307**, 215

Dopita, M.A. & Hua, C.T., 1997, ApJ.Suppl., **108**, 515

Feast, M. & Whitelock, P., 1997, MNRAS, **291**, 683

Keeler, J., 1894, Pub. Lick. Obs, **3**, 161

Kinmann, T., Feast, M. & Lasker, B., 1988, AJ, **95**, 804

Kohoutek, L. & Pauls, R., 1995, A&A Sup Ser., **111**, 493

Mayall, N.U., 1964, communication privée dans : Perek & Kohoutek (1967)

Meatheringham, S., Wood, P. & Faulkner, D., 1998, ApJ, **334**, 862

Mihalas D. & Binney J., 1981, dans «*Galactic Astronomy – Structure and kinematics*», aux éditions Freeman

Minkowski, D.K., 1957, communication privée dans : Perek & Kohoutek (1967)

Perek, L. & Kohoutek, L., 1967, «*Catalogue of Galactic Planetary Nebulæ*», Institut tchécoslovaque de science, Prague

Pont, F., Mayor, M., & Burki, G., 1994, A&A, **285**, 415

Pont, F., Queloz, D., Bratschi, P. & Mayor, M., 1997, A&A, **318**, 416

Schneider, S.E., Terzian, Y., Purgathofer, A., & Perinotto, M., 1983a, ApJ.Suppl., **52**, 399 (**STPP83**)

Spyromilio, J., 1995, MNRAS, **277**, L59

Webster, B.L. & Kalnajs, A., 1982, communication privée dans Schneider *et al* (1983a)

Zhang, C., 1995, ApJ Supp, **98**, 659

Zijlstra, A. & Walsh, J., 1996, A&A, **312**, L21

Zijlstra, A., Acker, A. & Walsh, J., 1997, A&A Supl. Ser., **125**, 289

Troisième partie

La dynamique des nébuleuses planétaires galactiques

Chapitre 4

Quelques éléments de dynamique stellaire

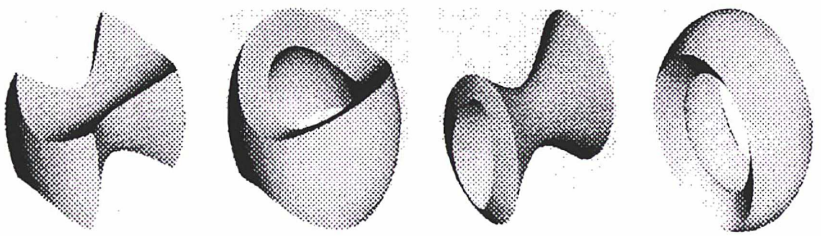


FIG. 4.1 – *Structures orbitales générées par un potentiel triaxial*

Un système stellaire est un ensemble constitué d'étoiles (amas globulaire, galaxie...) où la composante gazeuse est complètement négligée, et où chaque objet est soumis au potentiel gravitationnel *moyen* de tous les autres. On parle de système auto-gravitant lorsque le potentiel gravitationnel total dérive de la masse totale (dynamique) du système. Les méthodes pour caractériser l'état dynamique d'un système stellaire partiront en général des mêmes approximations ; on supposera que le système en question aura dépassé depuis quelques temps de traversée sa première période évolutive où les rencontres entre particules sont présentes et donc les structures orbitales particulièrement chaotiques ; le système n'évolue plus vers une distribution maxwellienne des vitesses, mais plutôt vers un certain état dont la cinématique actuelle est sensée avoir encore conservé l'empreinte des conditions initiales ; le potentiel et la distribution de masse ne montrent aucune dépendance explicite par rapport au temps, l'énergie orbitale de liaison E d'une étoile étant de ce fait constante le long d'une orbite (Binney & Tremaine, 1987).
Il existe 3 classes de potentiels suivant la symétrie que présente le système : symétrie sphérique (potentiel képlérien...), symétrie axisymétrique, où l'axe de révolution est l'axe de symétrie, et enfin symétrie triaxiale, associée généralement aux galaxies elliptiques où cohabitent 3 axes de révolution différents.
Les buts menant à l'étude dynamique d'un système sont très variés : caractérisation de paramètres physiques fondamentaux du système comme la masse totale ou le moment angulaire total, ou de grandeurs morphologiques (échelles de grandeur, intensité effective...), meilleure compréhension de la naissance et de l'évolution des systèmes, contraintes sur l'existence de la matière noire..., l'objectif primordial restant tout de même l'obtention de la *fonction de distribution* $f(\vec{r},\vec{v},t)$ à 7 variables du système stellaire supposé sans collision, et qui n'est autre que la probabilité de présence d'une étoile à la position $\vec{r}$, à la vitesse $\vec{v}$, et ce au temps t[1]. La recherche de cette fonction, lorsqu'elle est associée à un système auto-gravitant et à l'équilibre, constitue le fameux problème dit *de l'auto-cohérence* décrit par Chandrasekhar en 1942 ; la résolution de ce problème, dont l'approche est basée sur une description statistique d'un ensemble d'étoiles, passe par la résolution d'un système de 3 équations dit *de Vlasov* :

- La fonction de distribution satisfait l'équation de Boltzmann sans collision (appelée également équation de Liouville)

$$\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial t} + \vec{v}\,.\,\vec{\nabla}_r f(\vec{r},\vec{v},t) - \vec{\nabla}_r V\,.\,\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v},t)}{\partial \vec{v}} = 0 \tag{4.1}$$

  et qui devient, pour un système supposé à l'équilibre :

$$\vec{v}\,.\,\vec{\nabla}_r f(\vec{r},\vec{v}) - \vec{\nabla}_r V\,.\,\frac{\partial f(\vec{r},\vec{v})}{\partial \vec{v}} = 0 \tag{4.2}$$

  $V(t,\vec{r})$ représente ici le potentiel gravitationnel total du système.

[1] L'espace $(\vec{r},\vec{v},t)$ est appelé l'espace des phases.

- La densité de masse $\rho(\vec{r})$ du système est le moment d'ordre zéro de la distribution des vitesses, soit l'équation intégrale fondamentale pour un système à l'équilibre :

$$\rho(\vec{r}) = M \int\int\int f(\vec{r}, \vec{v})\, d^3\, \vec{v} \tag{4.3}$$

- Si le système est à l'équilibre et auto-gravitant, ce qui sera le cas dans notre étude, alors le potentiel gravitationnel V ne provient que de la densité de masse du système, et ces 2 paramètres sont reliés par la célèbre équation de Poisson :

$$\Delta V(\vec{r}) = 4\,\pi\, G\, \rho(\vec{r}) \tag{4.4}$$

avec G la constante de gravité.

La résolution simultanée de ces 3 équations, qui doit permettre d'obtenir un triplet (densité, potentiel, fonction de distribution) cohérent, constitue l'objet principal de la *modélisation dynamique* et pour laquelle la solution, c'est-à-dire la fonction de distribution, devra être positive quelle que soit la région de l'espace des phases, cela afin de représenter le plus physiquement possible l'état dynamique réel du système. Malheureusement, connaître l'état dynamique d'un système stationnaire dans son espace de configuration à 6N dimensions (N étant le nombre d'étoiles) est une chose extrêmement difficile à réaliser : le théorème de Jeans, en montrant qu'une fonction d'intégrales isolantes du mouvement[2] est également solution de l'équation de Liouville stationnaire, permet de réduire considérablement le nombre de variables du problème : la fonction de distribution en régime stationnaire passe ainsi de 6 à 3 variables :

$$f(x_i, x_j, x_k, v_i, v_j, v_k) \rightarrow f(I_1, I_2, I_3) \tag{4.5}$$

En pratique, la résolution du système de Vlasov pourra s'opérer de plusieurs manières différentes : on pourra par exemple spécifier dès le départ la densité $\rho(\vec{r})$ et le potentiel, l'équation intégrale (4.3) étant ensuite résolue par *inversion* directe ; ou alors on pourra écrire la fonction de distribution comme une certaine fonction d'intégrales du mouvement, puis essayer d'en tirer une paire (ρ, V) satisfaisante.

La méthode employée ici constituera une approche quelque peu différente : nous utiliserons une technique de programmation quadratique qui produira des fonctions de distribution analytiques.

[2] Les intégrales isolantes sont des grandeurs qui restent constantes le long d'une orbite et réduisent le volume de l'espace des phases solution.

4.1 Les modèles axisymétriques stationnaires

4.1.1 Les moments de la fonction de distribution

Rappelons tout d'abord qu'un système axisymétrique (c'est-à-dire symétrique axialement) correspond à un système dont la densité de masse, en coordonnées cylindriques, ne dépend que des variables ϖ et z.
Soit l'espace de coordonnées cylindriques (ϖ,φ,z) qui vérifient

- $x = \varpi \, cos \, \varphi$
- $y = \varpi \, sin \, \varphi$
- $z = z$

Nous verrons par la suite qu'il existe pour la fonction de distribution, en géométrie axisymétrique, 2 intégrales isolantes du mouvement *classiques* (et donc indépendantes du temps) qui sont :

- l'énergie de liaison E :

$$E = \psi(\varpi, z) - \frac{1}{2}(v_\varpi^2 + v_\varphi^2 + v_z^2) \tag{4.6}$$

  avec $\psi(\varpi, z) = -V(\varpi, z) \geq 0$ par définition
- et la composante du moment angulaire L suivant l'axe z L_z :

$$L_z = \varpi \, v_\varphi = \varpi^2 \, \dot{\varphi} \tag{4.7}$$

La figure 4.2 montre les différentes structures dans l'espace intégral (E,L_z^2) : à chaque paire (E,L_z^2) physiquement acceptable ($0 < E < \psi$ et $L_z^2 < 2\,\varpi^2\,(\psi - E)$) vont correspondre en général 2 tangentes à la courbe des orbites circulaires (courbe en pointillé) et donc par là-même deux points tournants r_1 et r_2 (qui sont respectivement le péricentre et l'apocentre de l'orbite). Les paires situées sur la courbe en pointillé n'auront bien entendu qu'une seule tangente à cette courbe, ce qui fixera $r_1 = r_2$.
Les moments de la fonction de distribution sont des grandeurs particulièrement importantes à déterminer, car elles correspondent aux données obtenues directement via les observations (densité de masse, vitesses et dispersions de vitesse). Nous verrons par la suite (section 4.1.2) que les équations de Jeans peuvent permettre d'évaluer ces différents moments sans connaître forcément la fonction de distribution.
Les moments de la fonction de distribution sont définis par :

$$\mu_{i,m,j} = \int\int\int f(\varpi, z, v_\varpi, v_\varphi, v_z) v_\varpi^i \, v_\varphi^m \, v_z^j d\, v_\varpi d\, v_\varphi d\, v_z \tag{4.8}$$

La densité de masse $\rho(\varpi, z)$ peut alors s'écrire (en posant la masse totale du système égale à 1) :

$$\rho(\varpi, z) = \mu_{0,0,0} \tag{4.9}$$

Les moments d'ordre 1 et 2 sont analogues respectivement à des flux et à des pressions ; ils devront être normalisés pour être ramenés à des vitesses :

$$< v_\varpi >= \mu_{1,0,0}/\rho \tag{4.10}$$

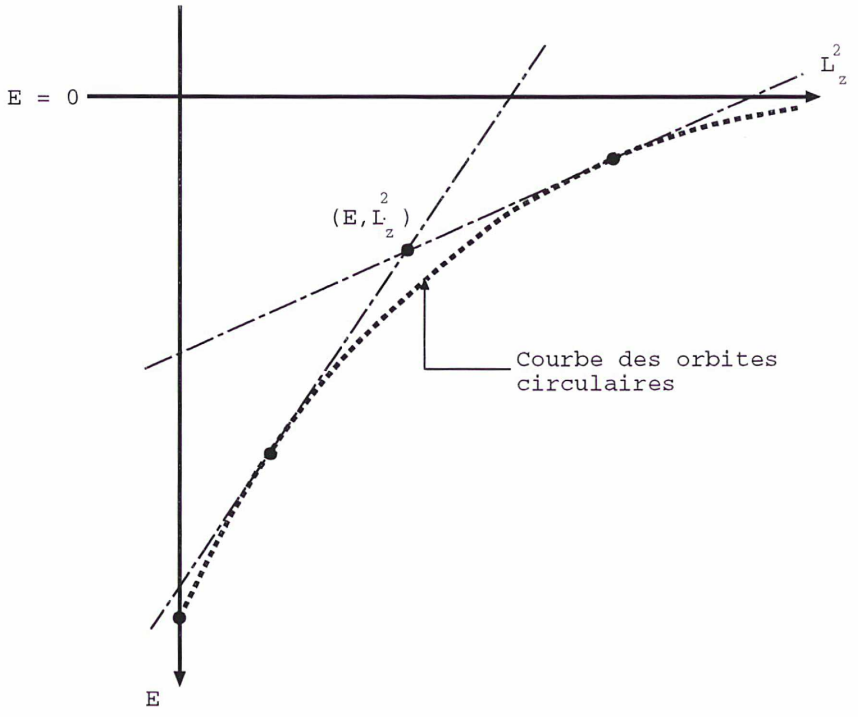


FIG. 4.2 – *Structures de l'espace intégral*

$$< v_\varphi >= \mu_{0,1,0}/\rho \tag{4.11}$$

$$< v_z >= \mu_{0,0,1}/\rho \tag{4.12}$$

ainsi qu'à des dispersions :

$$\sigma_\varpi^2 =< v_\varpi^2 > - < v_\varpi >^2 = \mu_{2,0,0} \tag{4.13}$$

$$\sigma_\varphi^2 =< v_\varphi^2 > - < v_\varphi >^2 = \mu_{0,2,0}/\rho - (\mu_{0,1,0}/\rho)^2 \tag{4.14}$$

$$\sigma_z^2 =< v_z^2 > - < v_z >^2 = \mu_{0,0,2}/\rho - (\mu_{0,0,1}/\rho)^2 \tag{4.15}$$

4.1.2 Les équations de Jeans

Les équations de Jeans, ou équations de l'hydrodynamique stellaire, permettent de relier le potentiel et la densité de masse du modèle aux moments d'ordre 2 de la fonction de distribution sans connaissance préalable de cette dernière. La marche à suivre pour l'élaboration de celles-ci consiste tout simplement à évaluer les différents moments de l'équation de Boltzmann sans collision (4.1) (écriture en convention d'Einstein) :

1. intégration de l'équation de Boltzmann sans collision sur l'espace total des vitesses :

$$\int \frac{\partial f}{\partial t}\, d^3\, v + \int v_i \frac{\partial f}{\partial x_i}\, d^3\, v - \int \frac{\partial V}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i}\, d^3\, v = 0 \tag{4.16}$$

$$\Longleftrightarrow \tag{4.17}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f\, d^3\, v + \frac{\partial}{\partial x_i} \int f\, v_i\, d^3\, v - \frac{\partial V}{\partial x_i} \int \frac{\partial f}{\partial v_i}\, d^3\, v = 0 \tag{4.18}$$

Une fois appliqué le théorème de la divergence et considéré le fait qu'il n'existe aucune étoile à une vitesse infinie, il en découle que :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f\, d^3\, v + \frac{\partial}{\partial x_i} \int f\, v_i\, d^3\, v = 0 \tag{4.19}$$

En posant la densité spatiale d'étoiles ρ et la vitesse moyenne stellaire $\bar{v_i}$ égales respectivement à [3] :

$$\rho = \int f\, d^3\, v \tag{4.20}$$

et

$$\bar{v_i} = \frac{1}{\rho} \int f\, v_i\, d^3\, v \tag{4.21}$$

il s'en suit que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho\, \bar{v_i})}{\partial x_i} = 0 \tag{4.22}$$

2. multiplication de l'équation de Boltzmann sans collision par le facteur v_j, puis ensuite intégration sur l'espace total des vitesses :

$$\int v_j \frac{\partial f}{\partial t}\, d^3\, v + \int v_j\, v_i \frac{\partial f}{\partial x_i}\, d^3\, v - \int v_j \frac{\partial V}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i}\, d^3\, v = 0 \tag{4.23}$$

$$\Longleftrightarrow \tag{4.24}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f\, v_j\, d^3\, v + \frac{\partial}{\partial x_i} \int f\, v_i\, v_j\, d^3\, v - \frac{\partial V}{\partial x_i} \int v_j \frac{\partial f}{\partial v_i}\, d^3\, v = 0 \tag{4.25}$$

On applique ensuite au dernier terme le théorème de la divergence et, étant donné que la fonction de distribution correspondant à des vitesses infinies est nulle, on obtient finalement pour l'équation précédente :

$$\frac{\partial (\rho . \bar{v_j})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho . \overline{v_i\, v_j})}{\partial x_i} + \delta_{ij}\, \rho \frac{\partial V}{\partial x_i} = 0 \tag{4.26}$$

[3] Par analogie, l'expression du tenseur des pressions est : $\sigma_{ij}^2 = \frac{1}{\rho} \int f (v_i - \bar{v_i})(v_j - \bar{v_j}) d^3 v$

On préfèrera par la suite écrire cette dernière équation sous la forme :

$$\rho\frac{\partial\bar{v_j}}{\partial t}+\bar{v_j}\frac{\partial(\rho.\bar{v_i})}{\partial x_i}+\frac{\partial(\rho.\overline{v_i\,v_j})}{\partial x_i}=-\rho\frac{\partial V}{\partial x_j} \tag{4.27}$$

Étant donné que la dispersion de vitesse est une grandeur définie par $\sigma_{ij}^2=\overline{v_i\,v_j}-\bar{v_i}\bar{v_j}$, on obtient alors l'équation finale :

$$\rho(\vec{r})\frac{\partial\bar{v_j}}{\partial t}+\rho\,\bar{v_i}\frac{\partial\bar{v_j}}{\partial x_i}=-\rho\frac{\partial V}{\partial x_j}-\frac{\partial(\rho).\sigma_{ij}^2)}{\partial x_i} \tag{4.28}$$

Dans le cas particulier d'un modèle stationnaire axisymétrique, les 2 équations de Jeans se réduisent à :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho.\sigma_{\varpi}^2}{\partial r}+\frac{\sigma_{\varpi}^2-\sigma_{\varphi}^2}{\varpi}=-\frac{\partial V}{\partial r} \tag{4.29}$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho.\sigma_z^2}{\partial z}=-\frac{\partial V}{\partial z} \tag{4.30}$$

Ainsi, pour une densité de masse $\rho(r,z)$ donnée, et ce dans un certain potentiel $V(\varpi,z)$, les valeurs des 3 moments d'ordre 2 de la distribution de vitesse pourront être obtenues directement par résolution de ce système d'équations.
Cette méthode comporte toutefois un problème majeur : elle ne garantit en aucune manière le fait que ces moments proviennent d'une fonction de distribution forcément positive, et donc d'un modèle physiquement acceptable.

4.2 Les orbites dans les potentiels de Stäckel

4.2.1 Le système de coordonnées

Nous allons utiliser le système de coordonnées sphéroïdales (λ,φ,ν) pour la simple et bonne raison que l'écriture du potentiel de Stäckel y apparaît extrêmement simplifiée. En géométrie axisymétrique, les coordonnées λ et ν (φ étant l'angle azimuthal) sont les solutions en τ de l'équation des coniques (voir figure 4.3) :

$$\frac{\varpi^2}{\tau+\alpha}+\frac{z^2}{\tau+\gamma}=1 \tag{4.31}$$

avec (ϖ,φ,z) les coordonnées cylindriques ; en d'autres termes, λ et ν sont des coordonnées elliptiques dans le plan méridien $\varphi=\varphi_0$.
La valeur des paramètres α et γ ($\gamma\leq\alpha\leq 0$ par convention), tout comme celle de τ, est connue à une constante près. Le choix de la distance focale $\Delta=\sqrt{|\gamma-\alpha|}$ fixe entièrement le système de coordonnées. Les surfaces de coordonnées sont soit des sphéroïdes (à $\tau=\lambda_0$), soit des hyperboloïdes (à $\tau=\nu_0$) de révolution avec l'axe z pris comme axe de rotation. On définira également le rapport des *coordonnées de surface* a/c, avec $\alpha=-a^2$ et $\gamma=-c^2$
Nous sommes de ce fait en présence de trois possibilités :

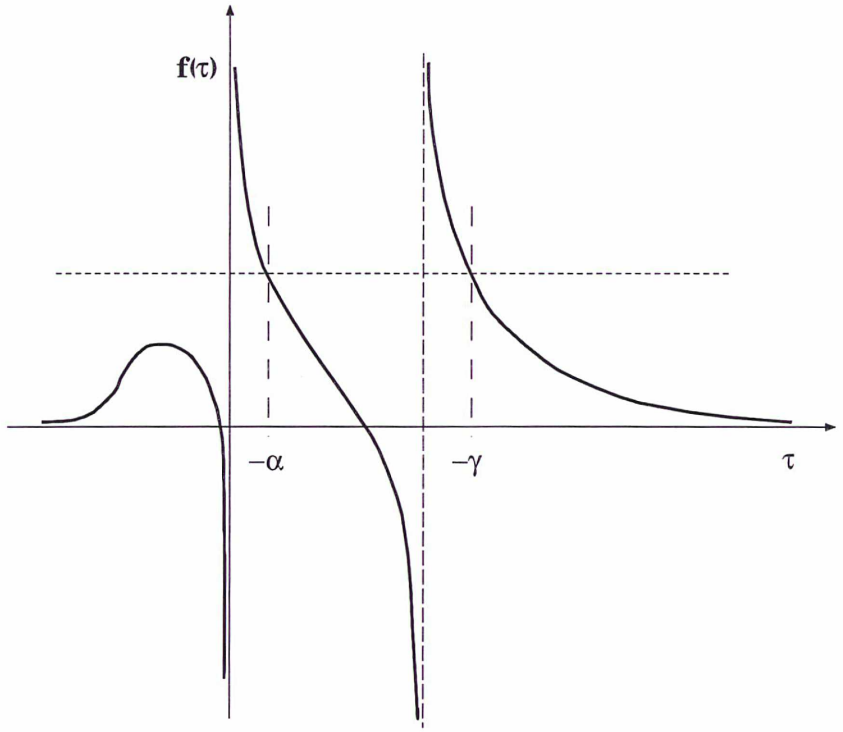


FIG. 4.3 – *Variation de la fonction $f(\tau)$ solution de l'équation 4.31 (cas coordonnées «aplaties»).*

- a/c < 1
  Nous avons ainsi la relation $0 \leq -\alpha \leq \nu \leq -\gamma \leq \lambda < +\infty$
  Les foyers des coniques sont sur l'axe ϖ, et il en existe une infinité.
  Les sphéroïdes (à λ constants) sont «oblongs» en z, et les hyperboloïdes (à ν constants) possèdent 2 *nappes*.
  Pour se référer par la suite à ce cas, nous parlerons d'un *système de coordonnées «aplaties»*.
- a/c = 1
  Les sphéroïdes sont dans ce cas des sphères, et les hyperboloïdes sont tous dégénérés en cônes asymptotiques.
  On rejoint ici tout simplement le cas sphérique.
- a/c > 1
  La relation $0 \leq -\gamma \leq \nu \leq -\alpha \leq \lambda < +\infty$ est vérifiée.
  Les foyers des coniques sont sur l'axe z, et leur nombre est limité.
  Les sphéroïdes sont maintenant «aplatis» en z, et les hyperboloïdes ne possèdent plus qu'une seule *nappe* .
  Ce cas définit le *système de coordonnées «oblongues»*.

La figure 4.4 présente les différentes coniques potentielles dans le cas d'un modèle de masse axisymétrique en coordonnées «aplaties».

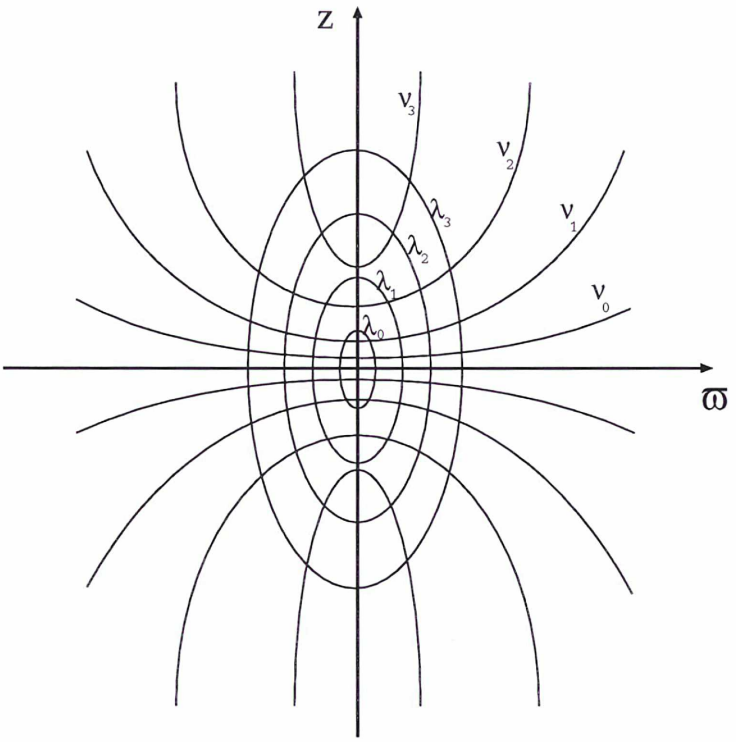


FIG. 4.4 – *Schéma exposant les différentes coniques pouvant coexister dans un modèle axisymétrique en coordonnées «aplaties».*

4.2.2 Le potentiel de Stäckel

La forme générique du potentiel de Stäckel en coordonnées sphéroïdales est la suivante :

$$\psi(\lambda,\nu) = \frac{f(\lambda) - f(\nu)}{\lambda - \nu} \equiv \frac{(\lambda+\gamma)\,G(\lambda) - (\nu+\gamma)\,G(\nu)}{\lambda - \nu} \tag{4.32}$$

avec $\psi = -V > 0$, et $G(\tau)$ une fonction arbitraire qui doit répondre obligatoirement à la contrainte d'une masse totale du système *finie* (c'est-à-dire où $\psi \to 0$ lorsque $\lambda \to \infty$).

4.2.3 Les équations du mouvement

L'hamiltonien H pour le mouvement dans le potentiel $-\psi$ s'écrit, par unité de masse :

$$H = \frac{p_\lambda^2}{2P^2} + \frac{p_\varphi^2}{2\varpi^2} + \frac{p_\nu^2}{2R^2} - \psi(\lambda,\nu) \tag{4.33}$$

avec

- p_λ, p_φ et p_ν les moments conjugués définis par :
  - $p_\lambda = P^2\dot{\lambda} = P\,v_\lambda$
  - $p_\varphi = \varpi^2\,\dot{\varphi} = \varpi\,v_\varphi$ (équivalent de L_z, la composante du vecteur moment angulaire $\vec{L}$ sur l'axe z)

- $p_\nu = R^2\dot{\nu} = R\,v_\nu$
- P et R les coefficients métriques des coordonnées sphéroïdales :

$$P^2 = \frac{\lambda - \nu}{4(\lambda+\alpha)(\lambda+\gamma)} \qquad R^2 = \frac{\nu - \lambda}{4(\nu+\alpha)(\nu+\gamma)} \tag{4.34}$$

Les équations du mouvement s'écrivent :

$$p_\tau^2 = \frac{1}{2(\tau+\alpha)}\left[G(\tau) - \frac{I_2}{\tau+\alpha} - \frac{I_3}{\tau+\gamma} - E\right] \tag{4.35}$$

$$p_\varphi^2 = L_z^2 = 2\,I_2 \tag{4.36}$$

avec $\tau = \lambda$, ν, et $p_\varphi^2 = L_z^2 = 2I_2$
Ainsi, les 3 intégrales exactes du mouvement admises par un potentiel de Stäckel $\psi = -V > 0$ sont :

$$E = -H \tag{4.37}$$

$$I_2 = \frac{1}{2}L_z^2 \tag{4.38}$$

$$I_3 = \frac{1}{2}(L_x^2 + L_y^2) + (\gamma - \alpha)\left[\frac{1}{2}v_z^2 - z^2\,\frac{G(\lambda) - G(\nu)}{\lambda - \nu}\right] \tag{4.39}$$

4.2.4 Les structures orbitales des modèles de Stäckel triaxiaux

À chaque combinaison physiquement acceptable des valeurs E, I_2 et I_3 va correspondre une orbite. Les points tournants ν_+, ν_-, λ_+ et λ_- correspondent aux valeurs limites (positives et négatives) pour lesquelles $p_\nu^2 = 0$ et $p_\lambda^2 = 0$ respectivement. Nous voyons donc que les régions orbitales sont bien délimitées à une certaine zone dans le plan méridien, et donc à un volume dans l'espace. Chaque orbite a bien entendu un sens défini de rotation autour de l'axe de symétrie, et chaque orbite sera ainsi représentée par un **point** dans l'espace des intégrales du mouvement. Ce sont les valeurs des 3 intégrales du mouvement qui délimiteront le volume des orbites permises dans l'espace intégral solution (de Zeeuw, 1984 ; Dejonghe & de Zeeuw, 1988).

4.3 Les fonctions de distribution

4.3.1 Les fonctions de distribution à 2 intégrales

Il va s'avérer ici très pratique de décomposer la fonction de distribution en deux fonctions de distribution, l'une dite «paire», et l'autre dite «impaire», suivant la parité des exposants sur les composantes des vitesses.

$$f(E, \vec{J}) = f_p(E, |\vec{J}|) + f_{imp}(E, \vec{J}) \tag{4.40}$$

Avec $f_{imp}(E,-J) = -f_{imp}(E,J)$ et J ici égal à L_z.
De façon imagée, la partie paire correspond à un système sans réelle rotation, puisque seule la norme du vecteur moment angulaire (et non pas sa direction) contribue à la forme de la fonction de distribution. La présence de la partie impaire introduit donc en quelque sorte une rotation pour un nombre défini d'objets en contribuant à la forme de la vitesse azimuthale moyenne.
Ajoutons également, fait important, que par définition :

$$\int\int\int f_{imp}(E,\vec{J})\,dv = 0 \tag{4.41}$$

ce qui veut dire, en d'autres termes, que la densité de masse d'un système ne contraint que la partie paire d'une fonction de distribution axisymétrique à 2 intégrales.
La partie impaire de la fonction de distribution, dont la contribution principale provient de données physiques généralement peu accessibles, sera, elle, bien plus difficile à évaluer. En règle générale, on préfèrera donner soit v_φ, soit une forme fonctionnelle pour f_{imp}.
Nous pouvons voir facilement, en regardant la forme générale de la fonction de distribution, que les contributions des composantes de vitesse v_ϖ et v_z sont complètement identiques, puisqu'elles ne sont présentes que sous forme de carrés et leur rôle donc symétrique ; par conséquent, dans un modèle axisymétrique à 2 intégrales, les dispersions de vitesse σ_ϖ^2 et σ_z^2 sont égales.
Les quantités $F(E,L_z)v_\varpi^i v_\varphi^m v_z^j$ étant impaires (et donc leurs moments associés nuls) pour i ou j impaire, nous n'allons considérer ici que les moments de la forme :

$$\mu_{2i,m,2j} = \int\int\int F(E,L_z)v_\varpi^{2i}\,v_\varphi^m\,v_z^{2j}\,d\,v_\varpi d\,v_\varphi d\,v_z \tag{4.42}$$

Les moments $\mu_{2i,m,2j}$, appelés «isotropes», n'ont bien entendu que peu de signification en géometrie axisymétrique. Il est donc préférable d'utiliser les moments «anisotropes» $\mu_{2n,m}$ qui ne dépendent, eux, que de 2 variables (tout comme la fonction de distribution à 2 intégrales) :

$$\mu_{2n,m} = 2\,\pi \int\int f(E,J)\,v_\varphi^m\,v_M^{2n+1}\,d\,v_M\,d\,v_\varphi \tag{4.43}$$

avec $v_M = \sqrt{v_\varpi^2 + v_z^2}$ la vitesse méridienne du système.
L'équation reliant les moments anisotropes et isotropes est facilement démontrable : en posant tout d'abord $v_\varpi = \pm\sqrt{v_M^2 - v_z^2}$, l'équation 4.42 se réécrit sous la forme :

$$\mu_{2i,m,2j} = \int\int\int F(E,L_z)(v_M^2 - v_z^2)^{i-\frac{1}{2}}\,v_\varphi^m\,v_z^{2j}\,v_M\,d\,v_z d\,v_\varphi d\,v_M \tag{4.44}$$

Soit I l'intégrale définie par :

$$I = \int_{-v_M}^{+v_M} v_z^{2j}\,(v_M^2 - v_z^2)^{i-\frac{1}{2}}\,dv_z \tag{4.45}$$

Après un changement de variable approprié ($v_z^2 \to t = v_z^2/v_M^2$), et grâce à l'intégrale 3.191.1 évaluée dans Gradshteyn & Ryzhik (1994, p. 333)

$$\int_0^u x^{\nu-1}\,(u-x)^{\mu-1}\,dx = u^{\mu+\nu-1}\,B(\mu,\nu) \quad [\Re(\mu) > 0, \Re(\nu) > 0] \tag{4.46}$$

(B étant la *fonction Beta*) nous voyons que :

$$I = 2\,v_M^{2(i+j)} \int_0^1 t^{j-\frac{1}{2}}\,(1-t)^{i-\frac{1}{2}}\,dt = 2\,v_M^{2(i+j)}\,B(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}) \tag{4.47}$$

L'équation 4.42 peut donc s'écrire :

$$\mu_{2i,m,2j} = 2B(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}) \int\int F(E,L_z)\,v_\varphi^m\,v_M^{2(i+j)+1}\,dv_\varphi\,dv_M \tag{4.48}$$

Nous obtenons finalement la relation fondamentale :

$$\mu_{2i,m,2j} = \frac{1}{\pi}\,B(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2})\,\mu_{2n,m} \tag{4.49}$$

On peut remarquer diverses relations entre les moments isotropes et anisotropes :

$$\mu_{0,0,0} = \mu_{0,0} \tag{4.50}$$

$$\mu_\varphi = \mu_{0,1}/\rho \tag{4.51}$$

$$\sigma_\varphi^2 = \mu_{0,2}/\rho - \mu_\varphi^2 \tag{4.52}$$

$$\mu_\varpi = \mu_z = 0 \tag{4.53}$$

$$\sigma_\varpi^2 = \sigma_z^2 = \frac{1}{2}\,\mu_{2,0}/\rho \tag{4.54}$$

Dans le cas où la fonction de distribution est de la forme $E^\alpha\,L_z^{2\beta}$ (voir par exemple section 5.1.2), les différents moments analytiques s'évaluent de la manière suivante :
Nous avons vu précédemment que, par définition :

$$\mu_{2n,m} = 2\pi \int\int F(E,L_z)\,v_\varphi^m\,v_M^{2n+1}\,dv_\varphi\,dv_M \tag{4.55}$$

avec

$$v_M = \sqrt{v_\varpi^2 + v_z^2}\,;\; v_\psi = \frac{L_z}{\varpi}\,;\; E = \psi(\varpi,z) - \frac{1}{2}(v_\varpi^2 + v_\varphi^2 + v_z^2) \tag{4.56}$$

Par un premier changement de variable ($v_M \to E$) l'équation 4.55 devient :

$$\mu_{2n,m} = 2\pi\,\varpi^{2\beta} \int_0^\psi E^\alpha \int_{-\sqrt{2(\psi-E)}}^{+\sqrt{2(\varphi-E)}} v_\varphi^{2\beta+m}(2(\psi-E) - v_\varphi^2)^{n-\frac{1}{2}}\,dv_\varphi\,dE \tag{4.57}$$

Après un deuxième changement de variable ($v_\varphi^2 \to t = v_\varphi^2/(2(\psi - E))$), et grâce à l'intégrale n° 3.391.1 de Gradshtein I. & Ryzhik I. (1994, p.333), on trouve que :

$$2\int_0^1 v_\varphi^{2\beta+m}[2(\psi - E)]^{n-\frac{1}{2}}(1-t)^{n-\frac{1}{2}}\,dt = \tag{4.58}$$
$$2\,[2(\psi - E)]^{n+\beta+\frac{m}{2}}\,B(n+\frac{1}{2};\beta+\frac{m}{2}+\frac{1}{2})$$

L'intégrale 4.55 devient donc :

$$\mu_{2n,m} = 2\pi\,2^{n+\beta+\frac{m}{2}+1}\,\varpi^{2\beta}\,B(n+\frac{1}{2};\beta+\frac{m}{2}+\frac{1}{2})\int_0^\psi E^\alpha(\psi - E)^{n+\beta+\frac{m}{2}}\,dE \tag{4.59}$$

Grâce toujours a l'équation n° 3.391.1 de Gradshtein I. & Ryzhik I., on voit que :

$$\int_0^\psi E^\alpha(\psi - E)^{n+\beta+\frac{m}{2}}\,dE = \psi^{\alpha+n+\beta+\frac{m}{2}+1}\,B(\alpha+1;n+\beta+\frac{m}{2}+1) \tag{4.60}$$

On obtient donc finalement :

$$\mu_{2n,m} = 2\pi\,2^{n+\beta+\frac{m}{2}+1}\,\varpi^{2\beta}\,\psi^{\alpha+n+\beta+\frac{m}{2}+1}\,\frac{\Gamma(n+\frac{1}{2})\Gamma(\beta+\frac{m}{2}+\frac{1}{2})\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(\alpha+n+\beta+\frac{m}{2}+2)} \tag{4.61}$$

avec

$$B(a,b) = \frac{\Gamma(a)\,\Gamma(b)}{\Gamma(a+b)} \tag{4.62}$$

L'expression générale des moments $\mu_{2i,m,2j}$ s'écrit finalement :

$$\mu_{2i,m,2j} = \tag{4.63}$$
$$B(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2})2^{n+\beta+\frac{m}{2}+2}\,\varpi^{2\beta}\,\psi^{\alpha+n+\beta+\frac{m}{2}+1}\,\frac{\Gamma(n+\frac{1}{2})\Gamma(\beta+\frac{m}{2})\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(\alpha+n+\beta+\frac{m}{2}+2)}$$

4.3.2 Les fonctions de distribution à 3 intégrales

Au début du siècle, Oort a été le premier à découvrir que les dispersions σ_ϖ et σ_z ne sont en fait pas du tout égales dans le voisinage solaire, c'est-à-dire que les forces en r et en z exercées sur les étoiles sont découplées tant que l'on ne s'écarte pas trop du plan galactique. L'explication alors donnée par la communauté scientifique consistait à dire que la Galaxie n'était sans doute pas à l'équilibre, et donc que le théorème de Jeans ne pouvait pas s'appliquer. C'est alors qu'Oort et Lindblad, juste avant les années 1930, ont posé les fondations de la théorie de la dynamique galactique en invoquant la présence d'une *troisième* intégrale du mouvement dans la fonction de distribution. On pense d'ailleurs, bien que cela n'ait encore jamais été démontré, que cette dépendance à la troisième intégrale existe non seulement dans le voisinage solaire, mais plus généralement dans toute la Galaxie. Le potentiel de Stäckel est un des rares potentiels à posséder une troisième intégrale analytique et donc approximée.

Nous allons suivre le même raisonnement qu'au paragraphe précédent en décomposant la fonction de distribution à E et I_3 fixés en 2 composantes dont la partie impaire, qui n'aura aucun impact sur la distribution de densité de masse, définira la fraction d'étoiles tournant dans un certain sens suivant le signe de L_z.
Deux cas peuvent se présenter :

1. *Il y a autant d'étoiles tournant dans le sens direct et indirect.*
   La composante impaire est donc nulle, et la fonction de distribution totale s'écrit $f(E, I_2, I_3)$.
   L'équation intégrale fondamentale s'écrit :

$$\rho(\varpi, z) = \frac{2\sqrt{2}}{\varpi} \int\int\int \frac{f(E, I_2, I_3)}{\sqrt{(\lambda+\gamma)\,N(\lambda)}\,\sqrt{-(\nu+\gamma)\,N(\nu)}\sqrt{I_2}}\, dE\, dI_2\, dI_3 \tag{4.64}$$

   avec

$$N(\tau) = G(\tau) - E - \frac{I_2}{\tau+\alpha} - \frac{I_3}{\tau+\gamma} \tag{4.65}$$

   Le volume des orbites dans l'espace intégral (E, I_2, I_3) est confiné par des plans dont les équations proviennent des relations $p_\lambda^2 = 0$, $p_\varphi^2 = 0$ et $p_\nu^2 = 0$.
   On en déduit ainsi, respectivement, que :

$$I_3 = I_3^+(E, I_2, \lambda) = (\lambda+\gamma)[G(\lambda) - E] - \frac{\lambda+\gamma}{\lambda+\alpha} I_2 \tag{4.66}$$

$$I_2 = 0 \tag{4.67}$$

$$I_3 = I_3^-(E, I_2, \nu) = (\nu+\gamma)[G(\nu) - E] + \frac{\nu+\gamma}{\nu+\alpha} I_2 \tag{4.68}$$

   Les intégrations se font entre I_3^- et I_3^+ : elles se font donc également entre $I_2 = 0$ et $I_2 = I_2^+$, avec

$$I_2^+ = I_2^+(E, \lambda, \nu) = \frac{(\lambda+\alpha)(\nu+\alpha)}{\alpha-\gamma}(\psi - E) = \varpi^2(\psi - E) \tag{4.69}$$

2. *Il existe une rotation d'ensemble du système autour de l'axe z.*
   La fonction de distribution totale s'écrira alors, si le sens de rotation est direct $(L_z > 0)$: $f^+(E, I_2, I_3)$, ou, s'il est indirect $(L_z < 0)$: $f^-(E, I_2, I_3)$
   L'équation intégrale fondamentale s'écrit :

$$\rho^\pm(\varpi, z) = \frac{\sqrt{2}}{\varpi} \int_0^\psi dE \int_0^{I_2^+(E,\lambda,\nu)} \frac{dI_2}{\sqrt{I_2}} \int_{I_3^-(E,I_2,\nu)}^{I_3^+(E,I_2,\lambda)} \frac{f^\pm(E,I_2,I_3)dI_3}{\sqrt{I_3^+(E,I_2,\lambda)-I_3}\sqrt{I_3-I_3^-(E,I_2,\nu)}}$$

Les moments de la distribution de vitesse d'une fonction de distribution à 3 intégrales sont définis par :

$$\mu_{\rho,\sigma,\tau}(\lambda, \nu) = \frac{\rho}{M} < v_\lambda^\rho\, v_\varphi^\sigma\, v_\nu^\tau >= \int\int\int v_\lambda^\rho\, v_\varphi^\sigma\, v_\nu^\tau\, f(E, I_2, I_3)\, dv_\lambda\, dv_\varphi\, dv_\nu \tag{4.70}$$

Les expressions des différents moments $\mu_{\rho,\sigma,\tau}$ sont presque analogues à celles des moments d'une fonction de distribution à deux intégrales (voir paragraphe 1.2.1).
On peut montrer que :

$$v_\lambda = \pm\frac{\sqrt{2(I_3^+ - I_3)}}{\sqrt{\lambda-\nu}}, \quad v_\varphi = \pm\frac{\sqrt{2I_2}}{r}, \quad v_\nu = \pm\frac{\sqrt{2(I_3 - I_3^-)}}{\sqrt{\lambda-\nu}} \tag{4.71}$$

et que, par des critères de symétrie :

$$\mu_{2\rho+1,\sigma,\tau} = \mu_{2\rho,\sigma,\tau+1} = 0 \tag{4.72}$$

Voici quelques résultats :

$$< v_\lambda >=< v_\nu >= 0 \tag{4.73}$$

$$< v_\varphi >= 0 \; ou \; < v_\varphi^\pm >= \mu_{0,1,0}/\rho \tag{4.74}$$

$$< v_\lambda v_\varphi >=< v_\lambda v_\nu >=< v_\varphi v_\nu >= 0 \tag{4.75}$$

$$\sigma_\lambda^2 = \mu_{2,0,0}/\rho \quad \sigma_\varphi^2 = \mu_{0,2,0}/\rho - < v_\varphi^2 > \quad \sigma_\nu^2 = \mu_{0,0,2}/\rho \tag{4.76}$$

L'avant-dernier résultat nous montre que dans un modèle de Stäckel les axes principaux de l'ellipsoïde de vitesse sont toujours alignés avec les coordonnées sphéroïdales dans lequel le potentiel prend sa forme de potentiel de Stäckel.

Bibliographie

Binney J. & Tremaine S., 1987, dans *'Galactic dynamics'*, (Princeton University press)

Chandrasekhar, S., 1942, dans *'Principle of stellar dynamics'*, (University of Chicago press)

Dejonghe, H. & de Zeeuw, T., 1988, ApJ, **333**, 90

Gradshteyn, I. & Ryzhik, I., 1994, Tables of Integrals Series and Products, Academic press

de Zeeuw, T., 1984, Thèse, Observatoire de Leyde (Pays-Bas)

Chapitre 5

Un modèle axisymétrique global à 2 Intégrales

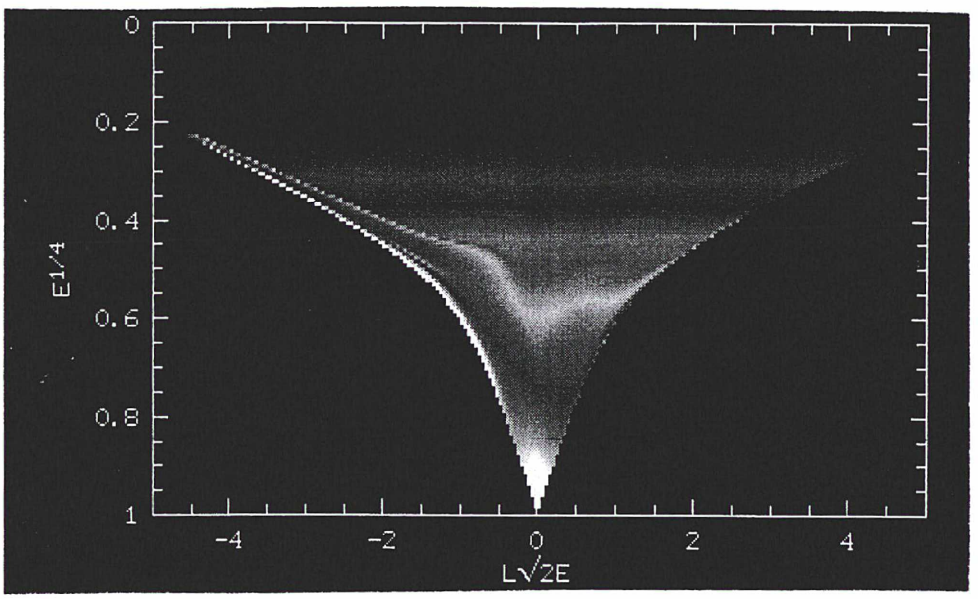


Figure 5.1: *Représentation, dans l'espace des intégrales, de la fonction de distribution des nébuleuses planétaires obtenue par notre modèle.*

La dynamique stellaire a de multiples objectifs : apporter par exemple certaines contraintes sur le potentiel, la matière noire ou les structures galactiques, ou encore vérifier le comportement dynamique de certaines populations d'étoiles. Il existe à ce jour très peu de modèles dynamiques globaux, ceci pour plusieurs raisons : il faut tout d'abord expliciter un potentiel galactique global, qui doit répondre à certains critères bien définis ; à ce jour, peu de potentiels analytiques peuvent prétendre retracer avec justesse la réelle dynamique de la Galaxie. On a également besoin d'utiliser des étoiles qui sont de bons traceurs de la Galaxie, et qui plus est doivent constituer une population suffisamment relaxée afin de légitimer l'utilisation de modèles stationnaires. Les nébuleuses planétaires peuvent prétendre à celà, ces étoiles évoluées étant de bons traceurs galactiques puisque d'âges comparables à celui de la Galaxie (voir Chapitre 2).
Nous allons examiner dans ce chapitre la dynamique d'un échantillon galactique de nébuleuses planétaires. La méthode utilisée ici consiste à ajuster les différents moments d'une certaine fonction de distribution analytique à des observables, constitués par les 3 premiers moments de la distribution de vitesse observée. Une fois l'ajustement jugé suffisamment acceptable, la fonction de distribution finale peut être examinée.
Dans ce chapitre, nous décrivons successivement :

- **un potentiel gravitationnel analytique pour la Galaxie**
  Il détermine les valeurs de l'énergie et du moment angulaire pour chaque orbite.
- **deux familles de composantes orbitales**
  Leur combinaison servira à construire la fonction de distribution totale.
- **les observables**
  Ils sont constitués des positions galactiques et des vitesses radiales de 673 nébuleuses planétaires ainsi que de la carte galactique de brillance de surface à 2.2 μm fournie par le satellite Cobe.
- **la procédure de programmation quadratique**
  Elle permet d'évaluer les paramètres de la fonction de distribution finale via la minimisation de différences quadratiques entre les moments observés et les moments modélisés.

Enfin, grâce à l'obtention de la fonction de distribution finale du système stellaire étudié, nous examinons les structures orbitales des nébuleuses planétaires ainsi que les différentes lois de densité obtenues des principales composantes galactiques.

5.1 Le modèle

5.1.1 Le potentiel

Le potentiel utilisé dans cette étude est de type Stäckel (voir chapitre précédent).
Afin de tenir compte de la présence des différentes composantes galactiques, on dissocie l'écriture du potentiel en 2 parties principales distinctes, l'une correspondant au disque et

l'autre au halo. Le potentiel total s'écrit ainsi sous la forme :

$$V(\lambda_d, \lambda_h, \nu_d, \nu_h) = -k\,\frac{f_d(\lambda_d) - f_d(\nu_d)}{\lambda_d - \nu_d} - (1-k)\,\frac{f_h(\lambda_h) - f_h(\nu_h)}{\lambda_h - \nu_h} \tag{5.1}$$

où k représente le rapport de la masse du disque sur la masse totale de la Galaxie.
Afin que ce potentiel reste de type Stäckel, nous devons assurer l'égalité des distances co-focales de chacun des 2 sous-potentiels, soit :

$$q = \lambda_d - \lambda_h = \nu_d - \nu_h \tag{5.2}$$

L'expression générale s'écrit donc :

$$V(\lambda_d, \nu_d, q) = -\frac{k\,f_d(\lambda_d) + (1-k)\,f_h(\lambda_d - q)}{\lambda_d - \nu_d} + \frac{k\,f_d(\nu_d) + (1-k)\,f_h(\nu_d - q)}{\lambda_d - \nu_d} \tag{5.3}$$

Dans la suite de nos travaux, nous allons nous placer dans le cas particulier où les 2 fonctions $G(\tau)$ génèrent un potentiel de type Kuzmin-Kutuzov défini par :

$$G(\tau) = \frac{G\,M}{\sqrt{\tau} + c} \tag{5.4}$$

L'expression finale du potentiel global est donc :

$$V(\lambda_d, \nu_d, q) = -G\,M\,(\frac{k}{\sqrt{\lambda_d} + \sqrt{\nu_d}} + \frac{1-k}{\sqrt{\lambda_d - q} + \sqrt{\nu_d - q}}) \tag{5.5}$$

Par définition, l'expression de la vitesse circulaire s'écrit alors :

$$\begin{aligned} V_c^2(r) &= r\left[\ \frac{\partial V(r,z=0)}{\partial r}\ \right] \\ &= G\,M\,\frac{r}{2}(\frac{k}{\sqrt{\lambda_d}\,(\sqrt{\lambda_d} + \sqrt{-\gamma_d})^2} + \frac{1-k}{\sqrt{\lambda_d - q})\,(\sqrt{\lambda_d - q} + \sqrt{-\gamma_d - q})^2} \end{aligned}$$

Ce potentiel génère donc une courbe de rotation dont la forme est entièrement déterminée par les paramètres k et q (Batsleer & Dejonghe, 1994). Les valeurs retenues afin de retrouver au plus près la courbe de rotation galactique ainsi que les profils radiaux et verticaux de densité au voisinage solaire sont :

1. $a_h/c_h = 1.01$
2. $a_d/c_d = 75.0$
3. $K = M_d/M_{tot} = 0.07$

Nous notons donc ici que le halo ajusté est quasi-sphérique, ceci afin de reproduire au mieux une courbe de rotation plate. La valeur de la masse totale permet d'ajuster la valeur de la vitesse de rotation au voisinage solaire (en l'occurence ici $4.42.10^{11}$ $M_\odot$ pour $\theta_\odot = 220\ km\,s^{-1}$).
Le disque et le halo ont bien entendu la même distance co-focale, chose indispensable afin de conserver un potentiel global de type Stäckel. La courbe de rotation générée par ce potentiel est représentée figure 5.2. Les propriétés principales de ce type de modèles de masse de Kuzmin-Kutuzov sont décrites dans Dejonghe & de Zeeuw (1988).

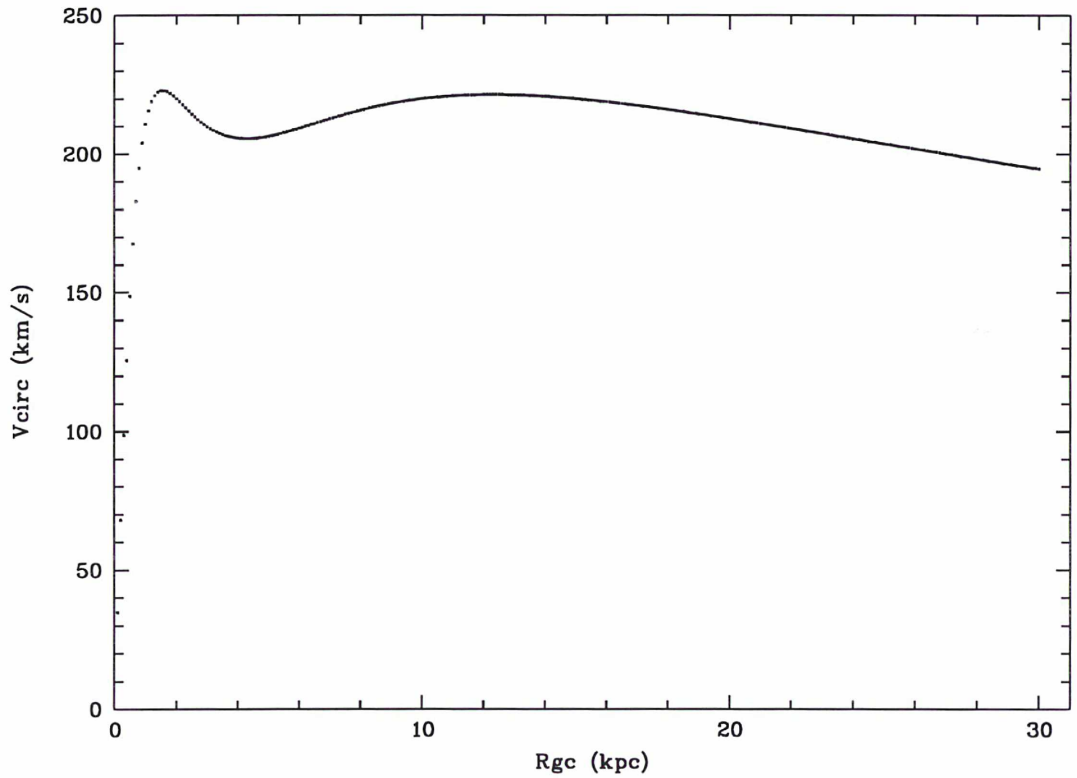


FIG. 5.2 – *Courbe de rotation galactique générée par le potentiel de Stäckel Kuzmin-Kutuzov utilisé dans cette étude ; la courbe a été normalisée de façon à obtenir une vitesse de rotation de 220 km s^{-1} à la distance galactocentrique $R_\odot = 8.0$ kpc.*

5.1.2 Les deux familles de fonctions de distribution analytiques

La fonction de distribution d'un modèle de masse de Kuzmin-Kutuzov peut s'écrire sous la forme d'une expansion en série en terme de puissances en E et L_z (Kuzmin, 1956) : les fonctions utilisées dans cette étude seront donc essentiellement constituées par des polynômes de type Fricke[4], et leur combinaison fournira la fonction de distribution totale du système stellaire.
Nous introduisons dans cette étude deux familles de fonctions de distribution, l'une associée aux populations du disque, l'autre à celles du halo.

Une fonction de distribution associée au halo :

$$F_{\alpha,\beta}(E, L_z) \quad = E^{\alpha}\,(E\,\tfrac{L_z^2}{2})^{\beta}$$

Cette fonction de distribution a une forme des plus simples.
Le paramètre α génère un comportement en loi de puissance pour l'énergie : plus α est élevé, plus les orbites sont liées, et plus forte est la densité centrale du système. Le paramètre β, quant à lui, contrôle essentiellement le degré de rotation du système : un paramètre β élevé favorise les orbites possédant un moment angulaire important, la densité centrale ayant donc tendance à s'annuler : la distribution de densité devient ainsi toroïdale; à l'inverse, un paramètre β nul provoque une augmentation de densité au centre du système, et correspond au cas «isotrope» où l'énergie est indépendante de L_z (voir les contours horizontaux dans la fonction de distribution de la figure 5.10).

Une fonction de distribution associée au disque :

$$\begin{aligned} &F_{\alpha_1,\alpha_2,\beta,\gamma}(E, L_z) = \\ &\quad exp(-\alpha_1/S_{z_o}(L_z))\, S_{z_o}(L_z)^{\alpha_2}\,(2\,S_{z_o}(L_z)\,L^2)^{\beta}(E - S_{z_o}(L_z))^{\gamma} \qquad si\ E > S \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad 0 \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad si\ E < S \end{aligned}$$

$S_{z_o}(L_z)$ représente ici l'énergie orbitale minimale pouvant amener une étoile de moment angulaire L_z à une hauteur maximale z_o

$$S_{z_o}(L_z) = \psi(r_{z_o}, z_o) - \frac{L_z^2}{2\,r_{z_o}^2} \tag{5.6}$$

Les variations de cette composante $S_{z_o}(L_z)$ dans l'espace des intégrales sont commentées en figures 5.3 et 5.4. Le paramètre z_o a été introduit afin d'annuler la densité au delà

[4] Les composantes de Fricke sont des intégrales du mouvement élevées en puissance

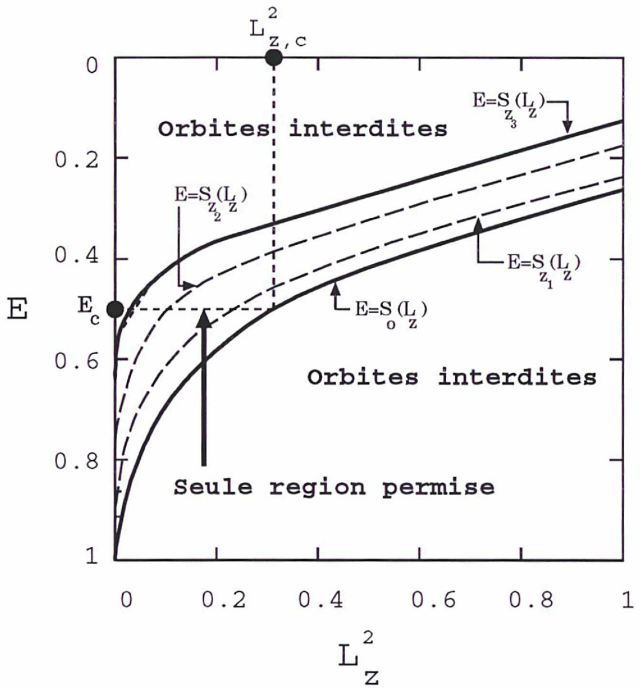


FIG. 5.3 – *Présentation, dans l'espace des intégrales (E, L_z^2), des courbes d'énergie minimale de liaison $E = S_{z_i}(L_z)$ pouvant atteindre une hauteur maximale z_i $(z_3 > z_2 > z_1 > 0)$. La courbe $E = S_o(L_z)$ (traçant les orbites circulaires) et la courbe $E = S_{z_i}$ (traçant les familles d'orbites d'énergie minimale de liaison pouvant atteindre une hauteur maximale $z = z_i$) délimitent la région des orbites permises. Les orbites sont d'autant plus liées que la hauteur maximale pouvant être atteinte est faible.*

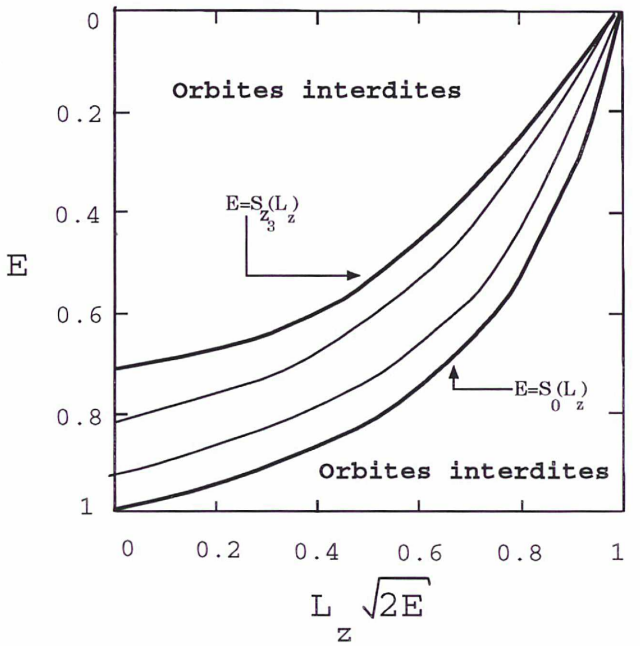


FIG. 5.4 – *Même représentation que ci-dessus, mais cette fois-ci dans l'espace des phases fini $(E, L_z\sqrt{(2E)})$.*

d'une certaine hauteur au-dessus du plan ; ce paramètre peut permettre de distinguer plusieurs populations situées dans différentes composantes galactiques (disque mince, disque épais...).
Le facteur $exp(-\alpha_1/S)$ permet de «mimer» les profils exponentiels de la distribution de lumière observés dans le disque ; un α_1 élevé favorise la présence d'orbites liées et donc de ce fait l'augmentation de la densité centrale. Afin de réduire le nombre de degré de liberté du système, et par là-même les temps de calculs[5], nous décidons, après moults ajustements des moments d'ordre zéro de la composante en $exp(-\alpha_1/S)$ aux différents profils de densité de Cobe, de fixer définitivement le paramètre α_1 à 0.8.
Les paramètres α_2 et β ont les mêmes comportements sur la forme de la densité que les paramètres α et β du cas précédent.
La composante en $(E-S)^\gamma$ permet de jouer essentiellement sur l'épaisseur du disque : en effet, plus le paramètre γ est fort, plus la région correspondant aux orbites circulaires est dense : la masse du système a donc tendance à se concentrer dans le plan du disque (Batsleer & Dejonghe, 1995).

5.1.3 Les observables

1. **La cinématique stellaire de 673 nébuleuses planétaires.**
   Nous injectons dans le modèle les longitudes et les latitudes galactiques ainsi que les vitesses radiales héliocentriques (qui seront transformées par la suite en vitesses ramenées au centre galactique) des 673 nébuleuses planétaires dont les vitesses radiales étaient disponibles en 1996. Ayant depuis compilé un catalogue cinématique de 867 nébuleuses planétaires, la même technique de modélisation y fut appliquée : aucun changement notable ne fut remarqué, la plupart des nouvelles données ne concernant que la région du bulbe.
   Comme nous l'avons déjà signalé au cours des chapitres précédents, les biais présents dans les comptages des nébuleuses planétaires sont très mal définis et malgré tout très présents, ceci principalement à cause de :
   - la présence de poussières interstellaires, dont les effets se font principalement sentir dans le plan galactique.
   - l'extrême diversité des sources littéraires cinématiques, pouvant provenir tout aussi bien de balayages dans des régions bien localisées (ex : Beaulieu) que d'études particulières dans certaines zones spécifiques (gradients de metallicité dans le disque ou le bulbe). Certaines vitesses radiales ont en outre un intéret purement historique.

   Constatant ainsi la présence de biais difficilement corrigeables sur ces données stellaires, nous décidons de substituer à la carte de comptage des nébuleuses planétaires

[5] t $\propto N_c!/(N_c-N_s)!$, avec N_c le nombre total de composantes dans la librairie et N_s le nombre de composantes dans la solution convergente

la carte de brillance de surface à 2.2 μm de Cobe. La justification de cette utilisation provient du fait que les populations stellaires détectées en infra-rouge proche (populations évoluées, principalement de type géantes K et M) sont étroitement liées aux nébuleuses planétaires par l'évolution stellaire, et de ce fait leur distribution galactique projetée peut être considérée comme similaire en première approximation (Beaulieu, 1996).

2. **La carte galactique de brillance de surface à 2.2 μm corrigée de l'extinction interstellaire et transformée en carte de comptages stellaires**
L'instrument Dirbe (*«Diffuse Infra-Red Background Experiment»*) placé à bord du satellite Cobe (*«Cosmic Background Experiment»*) a, entre autre, cartographié la Galaxie dans 10 bandes de longueurs d'onde allant de 1.2 à 240 μm. Ces cartes présentent donc les brillances observées du ciel, c'est-à-dire une superposition de signaux interplanétaires (lumière zodiacale), galactiques (étoiles, poussières interstellaires) et extragalactiques. En infra-rouge proche, les effets de la lumière zodiacale sont minimes (Hauser, 1993) et seront ici négligés.
L'utilisation de la carte à 2.2 μm a un double avantage : elle permet non seulement d'éviter le problème de l'incomplétude *spatiale* de l'échantillon, mais également de contourner celui de l'extinction interstellaire : à ce jour, il est en effet extrêmement difficile (voire impossible) de corriger les comptages des nébuleuses planétaires des effets de l'extinction interstellaire.

La démarche utilisée pour corriger la carte de Cobe à 2.2 μm de l'extinction interstellaire fut la suivante :
- *Établissement de la carte de couleur observée* $(J-K)_{obs}$:

$$(J-K)_{obs} = -2.5\ \log(\frac{I_{1.25\,\mu m}}{I_{2.2\,\mu m}})$$

- *Établissement de la carte de l'excès de couleur E(J - K)* :

$$E(J-K) = (J-K)_{obs} - (J-K)_{int}$$

Nous prenons en première approximation une couleur (J - K) intrinsèque unique pour *toute* la Galaxie, négligeant ainsi les très probables variations de couleur entre la Galaxie interne et externe ; cette valeur intrinsèque fut choisie égale à -0.15, tout en prenant bien soin de vérifier que la profondeur optique atteigne bien 1 au moins dans quelques pixels du plan galactique.
- *Établissement de la carte de la profondeur optique* τ_K :
Nous utilisons ici, comme proposée dans Arendt et al (1994), la loi d'extinction de Rieke et Lebofsky (1985) : cette loi, tabulée entre 1 et 13 μm, reproduit au

mieux le rougissement observé par l'instrument Dirbe du satellite COBE ; elle a été établie à partir de données stellaires situées à la fois dans le centre galactique et dans *o* Sco, données qui ne montrent entre elles aucune variation significative dans leur loi d'extinction.
La loi de Rieke et Lebofsky (1995) nous donne entre autre les relations suivantes :

$$R = 3.09 \pm 0.03$$

$$A_K = 0.112\, A_V$$

$$E(J-V) = (-2.22 \pm 0.02)\, E(B-V)$$

$$E(K-V) = (-2.744 \pm 0.024)\, E(B-V)$$

Donc :

$$\frac{A_V}{R} = \frac{A_V}{3.09} = \frac{E(J-K)}{(-2.22+2.744)}$$

Or, par définition, nous avons :

$$\tau_K = \frac{A_K}{1.086}$$

Soit finalement :

$$\tau_K = \frac{0.112 * 3.09}{1.086 * 0.524}\, E(J-K) = 0.608 * E(J-K)$$

- <u>*Correction directe de la carte de Cobe à 2.2 μm*</u> :

$$I_{2.2}^{corr} = I_{2.2} * \exp(\tau_K)$$

La carte galactique de Cobe dans la bande K corrigée et non corrigée, ainsi que la carte galactique de la profondeur optique dans la même bande, sont présentées en figure 5.5.
La carte corrigée est ensuite «transformée» en une carte de densité surfacique stellaire par une simple normalisation afin de reproduire approximativement la vraie carte galactique des comptages observés de nébuleuses planétaires. La comparaison de profils des comptages réels et de la densité surfacique fournie par Cobe est présentée en figure 5.6.

Ces données (carte corrigée de Cobe d'une part, et cinématique des nébuleuses planétaires d'autre part) sont finalement transformées en moments d'ordre 0, 1 et 2 de la distribution des vitesses (c'est-à-dire en densités projetées, vitesses moyennes projetées et dispersions moyennes projetées) :

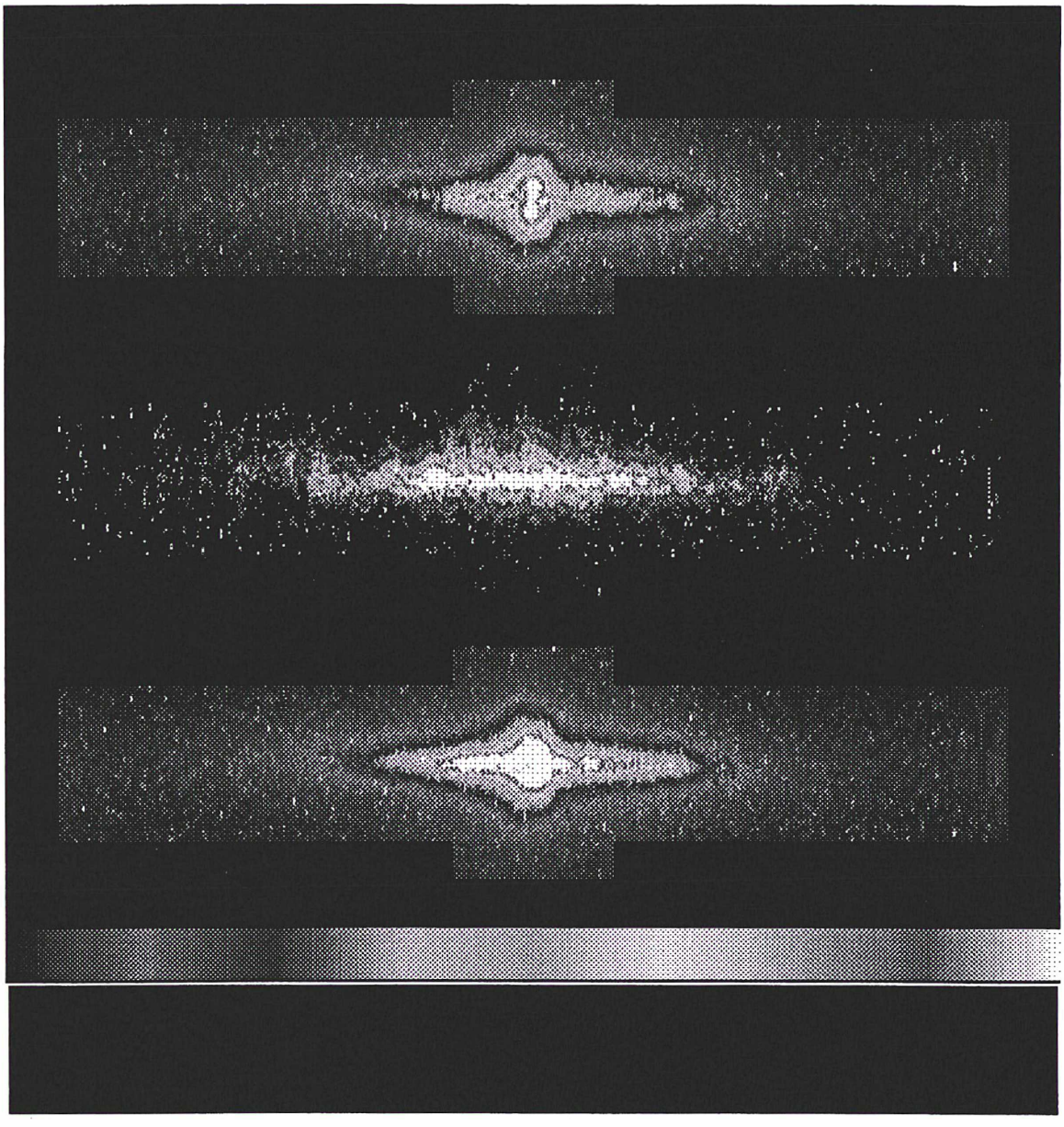


FIG. 5.5 – *Haut : carte galactique de la brillance de surface à 2.2 μm fournie par Cobe.*
Milieu : carte galactique de la profondeur optique à 2.2 μm.
Bas : carte galactique de la brillance de surface à 2.2 μm corrigée de l'extinction interstellaire.

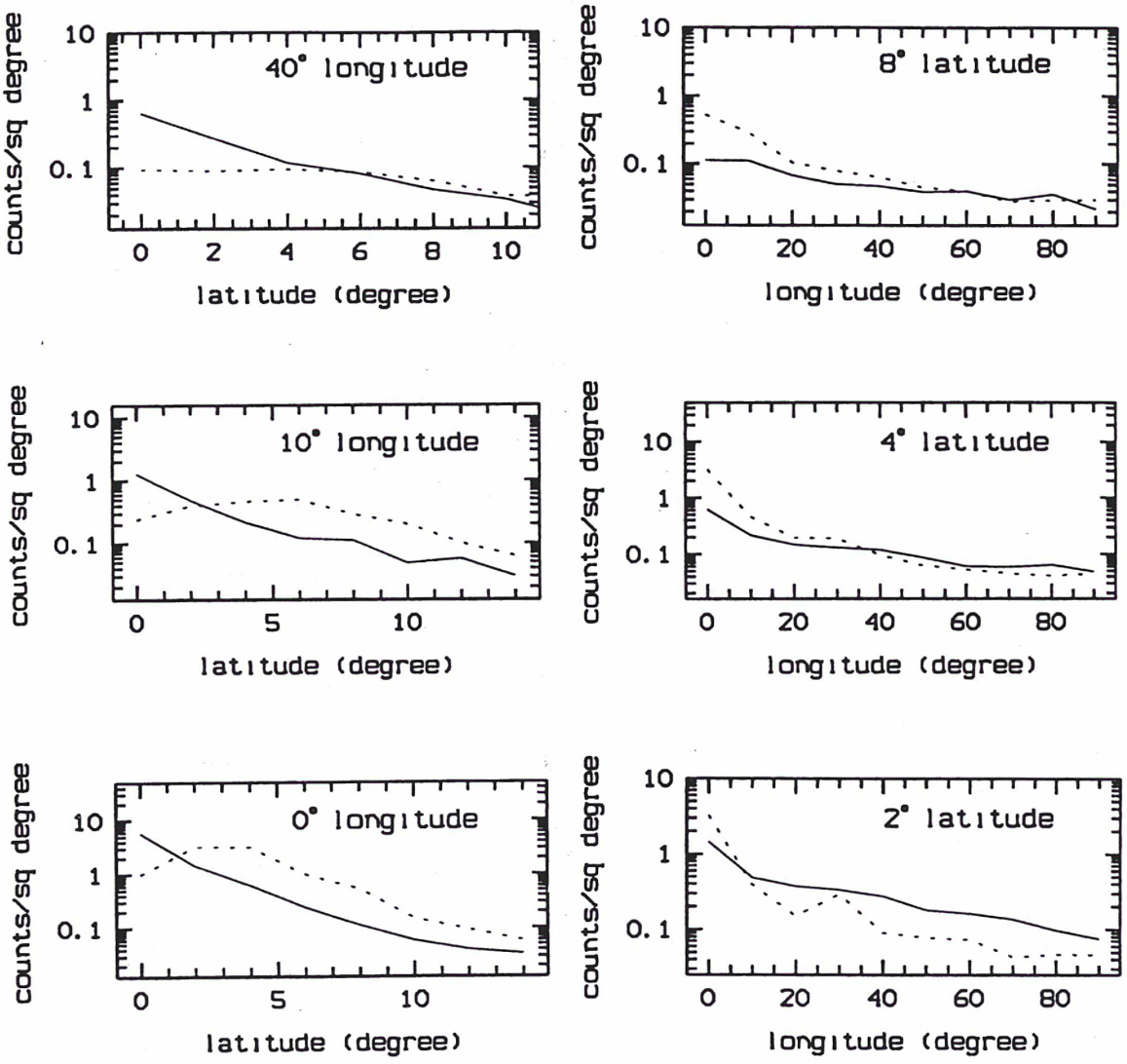


Figure 5.6: *Comparaison, à latitudes et longitudes fixées, de la densité surfacique galactique des nébuleuses planétaires (ligne en pointillé) et de celle fournie par Cobe (corrigée de l'extinction; ligne solide); les effets de l'extinction sur les comptages des nébuleuses planétaires à faible latitude sont évidents.*

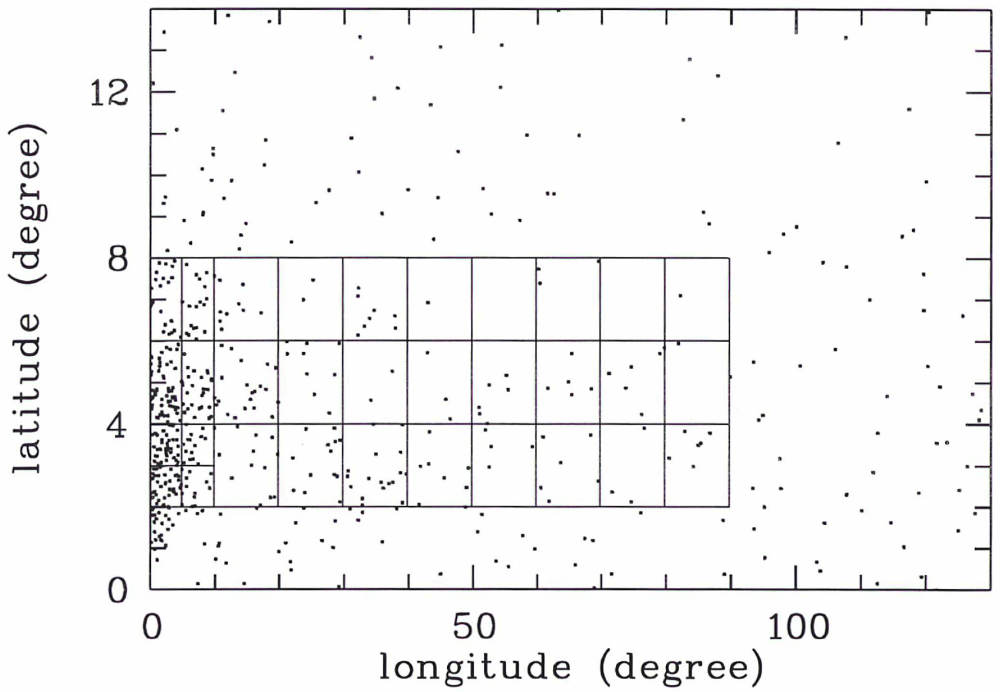


FIG. 5.7 – *Grille galactique utilisée pour l'évaluation des moments observés, superposée à la distribution spatiale projetée sur le premier quadrant galactique des 673 nébuleuses planétaires de notre échantillon. 32 zones sont ainsi définies.*

pour celà, on définit tout d'abord une grille galactique (voir figure 5.7) où sont disposées les étoiles de notre échantillon. La grandeur des zones délimitées doit tenir compte de la densité d'étoiles observées : les zones du bulbe seront ainsi plus petites que celles des autres régions galactiques. Seule la région à latitudes comprises, en valeur absolue, entre 2° et 8°, sera utilisée : les données que nous avons en notre possession sont à l'évidence trop incomplètes hors de cette zone. Les moments d'ordre zéro au sein de chaque zone sont évalués directement à partir de la carte de densité surfacique fournie par Cobe. On évalue ensuite, pour chacune des zones délimitées, les 2 autres moments (vitesse et dispersion moyennes projetées) en prenant systématiquement les paramètres des 15 étoiles les plus proches du centre de la zone considérée, selon une certaine géométrie reproduisant schématiquement l'élongation de la Galaxie (en l'occurence ici un rectangle 2 sur 1).
Ces quantités sont calculées en tout début de modélisation et serviront tout au long de la procédure d'ajustement.

5.1.4 La technique de modélisation

Nous utilisons ici une procédure dite de programmation quadratique (Dejonghe, 1989) : celle-ci consiste à écrire tout d'abord la fonction de distribution globale du système en une

somme de fonctions de distribution dites «élémentaires» (voir le paragraphe 5.1.2)

$$F = \sum_i c_i F_i \tag{5.7}$$

où i est une combinaison de paramètres (α, β, γ) décrits au paragraphe 5.1.2 ; bien que la combinaison totale doit être à chaque fois positive quel que soit i, les coefficients c_i peuvent être, eux, tout aussi bien positifs que négatifs (voir tableau 5.1).
La détermination des coefficients c_i se fait par la minimisation d'une variable de type χ^2

$$\chi^2 = \left(\sum_l w_l \left(\mu_{obs}(x_l, v_l) - \sum_i c_i \, \mu_i(x_l, v_l) \right) \right)^2 \tag{5.8}$$

avec

$$\mu_{obs}(x_l, v_l) = \int \mu\,(x, v)\, F(I)\, dx\, dv \tag{5.9}$$

$$= \sum_i c_i \int_{\tau_l} \mu_{mod}\,(x, v)\, F_i(I)\, dx\, dv = \sum_i c_i \, \mu_i\,(x_l, v_l) \tag{5.10}$$

τ_l représente ici le produit de l'espace des vitesses en un certain point sur une ligne de visée. Les 3 poids w_l sont choisis librement, et permettent de tester la modélisation des différents moments. Ils sont ici pris égaux à 1.
Les μ_i représentent les moments de la fonction de distribution analytique, et chaque composante est intégrée sur un horizon de 8.8 kpc.
Ce problème, analogue à celui d'une programmation linéaire, est résolu par la méthode du simplex, et l'itération terminée lorsqu'elle fournira une fonction de distribution positive quelle que soit la région de l'espace des phases, contrainte garante pour arriver à un modèle physiquement acceptable.
La figure 5.8 montre schématiquement la procédure de modélisation employée.

5.2 Les résultats

Une fois le minimum du χ^2 atteint et la positivité de la fonction de distribution assurée, nous constatons que le nombre final de fonctions élémentaires est égal à 14 : une seule concerne le halo, les 13 autres concernent le disque. Le tableau 5.1 résume les valeurs des différents paramètres des fonctions de distribution.
Nous pouvons ensuite examiner la qualité de l'ajustement : la figure 5.9 présente la comparaison, à latitude fixée, du modèle et des observations, ceci pour chacun des 3 moments projetés de la distribution des vitesses. Les barres d'erreurs concernant les données modélisées rendent compte uniquement des erreurs que l'on peut faire suivant le choix fait du nombre d'étoiles utilisées selon une certaine géométrie spatiale pour le calcul des moments. Les densités et les vitesses moyennes projetées apparaissent modélisées de façon très acceptable ; il n'en est cependant pas de même en ce qui concerne les dispersions : en effet,

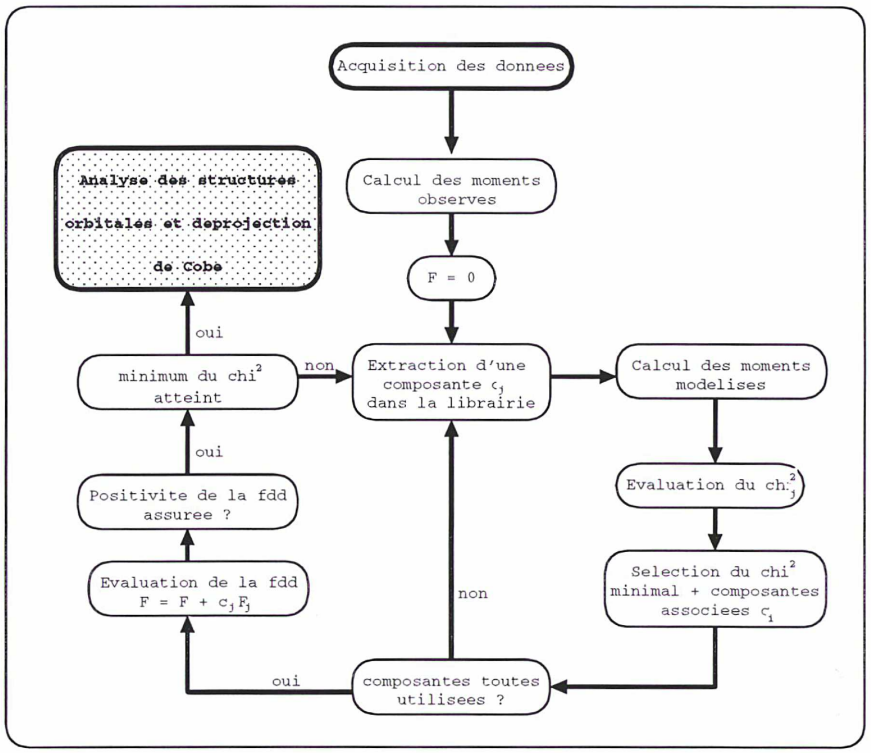


FIG. 5.8 – *Schéma représentant la procédure de modélisation dynamique employée dans ce travail.*

les dispersions modélisées surestiment les dispersions observées en direction du bulbe, et sousestiment celles du disque.

Plusieurs raisons peuvent être avancées pour tenter d'expliquer ce comportement :

- *Les incertitudes sur les cinématiques*

  Les erreurs de mesure faites sur les vitesses radiales ont bien entendu un effet primordial sur la valeur des dispersions observées : plus les incertitudes de mesure sont grandes, plus les dispersions observées apparaîtront importantes, et donc plus petits devraient être les écarts entre les dispersions observées et les dispersions modélisées sousestimées. Nous avons procédé à de multiples sélections selon la valeur des incertitudes de mesures, et il en ressort que les dispersions observées sont effectivement légèrement diminuées, mais pas au point que cela peut être la cause unique de la mauvaise modélisation de notre échantillon total.

- *La présence d'une 3ème intégrale explicite dans la fonction de distribution*

  Notre modèle ne spécifie aucune 3ème intégrale explicite dans la fonction de distribution ; or, depuis les travaux d'Oort, on sait qu'il existe bel et bien dans le voisinage solaire, et vraisemblablement dans la Galaxie toute entière, un découplage très net entre les dispersions de vitesse radiales et verticales des étoiles.

$$\mathbf{F}_{\alpha,\beta}(\mathbf{E},\mathbf{L_z}) = \mathbf{E}^{\alpha}\,(\mathbf{E}\,\mathbf{L_z^2}/\mathbf{2})^{\beta}$$

α	13.0
β	0.0
c	47.8

$$\mathbf{F}_{\alpha,\beta,\gamma}(\mathbf{E},\mathbf{L_z}) = \mathbf{exp}(-\mathbf{0.8}/\mathbf{S_{z_o}})\,\mathbf{S}^{\alpha}_{\mathbf{z_o}}\,(\mathbf{2S_{z_o}L_z^2})^{\beta}\,(\mathbf{E}-\mathbf{S_{z_o}})^{\gamma}$$

α	5.0	10.0	6.0	15.0	5.0	5.0	15.0	8.0	8.0	10.0	6.0
β	1.0	2.0	1.0	1.0	1.0	4.0	0.0	1.0	1.0	4.0	4.0
γ	4.0	4.0	4.0	4.0	2.0	2.0	2.0	4.0	4.0	4.0	2.0
z_o	2.0	2.0	2.0	2.0	4.0	0.5	2.0	2.0	4.0	2.0	0.5
c	1072.6	-1.5	-2062.1	-137.7	29.0	12.4	51.9	1132.4	-15.9	2.3	-13.2

α	6.0	5.0
β	1.0	4.0
γ	2.0	4.0
z_o	4.0	0.5
c	-12.6	4.4

TAB. 5.1 – *Valeurs des différents paramètres des fonctions de distribution obtenus au cours de la procédure d'ajustement.*

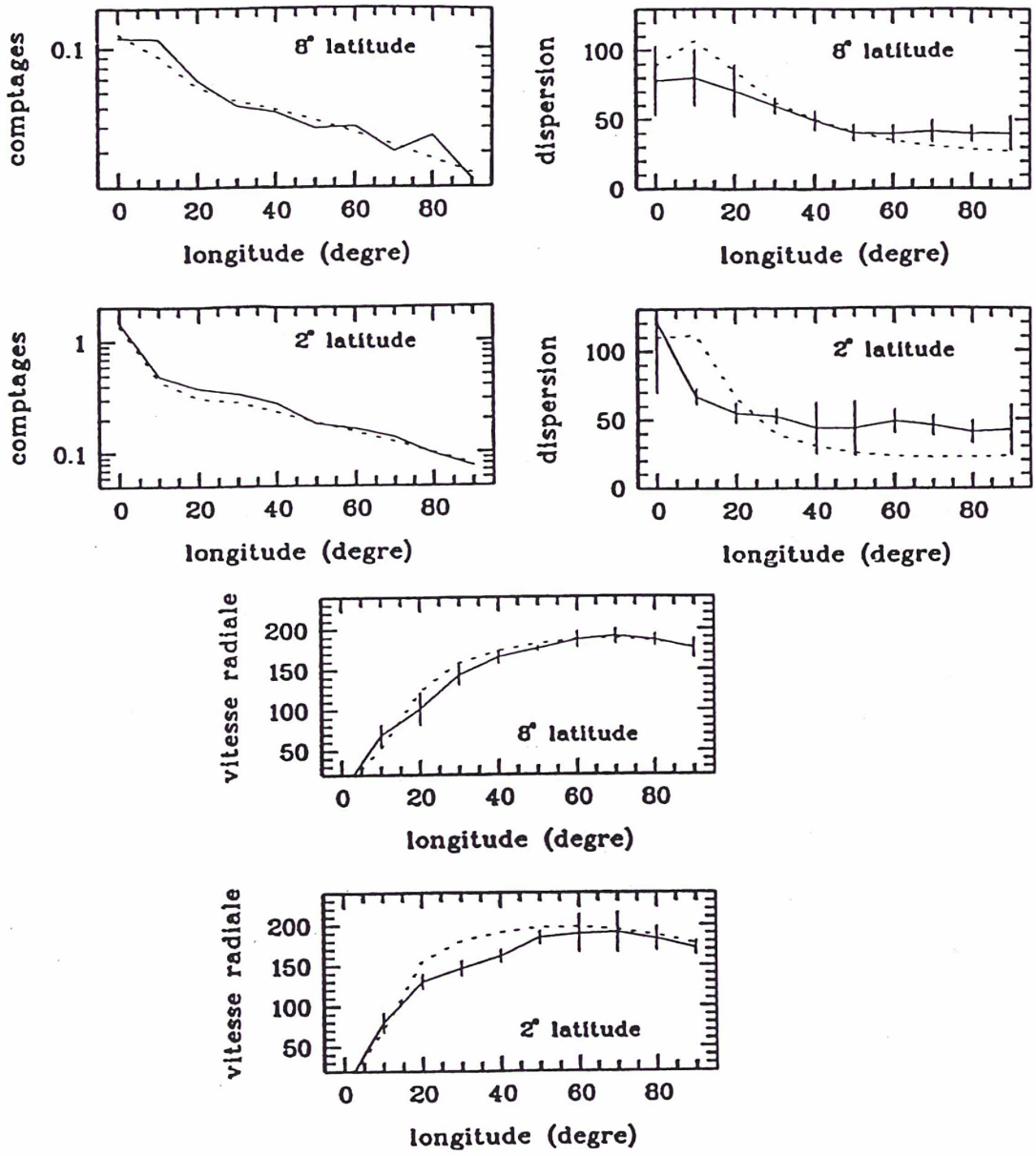


Figure 5.9: *Comparaison directe, à latitudes fixées, de notre modèle à 2 intégrales (courbes en pointillé) avec les observations (courbes solides); à gauche : comptages par degré carré ; au milieu : vitesses radiales projetées ($km\,s^{-1}$) ; à droite : dispersions de vitesse projetées ($km\,s^{-1}$). Les barres d'erreurs ne rendent compte que des erreurs faites en modifiant la procédure d'échantillonnage des étoiles.*

5.2.1 Les structures orbitales des nébuleuses planétaires

La qualité de la modélisation étant maintenant vérifiée, il est désormais intéressant d'examiner les structures de la fonction de distribution des nébuleuses planétaires. Il existe principalement deux espaces dans lesquels on peut représenter la fonction de distribution.

L'espace des intégrales

La figure 5.10 présente les structures de la fonction de distribution dans l'espace des phases[6] $(E, L_z\sqrt{2E})$. La figure du haut est la fonction de distribution obtenue par le modèle, celle du bas est une schématisation permettant de commenter les différentes structures orbitales.
Pour une position (ϖ, z) donnée, la région des orbites permises est bornée par une ellipse. Pour $z = 0$, ces ellipses sont tangentes aux 2 courbes externes qui délimitent les régions interdites et permises : ces 2 courbes externes, dont la forme est caractéristique du potentiel, tracent donc *le lieu des orbites circulaires*; celle correspondant au sens direct de rotation est bien entendu la plus peuplée, et schématise la présence du disque mince. La plupart des orbites (directes et indirectes) sont concentrées dans la région permise où $E^{1/4} > 0.9$: nous sommes donc là en présence d'orbites stellaires dans le bulbe. Les orbites du halo ne sont caractérisées dans notre modèle que par une seule composante : à une énergie donnée ne peut correspondre qu'une seule valeur du moment cinétique orbital.

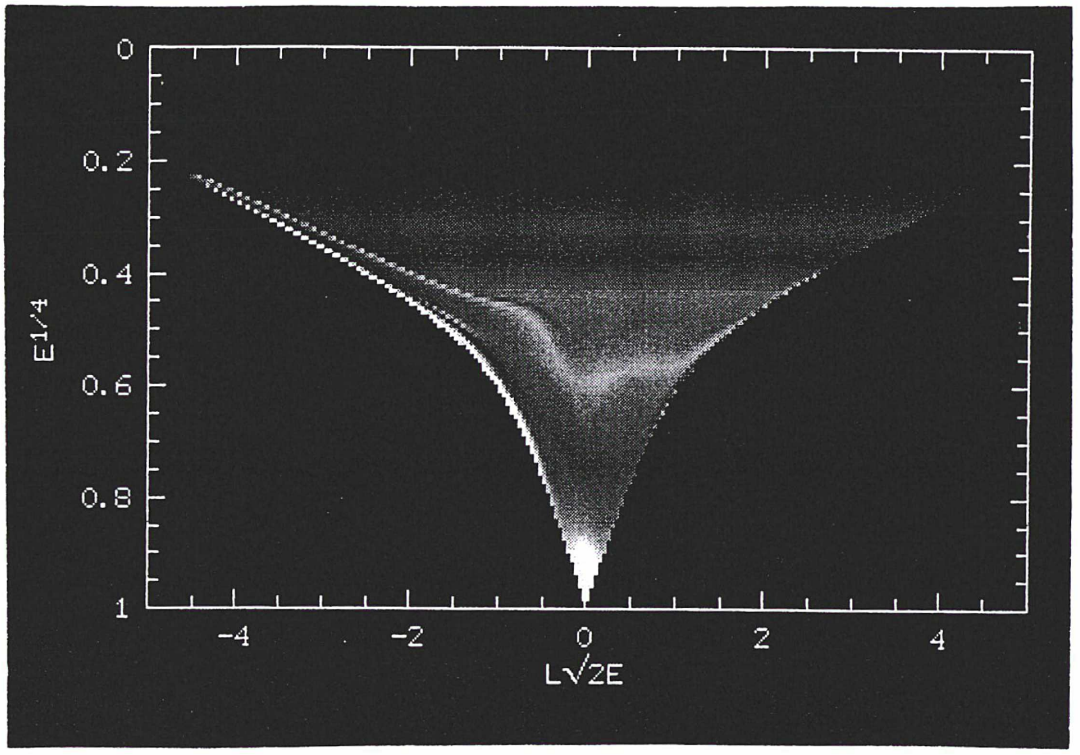
L'espace des points tournants

Cette représentation (voir figure 5.11) apparaît beaucoup plus compréhensible au néophyte car beaucoup plus intuitive que la représentation précédente : le système de coordonnées est (r_p, r_a), avec respectivement r_p et r_a le péricentre[7] et l'apocentre de l'orbite. La courbe des orbites circulaires est ainsi représentée par les 2 lignes droites où $r_p = \pm\, r_a$; la majeure partie des nébuleuses planétaires de notre échantillon sont en orbites «quasi-circulaires» (dans le disque). Peu de nébuleuses planétaires sont en orbite indirecte.

5.2.2 La déprojection de la carte de COBE à 2.2 μm

L'obtention de la fonction de distribution des nébuleuses planétaires nous permet également de déprojeter la carte de brillance de surface de Cobe transformée ici en carte de comptages : le résultat de cette déprojection à 2 intégrales est représenté en figure 5.12 dans l'espace (r, z).
Une première remarque concerne la décomposition bulbe/disque : un ajustement en loi exponentielle des profils de densité dans le plan galactique nous permet de visualiser cette décomposition évidente ; nous évaluons les échelles radiales exponentielles à 400 pc et à 2.6

[6] et non dans l'espace (E, L_z) de façon à rester dans un espace fini
[7] Par convention, le péricentre a le signe de L_z (qui est pris positif en direction du pôle galactique Nord)



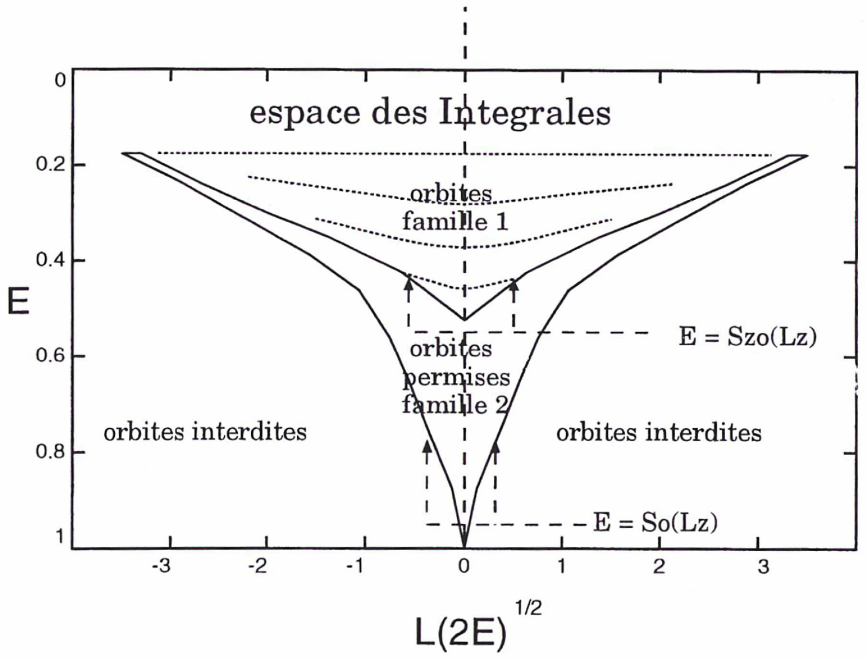
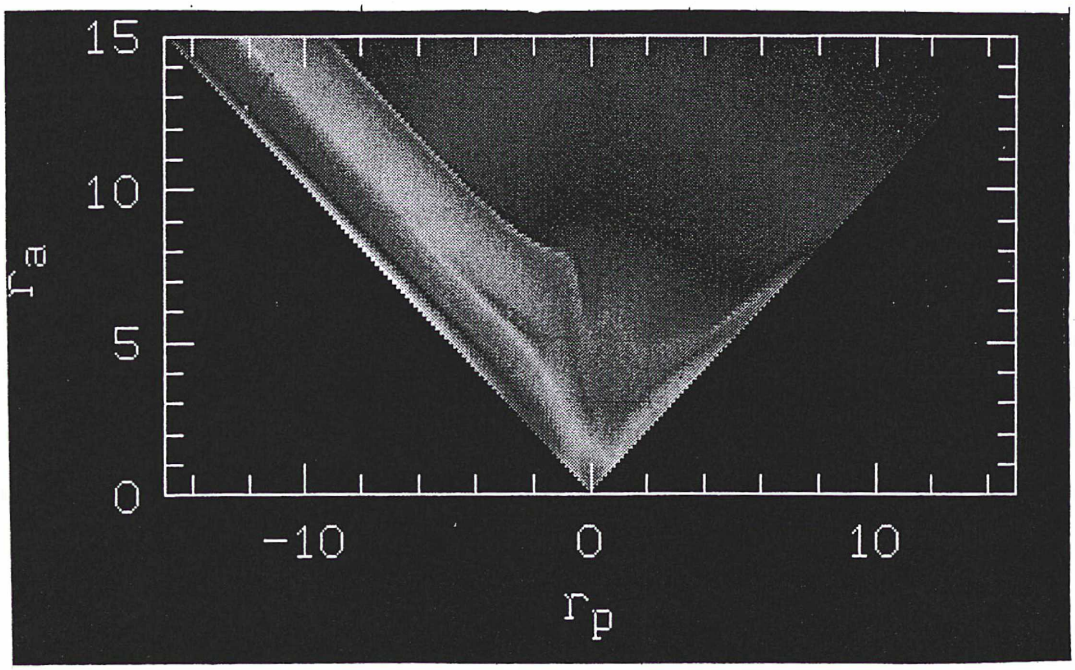


FIG. 5.10 – *Représentation de la fonction de distribution dans l'espace intégral.*



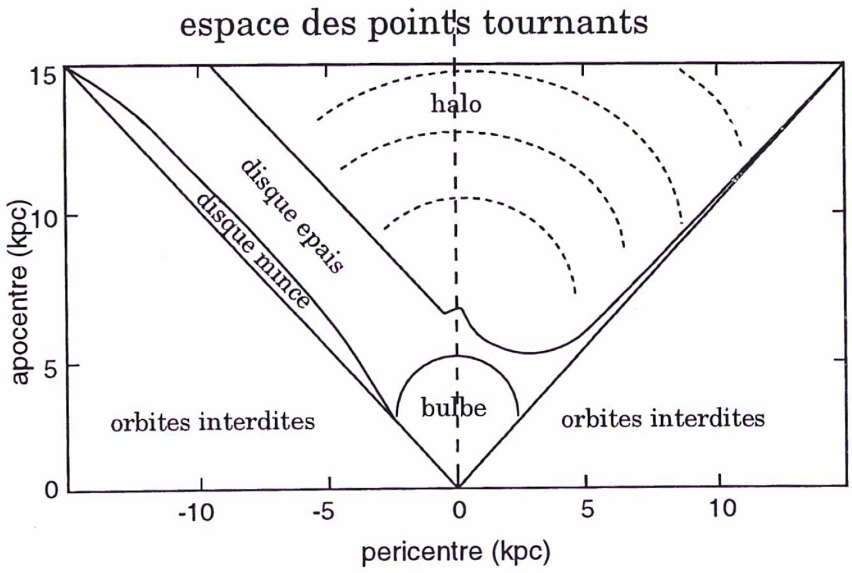


FIG. 5.11 – *Représentation de la fonction de distribution dans l'espace des «points tournants».*

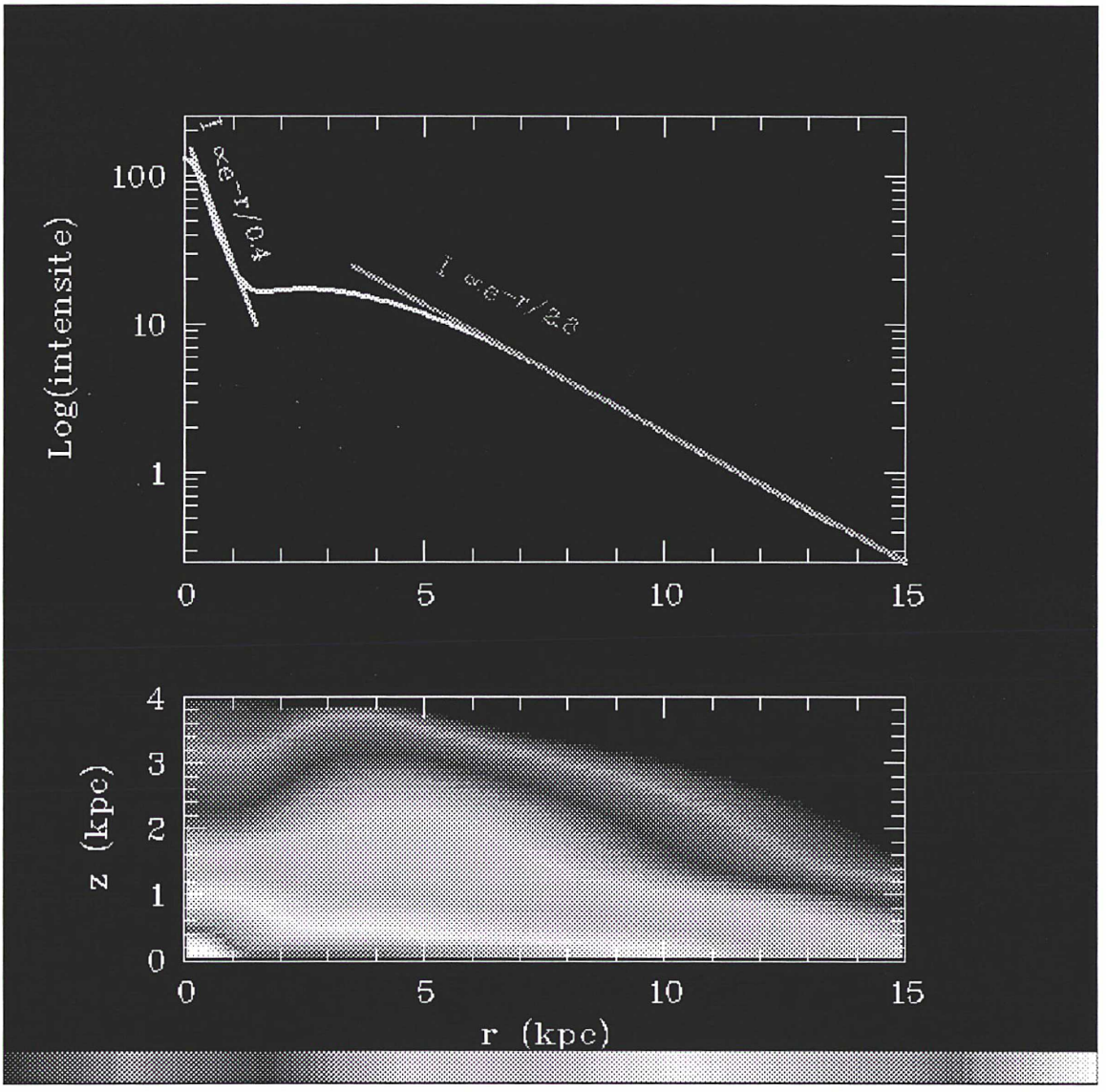


FIG. 5.12 – *Déprojection à 2 intégrales de la carte de Cobe à 2.2 μm ; l'échelle de densité est logarithmique.*

	ÉCHELLE RADIALE	ÉCHELLE VERTICALE
BULBE	0.4 kpc	180 pc < < 270 pc
DISQUE MINCE	2.6 kpc	constante jusquà r = 5.5 kpc (150 pc) croissante au-delà (+20 pc/kpc) 210 pc au voisinage solaire
DISQUE ÉPAIS	2.0 kpc	0.5 kpc < < 1 kpc
HALO	Loi de puissance d'indice -3.2	

TAB. 5.2 – *Différentes échelles de longueurs galactiques obtenues via la déprojection de la carte de Cobe*

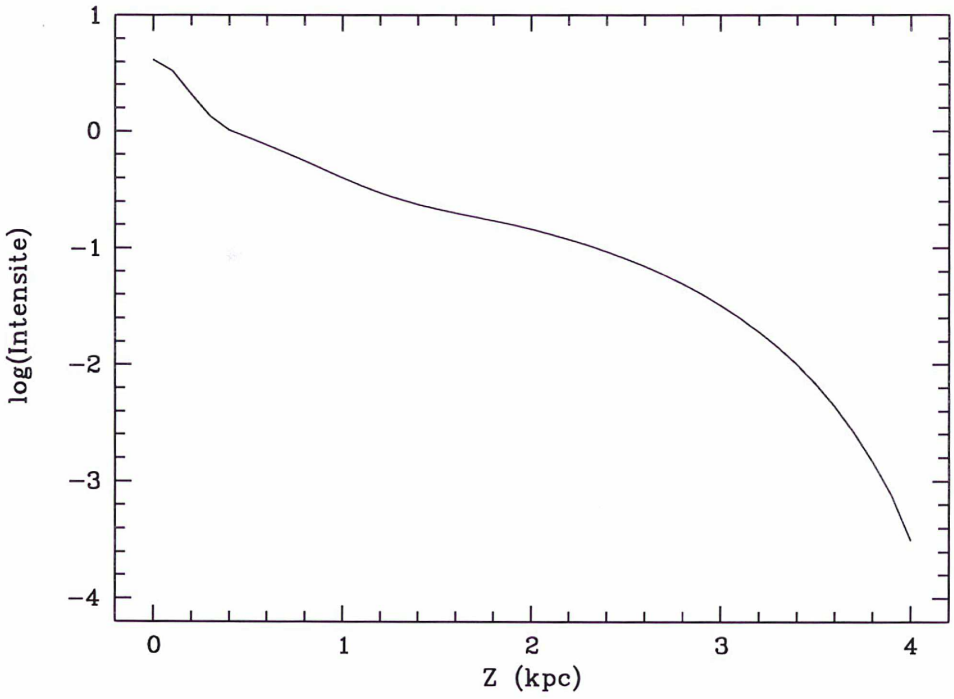


FIG. 5.13 – *Variations de la distribution de lumière au voisinage solaire (R = 8 kpc) en fonction de la hauteur galactique.*

kpc respectivement pour le bulbe et le disque mince (voir figure 5.12). Le résultat peut-être le plus impressionnant concerne la visualisation très nette de la présence du disque épais ; son échelle radiale exponentielle est similaire à celle du disque mince (soit 2.0 kpc), et son échelle exponentielle verticale varie de 0.5 à 1 kpc ; sa densité typique est égale environ à $1/50^{eme}$ de celle du disque mince.
La figure 5.13 représente la variation de la densité au voisinage solaire entre Z=0 et Z=4 kpc ; le rapport de densité disque/halo dépasse 1000.
Les valeurs des échelles de longueurs (radiales et verticales) des principales composantes de la Galaxie (à savoir bulbe, disque mince, disque épais, halo) sont répertoriées dans le tableau 5.2 : ces différentes échelles sont en accord avec les données établies récemment (voir chapitre 1).

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré comment créer un modèle dynamique appliqué aux nébuleuses planétaires. La déprojection de la carte de Cobe à l'aide de la fonction de distribution à 2 intégrales obtenue a permis d'évaluer les principales échelles de longueur de la Galaxie, et surtout de mettre clairement en évidence la présence du disque épais ; l'échelle radiale du disque mince vu par Cobe est de l'ordre de 2.6 kpc, valeur cohérente avec certains résultats récents ; l'échelle radiale du disque épais est similaire (2.0 kpc) ; le profil de densité du halo suit une loi de puissance d'indice -3.2.
La procédure de modélisation employée ici, à savoir l'ajustement de données projetées sur le ciel, a le grand avantage d'éviter l'utilisation de distances individuelles de nébuleuses planétaires. En effet, ce problème de distance, comme nous l'avons déjà mentionné auparavant (chapitre 2), reste crucial encore à l'heure actuelle.

Bibliographie

Arendt, R. G., Hauser, M. G., Boggess, N., Dwek, E., Kelsall, T., Moseley, S. H., Murdock, T. L., Silverberg, R. F., Berriman, G. B., Weiland, J. L., Odegard, N., & Sodroski, T. J., 1994, ApJ, **425**, L85

Batsleer, P. & Dejonghe, H., 1994, A&A, **287**, 43

Batsleer, P. & Dejonghe, H., 1995, A&A, **294**, 693

Beaulieu, S., 1996, Thèse de Doctorat, Université Nationale Australienne

Dejonghe, H. & de Zeeuw, T., 1988, ApJ, **333**, 90

Dejonghe, H., 1989, ApJ, **343**, 113

Hauser, M., 1993, dans «*Back to the Galaxy*», AIP Conf. Proc. 278, p. 201

van der Kruit, P. & Searle, L., 1982, A&A, **110**, 61

Kuzmin, G., 1956, Astr. Zh., **33**, 27

Rieke G. & Lebofsky, M., 1985, ApJ, **288**, 618

Quatrième partie

Conclusions et perspectives

L'objectif de cette thèse était d'étudier les comportements cinématique et dynamique des nébuleuses planétaires dans la Galaxie.

- Ce travail de thèse a consisté tout d'abord en la création d'un catalogue des cinématiques de 867 nébuleuses planétaires galactiques, soit pour plus de la moitié de la population connue ; 90 % des vitesses radiales ont des incertitudes de mesures inférieures à 20 $\mathrm{km\,s^{-1}}$; les nouvelles données cinématiques concernent pour la plupart les nébuleuses planétaires situées en direction du bulbe. Cette compilation a permis de mettre en évidence, grâce à l'utilisation de nouvelles données à haute-résolution, la présence d'écarts systématiques dans certaines sources de la littérature. L'existence de biais cinématiques reste encore malheureusement difficile à détecter avec précision, principalement à cause de notre méconnaissance des distances individuelles de ce type d'étoiles ; peut-être les prochains résultats fournis grace aux mesures Hipparcos permettront-ils d'apporter quelques éclaircissements à ce sujet.
- Les paramètres cinématiques de la rotation galactique différentielle de 96 nébuleuses planétaires du disque ont été évalués grâce à une technique d'ajustement aux moindres carrés. Cette évaluation a fourni des résultats physiquement acceptables. L'introduction d'un terme de la dérivée au second degré de la vitesse de rotation s'avère indispensable afin de contraindre la distance galactocentrique du Soleil, ceci mettant l'accent sur les très grandes incertitudes portant sur les distances des nébuleuses planétaires. Il n'existe aucune indication précise quant à la présence de mouvements non-axisymétriques au sein de notre échantillon du disque. La courbe de rotation établie à partir de ces différents paramètres présente les mêmes caractéristiques à grande échelle que les courbes «classiques» obtenues à partir de données stellaires, HI ou CO. Il n'existe par contre aucune indication précise de l'existence d'une croissance de la courbe de rotation externe des nébuleuses planétaires, contrairement à la conclusion avancée par Schneider & Terzian en 1983 : n'ayant fait aucune sélection spatiale sur les étoiles de leur échantillon, leur courbe de rotation est probablement erronée à cause de la présence de biais de Malmquist caractérisés.
  La rotation du bulbe a également été évaluée à partir d'un échantillon de 279 nébuleuses planétaires, et est de l'ordre de (10.2 ± 2.0) $\mathrm{km\,s^{-1}\,kpc^{-1}}$, avec l'indication d'une plus forte rotation à l'intérieur du bulbe.
- La population des nébuleuses planétaires est sensée être suffisament relaxée pour légitimer l'application d'hypothèses dynamiques stationnaires : au cours de cette thèse nous avons créé un modèle dynamique global à 2 intégrales à partir de données cinématiques de nébuleuses planétaires. La déprojection de la carte de Cobe à 2.2 μm par la fonction de distribution obtenue permet de déduire les principales échelles caractéristiques de la Galaxie et surtout de mettre clairement en évidence la présence d'une population du disque épais (l'échelle radiale exponentielle du disque mince est de l'ordre de 2.6 kpc, la loi de puissance du halo a un indice 3.2, etc). Alors que les

moments d'ordre 0 et 1 de la distribution de vitesse de ces étoiles sont ajustés de façon acceptable par la fonction de distribution établie par notre modèle, les moments d'ordre 2 sont largement sousestimés dans le disque épais. Ce résultat peut provenir, soit de l'incomplétude de l'échantillon dans le disque épais, ne permettant pas une évaluation correcte des dispersions projetées sur le ciel, soit de l'absence d'une troisième intégrale explicite dans la fonction de distribution. Ce dernier point fait partie des toutes prochaines perspectives, à savoir généraliser la technique de modélisation employée dans cette thèse à trois intégrales, que l'utilisation d'un potentiel de Stackël permettra de formuler analytiquement.

Annexe A

The dynamics of planetary nebulæ in the Galaxy

Sophie Durand, Herwig Dejonghe & Agnès Acker

Paru dans «*Astronomics & Astrophysics*», 1996, **310**, 97

1996A&A...310...97D

Astron. Astrophys. 310, 97–105 (1996)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

The dynamics of planetary nebulae in the Galaxy

Evidence for a third integral

S. Durand[1], H. Dejonghe[2], and A. Acker[1]

[1] URA 1280, Equipe évolution galactique, Observatoire de Strasbourg, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France
[2] Universiteit Gent, Sterrenkundig Observatorium, Krijgslaan 281, B-9000 Gent, Belgium

Received 27 April 1995 / Accepted 19 October 1995

Abstract. We present a dynamical analysis of 673 galactic Planetary Nebulae, using a two-integral axisymmetric model with a Kuzmin-Kutuzov Stäckel potential. The method fits the kinematics to the projected moments of a distribution function, by means of Quadratic Programming. The 2.2 μm COBE brightness map has been used after correction for the interstellar extinction as a projected star counts map in the modeling, because it constitutes a galactic distribution view of evolved red populations which are considered to be the progenitors of PNe.

The model we have obtained provides a 2-integral distribution function for the COBE 2.2 μm map, and thus *a fortiori* a deprojection of it, which allows moreover the identification of all the major Galactic components. We derive the density laws for them. The projected velocity dispersions are not well fitted though, especially in the disk, which points at the likely presence of a third integral. If this result can be confirmed by additional data, this would mean that for the first time the presence and importance of a third integral on a global scale is demonstrated.

Key words: Galaxy: structure; dynamics – planetary nebulae: general

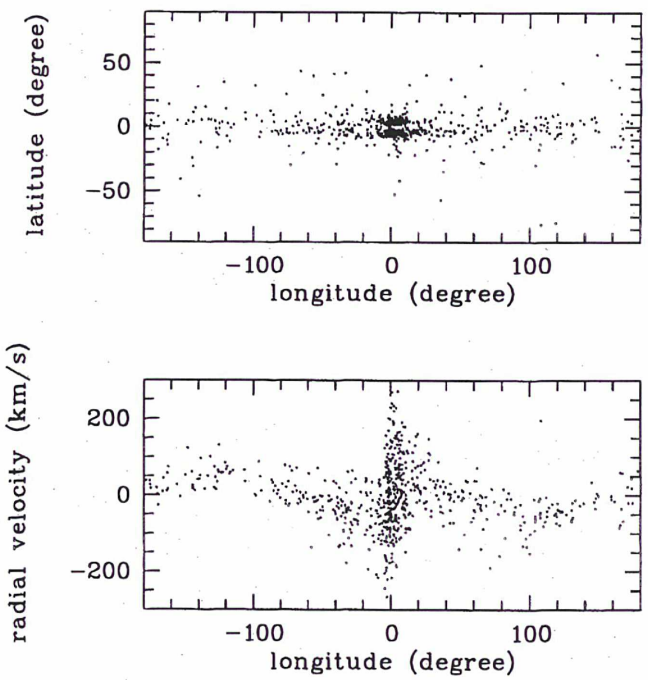


Fig. 1. The galactic distribution (up) and the radial velocities versus galactic longitude (down) of our 673 PNe sample.

1. Introduction

The dynamical modeling of various stellar populations in our Galaxy is an important tool in the study of its formation and evolution. Any such sample of course must consist of selected candidates, which often restrict our attention to luminous stars such as K- and M- Giants (Terndrup 1993), variable stars such as Mira's (Whitelock, 1993), post-AGB stars such as OH/IR stars (Sevenster, Dejonghe & Habing 1995) or Planetary Nebulae, hereafter PNe (Aller, 1993). None of these tracer objects necessarily belong to the main-stream pack, which complicates the interpretation of the data.

Dynamical studies of the Galaxy as a whole need reasonably homogeneous samples over large volumes. At present, only the OH/IR stars (te Lintel Hekkert, 1990) and the PNe come into consideration for this. The OH/IR stars, which are strong infrared emittors, oxygen-rich post-AGB stars in the final state of the red giant phase are especially suited, since the available samples are products of blind surveys or result from well-defined selection procedures on otherwise blind surveys (notably IRAS), as demonstrated by Pottasch et al. (1988) and Ratag et al. (1990). As to the PNe, they are transient objects of considerable astrophysical interest. Their existence is based upon the synchronous evolution of their 2 components: a hot central star surrounded

Send offprint requests to: S. Durand

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1996A&A...310...97D

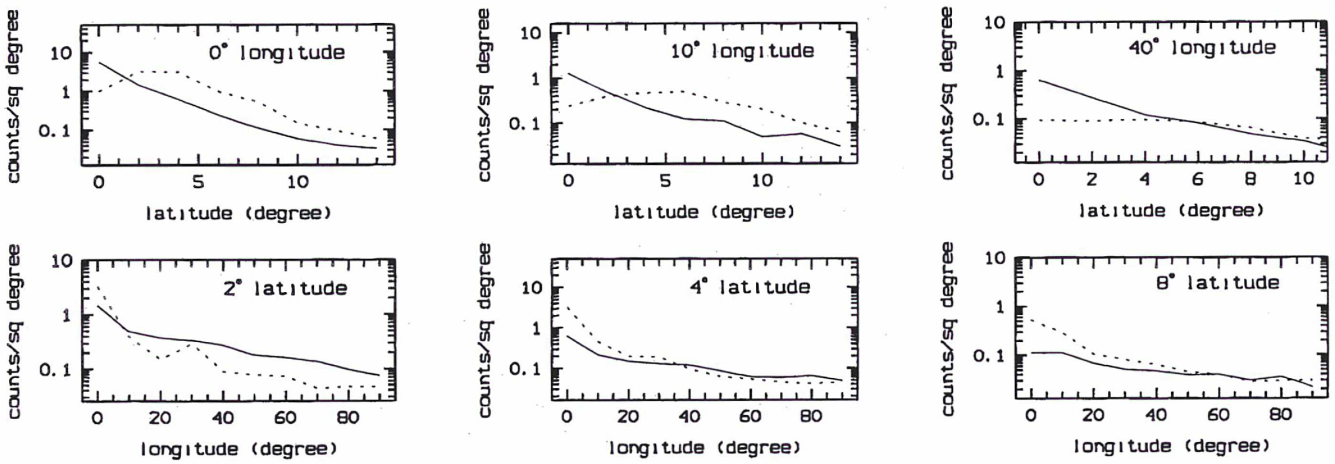


Fig. 2. A comparison of PNe (dotted curves) with the extinction corrected intensities provided by COBE at 2.2 μm (solid curves), the latter scaled so as to produce roughly the same numbers as the other two. Note the effects of the (optical) extinction in the PNe sample at small latitude, and the positive detection bias for Bulge PNe.

by a circumstellar nebula in expansion. PNe are thought to descend from low- and intermediate-mass stars ($M_i < 8M_\odot$) and probably cover a large range of ages. They represent a very short and very late phase in stellar evolution, located beyond the AGB stage. In their death agony they probably end up as white dwarfs. PNe can be tracked down relatively easily throughout the entire galaxy thanks to their rich emission line spectra that make them suitable as test particles for dynamical studies.

2. The database

Up to now, 1143 objects are classified as "true or probable" PNe in the *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic PNe* (Acker et al., 1992). Most of them seem to belong to a thick disk population, while, in accordance to the bulge selection criteria of the Catalogue ($|l|$ and $|b| < 10°$, radio fluxes $F(6cm) < 100\ mJy$ and angular diameters $< 20\ arcsec$), about 300 are probably bulge objects.

We will use only the 673 PNe for which radial velocities are available. The database used in our modeling comprises two distinct data sets:

2.1. Galactic positions and radial velocities of 673 PNe

The radial velocities stem from miscellaneous spectroscopic surveys. Most are compiled originally in Schneider & Terzian (1983) and in the Strasbourg-ESO Catalogue (Acker et al., 1992). Some others, about one hundred still non-published data with a precision of about 50 km/s, come from the bulge survey of low spectral resolution performed by A. Acker and B. Stenholm (Acker et al., 1991). Moreover, about 60 radial velocities with a precision of nearly 1 km/s and originated from high resolution observations performed by A. Acker and A. Zijlstra were added to our sample. These last radial velocities constituted the 'reference set' for the calibration of the low- and medium-resolution ones (Durand et al., 1995).

About 300 of these 673 PNe are thought to belong to the galactic bulge.

Since the Strasbourg-ESO catalogue is to a large extent a compilation of all known or conjectured PNe in the literature, its selection biases are rather poorly understood. Moreover, the catalogue draws mostly from optical work, and is thus severely incomplete in the plane. Therefore, it is not an easy-to-use instrument for producing star counts, which are affected by selection biases to zeroth-order and extinction effects. For example, we can easily identify a selection effect due to the special attention which the bulge attracts, causing a disproportional detection efficiency of PNe in that region (see also discussion of Fig. 2). We will thus use the catalogue only to obtain the kinematics of the PNe, i.e. projected mean streaming and projected velocity dispersion.

2.2. COBE intensity map of the full sky at 2.2 μm

At 2.2 μm, emissions of late-K and M giants dominate the spectrum (Arendt et al., 1994). Our galaxy is furthermore relatively transparent to (cold) interstellar material in that K band, and thermal emission from dust is still negligible. Hence, the 2.2 μm COBE picture is a rather reliable map of the projected spatial distribution of galactic AGB stars. Moreover, there is at the present day a general "*consensus that AGB stars are immediate progenitors of PNe*" (Habing et al., 1993): red giants and PNe have evolutionary links through the OH/IR phase, although the precise nature of all the transition objects is not yet really known (Habing, 1990). So it is not unreasonable at first sight to use the 2.2 μm COBE map as a substitute for the spatial distributions of galactic AGB and post-AGB populations. We will now show that corroborating evidence for the validity of this procedure can be found in the comparison of the data sets.

Clearly the raw COBE map must be corrected for interstellar extinction. Following Arendt et al. (1994), we used the relations between near IR colours (caused by extinction), as determined by Rieke & Lebofsky (1985). We first constructed a colour ex-

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1996A&A...310...97D

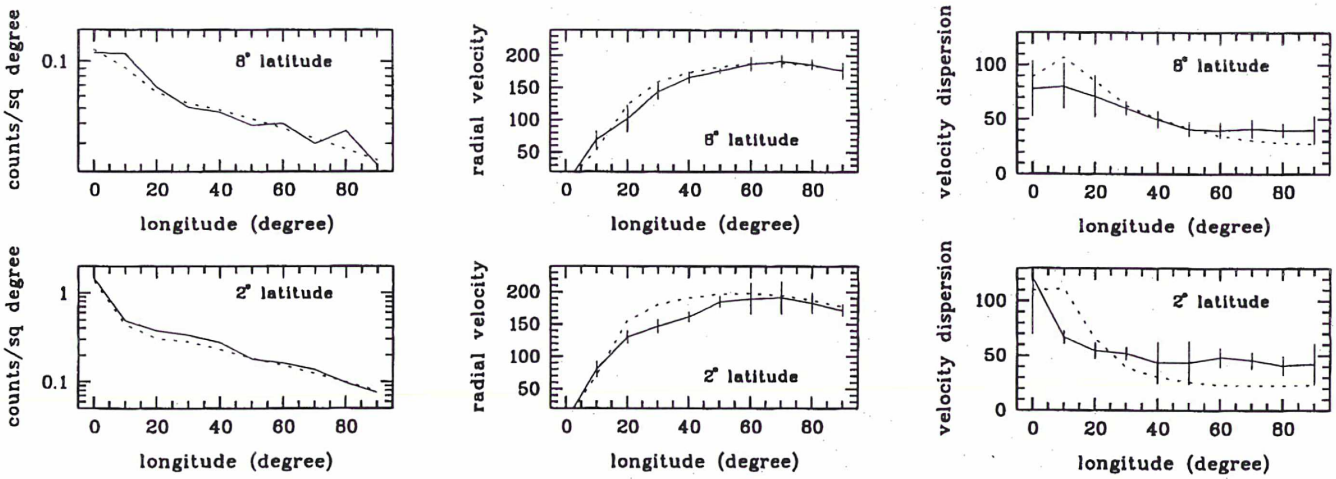


Fig. 3. A comparison of the data (solid curves) and of our best 2 integral model (dashed curves) at different galactic positions. From left to right: the projected counts per square degree, the projected mean velocities (in km/s) and the projected velocity dispersions (in km/s). The error bars on the PNe kinematics have been obtained by varying the sampling strategy.

cess map $E(J-K)$ by the combination of the two first near IR brightness COBE maps, and by choosing a unique intrinsic colour $(J-K)$ for the Galaxy, thus neglecting the possible presence of a variation in the intrinsic colour between the inner and the outer parts of the Galaxy. We have then built an optical depth map of the galaxy at 2.2 μm by associating the colour excess map $E(J-K)$ with the Rieke & Lebofsky (1985) reddening law. Finally we transformed the 2.2 μm brightness COBE map into a counts density map by a simple scaling, so as to reproduce roughly the same numbers as the stars sample. Fig. 2 compares the PNe counts and the scaled 2.2 μm COBE map. The first row of plots clearly shows the effect of the optical extinction, which affects the PNe counts. At larger latitudes however, the curves are very similar. At the present day it's hardly possible to correct for the extinction in these stars counts. The second row reveals that, even in the presence of extinction at $b = 2°$, the slopes remain very similar for $|l| > 20°$. On the other hand, our PNe counts appear effectively overestimated in the bulge, and that can be well understood since we have added to the original PNe catalogue nearly a hundred of new bulge measurements.

From this we see that it is certainly reasonable to use the COBE map as a substitute for the PNe counts, in order to overcome the different biases in the PNe catalogues. This can be asserted, not only for general reasons of astrophysical nature, but also on the basis of the comparison of both data sets, there where it makes sense to compare them.

We have restricted our study to the galactic region $2 < |b| < 8$ for the following reasons:

- $|b| < 2$ is likely to be a very complicated region where optical depths reach their highest values, in so far as the extinction corrected COBE map cannot reasonably represent the true galactic K emission.
- PNe data at $|b| > 8$ are unfortunately not numerous enough to allow a correct estimation of the different moments of the velocity distribution.

Moreover, the contribution of the zodiacal light is minimal in the K band as evidenced in the composite 1.25, 2.2 and 3.5 μm COBE images (Hauser 1993), so we have neglected it as is common practice in near-infrared studies of the Galactic emissivity distribution (see also Kent et al., 1991). In our case in particular, this approximation is not critical, since the effect reaches levels that are below the accuracy we can reasonably obtain for the 0-th moment of the distribution function.

3. The modeling

3.1. The framework

PNe are highly evolved objects supposed to represent a dynamicaly relaxed population. Therefore, they are in a sufficiently steady state to legitimate the application of an equilibrium model. One of the first choices to be made is the modeling geometry: we chose here the axisymmetric approximation. This could appear at first sight as rather outdated, because of the mounting evidence that the Galaxy is a complex triaxial system (e.g. Spergel D.N., 1992). However, the triaxiality in PNe kinematics is not obvious, if not absent, so it seems legitimate to us (by Occam's razor) to firstly exploit the axisymmetric geometry.

Our basic aim is the construction of the *distribution function* of the PNe population, which is simply the probability density of the sample in the 6 dimensional phase space (x, v). It will be later of great help to appreciate the different orbital structures present in the PNe population (Sect. 4).

The potential we use in this work is a *Kuzmin-Kutuzov* Stäckel potential with a halo-disk structure (Batsleer & Dejonghe 1994). Its general expression in spheroidal coordinates can be written as

$$\begin{aligned} V(\lambda_d, \nu_d, q) &= V(\lambda_d, \nu_d) + V(\lambda_h, \nu_h) \\ &= -GM\left(\frac{K}{\sqrt{\lambda_d}+\sqrt{\nu_d}} + \frac{1-K}{\sqrt{\lambda_d - q}+\sqrt{\nu_d - q}}\right) \end{aligned}$$

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

OBSERVATOIRE DE PARIS

1996A&A...310...97D

Table 1. Counts (in 10^{-2} counts/sq degree) providing by COBE, projected mean velocities (in km/s) and projected mean dispersions (in km/s) coming from PNe data, all given for each grid points (l,b).

	b \ l	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
ρ		145	49	37	33	27	18	16	14	10	8
v	2	—	80	130	147	162	185	190	191	183	172
σ		121	67	54	52	43	43	48	45	41	42
ρ		62	21	15	13	12	9	6	6	6	5
v	4	—	76	124	146	162	182	190	190	181	170
σ		116	82	58	51	46	47	47	44	42	45
ρ		24	12	9	8	8	6	7	5	4	3
v	6	—	59	102	152	162	179	189	187	182	171
σ		73	82	67	51	44	46	48	44	39	44
ρ		11	11	7	5	5	4	4	3	4	2
v	8	—	69	102	144	166	176	187	191	186	176
σ		78	80	71	60	50	41	40	41	40	40

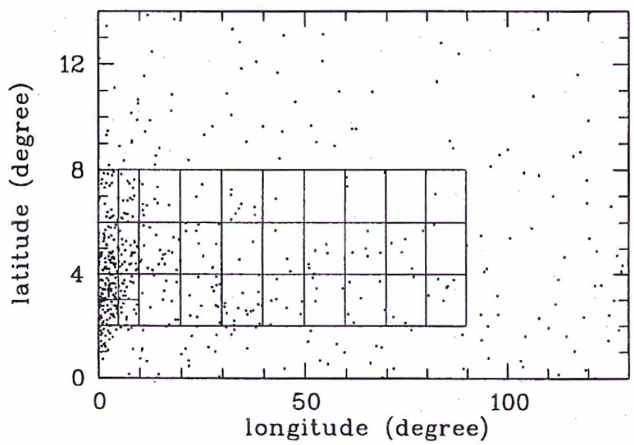


Fig. 4. The grid used for the evaluation of the different moments of the projected velocity distribution, superposed on nearly all our data points, with positions that were flipped into the first galactic quadrant.

with:

- d and h standing for 'disk' and 'halo'
- λ, ν spheroidal coordinates
- G the constant of gravity
- M the total mass of the galaxy
- $K = M_d/M$
- q a parameter defined by $q = \lambda_d - \lambda_h = \nu_d - \nu_h \geq 0$.

Let's recall briefly that spheroidal coordinates (λ, ν) are defined as the roots for τ of the equation:

$$\frac{r^2}{\tau - \alpha} + \frac{z^2}{\tau - \gamma} = 1$$

where (r, ϕ, z) are the cylindrical coordinates and α, γ negative constants. The axis ratios $\frac{a}{c}$ of each of the two coordinate surfaces (with $a = -\sqrt{\alpha}$ and $c = -\sqrt{\gamma}$) and the K parameter are selected in order to reproduce the shape of the galactic rotation curve with its characteristic flat extent. For this, we use for our mass model:

$$\frac{a_d}{c_d} = 75, \quad \frac{a_h}{c_h} = 1.01, \quad K = 0.07, \quad M = 4.2 \times 10^{11} M_\odot$$

The selection of the parameters is based upon the requirements that the rotation curve be flat, that the radial and thickness scale-lengths of the disk are close to the commonly accepted values, and that the surface and spatial densities of the disk in the solar neighbourhood is reproduced (for more details about the selection of the parameters, see Batsleer & Dejonghe, 1994). Note that the shape of the halo is almost spherical and that the adopted K parameter implies a disk mass of $2.94 \times 10^{10} M_\odot$.

The (stationary) distribution function is usually described via Jeans' Theorem as a function of *integrals of motion* which are, in the present case, the orbital binding energy E, the z-component of the angular momentum L_z, and a third integral which is simple and analytic in the Stäckel case. Since information about vertical motions is still practically non-existent, the explicit presence of a third integral in the distribution function will not directly reveal itself in the kinematics. Therefore, only the failure of a complete dynamical 2-integral model to fit the data may point to the presence of the third integral. The major approximation made with the utilization of a *two-integral* model is that radial and vertical dispersions are supposed to be equal; this can be easily checked just by looking at the expressions, in cylindrical coordinates, of the two first integrals of motion $E = \psi(r, z) - \frac{1}{2}(v_r^2 + v_\theta^2 + v_z^2)$ and $L_z = r\, v_\theta$. The contributions of the v_r and v_z components are completely identical contrary to the v_θ component which appears in an independent way in L_z. That 2-integral approximation should be rather good in the thin disk where dispersions are thought to be lower than anywhere else since orbits there are nearly circular, but problems should arise elsewhere, and more particularly in the thick disk.

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1996A&A...310...97D

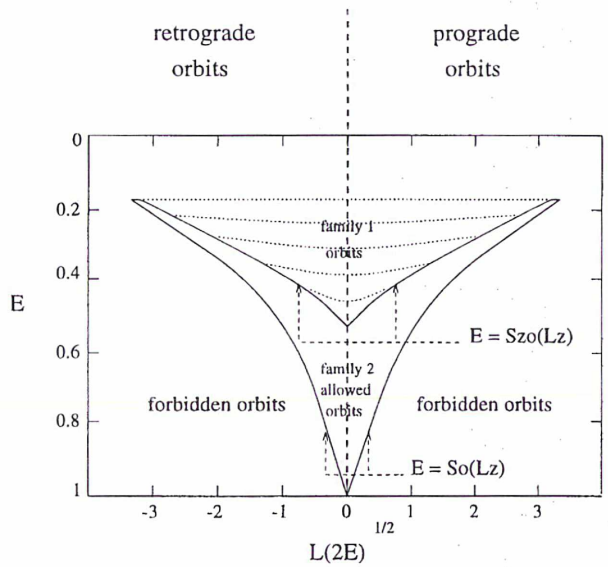


Fig. 5. A schematic representation of the distribution function in integral space ($L_z\sqrt{2E}$, E) displayed up to a distance r of 15 kpc from the galactic centre. The two curves $E = S_0(L_z)$ correspond to the circular orbits (occuring by definition at $z = 0$). The two curves $E = S_{z_0}(L_z)$ correspond to the minimum binding energy that can bring a star at most as high as z_0.

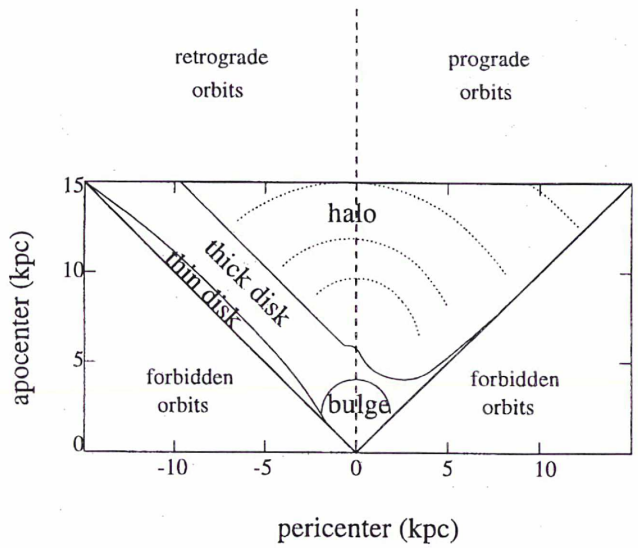


Fig. 6. The distribution function in 'turning point' space

3.2. The QP method

In this method, the distribution function is written as a sum of elementary distribution functions,

$$F(E, L_z) = \sum_i c_i\, F_i(E, L_z) \quad \text{with} \quad i = i\,(\alpha, \beta, \gamma), \tag{1}$$

which are of 2 kinds (families) that we call '*building blocks*':

1. $F_{\alpha,\beta}(E, L) = E^{\alpha}(E\,\frac{L^2}{2})^{\beta}$,
   which are essentially Fricke components associated with fairly slowly rotating models with high velocity dispersion (halo-type).
2. $F_{\alpha,\beta,\gamma}(E, L) = exp(-\frac{\alpha_1}{S})\, S^{\alpha_2}\,(2SL^2)^{\beta}\,(E - S)^{\gamma}$
   $if\ S < E$
   $F_{\alpha,\beta,\gamma}(E, L) = 0 \quad if\ S > E$
   with S the minimum orbital energy of an orbit which can bring a star with an associated angular momentum L_z at a given height z_0.

The second building block produces models with much smaller scale heights than the first one, and with nearly circular orbits (disk-type). Note that components with $\beta > 0$ have a zero central density, and that the presence of the exponential factor is useful to control the radial behaviour of the mass distribution in the disk (Batsleer & Dejonghe, 1995).

In order to determine the coefficients c_i of the distribution function (1), we consider a grid in galactic coordinates on which data points are placed: each of the grid points is associated with the 0th, 1st and 2nd moments of the projected velocity distribution, calculated by taking into account the 15 stars closest to the grid point (see Fig. 4 and Table 1).

This yields for each point on the sky 3 observables $\mu_{obs}(x, v)$ that can be estimated by means of a function $\mu(x, v)$:

$$\mu_{mod}(x_l, v_l) = \int \mu(x, v)\, F(I)\, dx\, dv$$
$$= \sum_i c_i \int_{\tau_l} \mu_{mod}(x, v)\, F_i(I)\, dx\, dv = \sum_i c_i \mu_i(x_l, v_l).$$

In our case τ_l is the product of the full velocity space available at a spatial point and the line of sight. Then we can construct a χ^2-type function:

$$\sum_l w_l [\mu_{obs}(x_l, v_l) - \sum_i c_i \mu_i(x_l, v_l)]^2,$$

with w_l weights that can be freely chosen. This function is minimized during the calculations with additionnal constraints to force a positive distribution function in *all* phase space (Dejonghe, 1989). This is a *Quadratic Programming* problem. This method has the advantage to accomodate inhomogeneous data sets (photometry, counts, kinematics) and additionnaly imposed constraints, as long as these can be put in a form which is linear in the distribution function. Further details of the method as applied on similar problems can be found in Batsleer & Dejonghe (1995) and Sevenster, Dejonghe & Habing (1995).

4. Results on PNe dynamics

4.1. The validity of the modeling

The quality of the fit can be checked directly by comparing the data and the model, as shown in Fig. 3 for different galactic regions. We see that the model fits perfectly the COBE density and the projected mean velocities. On the other hand, there is an obvious discrepancy in the fit of the projected dispersions, particularly in the disk where the errors are nearly of the same

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1996A&A...310...97D

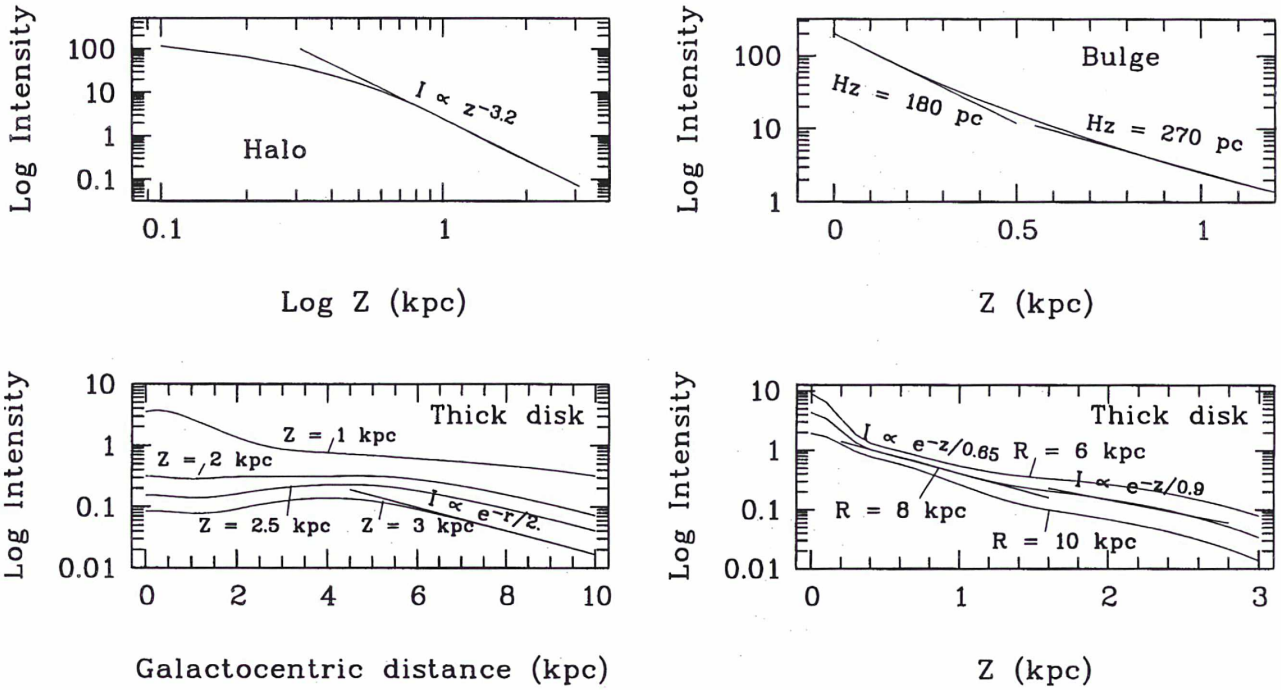


Fig. 7. Cuts of the deprojected COBE map in some galactic regions. The derived scale parameters are indicated.

scale as the data: this is probably the signature of an explicit third integral dependence in the distribution function (see Sect. 3.1).

4.2. The orbital structures

4.2.1. The distribution function in integral space

A schematic representation is shown in Fig. 5 and the PNe application in Fig. 8a. Both figures are shown in the coordinate space $(L_z\sqrt{2E}, E)$, and not (L_z, E) in order to keep integral space finite. For a given point (r, z), the region of the allowed orbits is bounded by an ellipse which is tangential in two points at the curved outer boundaries which are the loci of the circular orbits (one point for prograde rotating populations, at $L_z > 0$, and another for retrograde rotating populations, at $L_z < 0$). We recall that the positive L_z axis points towards the galactic north pole by convention, so our Galaxy is rotating retrograde. Each circular orbit curve (which occurs by definition at z=0) is shown as far as r = 15 kpc.

4.2.2. The distribution function in turning point space

This representation has the advantage that it is more intuitive than the previous one. A schematic view is shown in Fig. 6 and the PNe application in Fig. 8b. The coordinate system is (r_p, r_a), being respectively the pericenter and the apocenter of the orbit. The loci of the circular orbits are defined by the lines $r_p = +r_a$ (prograde orbits) and $r_p = -r_a$ (retrograde orbits), and the allowed orbits are thereby placed in the regions where $r_a \geq |r_p|$; by convention r_p has the sign of L_z.

The Figs. 8a and 8b, presented in logarithmic density scale, show two very beautiful distribution functions which are quasi dominated by the second building-block family (disk-type). We note that most of the orbits are nearly circular in the disk, that the bulge is not excessively populated (the orbits are very dispersed), and that the phase space density of the old disk increases from r = 5 kpc to about r = 10 kpc, whereafter it decreases smoothly.

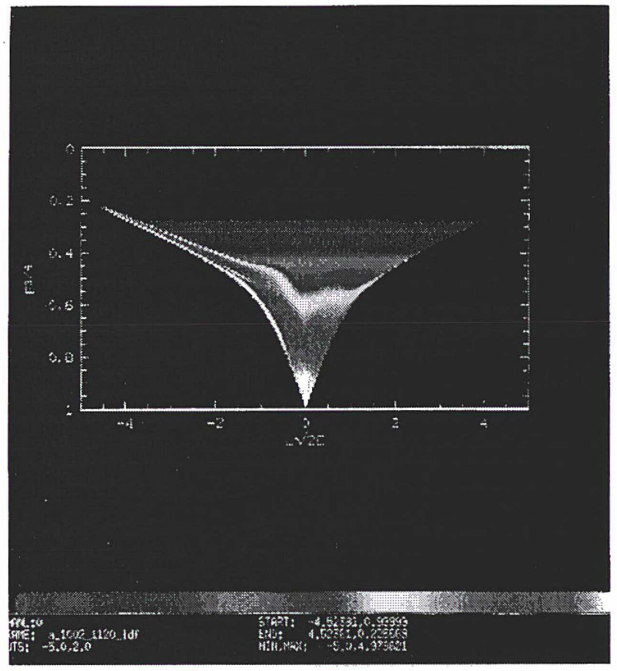
4.3. The COBE map deprojection

Our dynamical modeling also provides a method for deprojecting an observed light distribution. It suffices to weigh only lightly the kinematic data in the χ^2 variable. The main advantage of such a procedure is that we then know that the deprojected light distribution can be produced by *orbits*, i.e., stems from a positive distribution function. The deprojection, shown in Fig. 8c, assumes a galactocentric distance of 8 kpc. The bulge and old disk shapes are very clearly present.

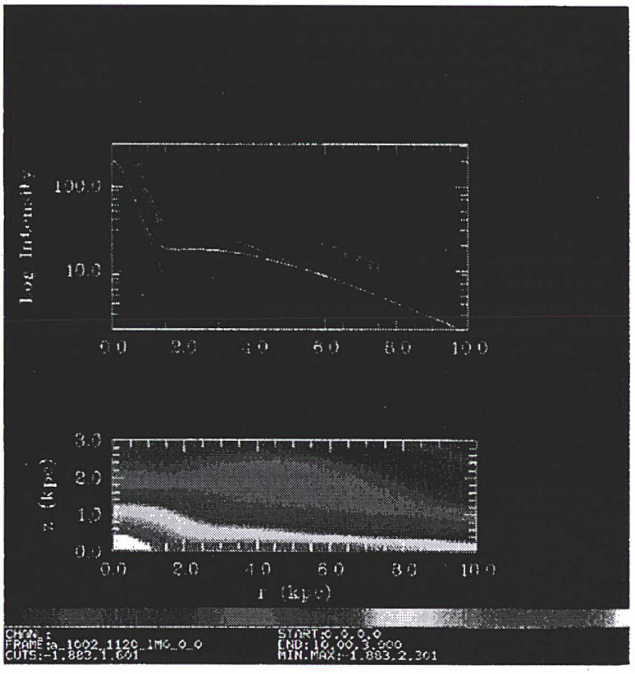
First, let's consider the bulge, the density of which is mainly concentrated inside 0.8 kpc. The radial profile is exponential (except for very small radii, of course), with a scale length H_r^b = 0.4 kpc. The determination of the vertical scale height is more problematic because of the uncertainty in the correction of the interstellar extinction: it varies smoothly from H_z^b = 180 pc at Z = 0 kpc to H_z^b = 270 pc at Z = 0.8 kpc (see Fig. 7). If we take 235 pc as the average value of H_z^b, then the corresponding $\frac{Z_0}{R_0}$ bulge scale height ratio is 0.56, in very good agreement with other axisymmetric bulge axis ratios values (0.6 in Weiland et al. (1994), who use the ratio of the average projected 2.2 μm

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

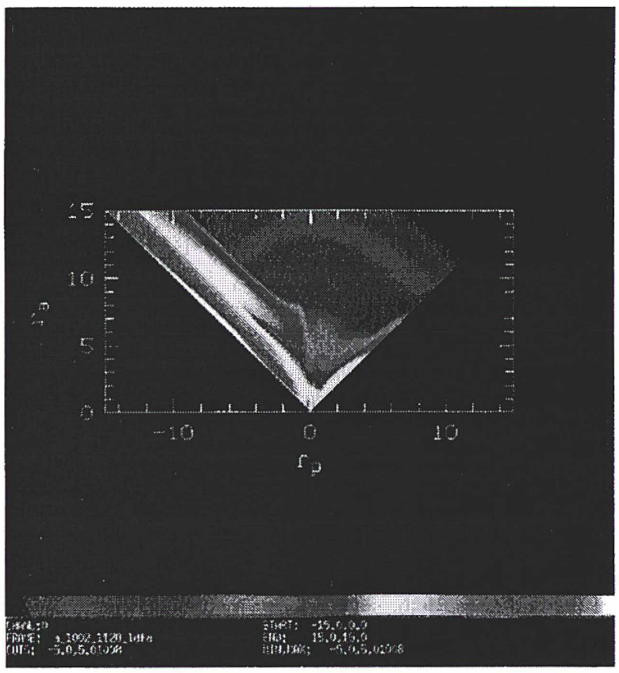
1996A&A...310...97D



a



b



c

Fig. 8. a logarithmic-scaled images of the distribution function in integral space and **b** in turning point space. Black indicates lower intensity and white indicates higher intensity. **c** The 2-integral deprojection of COBE map, presented in logarithmic density scale.

COBE intensities, or 0.53 in Dwek et al. (1995), who use a Gaussian-type fit on the observed 2.2 μm COBE map, or again 0.61 in Kent et al. (1991), using their oblate spheroid model), but lower in general than the ratios in triaxial bulge models.

The bulge outer region at large z-height, which probably forms a smooth transition towards the halo, clearly follows a power law of index 3.2 (Fig. 7).

As to the disk, the resulting exponential scale length is 2.6 kpc (Fig. 8c). Here there seems to be an obvious chromatic dependence: 2 - 3 kpc in near IR, 3.5 - 5.5 kpc in optical and 4.5 - 6 kpc for IRAS OH/IR stars (Kent et al., 1991). Kinematical determinations show also a large spread but generaly favour a larger scale length (4.4 kpc for Lewis & Freeman, 1989 ; 4.3 - 5.8 kpc for van der Kruit, 1989). On the other hand, our small value is in agreement with recent determinations suggesting that the disk scale length is indeed rather short: Robin et al., (1992), have found $H_r^d = 2.5$ kpc using UBV photometry toward the anticentre down to m = 25 ; Fux & Martinet, (1994), have resolved the asymmetric drift equation by substituting the velocity dispersion gradients with analytical approximations and an application to old disk kinematical data in the solar neighbourhood (with a constant H_z^d) has lead them to a value of 2.5 kpc.

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1996A&A...310...97D

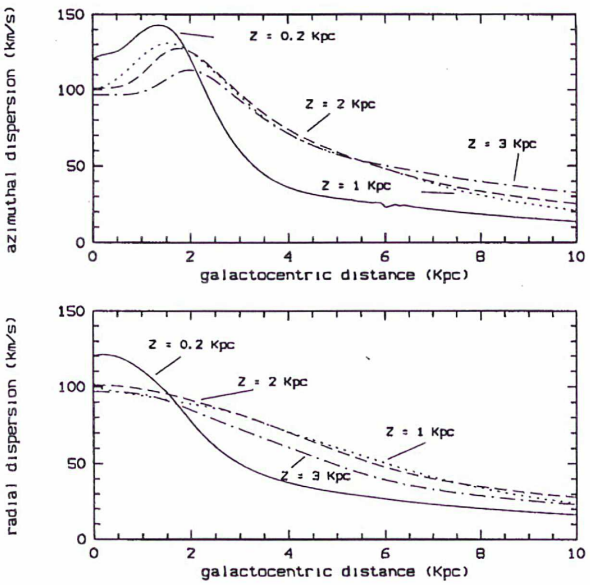


Fig. 9. Radial (up figure) and tangential (down figure) dispersions of PNe at Z=0.2, 1, 2 and 3 kpc, as provided by the 2-integral deprojection.

The exponential scale height H_z^d given by the model is constant and equal to 150 pc up to $r = 5.5$ kpc, and increases monotonically beyond that radius, with a gradient of about 20 pc/kpc, to attain for example 210 pc in the solar neighbourhood. This gradient is quite similar to the value found originally by Kent et al. (1991), and its presence has been recently suggested again (Fux & Martinet, 1994 ; Ibata & Gilmore, 1995). As to the small value of the scale height, it may point to the fact that the 2.2 μm emission detected by COBE does not solely originate from an old population, but that a considerable fraction of it actually stems from young disk populations.

There is another (non negligible) disk-like component in our configuration space density map at $z > 0.3$ kpc. It presents all the characteristics of a thick disk, which was originally proposed by Gilmore et al., (1983), and is thought to be populated by intermediate populations. Besides, we have attempted to make a global estimation of the averaged ages of the disks objects by using the relation between ages and dispersion provided by Wielen (1977). The corresponding 2-integral deprojection of the dispersions is shown in Fig. 9, and show up the possibility that PNe in the thick disk may be estimated to be around 7-9 Gyrs old, contrary to the young disk ones where averaged ages may turn around 2-5 Gyrs.

The radial scale length of the thick disk here appears to be consistent with that of the old disk, namely 2 kpc. Vertical scale heights are many, with typical values varying between 0.5 and 1 kpc (Fig. 7).

Finally, at about $z = 4$ kpc a transition between the thick disk and halo occurs, which is probably not well determined by our 2-integral model.

5. Concluding remarks

The extinction-corrected 2.2 μm COBE map proves to be a very useful substitute for AGB and post-AGB star counts in the presence of non-kinematic detection biases. It can also be used to isolate in the models the effects of kinematics alone, and one could thus compare the dynamics of different samples if one uses systematically the same projected density map for all of them.

The bulge-disk decomposition is very obvious in the density map in (r, z) obtained via the 2-integral deprojection of the COBE data, which allows us to estimate the scale parameters of all the principal galactic components: for example, our model comforts some recent ideas about the disk as a scale-length rather short (2.6 kpc) and a vertical profile different from 'pure-disk' galaxies ones where scale heights are independent of galactocentric distance. There is also evidence that the 2.2 μm disk emission has a considerable component that originates from young populations.

This is the very first time that a dynamical model with a global distribution function is made of a PNe sample.

An important conclusion of our paper remains that a 2-integral model seems not really adequate to characterize the dynamical state of PNe, thereby demonstrating the possible presence and importance of the third integral on a global scale. Of course, the dependence of the distribution function on the third integral in the solar neigbourhood has been established a long time ago, and it is widely believed on firm theoretical grounds that this is also the case on a global scale. The observational demonstration is not trivial however, since the effect of the third integral is mostly felt in the vertical velocity, which contributes only weakly to the radial velocities of objects in the disk due the position of the sun. Global models of the kind presented in this paper are able to exclude 2-integral models, because for such models where $\sigma_r = \sigma_z$, σ_r is well observable in the radial velocities and both dispersions are uniquely determined by the morphology of the stellar component (i.e. the COBE map).

The failure of our 2-integral models is also confirmed by the results of Sevenster et al. (1995), where the same modeling scheme is applied on a sample of 700 galactic OH/IR stars (the sample 'tLH'). If we compare the lower right panel of their Fig. 4 with the lower right panel of our Fig. 3, we see a very similar behaviour, though probably a bit less pronounced for the OH/IRs: the velocity dispersion of the models are too low at large longitudes. Sevenster et al. also note in passing that their tLH sample may need an additional integral. This is certainly to be expected, since the kinematics of the OH/IRs and the PNe are very similar, except that the dispersions in the OH/IR population are a bit lower and that the modeling of the OH/IRs used star counts instead of the COBE map because the OH/IR sample is much more homogeneous.

Acknowledgements. The authors thank the referee, T. de Zeeuw, for his comments which helped improve the paper, and also F. Chambat for his early work on the subject.

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1996A&A...310...97D

The COBE datasets were developed by the NASA Goddard Space Flight center under the guidance of the COBE Science Working Group and were provided by the NSSDC.

References

Acker, A., Köppen, J., Stenholm, B., & Raytchev, B., 1991, A&AS 89, 237
Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B. et al. 1992, *Strasbourg-ESO catalogue of galactic planetary nebulae*, ESO
Aller, L. H., 1993, in *IAU Symp. 155, Planetary Nebulae*, eds. R. Weinberger & A. Acker, Kluwer, p.1
Arendt, R. G., Hauser, M. G., Boggess, N. et al., 1994, ApJ 425, L85
Batsleer P., & Dejonghe, H., 1994, A&A 287, 43
Batsleer P., & Dejonghe, H., 1995, A&A 294, 693
Dejonghe, H., 1989, ApJ 343, 113
Durand, S. & Acker A., 1995, in preparation, to be submitted to A&A
Dwek, E., Arendt, R.G., Hauser, M.G. et al., 1995, ApJ 445, 716
Fux, R., & Martinet, L., 1994, A&A 287, L21
Gilmore, G., & Reid, N., 1983, MNRAS 202, 1025
Habing, H., J., 1990, in '*From Miras to Planetary Nebulae: which path for stellar evolution*', Eds. Menessier M. O. & Omont. A., p. 16
Habing, H., J., & Blommaert, J. A. D. L., 1993, in '*Planetary Nebulae*', Ed. Weinberger R. & Acker A., p.251
Hauser, M.G., 1993, in '*Back to the Galaxy*', (AIP Conf. Proc. 278), eds. S. S. Holt & F. Verter, p.201
te Lintel Hekkert, P., Ph D Thesis, '*The evolution of OH/IR stars and their dynamical properties*', Leiden University, 1990
Ibata, R. & Gilmore, G, 1995, MNRAS 275, 605
Kent, S. M., Dame, T. M., & Fazio, G., 1991, ApJ 378, 131
van der Kruit, P.C. in '*The Center, Bulge and Disk of the Milky Way*', Ed. Blitz L., p.331
Lewis, J.R. & Freeman, K.C., 1989, ApJ, 97, 139
Pottasch, S.R., Bignell, C., Olling, R. & Zijlstra, A.A., 1988, A&A 205, 248
Ratag, M.A., Pottasch, S.R., Zijlstra, A.A. & Menzies, J., 1990, A&A 233, 181
Robin, A.C., Crézé, M. & Mohan, V., 1992, A&A 265, 32
Schneider, S. E., Terzian, Y., Purgathofer, A., & Perinotto, M., 1983, ApJS 52, 399
Sevenster, M., Dejonghe, H., & Habing, H., 1995, A&A 299, 689
Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J., 1985, ApJ 288, 618
Spergel, D. N., 1992, in '*The Center, Bulge and Disk of the Milky Way*', Ed. Blitz L., p.77
Terndrup, D.M., 1993, in *IAU Symp. 153, Galactic Bulges*, eds. H. Dejonghe & H. Habing, Kluwer, p.87
Weiland, J. L., et al., 1994, ApJ 425, L81
Whitelock, P., 1993, in *IAU Symp. 153, Galactic Bulges*, eds. H. Dejonghe & H. Habing, Kluwer, p.39
Wielen, R., 1977, A&A 60, 263

This article was processed by the author using Springer-Verlag LaTeX A&A style file version 3.

© European Southern Observatory • Provided by the NASA Astrophysics Data System

Annexe B

Wind fluctuations observed for the WC9 nucleus of BD+30°3639

Agnès Acker, Yves Grosdidier & Sophie Durand

Paru dans «*Astronomics & Astrophysics*», 1997, **317**, L51

Astron. Astrophys. 317, L51–L53 (1997)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

Letter to the Editor

Wind fluctuations observed for the [WC9] nucleus of the planetary nebula BD+30°3639*

A. Acker[1], Y. Grosdidier[1,2], and S. Durand[1]

[1] URA 1280, Equipe évolution galactique, Observatoire de Strasbourg, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France
[2] Département de Physique, Université de Montréal, CP 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, QC, H3C 3J7, Canada

Received 12 August 1996 / Accepted 19 September 1996

Abstract. The CIII and CIV lines in the [WC9] spectrum of BD+30°3639 show variable features, interpreted in terms of radiative acceleration of "blobs" forming in the wind. The variations are like those observed for the WC9 massive stars, and the blobs acceleration appears smaller than for the [WC8] nucleus of NGC 40.

Key words: Planetary nebulae: central stars–Stars: Wolf-Rayet, stellar winds

1. Introduction

Strong stellar winds of Wolf-Rayet stars could be made up of dense clouds flowing out through a rarefied circumstellar medium. Systematic observations of variable subpeaks on the tops of broad stellar emission lines were conducted for massive WR stars (see Moffat & Robert, 1994, and references therein). Recently, a search for similar spectroscopic variations was conducted for [WC] nuclei of planetary nebulae, both by Balick *et al.* (1996) and Grosdidier *et al.* (1996a,b), showing evidence for a clumpy wind in the vicinity of NGC 40's central star.
This letter presents first results of an observational search for wind variability in [WC9] central stars, leading to a detection of wind variations in the spectrum of BD+30°3639.

2. Observations

BD+30°3639 is the brightest northern [WC] star, and appears in a large amount of publications (534 references were found in SIMBAD). The star was included in Balick's study, but no variation was detected at the chosen resolution (0.15 nm).

We conducted our observations at the 1.52 m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) equipped with the Aurélie spectrograph (see Gillet *et al.*, 1994). The detector is a linear array CCD-like of 2048 pixels. We used the grating of 600 l/mm, leading to a resolution of 11000 (0.05 nm spectral resolution at 550 nm). The spectral range, centered on 575 nm, covers the 550 to 595 nm domain. A first prospective study was done in 1996 March 1-6 (3 spectra). On 1996 May 15-21, we obtained 27 spectra with exposure times of 25 min, the mean S/N ratio being 24 (May 15: 6 spectra; May 17: 8 spectra; May 20: 9 spectra; May 21: 4 spectra of bad quality). The spectra were reduced in the usual way (bias subtraction, flat field correction, wavelength calibration by using a Argon-Thorium lamp, and flux calibration by using the standard stars HR 3454 and HR 5511).

3. Results and discussion

The CIII-569.6 nm line and the emission feature at 581 nm (CIV-580.1 and -581.2; CIII-582.6 nm) show variable features. The width of the CIII line is about 2 times narrower than for the nucleus of NGC 40, and is comparable to the width of the CIII line of WC9 massive stars (in particular WR 103 = HD 164270), as pointed out by Méndez *et al.*, 1991. The variations of the features occur with a smaller amplitude than in the case of NGC 40. Therefore, Balick *et al.* (1996) were not able to detect them at their relatively low resolution (0.15 nm).
Figure 1 shows the differences from the mean profile of the CIII-569.6 nm line as a function of time for 2 nights of the May run. Subpeaks' variations in intensity appear on a time-scale of a few hours. However, only small accelerations are noticed (about 0.005 km.s^{-2}), as in WR 103 and other massive WC 9 stars, the WC 5-8 stars all showing higher accelerations (up to 0.015 km.s^{-2}, see Robert, 1992).
In order to identify more clearly the variations and their statistical significance relatively to the S/N values, we calculated the Temporal Variance Spectrum (TVS) as defined by Fullerton

Send offprint requests to: A. Acker

* Based on observations taken at the *Observatoire de Haute-Provence* (France)

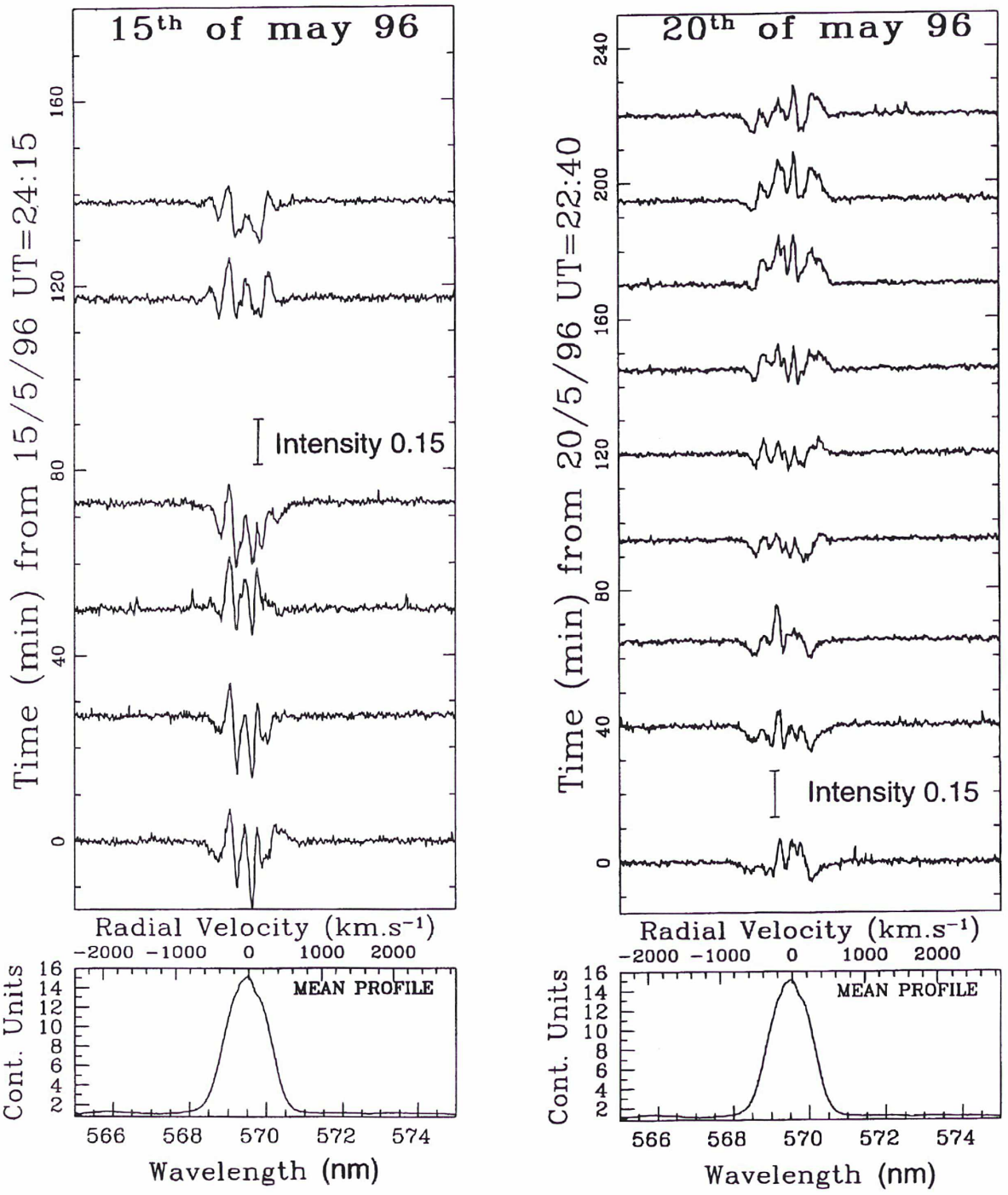


Fig. 1. CIII-569.6 nm residuals (individual minus mean profile) in two nights of OHP data (resolution 11000).

et al. (1996). Figure 2 presents the mean profile of CIII, CIV and HeI with the computed TVS: the observed lines appear statistically variable at the 1 % confidence level. Note the strong variation in the P-Cygni profiles of the OV-559, CIV-580 and HeI-587 nm lines, especially at the blue edge of the absorption lines defining the terminal wind velocity.

4. Conclusions

Evidence for clumping in the wind of the [WC9] spectrum of BD+30°3639 is shown for the first time. In a forthcoming paper based on new observations of BD+30°3639 and southern late-[WC] nuclei, Grosdidier *et al.* (1996b) will determine the velocity field for different radial distances, deriving kinematical parameters which give constraints on the stratification of

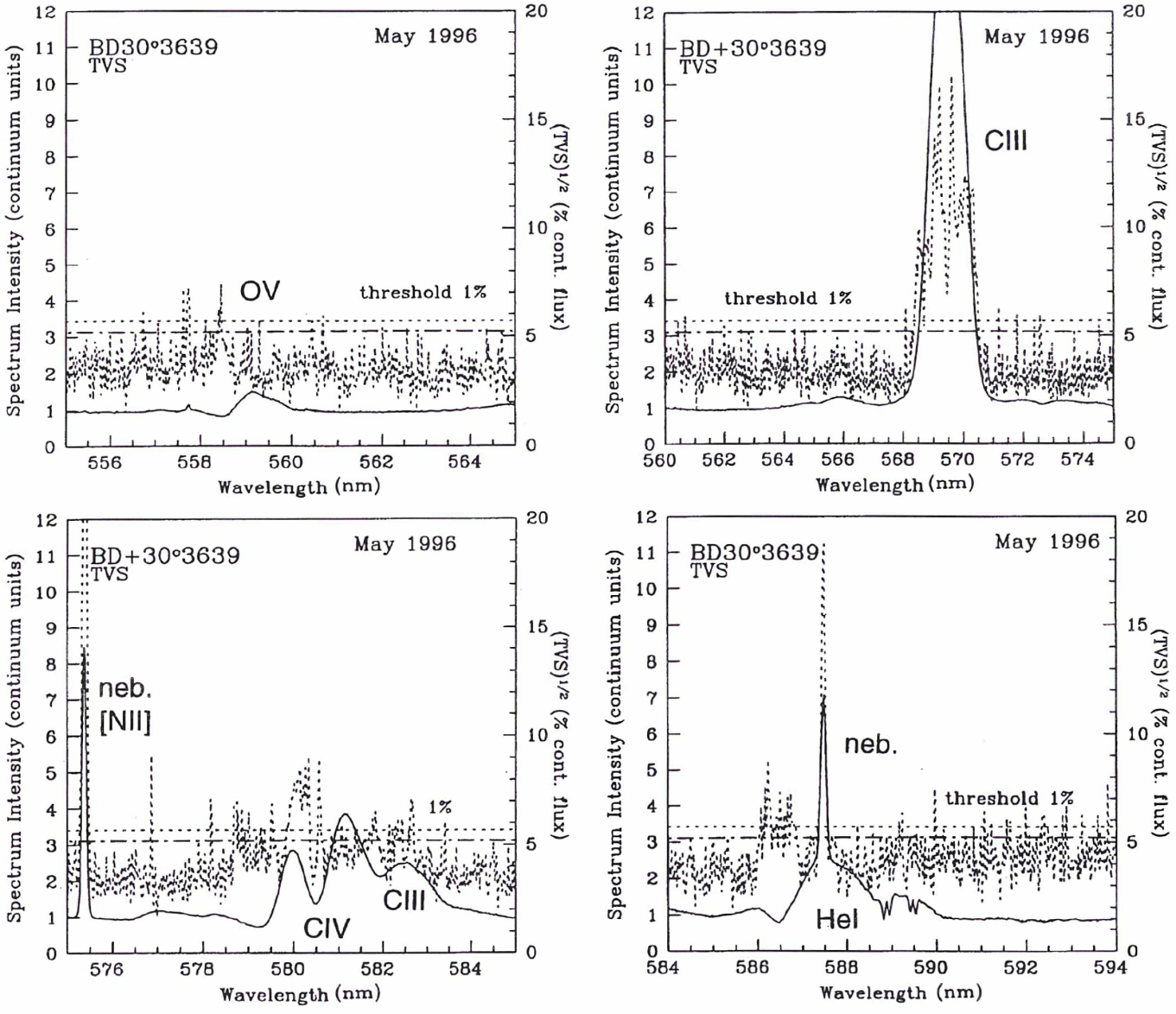


Fig. 2. BD+30°3639 mean spectrum (solid line) and the computed square root of the TVS, both calculated with 20 individual spectra. Contours of statistical significance for 1% *and* 5% levels are indicated by dotted *and* dot-dashed lines, respectively. Our calculations account for pixel-to-pixel and spectrum-to-spectrum differences in the noise distribution.

ionization, on the effective mass loss rates and the radius of the stars.

Acknowledgements. We thank Olivier Chesneau for his help in the statistical analysis. S.D. acknowledges a support from GdR 968 "Milieux Circumstellaires".

References

Balick, B., Rodgers, B., Hajian, A., Terzian, Y., Bianchi, L., 1996, AJ, **111**, 834

Fullerton, A.W., Gies, D.R., Bolton, C.T., 1996, ApJ Supp., **103**, 475

Gillet, D., Burnage, R, Kohler, D., Lacroix, D., Adrianzyk, G., Baietto, J.C., Berger, J.P., Goillandeau, M., Guillaume, C., Joly, C., Meunier, J., Rimbaud, G., Vin, A., 1994, A&A Supp, **108**, 181

Grosdidier Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., Chesneau, O., Dimeo, T., 1996a, IAU Symposium 180, Groningen, *in press*

Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A.F.J., 1996b, *in preparation*

Méndez R.H., Herrero, A., Manchado, A., Kudritzki, R.P., 1991, A&A, **252**, 265

Moffat, A.F.J. & Robert, C., 1994, ApJ, **421**, 310

Robert C., 1992, PhD Thesis, Université de Montréal

This article was processed by the author using Springer-Verlag LaTeX A&A style file *L-AA* version 3.

Annexe C

The kinematics of 867 galactic planetary nebulæ

Sophie Durand, Agnès Acker & Albert Zijlstra

À paraître dans «*Astronomy & Astrophysics Supplement Series*», 1998, **132**, 13

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **132**, 13–20 (1998)

The kinematics of 867 galactic planetary nebulae*

S. Durand[1], A. Acker[1], and A. Zijlstra[2]

[1] UMR 7550, Équipe Évolution Galactique, Observatoire de Strasbourg, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France
[2] UMIST, department of Physics, P.O. Box 88, Manchester M60 1QD, UK

Received April 18, 1997; accepted March 24, 1998

Abstract. We present a compilation of radial velocities of 867 galactic planetary nebulae. Almost 900 new measurements are included. Previously published kinematical data are compared with the new high-resolution data to assess their accuracies. One of the largest samples in the literature shows evidence for a systematic velocity offset. We calculate weighted averages between all available data. Of the final values in the catalogue, 90% have accuracies better than 20 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. We use this compilation to derive kinematical parameters of the galactic differential rotation obtained from least-square fitting and to establish the Disk rotation curve; we find no significal trend for the presence of an increasing external rotation curve. We examine also the rotation of the bulge; the derived curve is consistent with a linearly increasing rotation velocity with l: we find $V_{\mathrm{b,r}} = (9.9\pm1.3)l-(6.7\pm8.5)\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. A possible steeper gradient in the innermost region is indicated.

Key words: catalogues — planetary nebulae — Galaxy (the): kinematics of

1. Introduction

Kinematical studies of the stellar populations in the inner parts of the Milky Way have mainly used RGB and AGB stars, observed in strategically chosen low-extinction windows (Morrison et al. 1990; Menzies 1990; Minniti 1994; Izumiura et al. 1995; Sevenster et al. 1997). These stars are both bright and numerous, and their metallicity covers a large range, allowing one to study the correlations between the kinematics and the chemical abundances in the Galaxy (Lewis & Freeman 1989; Ibata & Gilmore 1995). Recently, proper motions for some K giants have become available which provide the first striking signature of the bulge triaxiality (Zhao et al. 1994).

Planetary nebulae (hereafter PNe) trace a closely related stellar population which can also be used for such studies. They originate from intermediate and low initial-mass stars and therefore constitute a relatively old population. The optical spectrum of a PN is dominated by bright emission lines [recombination (H, He, a.o.) and collisionally excited ([OIII], a.o.) lines] allowing highly accurate radial velocity determinations. The observable life time is short, typically a few times 10^4 years. Therefore PNe are not very numerous in the Galaxy: the total population in the Galactic disk is estimated to be around 23 000 with an additional 2 000 in the bulge (Zijlstra & Pottasch 1991); older determinations range between 7 000 and 70 000 (see the compilation in Peimbert 1992) but with large dependencies on adopted distance scales. To date, about 1700 PNe are known in the Galaxy, classified in the Strasbourg-ESO Catalogue (Acker et al. 1992, hereafter SECAT) and its first supplement (Acker et al. 1996).

Although this suggests that PNe are useful tracers of Galactic kinematics, so far few papers have directly studied the kinematics of the PNe population. Schneider et al. (1983a; hereafter STPP83) made a compilation of all known PNe radial velocities at that time, correcting for systematic offsets between different sources. In a follow-up paper, Schneider & Terzian (1983b) derived a rising rotation curve in the outer Galaxy from 252 disk PNe. Kinman et al. (1988; hereafter KFL88) found evidence for bulge rotation from PNe radial velocities.

Since the compilation of STPP83, further radial velocity determinations of PNe have become available. Meatheringham et al. (1988; hereafter MWF88) presented radial and expansion velocities of 64 southern galactic planetary nebulae. In the same year KFL88 published radial velocities of 23 PNe (although with low accuracy), 15 of which were newly discovered. More recently, Kohoutek

Send offprint requests to: S. Durand

* Table 2 is available in electronic form only, via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html

& Pauls (1995) presented well-determined radial velocities for 76 nebulae in the direction of the Galactic centre. Spyromilio (1995) gave accurate velocities for a few non-bulge PNe. Dopita & Hua (1997) measured radial velocities and fluxes of 52 southern PNe. Beaulieu (1996) made a deep and uniform narrow-band Hα imaging survey for PNe in the southern Galactic bulge; she measured radial velocities of 56 newly discovered PNe and also re-determined velocities for 317 previously known PNe. Finally, Zijlstra et al. (1997) presented high-accuracy velocities for 71 Galactic bulge PNe. There is significant overlap between these samples. Combined, there is now a larger and more accurate set of data available especially for the central regions of the Galaxy.

In this paper we present a new, up-to-date and homogeneous compilation of all PNe kinematical data known at the present time. A large number of new and previously unpublished measurements are included. The paper is presented as follows: Sect. 2 presents new radial velocities coming from our recent observations. In Sect. 3 the catalogue is presented, with a brief overview of its main characteristics. Finally, in Sect. 4, a preliminary study of the kinematics of the disk and the bulge is made.

2. New radial velocities

We have measured radial velocities of Galactic PNe in three separate observational programs. These concern 338 different PNe, 93 of which have for the first time a measured radial velocity. Some of these data have been published (Zijlstra et al. 1997); the remainder is presented here. The three programs are:

- **117 high-resolution data** (*ZASW*, in part published in Zijlstra et al. 1997).
  In the context of a study of expansion velocities of galactic bulge PNe and of PNe with [WC]-type nuclei, accurate radial velocities were measured for a sample of 119 PNe (this sample we will designate *ZASW*). The observations were carried out with the ESO 1.4 m CAT telescope with the short camera (CES), and performed in 1993 June, in 1993 July and in 1994 March. Two spectral ranges were selected, one around the [OIII] 5007 line (R = 30 000, 1993 June), the other including Hα and the [NII] red doublet (R = 60 000, 1993 July and 1994 March, see Acker 1993). Two PNe were discovered to belong to the Sagittarius Dwarf galaxy (Zijlstra & Walsh 1996), and therefore are excluded from our Galactic sample. The observations and the radial velocities of 71 bulge PNe (labelled as *(z)* in Table 2 (Col. 3) are presented in Zijlstra et al. 1997). The velocities of the 48 non-bulge PNe obtained from Hα and [NII] (R = 60 000) measurements are given in Table 2 Col. 3 (labelled as *(a)*).
- **130 medium-resolution data** (*ASC*).
  In the framework of chemical abundance determinations of galactic PNe high above the Galactic plane (Cuisinier et al. 1996), observations were conducted from 1993 to 1995 at the ESO 1.52 m telescope using the Boller & Chivens spectrograph and the 2048 × 2048 pixel FA27 CCD CCD. The wavelength range was 3600 – 7400 Å with a spectral resolution $R \simeq 1500$. The entrance aperture was 1.5 × 3.4 arcsec.
- **247 low-resolution data** (*SA*).
  From 1983 to 1991, a spectrophotometric survey of galactic PNe was performed at the ESO 1.52 m telescope equipped with the Boller & Chivens spectrograph (see Acker et al. 1989b; Acker et al. 1992). Until 1987 the IDS detector was used, and afterwards a 512 × 1024 pixel CCD. The wavelength range was 3600 – 7400 Å with a spectral resolution $R \simeq 800$. As the sample included a large number of Galactic bulge PNe, we measured the radial velocities of those 247 PNe despite the low resolution of the spectra.

The *ASC* and *SA* sample showed wavelength-dependent velocity residuals. To remove these, we applied a linear fit to these deviations per observing run (the slope of the fit changed between observing runs). The values on the blue part of the spectra appeared to be of poor quality (probably due to the low sensitivity of the detector) and were removed from the calculations. Each run was calibrated using the available *ZASW* values. Considering the mean dispersions of the spectra, measurements for which the uncertainties exceeded the expected ones were not included in the catalogue.

From the medium-resolution *ASC* data we obtained 130 radial velocities of sufficient quality, with a mean uncertainty of about 20 km s^{-1}. From the *SA* data we obtained 247 acceptable measurements with a mean uncertainty of about 40 km s^{-1}.

The galactic distribution of these 494 new data (including data published in Zijlstra et al. 1997) is displayed in Fig. 1.

3. The catalogue

The catalogue contains:

- 494 new high-, medium- and low-resolution measurements described in Sect. 2.
- 373 nebulae from Beaulieu (1996), 73 from Kohoutek & Pauls (1995), 52 from Dopita & Hua (1997), 3 from Spyromilio (1995) and 5 from Kraan-Korteweg et al. (1996).
- 577 radial velocities published in the SECAT (including STPP83, MWF88 and KFL88 data).

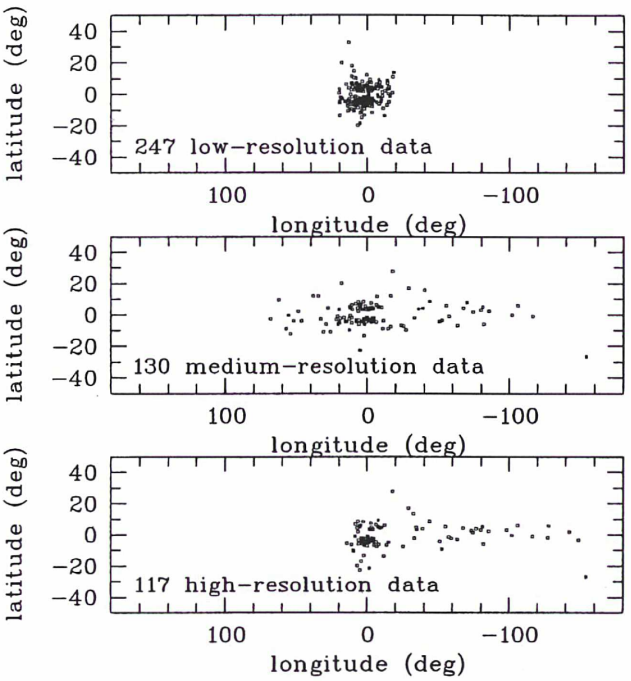


Fig. 1. Galactic positions of the new 494 radial velocities – top: 247 *SA* data; – middle: 130 *ASC* data; – bottom: 117 *ZASW* data

3.1. Uncertainties and systematic deviations of literature data

The literature data originates mostly from a number of individual surveys. In order to test the accuracies of these surveys, we compare the lists with the high-resolution *ZASW* data, for those objects in common.

Figure 2 (right) displays the comparison of the literature data data with the high-resolution *ZASW* data for several surveys. Two individual objects of Dopita & Hua, He 2 – 118 and He 2 – 97, show a very large discrepancy with the *ZASW* values (see Fig. 2, right) and are excluded in the statistics of Table 1. Both have late-type [WC] central stars, and in such objects a velocity shift is sometimes seen between nebular and stellar lines (e.g. Menzies & Wolstencroft 1990; Le Bertre et al. 1989). Two large surveys included in STPP83 (Minkowski 1957 (right panel) and Mayall 1964 (left panel)) show significant scatter. Both are published only as private communications in the catalogue of Perek & Kohoutek (1967) and may originate from a variety of separate measurements.

Table 1 presents the systematic deviations and the scatter for the principal sources. We calculate the significance of the systematic offsets between the samples by applying student's t statistics on the objects in common between *ZASW* and the individual samples. An uncertainty of 2 km s^{-1} is assigned to *ZASW* (Zijlstra et al. 1997). The resulting probabilities are listed in Table 1. The offset is taken to be significant if the probability is less than 0.01. This is the case only for Minkowski (1957). STPP83 added 4 km s^{-1} to all Webster and Kalnajs (1982) velocities based on a comparison with 10 previous measurements. This correction is not confirmed at the required significance level.

Table 1. Systematic deviations of the principal sources of available data compared with the *ZASW* data (n is the number of compared PNe) (offsets stand for $< V_{\rm ZASW} - V_i >$). The probability gives the likelihood that the offset is due to chance, using student's t statistics

Sources	offsets	disp.	n	prob.
AS (1992)	−4.1	39.3	52	0.46
ASC (1995)	−2.7	18.4	55	0.29
Campbell & Moore (1918)	−3.0	4.4	11	0.058
Minkowski (1957)	−16.3	15.0	39	$4.8\,10^{-8}$
Mayall (1964)	−3.0	42.4	23	0.74
Acker (1975)	−6.4	9.6	08	0.1
Webster & Kalnajs (1982)	−2.7	2.9	11	0.02
Kohoutek & Pauls (1995)	+0.8	4.2	07	0.66
Dopita & Hua (1997)	+4.3	8.3	10	0.14
Beaulieu (1996)	+4.1	15.2	50	0.064

The data from Mayall (1964) shows a large scatter which is well approximated by a 1-σ uncertainty of 40 km s^{-1} (Table 1). This is much larger than the 25 km s^{-1} assigned by STPP83. After removing the systematic offset for the Minkowski (1957) data, an uncertainty of 15 km s^{-1} remains (as compared to 11 km s^{-1} assigned in STPP83). The lists by MWF88 and KFL88 are not included in Table 1 as only a few of their objects are common with *ZASW* data. We assign an estimated uncertainty of 15 km s^{-1} for all KFL88's velocities, based on the resolution of their spectra which is similar to Beaulieu's data. KFL suggest themselves an uncertainty of 8 km s^{-1}.

3.2. The catalogue

Following the discussion above, we correct the sample of Minkowski (1957) for a systematic offset of −16.3 km s^{-1}. The offsets for other samples are not considered significant. For each PN the average value of its radial velocity is now obtained by weighting each existing velocity by the inverse of the square of its associated error, thus giving low weight to the poorest data:

$$\bar{V} = \left[\sum_i \bar{V}_i/Err_i^2\right] \Big/ \left[\sum_i 1/Err_i^2\right]. \quad (1)$$

For the mean total error, we choose as the best estimate the larger of the two quantities:

$$Err = \left[\sum_i 1/Err_i^2\right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

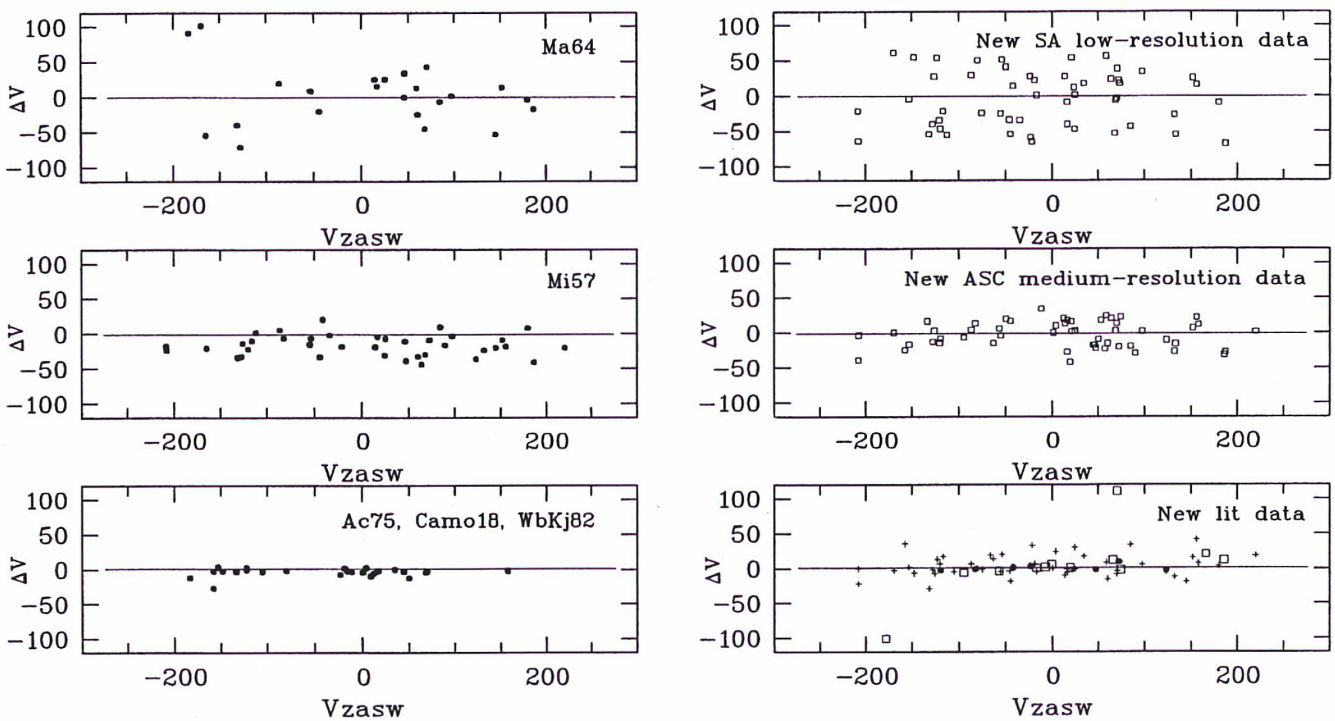


Fig. 2. Left: Comparison of the five principal sources of STPP83 with the high-dispersion *ZASW* data (ΔV stands for ($V_{\rm ZASW} - V_i$)); the literature data are globally overestimated and present various uncertainties depending from their authors. Right: Comparison of recent data with the *ZASW* data (ΔV stands for ($V_{\rm ZASW} - V_i$)); in New lit data: open squares are DH97, crosses are SB96 and circles are KP95 data

and

$$Err_{\rm rel}=\left[\sum_i(\bar{V}_i-\bar{V})/Err_i^2\right]\Big/\left[(P-1)\sum_i 1/Err_i^2\right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

The catalogue is presented in Table 2 as follows:
Column 1: the standard PNG numbers as adopted in the SECAT.
Column 2: usual name of the PN.
Column 3: new high-resolution ZASW velocities.
Column 4: new medium-resolution ASC velocities.
Column 5: new low-resolution SA velocities.
Column 6: literature data published after 1992 with references.
Column 7: literature data from the SECAT (some are corrected from offsets seen in Table 1) with references.
Column 8: adopted radial velocities with their uncertainties.

4. A kinematical overview of the catalogue

4.1. Galactic distribution

Figure 3 (top) displays the 867 radial velocities versus galactic longitude; most PNe are located in the direction of the galactic Centre and characterized by highly elongated orbits. According to their galactic positions (see middle panel of Fig. 3), most PNe are concentrated towards the galactic disk, and a few PNe may belong to a halo population. Only BoBn 1, a very old and metal-deficient halo star (108.4−76.1, see top of Fig. 3) exhibits a completely atypical motion. Additional measurements of its velocity (the only one available was made in 1977 by Boesharr & Bond) would be desirable in order to definitively confirm this value.

Figure 3 (bottom) displays the distribution in longitude of the 867 PNe according to their velocity uncertainties: about 90% of the sample have velocity errors better than 20 km s^{-1}. The largest uncertainties tend to be found among the bulge PNe.

The extrema of the radial velocities towards the galactic Centre have decreased since STPP83 paper: for example, the value of 241.0 ± 11.0 km s^{-1} of M1−37 (2.6 − 3.4) in STPP83 now becomes 220.5 ± 0.9 km s^{-1}, and that of M4−6 (358.6 + 1.8) has gone from -292.0 ± 11.0 km s^{-1} to -268.1 ± 5.5 km s^{-1}.

4.2. The kinematics of disk PNe

The use of PNe for establishing the Disk rotation curve is hampered by the large uncertainty of the distances.

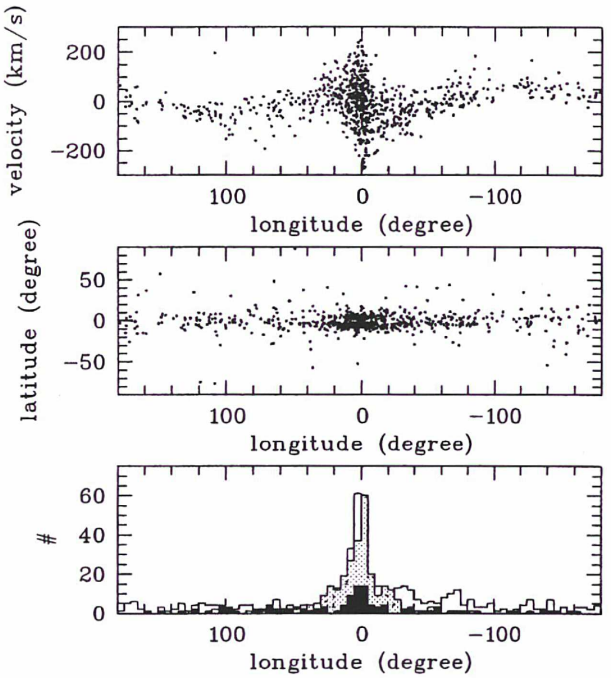


Fig. 3. Top: heliocentric radial velocities of the 867 PNe versus their galactic longitude. Middle: galactic positions of the 867 PNe of the present catalogue. Bottom: distribution in longitude of the 867 PNe according to their velocity uncertainties. White represents an error of < 10 km s^{-1} (482 PNe), grey $10 \leq$ error < 20 km s^{-1} (281 PNe), and black an error of ≥ 20 km s^{-1} (104 PNe)

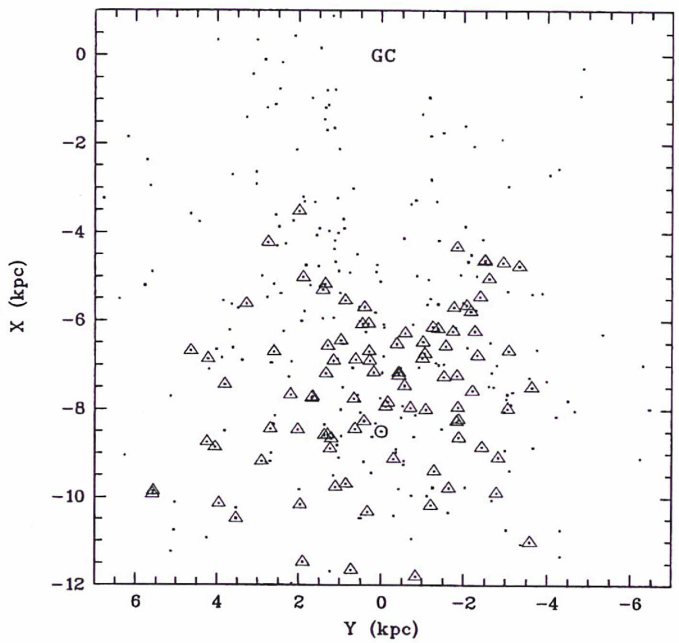


Fig. 4. Galactic distribution of the 96 disk PNe projected on the XY plane; the positions of the sun (−8.5,0) and of the galactic center (0,0) are indicated

In our study we use the statistical distance scale of Zhang (1995), which is an average of two distance scales: one is based on the correlation between the ionized mass and the radius, the other on the correlation between the radio continuum surface-brightness temperature and the nebular radius. The intrinsic uncertainty in this scale (not counting possible systematic effects) is not known but is likely to be in excess of 30% (1 sigma) for each object, from comparison with van de Steene & Zijlstra (1994, 1995). These large uncertainties will tend to smooth out structure in the rotation curve and may also introduce systematic effects (Zijlstra & Pottasch 1991).

We selected from our sample 100 PNe located at $|l| > 7°$ (in order to avoid contamination by bulge objects) and < 200 pc above the galactic plane (in order to select objects with near-circular orbits). 4 PNe with residual velocities larger than 100 km s^{-1} were considered interlopers and removed from the sample. Figure 4 displays the galactic distribution of the 96 PNe projected onto the galactic plane (triangles) superimposed on all other PNe with estimated distances in the same region. Our sample seems to abruptly end at $R_{gc} = 5$ kpc which could be due to a local spiral arm (see for instance Georgelin & Georgelin 1976, for a description of the galactic spiral structure from HII regions data). Extinction by dusty molecular clouds in such an arm could hide farther PNe from sight.

4.2.1. The local galactic rotation

Consider a star on a purely circular orbit at galactocentric radius R: its heliocentric radial velocity can be expressed by the well-known formula:

$$\begin{aligned} V_r^{mod} &= -u_\odot \cos l \cos b - v_\odot \sin l \cos b - w_\odot \sin b \\ &- 2\,A\,(R - R_\odot) \sin l \cos b \\ &+ (\frac{A_2}{2}(R - R_\odot)^2) \sin l \cos b \\ &+ K \end{aligned} \quad (4)$$

where:

- $u_\odot$, $v_\odot$ and $w_\odot$ are the components of the solar motion with respect to the local standard of rest, respectively in the radial, azimuthal and vertical directions ($u_\odot$ is taken to be positive toward the galactic center). As our stellar sample is restricted to low vertical heights we will not be able to constrain $w_\odot$; instead we fix its value to the standard one (7.3 km s^{-1}).
- The second row of the equation expresses the differential galactic rotation to first order; A is the Oort constant.
- In the third row A_2 is the second order coefficient of the derivative of the rotation speed with respect to R. This expansion to second order in $(R - R_\odot)$ allows us to use the kinematics of stars located further from the Sun.

Table 3. Kinematical parameters obtained from least-square fitting of Eq. (4)

$u_\odot$	16.0 ± 4.8 (km s^{-1})
$v_\odot$	24.8 ± 3.8 (km s^{-1})
$R_\odot$	8.7 ± 2.1 (kpc)
A	14.4 ± 1.7 (km s^{-1} kpc^{-1})
A_2	13.0 ± 0.9 (km s^{-1} kpc^{-2})
K	5.1 ± 2.8 (km s^{-1})

- The last row gives the expression of the K-term of local galactic expansion.

We fit the above formula by minimizing:

$$\chi^2 = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left(\frac{v_r^{\mathrm{obs}_i} - v_r^{\mathrm{mod}_i}}{\Delta v_r^i}\right)^2} \quad (5)$$

with N the total number of stars in the sample and Δv_r^i the uncertainty assigned to the radial velocity of the ith star.

Table 3 presents results obtained from a straightforward least-square fitting of Eq. (4).
We apply our fitting procedure by testing also various cases, as for example the non-inclusion of the A_2 term: it seems necessary to include it in the fitting procedure since without it the fits converge to unphysical values. The value of the A_2 term is largest than for other determinations (see for example Pont et al. 1994, using Cepheids data); this could be explained by the great uncertainties on PNe distances.

$u_\odot$ and $v_\odot$ appear different from the "standard" values (which are equal to 10.4 and 14.8 km s^{-1} respectively). A high value of $v_\odot$ is usually associated with evolved populations: it is related to the asymmetric drift which becomes more important with late-type stars (see Fig. 6 in Jahreiss & Wielen). The mean value of the asymmetric drift of our 96 PNe sample is about 10 km s^{-1} in our model, but with low confidence. The high value of the $u_\odot$ parameter may point to the existence of an *outward* motion of the local standard of rest as already proposed for example by Blitz & Spergel (1991).

The value of the K-term is consistent with zero given the uncertainties inherent in a multi-parameter fit. A non-zero value would be related to imperfections in the data (e.g. a systematic velocity offset or a bias) or imperfections in the rotation curve (e.g. the existence of residual non-axisymmetrical motions). Given the uncertainty, there is no conclusive evidence for a non-zero value.

4.2.2. The disk rotation curve

In order to test the galactic rotation curve as function of galactocentric distance of PNe, we first calculate the PNe galactic-standard-of-rest velocities using the formula:

$$V_{\mathrm{rot}} = \left(\Theta_\odot + \frac{V_{\mathrm{lsr}}}{\sin l \, \cos b}\right) \frac{R_{\mathrm{p}}}{R_\odot} \quad (6)$$

where V_{lsr} is calculated from the above galactic rotation model, and $\Theta_\odot = R_\odot (A - B) = 8.7\,(14.4 + 12.4) = 233$ km s^{-1}.

In Fig. 5 we display the galactic distribution of the 96 disk PNe and the rotation velocities versus Galactocentric distance. The distance is normalized to the Solar galactocentric distance $R_\odot = 8.7$ kpc. In the bottom panel of the same figure we display the binned galactic rotation curve as provided by our PNe sample. Some authors (Amaral et al. 1996; Maciel & Dutra 1992) have found evidence for large-scale features in their rotation curve, in particular a broad maximum near $R = 6$ kpc (corresponding here to $R/R_\odot = 0.75$) and a local decrease. Despite the insufficient number of objects and the (likely) smoothing due to the uncertainties in the individual distances, our curve recovers the same behaviour, but with a lower amplitude. Those features have also been detected in CO and HI data (Clemens 1985). There is also a slight indication of lower velocities around 11 kpc.

The 2 isolated points located at $R_{\mathrm{gc}} = 12.05$ and 12.65 kpc may give the appearance of an increasing outer rotation curve, but their presence cannot be in any way conclusive.

4.3. The rotation of the bulge

Various tracer populations have been used to constrain the structure and kinematics of the galactic bulge (Frogel et al. 1990; Minniti et al. 1992; Whitelock & Catchpole 1992; Beaulieu 1996). These studies gave rather similar results (see also a brief review in Menzies 1990): the rotation curve increases quasi-linearly with l, with a mean slope of about $10 - 15$ km s^{-1} l^{-1} but possibly somewhat steeper near the center. Velocity dispersions are typically $70 - 120$ km s^{-1}. A general trend is shown for the metal-rich populations to rotate a little faster than metal-poor ones; the velocity dispersion of the stars tends to decrease away from the Galactic Center.

KFL88 analysed a sample of 147 PNe ranged between $|l| < 10$ and $|b| < 5.5$ and found indications for the rotation of the bulge: they fitted a linear equation in (l, V_c) and found the relation $V_c = (12.0 \pm 1.9)l - (13.6 \pm 8.6)$ km s^{-1}. They point out that due to projection effects the observed slope should be considered as lower limit.

To compare with Kinman et al. (1988), we relax our selection criteria for bulge membership: $|l| < 10.0$ degree and $|b| < 7.0$ degree; rejecting PNe with optical angular diameter > 20 arcsec and/or radio flux $F_{6\,\mathrm{cm}} > 100$ mJy (e.g. Acker & Pottasch 1989a). This sample contains 279

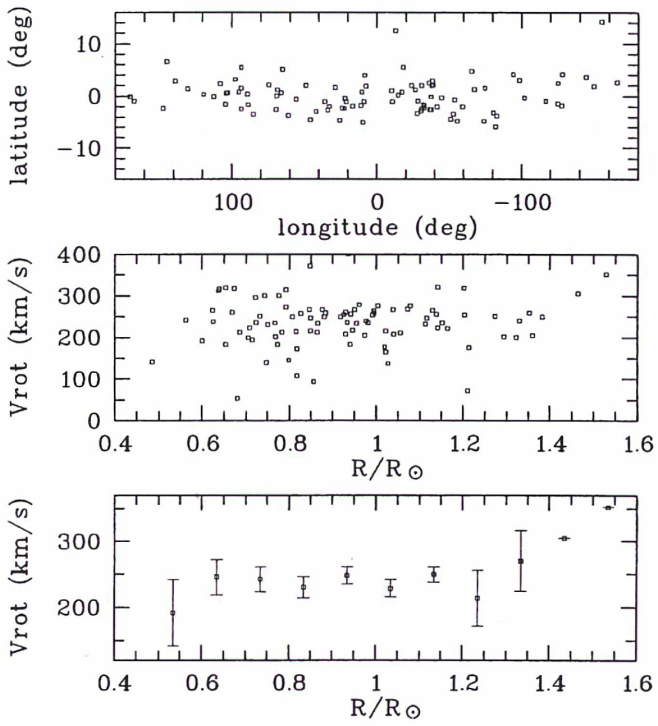


Fig. 5. Top: galactic distribution of the 96 disk PNe at $|z| < 200$ pc. Middle: galactic longitude versus rotation velocity. Bottom: bin and linear fit of the middle graph. The data are averaged in 0.1 bins. The error bars include only the standard error of the mean in each bin

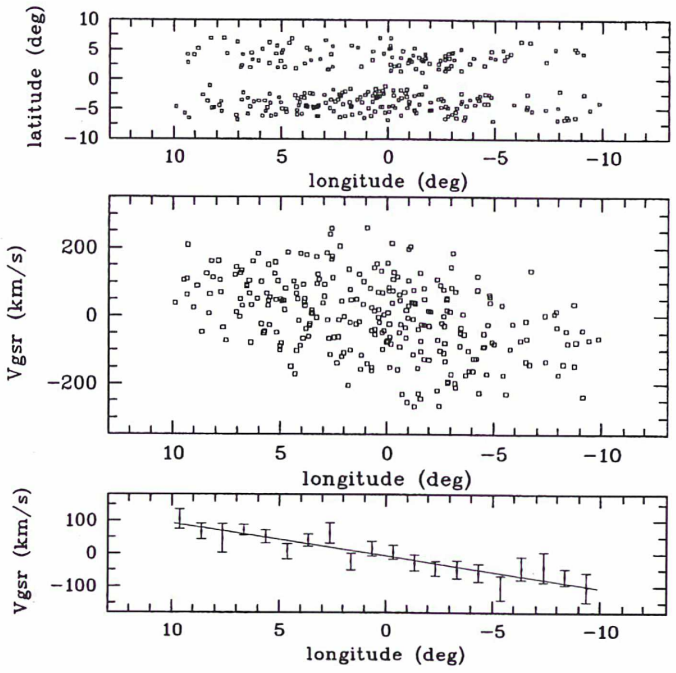


Fig. 6. Top: galactic distribution of 279 bulge PNe. The effects of the absorption in the galactic plane are evident. Middle: galactic longitude versus galactocentric velocity. Bottom: bin and linear fit of the middle graph. The data are averaged in bins of one degree of longitude. The error bars include only the standard error of the mean in each bin

PNe. Figure 6 displays the galactic distribution of this PNe sample; the incompleteness is evident in the galactic plane (top panel). The middle panel shows the galactic-standard-of-rest velocities versus the longitude, and the bottom panel shows the same data in one-degree bins, with error bars representing only standard errors of the mean. The linear fit shown in the bottom of Fig. 6 has a slope of (9.9 ± 1.3) km s^{-1}. The zero longitude offset is -6.7 km s^{-1}. All these results are in good agreement with KFL88.

Table 5 compares values for the bulge rotation derived from different samples. The first three lines show the results from the restricted criterion for bulge membership, using different limits for the Galactocentric distances and only velocities better than 20 km s^{-1}. The fourth line shows the result from the relaxed criterion mentioned above. In all cases there is good evidence for the rotation of the bulge. The gradient b may increase very close to the Centre but the uncertainties are much larger for this smaller samples. Interestingly, the relaxed sample gives essentially the same result. The offset at zero longitude (a) is within the uncertainties zero.

The last rows of Table 5 shows for comparison previous determinations. The values are in general consistent, although the location of the tracer populations are not identical. The planetary nebulae probably provide the best coverage close to the Centre, whereas the AGB stars give better coverage at high latitudes.

5. Conclusion

We have presented in this paper an up-to-date compilation of all known galactic PNe radial velocities. After averaging all available data, 90% of the kinematics data of the 867 PNe of the catalogue have accuracies better than 20 km s^{-1}. We evaluated the kinematical parameters of the PNe differential galactic rotation by a least-square method and established the rotation curve of the Galaxy for $3.2 < R < 12.8$ kpc. We found no significal trend for an increasing in the external rotation curve. The rotation of the bulge is found to be (9.9 ± 1.3) km s^{-1} deg^{-1}.

Acknowledgements. We are deeply indebted to Bjorn Stenholm for his participation in some of the observations. It's a great pleasure to thank Sylvie Beaulieu for generously providing us her bulge velocities before their publication. We also thank François Cuisinier for making some of his data available to us.

Table 5. bulge rotation fitted by $a + bl$ km s^{-1}

Sample of PNe	Number of stars	a (km s^{-1})	b (km s^{-1} deg^{-1})	σ (km s^{-1})
$D_{gc} < 3$ kpc	87	-9.7 ± 11.7	10.2 ± 2.0	108 ± 12
$D_{gc} < 2$ kpc	60	-18.5 ± 14.6	12.2 ± 3.3	113 ± 15
$D_{gc} < 1$ kpc	22	9.4 ± 27.5	32.5 ± 12.0	129 ± 28
full sample	279	-6.7 ± 8.5	9.9 ± 1.3	100
Other populations:				
K-giants ($(l, b) = (8°, 7°)$) (Ref. 1)	196		8.3 ± 0.6	71.9 ± 3.6
SiO stars ($b = 7°$) (Ref. 2)	134	-17.7 ± 7.6	10.8 ± 1.2	82.4
Miras ($\|l\| < 5°$) (Ref. 3)	25	7.4 ± 18	22.6 ± 8	90.5 ± 13
Miras ($\|l\| < 15°$, $7° < \|b\| < 8°$) (Ref. 4)	26	-8.2 ± 15.7	9.8 ± 1.9	76 ± 11

Ref. 1: Minniti 1996; 2: Izumiura et al. 1995; 3: Catchpole 1990; 4: Menzies 1990.

References

Acker A., 1975, A&A 40, 415
Acker A., Pottasch S.R., 1989a, A&A 221, 123
Acker A., Jasniewicz G., Köppen J., Stenholm B., 1989b, A&AS 80, 201
Acker A., Ochsenbein F., Stenholm B., Tylenda R., Marcout J., Schon C., 1992, Strasbourg-ESO catalogue of galactic planetary nebulae, ESO (**SECAT**)
Acker A., Marcout J., Ochsenbein F., et al., 1996, First Supplement to the Strasbourg-ESO catalogue of Galactic Planetary Nebulae, published by the Observatoire de Strasbourg
Amaral L., Ortiz R., Lépine J., Maciel W., 1996, MNRAS 281, 347
Beaulieu S., 1996, Thesis, Australian National University
Blitz L., Spergel D., 1991, ApJ 370, 205
Boeshaar G., Bond H., 1977, ApJ 213, 421
Campbell W.W., Moore J.H., 1918, Publ. Lick Observatory 13, 75
Catchpole M., 1990, ESO/CTIO Workshop on Bulges of Galaxies, p. 111
Clemens D., 1985, ApJ 295, 422
Cuisinier F., Acker A., Köppen J., 1996, A&A 307, 215
Dopita M.A., Hua C.T., 1997, ApJS 108, 515
Frogel J., Terndrup D., Blanco V., Whitford A., 1990, ApJ 353, 494
Georgelin Y., Georgelin P., 1976, A&A 49, 57
Honma M., Sofue Y., 1996, PASJ 48, 103
Ibata R., Gilmore G., 1995, MNRAS 275, 605
Izumiura H., Deguchi S., Hashimoto O., et al., 1995, ApJ 453, 837
Jahreiss H., Wielen R., 1983, in the IAU Coll. 76 Nearby stars and stellar luminosity functions, p. 277
Kinman T.D., Feast M.W., Lasker B.M., 1988, AJ 95, 804 (**KFL88**)
Kohoutek L., Pauls R., 1995, A&AS 111, 493
Kraan-Korteweg R., Fairall A., Woudt P., van de Steene G.C., 1996, A&A 315, 549
Lewis J., Freeman K., 1989, AJ 97, 139
Le Bertre T., Epchtein N., Gouiffes C., Heydari-Malayeri M., Perrier C., 1989, A&A 225, 417
Maciel W., Dutra C., 1992, A&A 262, 271
Mayall N.U., 1964 (priv. comm. in: Perek & Kohoutek 1967)
Meatheringham S., Wood P., Faulkner D., 1988, ApJ 334, 862 (**MWF88**)
Menzies J., 1990, ESO/CTIO Workshop on Bulges of Galaxies, p. 115
Menzies J.W., Wolstencroft R.D., 1990, MNRAS 247, 177
Minkowski D.K., 1957 (priv. comm. in: Perek & Kohoutek 1967)
Minniti D., White S., Olszewski E., Hill J., 1992, ApJ 393, L47
Minniti D., 1994, PASP 106, 813
Minniti D., 1996, ApJ 459, 579
Morrison H., Flynn C., Freeman K., 1990, AJ 100 (4), 1191
Peimbert M., 1992, in: Planetary Nebulae, IAU Symp. 180, Weinberger R. and Acker A. (eds.). Kluwer, Dordrecht, p. 523
Perek L., Kohoutek L., 1967, catalogue of galactic planetary nebulae, Czechoslovak Institute of Science, Prague
Pont F., Mayor M., Burki G., 1994, A&A 285, 415
Schneider S.E., Terzian Y., Purgathofer A., Perinotto M., 1983a, ApJS 52, 399 (**STPP83**)
Schneider S.E., Terzian Y., 1983b, ApJ 274, L61
Sevenster M.N., Chapman J.M., Habing H.J., Killeen N.E.B., Lindquist M., 1997, A&AS 122, 79
Spyromilio J., 1995, MNRAS 277, L59
van de Steene G.C., Zijlstra A.A., 1994, A&AS 108, 485
van de Steene G.C., Zijlstra A.A., 1995, A&A 293, 541
Webster B.L., Kalnajs A., 1982 (priv. comm. in Schneider et al. 1983a)
Whitelock P., Catchpole R., 1992, in: The center, Bulge, and Disk of the Milky Way, L. Blitz (ed.). Kluwer Academic Publishers, p. 103
Zhang C., 1995, ApJS 98, 659
Zhao H., Spergel D., Rich M., 1994, AJ 108, 2154
Zijlstra A.A., Pottasch S.R., 1991, A&A 243, 478
Zijlstra A.A., Walsh J., 1996, A&A 312, L21
Zijlstra A.A., Acker A., Walsh J., 1997, A&AS 125, 289

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
000.0−06.8	H 1-62				-86.0 15.0 *(9)*	-84.0 5.0 *(5)*	-86.6 4.7
000.1+17.2	PC 12					-44.0 11.0 *(2)* -60.3 15.0	-60.3 15.0
000.1+04.3	H 1-16		92.0 20.0	13.0 40.0		54.0 5.0 *(5)*	55.6 7.3
000.1−01.1	M 3-43				-8.5 4.9 *(8)*	20.0 11.0 *(2)* 3.7 15.0	-7.3 4.7
000.1−02.3	Bl 3-10			-109.0 40.0			-109.0 40.0
000.1−05.6	H 2-40				-53.3 3.9 *(8)* -70.0 15.0 *(9)*		-54.3 4.1
000.1−08.0	SB1				-54.0 15.0 *(9)*		-54.0 15.0
000.2−01.9	M 2-19		-61.0 20.0			-45.0 11.0 *(2)* -61.3 15.0	-61.2 12.0
000.2−04.6	Wray16-363			153.0 40.0	117.0 15.0 *(9)*		121.4 14.0
000.3+12.2	IC 4634			-17.0 40.0	-36.0 15.0 *(9)*	-33.1 4.8 *(1,4)*	-36.3 2.3
000.3+06.9	Trz 41				9.0 15.0 *(9)*	-46.0 60.0 *(*)*	5.8 14.6
000.3−02.8	M 3-47					-16.0 5.0 *(5)*	-16.0 5.0
000.3−04.6	M 2-28			-25.0 40.0	-29.0 15.0 *(9)*	-17.0 11.0 *(2)* -33.0 15.0	-29.9 8.7
000.4−01.9	M 2-20					75.0 11.0 *(2)* 58.7 15.0	58.7 15.0
000.4−02.9	M 3-19					158.0 11.0 *(2)* 141.7 15.0	141.7 15.0
000.5−01.6	Al 2-Q					-67.0 15.0 *(6)*	-67.0 15.0
000.5−03.1	KFL 1			-66.0 40.0		-51.0 15.0 *(6)*	-52.8 14.0
000.6−02.3	H 2-32					145.0 11.0 *(2)* 128.7 15.0	128.7 15.0
000.6−05.3	SB2				3.0 15.0 *(9)*		3.0 15.0
000.7+04.7	H 2-11			21.0 40.0	7.6 4.3 *(8)* 40.0 15.0 *(9)*		10.2 6.1
000.7+03.2	He 2-250		-169.0 20.0		-172.1 4.2 *(8)*	-200.0 11.0 *(2)* -216.3 15.0	-175.1 8.0
000.7−02.7	M 2-21	-164.7 2.0 *(z)*				-138.5 12.5 *(2,3)* -154.1 16.5	-164.5 2.0
000.7−03.7	M 3-22			-51.0 40.0	-77.0 15.0 *(9)*	-54.0 5.0 *(5)*	-56.2 4.9
000.7−06.1	SB3				68.0 15.0 *(9)*		68.0 15.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
000.7−07.4	M 2-35						20.0	40.0	-30.0	15.0	(9)	-21.0 -37.3	11.0 15.0	(2)	-30.1	10.2
000.8−07.6	H 2-46						154.0	40.0	33.0	15.0	(9)				47.9	39.8
000.9−02.0	Bl 3-13						240.0	40.0				270.0	80.0	(*)	246.0	35.8
000.9−04.8	M 3-23	-152.9	0.8	(z)	-136.0	20.0	-149.0	40.0	-155.0	15.0	(9)	-156.0	5.0	(5)	-153.0	0.8
001.0−02.6	Sa 3-104						87.0	40.0							87.0	40.0
001.1−06.4	SB4								21.0	15.0	(9)				21.0	15.0
001.2+02.1	He 2-262								-172.7	3.9	(8)	-172.0	5.0	(5)	-172.4	3.1
001.2−03.0	H 1-47				86.0	20.0						109.2	4.3	(2,S)	107.5	3.1
001.2−03.9	ShWi 2-5								-133.4 -92.0	4.1 15.0	(8) (9)	-117.0	15.0		-129.6	7.6
001.3−05.6	SB5								-31.0	15.0	(9)				-31.0	15.0
001.4+05.3	H 1-15				89.0	20.0	-16.0	40.0	29.3 42.0	3.7 15.0	(8) (9)	36.0	5.0	(5)	33.0	4.8
001.4−03.4	ShWi 1								-39.3 -40.0	6.7 15.0	(8) (9)				-39.4	6.1
001.5−06.7	SwSt 1	-16.1	2.0	(z)			-17.0	40.0	-12.0	15.0	(9)	-18.6	2.6	(4,S)	-17.0	1.6
001.6−05.9	SB6								31.0	15.0	(9)				31.0	15.0
001.7+05.7	H 1-14						97.0	40.0	61.7 40.0	4.1 15.0	(8) (9)	34.0 34.0	25.0 40.0	(3)	60.3	4.1
001.7−01.6	H 2-31						120.0	40.0							120.0	40.0
001.7−04.4	H 1-55								-3.0	15.0	(9)	-52.0 -68.3	11.0 15.0	(2)	-35.6	32.6
001.7−04.6	H 1-56	-116.3	2.0	(z)			-95.0	40.0	-134.0	15.0	(9)	-106.0 -122.3	11.0 15.0	(2)	-116.6	2.0
001.8−03.8	ShWi 7								-222.0	15.0	(9)				-222.0	15.0
002.0−02.0	H 1-45						-68.0	40.0				4.0 -12.3	11.0 15.0	(2)	-19.2	18.3
002.0−06.2	M 2-33	-126.0	2.0	(z)	-129.0	20.0	-154.0	40.0	-119.0	15.0	(9)	-112.0 -128.3	11.0 15.0	(2)	-126.0	2.0
002.0−13.4	IC 4776	16.8	2.0	(z)	-1.0	20.0	57.0	40.0	22.0	15.0	(9)	18.9	0.7	(1,5,S)	16.3	0.6
002.1−02.2	M 3-20	24.1	2.0	(z)			12.0	40.0				55.0 38.7	11.0 15.0	(2)	24.3	2.0
002.1−04.2	H 1-54						-77.0	40.0	-151.0	15.0	(9)	-116.0 -132.3	11.0 15.0	(2)	-137.4	13.0
002.2−02.5	KFL 2						67.0	40.0				-101.0	15.0	(6)	-80.3	55.2
002.2−02.7	M 2-23	186.7	0.2	(z)	214.0	20.0	255.0	40.0				224.1 219.6	10.1 14.0	(2,3)	186.7	0.3
002.2−06.3	H 1-63						-69.0	40.0	-36.0	15.0	(9)	-1.0 -17.3	11.0 15.0	(2)	-29.4	10.3

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
002.2−09.4	Cn 1-5						-17.5	40.0	-44.0	15.0	*(9)*	-29.7	4.0	*(3,4,S)*	-30.9	3.9
002.3−03.4	H 2-37						-148.0	40.0	-158.0	15.0	*(9)*				-156.8	14.0
002.3−07.8	M 2-41						0.0	40.0	-22.0	15.0	*(9)*	-82.0 -82.0	25.0 40.0	*(3)*	-26.2	14.7
002.4+05.8	NGC 6369						-96.0	40.0	-100.6 -104.0	2.9 15.0	*(8)* *(9)*	-109.0	4.1	*(1,4,7)*	-100.9	1.6
002.4−03.7	M 1-38				-62.0	20.0	-75.0	40.0	-92.0	15.0	*(9)*	-70.0 -86.3	11.0 15.0	*(2)*	-82.8	9.1
002.5−01.7	Pe 2-11						155.0	40.0							155.0	40.0
002.5−05.4	KFL 14						15.0	40.0	90.0	15.0	*(9)*	107.0	15.0	*(6)*	93.0	15.7
002.6+08.1	H 1-11	4.3	0.6	*(az)*	-6.0	20.0			-20.0	15.0	*(9)*	2.0 2.0	25.0 40.0	*(3)*	4.3	0.6
002.6+05.5	K 5-3								144.9	7.1	*(8)*				144.9	7.1
002.6+04.2	Th 3-27								-132.7 -174.0	3.9 15.0	*(8)* *(9)*				-135.3	10.1
002.6+02.1	K 5-13								237.2	6.8	*(8)*				237.2	6.8
002.6−03.4	M 1-37	220.5	0.9	*(az)*	219.0	20.0			202.0	15.0	*(9)*	241.0 224.7	11.0 15.0	*(2)*	220.5	0.9
002.7−04.8	M 1-42	-86.5	0.2	*(az)*	-91.0	20.0	-116.0	40.0	-93.0	15.0	*(9)*	-92.2 -92.7	2.9 2.9	*(2,3,7)*	-86.5	0.2
002.7−52.4	IC 5148-50											-26.2	3.6	*(4,7)*	-26.2	3.6
002.8+01.8	K 5-16								-32.6	3.8	*(8)*				-32.6	3.8
002.8+01.7	H 2-20						114.0	40.0	165.6	7.0	*(8)*				164.1	8.8
002.9+06.5	PM 1-149								70.0	15.0	*(9)*				70.0	15.0
002.9−03.9	H 2-39						62.0	40.0	33.0	15.0	*(9)*				36.6	14.0
003.0−02.6	KFL 4											17.0	15.0	*(6)*	17.0	15.0
003.1+03.4	H 2-17				122.0	20.0	24.0	40.0	83.2 80.0	4.8 15.0	*(8)* *(9)*	87.0	5.0	*(*)*	85.4	4.1
003.1+02.9	Hb 4						-49.0	40.0	-58.1	3.1	*(8)*	-62.6	3.6	*(*)*	-60.0	1.5
003.2−04.4	KFL 12								77.0	15.0	*(9)*	124.0	15.0	*(6)*	100.5	23.5
003.2−06.2	M 2-36	73.0	2.0	*(z)*			55.0	40.0	64.0	15.0	*(9)*	100.4 85.6	10.1 14.0	*(2,3)*	73.0	2.0
003.3−04.6	Ap 1-12						83.0	40.0	157.0	15.0	*(9)*	152.0	5.0	*(5)*	151.1	5.8
003.3−06.1	SB7								-27.0	15.0	*(9)*				-27.0	15.0
003.3−07.5	KFL 19						69.0	40.0	59.0	15.0	*(9)*	32.0	15.0	*(6)*	47.0	10.2
003.4−04.8	H 2-43								120.0	15.0	*(9)*	-21.0	3.0	*(S)*	-15.6	27.1

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	LITERATURE Rad.Vel. 1995/97	SECAT	ADOPTED VALUE
003.5−02.4	IC 4673					-15.0 2.0 *(2,3,7)* 15.3 2.0	-15.3 2.0
003.5−04.6	NGC 6565			-24.0 40.0	-3.0 15.0 *(9)*	-4.1 1.6 *(1,7,S)*	-5.9 1.6
003.6+04.9	PM 1-159				-85.5 4.2 *(8)*		-85.5 4.2
003.6+03.1	M 2-14		-76.0 20.0	-26.0 40.0	-46.8 4.4 *(8)*	-35.0 11.0 *(2)* -51.3 15.0	-48.2 3.7
003.6−02.3	M 2-26			-108.0 40.0		-52.0 5.0 *(5)*	-52.9 6.9
003.7+07.9	H 2-8			-78.0 40.0	41.0 15.0 *(9)*		26.3 39.1
003.7−04.6	M 2-30	155.8 2.0 *(z)*	134.0 20.0	140.0 40.0	115.0 15.0 *(9)*	174.0 11.0 *(2)* 157.7 15.0	154.9 2.9
003.8+05.3	H 2-15			-98.0 40.0	-63.8 4.2 *(8)* -88.0 15.0 *(9)*	-59.0 5.0 *(5)*	-63.2 3.7
003.8−04.3	H 1-59			7.0 40.0			7.0 40.0
003.8−04.5	H 2-41			20.0 40.0	26.4 4.4 *(8)*		26.3 4.4
003.8−17.1	Hb 8	-183.2 2.0 *(z)*				-172.1 7.7 *(3,4)* -171.7 4.9	180.5 3.0
003.9+02.6	IRAS 1741 4-2412				14.3 4.3 *(8)*		14.3 4.3
003.9−02.3	M 1-35	67.8 1.6 *(az)*		121.0 40.0		82.0 11.0 *(2)* 65.7 15.0	67.9 1.6
003.9−03.1	KFL 7					-91.0 15.0 *(6)*	-91.0 15.0
003.9−14.9	Hb 7			-65.0 40.0	-65.0 15.0 *(9)*	-65.4 4.8 *(4,S)*	-65.3 2.6
004.0−03.0	M 2-29	-112.0 2.0 *(z)*		-57.0 40.0		-114.0 11.0 *(2)* -130.3 15.0	-112.2 2.6
004.0−05.8	Pe 1-12			125.0 40.0	159.7 4.6 *(8)* 159.0 15.0 *(9)*		159.2 4.4
004.0−11.1	M 3-29			47.0 40.0	39.0 15.0 *(9)*	50.3 5.4 *(3,4)* 50.7 5.4	49.3 2.4
004.1−03.8	KFL 11			121.0 40.0	-38.0 15.0 *(9)*	-63.0 15.0 *(6)*	-39.2 31.2
004.2−03.2	KFL 10			-179.0 40.0		-121.0 15.0 *(6)*	-128.2 19.1
004.2−04.3	H 1-60	24.8 2.0 *(z)*	22.0 20.0	72.0 40.0	-5.0 15.0 *(9)*		24.4 8.6
004.2−05.2	SB8				40.0 15.0 *(9)*		40.0 15.0
004.2−05.9	M 2-37			81.0 40.0	75.0 15.0 *(9)*	57.0 5.0 *(5)*	59.1 4.7
004.3+01.8	H 2-24				-198.2 4.1 *(8)*		-198.2 4.1
004.3−02.6	H 1-53					75.0 5.0 *(5)*	75.0 5.0
004.5+06.8	H 2-12		-171.0 20.0		-180.0 15.0 *(9)*		-176.8 12.0
004.6+06.0	H 1-24	158.2 1.1 *(a)*	146.0 20.0		151.0 15.0 *(9)*	160.0 5.0 *(5)*	158.1 1.1

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.						ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW		Medium resolution ASC		Low resolution SA		1995/97			SECAT				
004.6−09.9	SB9							-22.0	15.0	*(9)*				-22.0	15.0
004.7−05.5	SB10							54.0	15.0	*(9)*				54.0	15.0
004.7−11.8	He 2-418					69.0	40.0	115.0	15.0	*(9)*				109.3	15.1
004.8+02.0	H 2-25					-65.0	40.0	17.0	4.0	*(8)*				16.2	8.1
004.8−05.0	M 3-26							5.0	15.0	*(9)*	-9.8 -22.7	13.3 14.0	*(2,3)*	-9.8	10.3
004.9+04.9	M 1-25	14.1	2.0	*(z)*	0.0	20.0	-14.0	40.0	24.0	15.0	*(9)*	25.9 13.3	16.2 14.0	*(2,3)*	14.1	2.0
004.9−04.9	M 1-44						-229.0	40.0	-107.0	15.0	*(9)*	-75.0 -91.3	11.0 15.0	*(2)*	-107.7	23.4
005.0+04.4	H 1-27						68.0	40.0	30.0	15.0	*(9)*	17.0	5.0	*(5)*	19.0	4.9
005.0+03.0	Pe 1-9								-129.2	4.5	*(8)*				-129.2	4.5
005.0−03.9	H 2-42						-95.0	40.0	-122.0	15.0	*(9)*				-118.7	14.0
005.1+02.0	K 5-19								-79.6	5.5	*(8)*				-79.6	5.5
005.1−03.0	H 1-58						74.0	40.0							74.0	40.0
005.1−08.9	Hf 2-2						47.0	40.0	56.0	15.0	*(9)*				54.9	14.0
005.2+05.6	M 3-12	16.5	1.2	*(az)*	44.0	20.0	25.0	40.0	17.0	15.0	*(9)*	17.8 4.2	10.1 14.0	*(2,3)*	16.5	1.2
005.2+04.2	M 3-13						93.0	40.0	132.0	15.0	*(9)*				127.2	14.0
005.2−05.9	SB11								95.0	15.0	*(9)*				95.0	15.0
005.2−18.6	StWr 2-21						194.0	40.0							194.4	40.0
005.4−06.1	SB12								25.0	15.0	*(9)*				25.0	15.0
005.5+06.1	M 3-11				25.0	20.0	-16.5	40.0				1.0 -15.3	11.0 15.0	*(2)*	-2.1	13.4
005.5+02.7	H 1-34						-61.0	40.0	15.0	6.1	*(8)*				13.3	11.3
005.5−02.5	M 3-24						173.0	40.0				128.0 111.7	11.0 15.0	*(2)*	119.2	20.1
005.5−04.0	H 2-44						-85.0	40.0	-53.0	15.0	*(9)*				-56.9	14.0
005.6−04.7	KFL 16								53.0	15.0	*(9)*	17.0	15.0	*(6)*	35.0	18.0
005.7−03.6	KFL 13						-92.0	40.0	-91.0	15.0	*(9)*	-71.0	15.0	*(6)*	-81.7	10.3
005.7−05.3	M 2-38						-24.0	40.0	-76.0	15.0	*(9)*	-72.3 -85.1	14.4 14.0	*(2,3)*	-77.3	8.0
005.8+05.1	H 2-16						-57.0	40.0	-62.0	15.0	*(9)*	-56.0	5.0	*(5)*	-56.6	4.7
005.8−06.1	NGC 6620	69.8	2.0	*(z)*	56.0	20.0	73.0	40.0	78.0	15.0	*(9)*	72.6	0.4	*(1,5,S)*	69.6	0.4

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
006.0+03.1	M 1-28											18.0	5.0	*(5)*	18.0	5.0
006.0−03.6	M 2-31	151.6	0.2	*(a)*	145.0	20.0	126.0	40.0	136.0	15.0	*(9)*	157.3 143.9	10.1 14.0	*(2,3)*	151.6	0.2
006.1+08.3	M 1-20	59.9	0.4	*(az)*	75.0	20.0			75.0	15.0	*(9)*	91.7 77.7	10.1 14.0	*(2,3)*	59.9	0.4
006.2−03.7	KFL 15						231.0	40.0	118.0	15.0	*(9)*	123.0	15.0	*(6)*	127.8	19.4
006.3+04.4	H 2-18								-113.0	15.0	*(9)*	-116.0 -116.0	25.0 40.0	*(3)*	-113.4	14.0
006.3+03.3	H 2-22						-3.0	40.0							-3.0	40.0
006.4+02.0	M 1-31	68.2	2.0	*(z)*	65.0	20.0	74.0	40.0				73.0	5.0	*(5)*	68.8	1.8
006.4−04.6	Pe 2-13								31.1 47.0	4.4 15.0	*(8)* *(9)*				32.4	4.3
006.5−03.1	H 1-61						21.0	40.0				53.0	5.0	*(5)*	52.5	5.0
006.5−05.8	SB13								57.0	15.0	*(9)*				57.0	15.0
006.7−02.2	M 1-41						-118.0	40.0				-4.7	2.6	*(5,S)*	-5.9	5.4
006.8+04.1	M 3-15	97.2	0.7	*(az)*	95.0	20.0	63.0	40.0	92.0	15.0	*(9)*	100.2 86.1	10.1 14.0	*(2,3)*	97.2	0.7
006.8+02.3	Th 4-7						12.0	40.0							12.0	40.0
006.8+02.0	Pe 2-10						-39.0	40.0							-39.0	40.0
006.8−03.4	H 2-45						106.0	40.0	89.0	15.0	*(9)*				91.1	14.0
006.8−08.6	Wray15-1876						66.0	40.0	72.0	15.0	*(9)*				71.3	14.0
007.0+06.3	M 1-24						-48.0	40.0	-26.0	15.0	*(9)*	-7.0 -7.0	25.0 40.0	*(3)*	-26.3	13.3
007.0−06.0	H 1-66						129.0	40.0	85.0	15.0	*(9)*	42.0 42.0	25.0 40.0	*(3)*	85.1	14.4
007.0−06.8	Vy 2-1						141.0	40.0	102.0	15.0	*(9)*	115.0 115.0	25.0 40.0	*(3)*	107.7	13.3
007.2+01.8	Hb 6								15.9	7.8	*(8)*	9.2	3.3	*(S)*	10.3	3.1
007.5+07.4	M 1-22						-1.0	40.0	-2.0	15.0	*(9)*	13.2 -0.9	10.1 14.0	*(2,3)*	-1.4	2.0
007.5+04.3	Th 4-1								-134.0	15.0	*(9)*	-108.0	5.0	*(5)*	-110.6	7.8
007.6+06.9	M 1-23								-66.0	15.0	*(9)*	-65.4 -80.1	10.1 14.0	*(2,3)*	-73.5	10.3
007.7−05.3	SB14								31.0	15.0	*(9)*				31.0	15.0
007.8−03.7	M 2-34				68.0	20.0			79.0	15.0	*(9)*	70.0 53.7	11.0 15.0	*(2)*	66.7	9.4
007.8−04.4	H 1-65				105.0	20.0			110.0	15.0	*(9)*	161.0 144.7	11.0 15.0	*(2)*	122.4	12.7
007.9+10.1	MaC 1-4						-45.0	40.0	-45.0	15.0	*(9)*				-45.0	14.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
008.0+03.9	NGC 6445						62.0	40.0	-8.0	15.0	(9)	16.2	0.5	(1)	16.2	0.7
008.1−04.7	M 2-39						111.0	40.0	83.0	15.0	(9)	71.0	5.0	(5)	72.7	4.7
008.2+06.8	He 2-260	21.7	0.2	(a)	20.0	20.0	-33.0	40.0	23.0	15.0	(9)				21.7	0.2
008.2−04.8	M 2-42						101.0	40.0	119.0	15.0	(9)	157.0 157.0	25.0 40.0	(3)	121.2	13.3
008.3−01.1	M 1-40	-34.2	2.0	(z)			0.0	40.0				-32.0 -48.3	11.0 15.0	(2)	-34.4	2.0
008.3−07.3	NGC 6644						192.0	40.0	205.0	15.0	(9)	193.9	1.3	(1)	191.0	1.3
008.4−03.6	H 1-64						81.0	40.0	70.0	15.0	(9)	84.0	5.0	(5)	82.6	4.7
008.6−02.6	MaC 1-11						-89.0	40.0							-89.0	40.0
008.6−07.0	He 2-406						53.0	40.0	28.0 26.0	5.6 15.0	(8) (9)				28.2	5.2
008.8+05.2	Th 4-2						84.0	40.0	47.0	15.0	(9)	44.0	5.0	(5)	44.8	4.7
009.0+04.1	Th 4-5								-32.0	15.0	(9)	-18.0	5.0	(5)	-19.4	4.7
009.3+04.1	Th 4-6								16.0	15.0	(9)				16.0	15.0
009.3+02.8	Th 4-9						64.0	40.0							64.0	40.0
009.3−06.5	SB15								165.0	15.0	(9)				165.0	15.0
009.4−05.0	NGC 6629						24.0	40.0	10.0	15.0	(9)	14.5	1.5	(1,4,7)	14.6	1.3
009.4−05.6	SB16								61.0	15.0	(9)				61.0	15.0
009.4−09.8	M 3-32	58.7	2.0	(z)			2.0	40.0	50.0	15.0	(9)	46.0 46.0	25.0 40.0	(3)	58.4	1.8
009.6+14.8	NGC 6309						-57.0	40.0	-40.0	15.0	(9)	-47.6	2.8	(1,S)	-47.3	1.6
009.6+10.5	A 41						45.0	40.0	29.5 30.0	3.7 15.0	(8) (9)				29.7	3.6
009.6−10.6	M 3-33	179.8	2.0	(z)			189.0	40.0	176.0	15.0	(9)	173.9 159.2	10.1 14.0	(2,3)	179.3	2.0
009.8−04.6	H 1-67						79.0	40.0	22.0	15.0	(9)	-13.0	5.0	(5)	-8.3	10.4
009.8−07.5	GJJC 1											-32.0	30.0	(*)	-32.0	30.0
010.1+00.7	NGC 6537											-16.9	1.9	(1,4,7)	-16.9	1.9
010.4+04.5	M 2-17						-2.0	40.0	-46.0	15.0	(9)	-21.0 -37.3	11.0 15.0	(2)	-39.0	10.2
010.6+03.2	Th 4-10				25.0	10.0						29.3	3.1	(5,S)	28.0	3.0
010.7+07.4	Sa 2-230						98.0	40.0	116.0	15.0	(9)				113.8	14.0
010.7−06.4	IC 4732	-147.8	2.0	(z)			-203.0	40.0	-141.0	15.0	(9)	-145.4	0.9	(1)	-145.8	0.9

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	LITERATURE Rad.Vel. 1995/97	SECAT	ADOPTED VALUE
010.7−06.7	Pe 1-13			-105.0 40.0	-84.0 15.0 *(9)*		-86.6 14.0
010.8+18.0	M 2-9			29.0 40.0		88.0 2.3 *(2,3,S)* 87.5 2.6	87.5 2.6
010.8−01.8	NGC 6578		-7.0 20.0	-21.0 40.0		4.5 1.8 *(1)*	4.4 1.8
011.0+06.2	M 2-15		-11.0 10.0		-33.0 15.0 *(9)*	3.7 10.1 *(2,3)* 11.0 14.0	-15.9 5.5
011.0+05.8	NGC 6439			-224.0 40.0	-109.0 15.0 *(9)*	-93.8 1.8 *(1,S)*	-96.7 5.9
011.0−05.1	M 1-47		-51.0 10.0	-163.0 40.0	-69.0 15.0 *(9)*	-72.2 10.1 *(2,3)* -85.8 14.0	-67.2 11.2
011.1+11.5	M 2-13			126.0 40.0	38.0 15.0 *(9)*	85.8 19.9 *(2,3)* 69.4 23.1	59.1 16.2
011.1+07.0	Sa 2-237			-125.0 40.0	-81.0 15.0 *(9)*		-86.4 14.5
011.1−07.9	SB17				145.0 15.0 *(9)*		145.0 15.0
011.3+02.8	Th 4-11			-62.0 40.0			-62.0 40.0
011.3−09.4	H 2-48			-36.0 40.0	3.0 15.0 *(9)*	-21.0 30.0 *(*)*	-5.3 12.7
011.4−07.3	SB18				-2.0 15.0 *(9)*		-2.0 15.0
011.7+00.0	M 1-43			-19.0 40.0			-19.0 40.0
011.7−00.6	NGC 6567		107.0 20.0			119.3 0.7 *(1)*	119.3 0.7
011.7−06.6	M 1-55			9.0 40.0	-30.0 15.0 *(9)*	-22.0 5.0 *(5)*	-22.4 4.7
011.9+04.2	M 1-32		-103.0 20.0		-86.0 15.0 *(9)*	-72.8 14.0 *(2,3)* -88.6 17.9	-90.6 7.6
012.2+04.9	PM 1-188		40.0 20.0		43.0 15.0 *(9)*		41.9 1.2
012.5−09.8	M 1-62		51.0 20.0 54.0 20.0	38.0 40.0	41.0 15.0 *(9)*	34.0 25.0 *(3)* 34.0 40.0	45.7 11.1
012.6−02.7	M 1-45		158.5 10.0	54.0 40.0		126.0 11.0 *(2)* 109.7 15.0	139.8 20.1
013.0−04.3	Pe 2-14			139.0 40.0	81.0 15.0 *(9)*		88.1 19.1
013.1+04.1	M 1-33			-70.0 40.0	-60.0 15.0 *(9)*	-37.3 10.1 *(2,3)* -52.4 14.0	-56.8 6.0
013.3+32.7	Sn 1			-164.0 40.0		-87.0 25.0 *(3)* -87.0 40.0	-125.5 38.5
013.4−03.9	M 1-48			176.0 40.0	121.0 15.0 *(9)*	140.0 25.0 *(3)* 140.0 40.0	128.7 13.3
013.7−10.6	Y-C 2-32			16.0 40.0	37.0 15.0 *(9)*		34.4 14.0
013.8−07.9	PC 21			66.0 40.0	42.0 15.0 *(9)*		43.2 14.0
014.0−05.5	V-V 3-5	-45.6 2.0 *(z)*		-12.0 40.0	-42.0 15.0 *(9)*		-45.5 2.0
014.2−07.3	M 3-31			-57.0 40.0	-95.0 15.0 *(9)*	-88.6 4.7 *(3,S)* -88.2 3.0	-88.3 2.3

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	LITERATURE Rad.Vel. 1995/97	SECAT	ADOPTED VALUE
014.3−05.5	V-V 3-6				-29.0 15.0 *(9)*		-29.0 15.0
014.4−06.1	SB19				72.0 15.0 *(9)*		72.0 15.0
014.6−04.3	M 1-50		12.5 20.0	48.0 40.0	5.0 15.0 *(9)*	27.1 10.1 *(2,3)* 12.3 14.0	11.5 8.9
014.7−11.8	Sa We 4				20.0 15.0 *(9)*		20.0 15.0
014.8−08.4	SB20				-24.0 15.0 *(9)*		-24.0 15.0
014.9+06.4	K 2-5			-53.0 40.0	-5.0 15.0 *(9)*		-10.9 15.8
015.4−04.5	M 1-53		55.5 10.0	69.0 40.0	46.0 15.0 *(9)*	63.0 25.0 *(3)* 63.0 40.0	53.6 3.2
015.6−03.0	A 44					44.0 6.0 *(7)*	44.0 6.0
015.9+03.3	M 1-39				87.0 15.0 *(9)*	128.0 11.0 *(2)* 111.7 15.0	99.3 12.3
016.0+13.5	A 42				10.0 15.0 *(9)*		10.0 15.0
016.0−04.3	M 1-54			-31.0 40.0	-42.0 15.0 *(9)*	-40.6 10.1 *(2,3)* -54.3 14.0	-47.4 4.2
016.0−07.6	SB21				66.0 15.0 *(9)*		66.0 15.0
016.1−04.7	M 1-56			48.0 40.0	-24.0 15.0 *(9)*	88.0 25.0 *(3)* 88.0 40.0	-3.8 27.7
016.4−01.9	M 1-46		-4.0 20.0			30.0 3.0 *(7)*	29.3 5.0
016.7−07.3	SB22				-10.0 15.0 *(9)*		-10.0 15.0
017.3−21.9	A 65					13.0 4.0 *(7)*	13.0 4.0
017.5−07.4	SB23				52.0 15.0 *(9)*		52.0 15.0
017.5−09.2	SB24				22.0 15.0 *(9)*		22.0 15.0
017.6−10.2	A 51				3.0 15.0 *(9)*	23.0 10.0 *(7)*	16.8 9.2
017.7−02.9	M 1-52			140.0 40.0		133.0 5.0 *(5)*	133.1 5.0
017.9−04.8	M 3-30				51.0 15.0 *(9)*	71.0 25.0 *(3)* 71.0 40.0	53.5 14.0
018.0+20.1	Na 1		16.5 10.0	45.0 40.0		22.0 25.0 *(3)* 22.0 40.0	18.4 9.4
018.6−02.2	M 3-54			104.0 40.0		157.0 5.0 *(5)*	156.2 6.5
018.9+04.1	M 3-52				4.0 15.0 *(9)*	-16.0 5.0 *(5)*	-14.0 6.0
018.9+03.6	M 4- 8				31.0 15.0 *(9)*	28.0 5.0 *(5)*	28.3 4.7
019.2−02.2	M 4-10		46.0 10.0	80.0 40.0		50.0 5.0 *(5)*	49.6 4.4
019.4−05.3	M 1-61		38.0 10.0	-88.0 40.0	31.0 15.0 *(9)*	40.8 10.1 *(2,3)* 27.5 14.0	29.9 10.8

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
019.4−13.6	DeHt 3			-39.0 40.0	-37.0 15.0 *(9)*		-37.2 14.0
019.7+03.2	M 3-25		183.0 20.0	104.0 40.0		174.5 10.1 *(2,3)* 160.1 14.0	162.8 11.8
019.7−04.5	M 1-60		95.0 20.0 116.5 20.0	45.0 40.0	88.0 15.0 *(9)*	76.0 25.0 *(3)* 76.0 40.0	93.1 9.7
019.8+05.6	CTS 1				86.0 15.0 *(9)*		86.0 15.0
019.9+00.9	M 3-53			34.0 40.0		35.0 11.0 *(2)* 18.7 15.0	20.6 14.0
020.7−05.9	Sa 1-8		11.5 20.0		46.0 15.0 *(9)*		33.6 16.6
020.9−01.1	M 1-51		5.0 20.0			3.0 11.0 *(2)* -13.3 15.0	-6.7 8.8
021.1−05.9	M 1-63				5.0 15.0 *(9)*	25.5 10.1 *(2,3)* 11.6 14.0	8.5 10.3
021.2−03.9	We 1-7				-11.0 15.0 *(9)*		-11.0 15.0
021.7−00.6	M 3-55					26.0 11.0 *(2)* 9.7 15.0	9.7 15.0
021.8−00.4	M 3-28					21.0 11.0 *(2)* 4.7 15.0	4.7 15.0
022.0−03.1	M 1-58		57.0 10.0			60.0 25.0 *(3)* 60.0 40.0	57.2 9.7
022.1−02.4	M 1-57					92.4 17.3 *(2,3)* 79.9 14.0	79.9 14.1
022.5+04.8	MA 2				24.0 15.0 *(9)*		24.0 15.0
023.0+04.3	MA 3				119.0 15.0 *(9)*		119.0 15.0
023.3−07.6	MaC 1-16				54.0 15.0 *(9)*		54.0 15.0
023.9−02.3	M 1-59					99.0 11.4 *(2,3)* 85.9 14.0	85.9 14.0
024.1+03.8	M 2-40				90.0 15.0 *(9)*	89.0 5.0 *(5)*	89.1 4.7
024.2+05.9	M 4-9				-38.0 15.0 *(9)*	-21.0 25.0 *(3)* -21.0 40.0	-35.9 14.0
024.2−05.2	M 4-11				46.0 15.0 *(9)*	19.0 25.0 *(3)* 19.0 40.0	42.7 14.0
024.3−03.3	Pe 1-17				1.0 15.0 *(9)*		1.0 15.0
024.8−02.7	M 2-46					83.0 11.0 *(2)* 66.7 15.0	66.7 15.0
025.0−11.6	A 60				-10.0 15.0 *(9)*		-10.0 15.0
025.3+40.8	IC 4593					22.0 0.5 *(1,S)*	22.0 0.5
025.3−04.6	K 4-8				-85.0 15.0 *(9)*		-85.0 15.0
025.4−04.7	IC 1295				-13.0 15.0 *(9)*	-36.0 25.0 *(3)* -36.0 40.0	-15.8 14.0
025.8−17.9	NGC 6818					-14.1 0.7 *(1,5,7, S)*	-14.1 0.7

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
025.9−10.9	Na 2		101.0 20.0		96.0 15.0 *(9)*		97.8 12.0
027.3−03.4	A 49				28.0 15.0 *(9)*		28.0 15.0
027.4−03.5	Vy 1-4				47.0 15.0 *(9)*	110.0 25.0 *(3)* 110.0 40.0	54.8 20.7
027.6+04.2	M 2-43		98.0 10.0		105.0 15.0 *(9)*	95.0 5.0 *(5)*	96.4 4.3
027.6−09.6	IC 4846				150.0 15.0 *(9)*	151.0 3.0 *(1)*	151.0 2.9
028.0+10.2	WeSb 3				49.0 15.0 *(9)*		49.0 15.0
028.2−04.0	Pe 1-20				65.0 15.0 *(9)*		65.0 15.0
028.5+05.1	K 3- 2				15.0 15.0 *(9)*	42.0 3.0 *(S)*	41.0 5.2
028.5+01.6	M 2-44					106.0 25.0 *(3)* 106.0 40.0	106.0 40.0
028.7−03.9	Pe 1-21				-20.0 15.0 *(9)*		-20.0 15.0
029.2−00.0	TDC 1					-55.0 60.0 *(*)*	-55.0 60.0
029.2−05.9	NGC 6751		-50.0 20.0		-43.0 15.0 *(9)*	-38.5 2.8 *(1,S)*	-38.9 1.7
029.8−07.8	LSA 1				89.0 15.0 *(9)*		89.0 15.0
031.0−10.8	M 3-34		49.0 10.0			37.0 25.0 *(3)* 37.0 40.0	48.3 9.7
032.1+07.0	PC 19					20.0 25.0 *(3)* 20.0 40.0	20.0 40.0
032.7−02.0	M 1-66					42.6 10.1 *(2,3)* 27.9 14.0	27.9 14.0
032.9−02.8	K 3-19		3.5 20.0				3.5 20.0
033.1−06.3	NGC 6772					0.0 3.9 *(3,7)* 0.0 3.9	0.0 3.9
033.8−02.6	NGC 6741					41.3 1.4 *(1,S)*	41.3 1.4
034.5−06.7	NGC 6778					91.0 3.0 *(1)*	91.0 3.0
034.6+11.8	NGC 6572		-30.0 20.0			-8.5 0.4 *(1,S)*	-10.1 0.3
035.9−01.1	Sh 2-71					24.7 3.0 *(S)*	24.7 3.0
036.0+17.6	A 43					-42.0 11.5 *(S)*	-42.0 11.5
036.1−57.1	NGC 7293					-28.2 3.0 *(1,S)*	-28.2 3.0
037.7−34.5	NGC 7009				-46.03 0.84 *(8)*	-46.6 0.6 *(1,4,5,7)*	-46.6 0.6
037.8−06.3	NGC 6790					40.4 1.7 *(1,S)*	40.4 1.7
038.1−25.4	A 70					-79.0 18.0 *(7)*	-79.0 18.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.				ADOPTED	
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT			VALUE	
038.2+12.0	Cn 3-1		-15.0 20.0			4.0	25.0	*(3)*		
						4.0	40.0		-11.2	17.9
038.7−03.3	M 1-69					7.0	25.0	*(3)*		
						7.0	40.0		7.0	40.0
039.5−02.7	M 2-47					36.0	11.4	*(2,3)*		
						22.9	14.0		22.9	14.0
041.8−02.9	NGC 6781					4.3	3.7	*(1,S)*		
									4.3	3.7
042.5−14.5	NGC 6852					-11.0	5.0	*(7)*		
									-11.0	5.0
042.9−06.9	NGC 6807					-67.7	3.3	*(1)*		
									-67.7	3.3
043.0−03.0	M 4-14					48.0	11.0	*(2)*		
						31.7	15.0		31.7	15.0
043.1+37.7	NGC 6210					-36.2	1.1	*(1,4,S)*		
									-36.2	1.1
043.1+03.8	M 1-65					20.0	11.0	*(2)*		
						3.7	15.0		3.7	15.0
043.3+11.6	M 3-27					-6.0	25.0	*(3)*		
						-6.0	40.0		-6.0	40.0
045.4−02.7	Vy 2-2					-71.4	3.9	*(3,S)*		
						-71.2	4.0		-71.2	4.0
045.7−04.5	NGC 6804					-12.0	3.8	*(1,S)*		
									-12.0	3.8
046.4−04.1	NGC 6803		-13.0 20.0			13.1	1.8	*(1)*		
									12.9	2.3
048.7+01.9	He 2-429		2.0 20.0			14.0	11.0	*(2)*		
						-2.3	15.0		-0.8	12.0
049.3+88.1	H 4-1					-141.0	12.0	*(S)*		
									-141.0	12.0
051.3+01.8	PM 1-295					-13.0	50.0	*(*)*		
									13.0	50.0
051.4+09.6	Hu 2-1					14.0	3.1	*(S)*		
									14.0	3.1
051.9−03.8	M 1-73		-27.0 20.0			6.9	10.1	*(2,3)*		
						-6.4	14.0		-13.8	11.5
052.2−04.0	M 1-74		38.0 20.0			10.0	25.0	*(3)*		
						10.0	40.0		32.4	17.9
052.5−02.9	Me 1-1					-6.0	7.0	*(S)*		
									-6.0	7.0
053.3+24.0	Vy 1-2					-101.9	3.9	*(3,S)*		
						-102.0	4.0		-102.0	4.0
054.1−12.1	NGC 6891		21.0 20.0			42.4	1.0	*(1,S)*		
									42.3	1.1
055.5−00.5	M 1-71		0.0 20.0			50.6	10.1	*(2,3)*		
						36.9	14.0		24.7	12.3
057.2−08.9	NGC 6879		6.0 20.0			9.0	8.1	*(1,S)*		
									9.0	6.6
058.3−10.9	IC 4997					-66.2	1.3	*(1,S)*		
									-66.2	1.3
059.7−18.7	A 72					-58.6	23.0	*(S)*		
									-58.6	23.0
060.1−07.7	NGC 6886					-35.8	1.1	*(1,S)*		
									-35.8	21.1

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.			ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT		VALUE
060.3−07.3	He 1-5					39.1 4.5	*(2,S)*	38.9 4.8
060.8−03.6	NGC 6853					-41.8 0.8	*(1,S)*	-41.8 0.8
061.4−09.5	NGC 6905					-8.4 1.7	*(1,4,S)*	-8.4 1.7
061.8+02.1	He 2-442					55.0 11.0 38.7 15.0	*(2)*	38.7 15.0
062.4+09.5	NGC 6765		-57.0 20.0			-72.0 25.0 -72.0 40.0	*(3)*	-60.0 17.9
063.1+13.9	NGC 6720					-19.2 0.7	*(1,S)*	-19.2 0.7
064.6+48.2	NGC 6058					2.7 3.3	*(1,S)*	2.7 3.3
064.7+05.0	BD+30 3639					-31.4 0.8	*(1,S)*	-31.4 0.8
064.9+15.5	M 1-64					-25.0 3.8 -25.1 3.8	*(3,S)*	-25.1 3.8
065.0−27.3	Ps 1					-140.6 16.9	*(S)*	-140.6 16.9
065.2−05.6	He 1-6					-22.0 11.0 -38.3 15.0	*(2)*	-38.3 15.0
065.9+00.5	NGC 6842					-5.0 25.0 -5.0 40.0	*(3)*	-5.0 40.0
066.7−28.2	NGC 7094					-87.4 40.6 -101.1 30.8	*(3,S)*	-101.1 30.8
068.3−02.7	He 2-459		-72.0 20.0					-72.0 20.0
068.6+01.1	He 1-4					11.6 37.8	*(2,S)*	-10.5 43.3
068.8−00.0	M 1-75					-9.0 11.0 -25.3 15.0	*(2)*	-25.3 15.0
069.4−02.6	NGC 6894					-58.0 6.0	*(1)*	-58.0 6.0
071.6−02.3	M 3-35					-176.3 15.1 -192.2 18.8	*(2,3)*	-192.2 18.8
072.7−17.1	A 74					18.0 4.0	*(*)*	18.0 4.0
074.5+02.1	NGC 6881					-14.4 2.3	*(1,S)*	-14.4 2.3
077.6+14.7	A 61					-48.0 30.0	*(*)*	-48.0 30.0
078.5+18.7	A 50					-159.0 11.0	*(S)*	-159.0 11.0
079.6+05.8	M 4-17					-26.0 25.0 -26.0 40.0	*(3)*	-26.0 40.0
081.2−14.9	A 78					17.0 10.0	*(S)*	17.0 10.0
082.1+07.0	NGC 6884					-35.6 1.0	*(1)*	-35.6 1.0
082.5+11.3	NGC 6833					-108.8 1.7	*(1,S)*	-108.8 1.7
083.5+12.7	NGC 6826					-6.2 0.6	*(1,S)*	-6.2 0.6

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.				ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT				
084.9−03.4	NGC 7027					8.8	0.6	*(1,S)*	8.8	0.6
086.5−08.8	Hu 1-2					9.9	4.3	*(S)*	9.9	4.3
088.7−01.6	NGC 7048					-50.2	8.1	*(3,S)*	-50.2	8.1
089.0+00.3	NGC 7026					-40.6	0.6	*(1,S)*	-40.6	0.6
089.8−05.1	IC 5117					-26.1	1.3	*(1,S)*	-26.1	1.3
093.3−02.4	M 1-79					-24.0 -24.0	25.0 40.0	*(3)*	-24.0	40.0
093.4+05.4	NGC 7008					-75.7	2.7	*(1,S)*	-75.7	2.7
093.5+01.4	M 1-78					-88.1	1.6	*(S)*	-88.1	1.6
095.1−02.0	M 2-49					-134.0 -134.0	25.0 40.0	*(3)*	-134.0	40.0
095.2+00.7	K 3-62					-53.0	4.0	*(S)*	-53.0	4.0
096.4+29.9	NGC 6543					-66.1	0.4	*(1,S)*	-66.1	0.4
097.5+03.1	A 77					-113.4	23.0	*(S)*	-113.4	23.0
097.6−02.4	M 2-50					-136.0 -136.0	25.0 40.0	*(3)*	-136.0	40.0
100.0−08.7	Me 2-2					-152.0	5.0	*(S)*	-152.0	5.0
100.6−05.4	IC 5217					-98.6	0.4	*(1,S)*	-98.6	0.4
103.2+00.6	M 2-51					-11.0 -11.0	25.0 40.0	*(3)*	-11.0	40.0
103.7+00.4	M 2-52					-92.0 -92.0	25.0 40.0	*(3)*	-92.0	40.0
104.1+07.9	NGC 7139					-54.4 -54.2	3.4 2.5	*(3,S)*	-54.2	2.5
104.2−29.6	Jn 1					-67.0	30.0	*(*)*	-67.0	30.0
104.4−01.6	M 2-53					-62.0 -62.0	25.0 40.0	*(3)*	-62.0	40.0
106.5−17.6	NGC 7662					-13.2	0.7	*(1,S)*	-13.2	0.7
107.6−13.3	Vy 2-3					-49.6 -49.5	3.8 3.8	*(3,S)*	-49.5	3.8
107.7+07.8	IsWe 2					-8.0	2.0	*(*)*	-8.0	2.0
107.7−02.2	M 1-80					-58.0 58.2	9.7 10.2	*(3,S)*	-58.2	10.2
107.8+02.3	NGC 7354					-41.8	1.0	*(1,S)*	-41.8	1.0
108.4−76.1	BoBn 1					196.0	10.0	*(S)*	196.0	10.0
110.1+01.9	PM 1-339					-80.0	30.0	*(*)*	-80.0	30.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.			ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT			
111.2+07.0	KjPn 6					-68.3 3.0	*(S)*	-68.3	3.0
111.8−02.8	Hb 12					-5.0 2.3	*(3,S)*	-5.0	2.3
112.5−00.1	KjPn 8					-40.6 10.0	*(S)*	-40.6	10.0
112.5+03.7	K 3-88					-54.7 4.0	*(S)*	-54.7	4.0
114.0−04.6	A 82					-30.5 3.3	*(S)*	-30.5	3.3
116.2+08.5	M 2-55					-22.6 2.9 -22.4 2.9	*(3,S)*	-22.4	2.9
118.0−08.6	Vy 1-1					-50.4 3.8 -50.4 3.8	*(3,S)*	-50.4	3.8
118.8−74.7	NGC 246					-46.0 4.5 -46.0 4.5	*(3,S)*	-46.0	4.5
119.3+00.3	BV 5-1					-72.2 4.2 -71.9 4.3	*(3,S)*	-71.9	4.3
119.6−06.7	Hu 1-1					-53.7 3.0 -53.7 3.0	*(3,S)*	-53.7	3.0
120.0+09.8	NGC 40					-20.4 0.9	*(1,S)*	-20.4	0.9
120.2−05.3	Sh 2-176					-37.0 30.0	*(*)*	-37.0	30.0
121.6+00.0	BV 5-2					-39.0 25.0 -39.0 40.0	*(3)*	-39.0	40.0
121.6+03.5	We 1-1					-77.3 5.0	*(S)*	-77.3	5.0
122.1−04.9	A 2					-41.8 3.1	*(S)*	-41.8	3.1
123.6+34.5	IC 3568					-41.1 0.8	*(1,S)*	-41.1	0.8
126.3+02.9	K 3-90					-49.4 5.0	*(S)*	-49.4	5.0
128.0−04.1	Simeiz 22					-26.0 10.0	*(*)*	-26.0	10.0
130.2+01.3	IC 1747					-66.5 3.3	*(1,S)*	-66.5	3.3
130.3−11.7	M 1-1					-38.0 1.9 -38.0 1.9	*(3,S)*	-38.0	1.9
130.4+03.1	K 3-92					-61.7 2.8	*(S)*	-61.7	2.8
130.9−10.5	NGC650-51					-19.1 1.2	*(1,S)*	-19.1	1.2
131.4−05.4	BV 5-3					-59.0 25.0 -59.0 40.0	*(3)*	-59.0	40.0
133.1−08.6	M 1-2					-12.1 2.0	*(S)*	-12.1	2.0
136.3+05.5	HFG 1					-26.0 1.0	*(*)*	-26.0	1.0
138.8+02.8	IC 289					-13.4 4.0	*(3,S)*	-13.4	4.0
144.5+06.5	NGC 1501					36.2 1.4	*(1,S)*	36.2	1.4

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	LITERATURE Rad.Vel. 1995/97	SECAT			ADOPTED VALUE	
146.7+07.6	M 4-18					-17.0	12.0	*(*)*	-17.0	12.0
147.4−02.3	M 1-4					-33.0 -33.0	3.9 4.0	*(3,S)*	-33.0	4.0
147.8+04.1	M 2-2					-7.0 -7.0	25.0 40.0	*(3)*	-7.0	40.0
148.4+57.0	NGC 3587					6.0	3.1	*(1,S)*	6.0	3.1
149.7−03.3	IsWe 1					-1.5	0.5	*(*)*	-1.5	0.5
158.8+37.1	A 28					-2.0	30.0	*(*)*	-2.0	30.0
159.0−15.1	IC 351					-9.1	1.4	*(1,S)*	-9.1	1.4
161.2−14.8	IC 2003					-15.5	2.2	*(S)*	-15.5	2.2
164.8+31.1	JnEr 1					-84.3 -84.3	8.8 8.8	*(3,S)*	-84.3	8.8
165.5−15.2	NGC 1514					59.8	4.4	*(S)*	59.8	4.4
165.5−06.5	K 3-67					-77.0	1.4	*(S)*	-77.0	1.4
166.1+10.4	IC 2149					-30.7	2.1	*(1,S)*	-30.7	2.1
167.0−00.9	A 8					58.2	6.5	*(S)*	58.2	6.5
167.4−09.1	K 3-66					-67.5	1.7	*(S)*	-67.5	1.7
169.6−00.0	IC 2120					-8.0	4.6	*(S)*	-8.0	4.6
170.7+04.6	K 3-69					22.9	4.0	*(S)*	22.9	4.0
171.3−25.8	Ba 1					-17.0 -17.0	0.1 0.1	*(3,S)*	-17.0	0.1
173.5+03.2	Pu 2					45.0	5.2	*(S)*	45.0	5.2
173.7−05.8	K 2-1					19.2	4.5	*(S)*	19.2	4.5
174.2−14.6	H 3-29					-19.9 -19.9	2.0 2.0	*(3,S)*	-19.9	2.0
178.3−02.5	K 3-68					65.0	4.8	*(S)*	65.0	4.8
181.5+00.9	Pu 1					38.6	5.1	*(S)*	38.6	5.1
184.0−02.1	M 1-5					37.4 37.0	4.7 3.2	*(3,S)*	37.0	3.2
184.6+00.6	K 3-70					26.9	4.5	*(S)*	26.9	4.5
184.8+04.4	K 3-71					18.0	2.5	*(S)*	18.0	2.5
189.1+19.8	NGC 2371 -72					20.8	3.2	*(1,S)*	20.8	3.2
189.8+07.7	M 1-7					2.4 2.1	9.2 9.2	*(3,S)*	2.1	9.2

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
190.3−17.7	J 320					-23.4 0.7 *(1)*	-23.4 0.7
193.6−09.5	H 3-75					22.9 2.0 *(3,S)* 22.9 2.0	22.9 2.0
194.2+02.5	J 900					47.2 0.4 *(1,S)*	47.2 0.4
196.6−10.9	NGC 2022					14.0 1.5 *(1,7,S)*	14.0 1.5
197.2−14.2	K 1-7					57.6 3.5 *(*)*	57.6 3.5
197.4−06.4	WeDe 1					16.0 30.0 *(*)*	16.0 30.0
197.8+17.3	NGC 2392					75.0 2.1 *(1,S)*	75.0 2.1
204.1+04.7	K 2-2					28.0 30.0 *(*)*	28.0 30.0
205.1+14.2	A 21					28.8 5.2 *(S)*	28.8 5.2
205.8−26.7	MaC 2-1	74.1 0.3 *(a)*	51.5 20.0		75.8 4.0 *(10)*		74.1 0.3
206.4−40.5	NGC 1535					-3.2 1.4 *(1,4,S)*	-3.2 1.4
210.3+01.9	M 1-8					52.0 25.0 *(3)* 52.0 40.0	52.0 40.0
211.2−03.5	M 1-6	65.6 0.2 *(a)*			53.7 4.0 *(10)*		65.6 0.2
212.0+04.3	M 1-9					136.6 10.1 *(2,3)* 118.8 14.0	118.0 14.0
215.2−24.2	IC 418				55.6 2.7 *(8)*	61.9 0.5 *(1,7,5)*	61.9 0.5
215.5−30.8	A 7					18.0 7.5 *(S)*	18.0 7.5
215.6+11.1	K 1-11					26.8 2.8 *(*)*	26.8 2.8
215.6+03.6	NGC 2346					21.8 0.9 *(3,7,S)* 21.8 0.9	21.8 0.9
217.0−00.0	MaC 1-1					53.0 4.0 *(*)*	53.0 4.0
217.1+14.7	A 24					12.7 4.0 *(S)*	12.7 4.0
217.4+02.0	St 3-1	54.5 0.5 *(a)*					54.5 0.5
219.1+31.2	A 31					41.0 30.0 *(*)*	41.0 30.0
220.3−53.9	NGC 1360					41.8 4.0 *(3,S)* 41.8 4.0	41.8 4.0
221.3−12.3	IC 2165					53.9 2.3 *(1,S)*	53.9 2.3
221.7+05.3	M 3-3					95.0 25.0 *(3)* 95.0 40.0	95.0 40.0
224.3+15.3	K 1-13					16.0 30.0 *(*)*	16.0 30.0
226.7+05.6	M 1-16				65.8 4.0 *(10)*	49.0 25.0 *(3)* 49.0 40.0	65.6 4.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.						ADOPTED	
		High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA	1995/97			SECAT			VALUE	
228.8+05.3	M 1-17							48.8	4.0	*(10)*	100.0 100.0	25.0 40.0	*(3)*	49.3	5.1
231.4+04.3	M 1-18										18.0 18.0	25.0 40.0	*(3)*	18.0	40.0
231.8+04.1	NGC 2438										75.4	2.5	*(1,7,S)*	75.4	2.5
232.0+05.7	SaSt 2-3	166.1	0.2	*(a)*				145.3	4.0	*(10)*				166.0	0.2
232.4−01.8	M 1-13	45.5	0.3	*(a)*							46.0 46.0	25.0 40.0	*(3)*	45.5	0.3
232.8−04.7	M 1-11							52.7	4.0	*(10)*	28.9 16.3	16.2 14.0	*(2,3)*	16.3	14.1
233.5−16.3	A 15										35.0	3.0	*(*)*	35.0	3.0
234.3−06.6	K 2-3										63.0	3.0	*(*)*	65.2	8.0
234.8+02.4	NGC 2440										62.7	0.4	*(1,7,S)*	62.7	0.4
234.9−01.4	M 1-14							76.9	4.0	*(10)*	131.0 131.0	25.0 40.0	*(3)*	77.4	5.4
235.3−03.9	M 1-12							95.8	4.0	*(10)*				95.8	4.0
236.7+03.5	K 1-12										58.8	6.6	*(*)*	58.8	6.6
238.0+34.8	A 33										60.1	4.0	*(S)*	60.1	4.0
239.6+13.9	NGC 2610										88.9	2.8	*(1,7)*	88.9	2.8
240.3−07.6	M 3-2										84.0 67.7	11.0 15.0	*(2)*	67.7	15.0
241.0+02.3	M 3-4										74.0 74.0	25.0 40.0	*(3)*	74.0	40.0
242.6−11.6	M 3-1										69.5 56.8	14.7 14.0	*(2,3)*	56.8	14.0
243.3−01.0	NGC 2452	52.1	5.0	*(a)*	59.0	20.0					64.3	2.4	*(1,7)*	62.0	2.8
245.4+01.6	M 3-5										64.0 64.0	25.0 40.0	*(3)*	64.0	40.0
253.5+10.7	K 1-2										66.0	4.0	*(S)*	66.0	4.0
253.9+05.7	M 3-6	45.8	0.3	*(a)*	63.0	20.0					49.7 37.2	16.6 14.0	*(2,3)*	45.8	0.3
258.1−00.3	Sa 2-26	53.1	0.1	*(a)*	35.0	20.0								53.1	0.1
261.0+32.0	NGC 3242							2.7	1.9	*(8)*	4.6	0.6	*(1,S)*	4.4	0.6
261.6+03.0	Sa 2-32	16.4	1.5	*(a)*										16.4	1.5
261.9+08.5	NGC 2818										-1.0 -0.9	2.9 2.9	*(3,7,S)*	-0.9	2.9
264.1−08.1	He 2-7										88.0	4.0	*(7)*	88.0	4.0
264.4−12.7	He 2-5							133.0	4.0	*(10)*				133.0	4.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.						ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW			Medium resolution ASC			Low resolution SA	1995/97			SECAT			
265.1−04.2	ESO 259-10											49.0	3.0	(7)	49.0 3.0
265.7+04.1	NGC 2792											14.0	2.6	(1,7)	14.0 2.6
268.4+02.4	PB 5								53.3	4.0	(10)				53.3 4.0
272.1+12.3	NGC 3132								-15.0	40.0	(12)	-16.0	4.1	(1,7,S)	-16.0 4.1
273.2−03.7	He 2-18											40.0	19.0	(S)	40.0 19.0
274.3+09.1	Lo 4											33.0	20.0	(S)	33.0 20.0
274.6+02.1	Sa 2-48	184.3	0.3	(a)	217.0	20.0			173.5	4.0	(10)				184.3 0.3
274.6+03.5	He 2-37											12.0	5.0	(7)	12.0 5.0
275.3−04.7	He 2-21								131.3	4.0	(10)				131.3 4.0
275.5−01.3	Pe 2-4								17.0	16.0	(12)				17.0 16.0
275.8−02.9	He 2-29											25.0	6.0	(7)	25.0 6.0
277.1−03.8	NGC 2899											3.4	2.8	(7,S)	3.4 2.8
278.1−05.9	NGC 2867	13.4	0.3	(a)	-8.0	20.0						13.7	2.0	(1,7,S)	12.9 2.0
278.6−06.7	He 2-26								98.8	4.0	(10)				98.8 4.0
278.8+04.9	Sa 2-58	58.8	1.1	(a)	34.0	20.0									58.7 1.3
279.6−03.1	He 2-36											-7.1	2.0	(S)	-7.1 2.0
280.0+02.9	Sa 2-56	71.9	0.9	(a)	92.0	20.0									71.9 0.9
281.0−05.6	IC 2501								31.5	0.2	(11)	32.7	1.0	(1)	31.5 0.2
283.3+03.9	He 2-50	10.9	0.3	(a)								79.0	19.0	(S)	10.9 0.3
283.6+25.3	K 1-22											-14.0	4.0	(S)	-14.0 4.0
283.8−04.2	He 2-39											-23.0	20.0	(S)	-23.0 20.0
283.9−01.8	Hf 4											22.0	12.0	(7)	22.0 12.0
285.4+02.2	Pe 2-7								26.5	4.0	(10)				26.5 4.0
285.4+01.5	Pe 1-1	19.8	0.3	(a)	62.0	20.0			19.0	4.0	(10)				19.8 0.5
285.4−05.3	IC 2553											37.3	6.3	(1,S)	37.3 6.3
285.6−02.7	He 2-47								-17.7	4.0	(10)				-17.7 4.0
285.7+01.2	Pe 1-2								73.2	4.0	(10)				73.2 4.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
285.7−14.9	IC 2448					-24.0 4.0 *(1)*	-24.0 4.0
286.0−06.5	He 2-41				95.9 4.0 *(10)*		95.9 4.0
286.3+02.8	Sa 2-68	-21.0 0.3 *(a)*					-21.0 0.3
286.3−04.8	NGC 3211					-22.3 1.6 *(1,7,S)*	-22.3 1.6
286.8−29.5	K 1-27					75.0 75.0 *(S)*	75.0 75.0
288.4+00.3	Hf 38					64.0 4.0 *(7)*	64.0 4.0
288.8−05.2	He 2-51					8.0 3.0 *(7)*	8.0 3.0
289.8+07.7	He 2-63		157.0 20.0		121.8 4.0 *(10)*		123.2 6.8
290.5+07.9	Fg 1					28.6 2.4 *(1,7)*	28.6 2.4
291.3−26.2	Vo 1				-55.9 4.0 *(10)*		-55.9 4.0
291.6−04.8	IC 2621				3.8 4.0 *(10)*	13.6 6.6 *(1,S)*	11.4 5.0
291.7+03.7	He 2-64					72.0 20.0 *(S)*	72.0 20.0
292.4+04.1	Sa 2-77	22.0 1.2 *(a)*	5.0 20.0				21.9 1.2
292.6+01.2	NGC 3699					-15.8 7.8 *(7,S)*	-15.8 7.8
292.8+01.1	He 2-67				59.5 4.0 *(10)*		59.5 4.0
293.6+10.9	BlDz 1					-10.0 8.0 *(S)*	-10.0 8.0
294.1+43.6	NGC 4361					9.3 1.3 *(1,7,S)*	9.3 1.3
294.6+04.7	NGC 3918					-16.1 0.9 *(1,4,7, S)*	-16.1 0.9
294.9−04.3	He 2-68				40.5 4.0 *(10)*		40.5 4.0
295.3−09.3	He 2-62				89.8 4.0 *(10)*		89.8 4.0
296.3−03.0	He 2-73	-0.1 2.0 *(z)*			-6.1 4.0 *(10)*		-1.3 2.4
296.4−06.9	He 2-71		105.0 20.0		56.0 4.0 *(10)*		57.9 9.4
296.6−20.0	NGC 3195					-7.3 2.8 *(7,S)*	-7.3 2.8
297.4+03.7	He 2-78				25.8 4.0 *(10)*		25.8 4.0
298.3+06.6	Po 1				-38.0 6.0 *(12)*		-38.0 6.0
298.3−04.8	NGC 4071					11.0 1.6 *(4,7,S)*	11.0 1.6
299.5+02.4	He 2-82				-17.0 16.0 *(12)*	-10.0 12.0 *(7)*	-12.5 9.6

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.						ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW			Medium resolution ASC			Low resolution SA			1995/97			SECAT				
300.4−00.9	He 2-84													-44.0	20.0	(S)	-44.0	20.0
300.7−02.0	Sa 2-86	-7.5	0.2	(a)					-8.9	4.0	(10)						-7.5	0.2
300.8−03.4	ESO 095-12											57.0	20.0	(*)	57.0	20.0
302.3−01.3	DuRe 1	55.4	0.9	(a)	80.0	20.0						-137.0	20.0	(*)	55.1	6.1
303.6+40.0	A 35											-6.6	3.8	(S)	-6.6	3.8
304.2+05.9	Wray 16-122				-30.0	20.0									-30.0	20.0
304.5−04.8	IC 4191								-28.3	4.0	(10)	-12.7	6.5	(1,4)	-18.3	6.4
304.8+05.1	He 2-88	-4.8	2.0	(z)											-4.8	2.0
305.6−13.1	ESO 040-11											-16.0	13.0	(S)	-16.0	13.0
306.4−00.6	Th 2-A											-45.0	18.0	(7)	-45.0	18.0
307.2−03.4	NGC 5189				-46.0	20.0						-9.2	4.3	(1,4,S)	-9.5	4.0
307.2−09.0	He 2-97	70.2	1.8	(az)					-40.3	4.0	(10)				51.6	41.3
307.5−04.9	My Cn 18								-74.5	4.0	(10)	-55.0	5.5	(4)	-67.8	9.3
309.0+00.8	He 2-96								-53.2	4.0	(10)				-53.2	4.0
309.0−04.2	He 2-99	1.2	0.2	(a)	1.0	20.0						-2.0	20.0	(S)	1.2	0.2
309.1−04.3	NGC 5315				-55.0	20.0						-33.9	8.2	(1,4)	-34.5	6.2
309.2+01.3	VBRC 5											-59.0	10.0	(S)	-59.0	10.0
309.5−02.9	MaC 1-2								-47.1	4.0	(10)				-47.1	4.0
310.3+24.7	Lo 8											-3.0	2.7	(*)	-3.0	2.7
310.7−02.9	He 2-103											-29.9	2.0	(7,S)	-29.9	2.0
311.0+02.4	SuWt 2											-40.0	9.0	(S)	-40.0	9.0
311.1+03.4	He 2-101								-40.8	4.0	(10)				-40.8	4.0
312.0−02.0	He 2-106											8.0	20.0	(S)	8.0	20.0
312.3+10.5	NGC 5307											39.9	1.9	(1,7,S)	39.9	1.9
315.0−00.3	He 2-111											-10.4	3.2	(4,7,S)	-10.4	3.2
315.1−13.0	He 2-131											-1.2	4.4	(S)	-1.2	4.4
315.4+09.4	He 2-104								-144.0	4.0	(10)	-105.0	25.0	(S)	-143.6	4.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
316.1+08.4	He 2-108	-11.1 0.3 *(a)*	-46.0 20.0			-8.0 4.5 *(4)*	-11.1 0.4
317.1−05.7	He 2-119					-11.0 19.0 *(S)*	-11.0 19.0
318.3−02.0	He 2-114					-37.0 2.0 *(7,S)*	-37.0 2.0
318.4+41.4	A 36					36.8 3.3 *(S)*	36.8 3.3
319.6+15.7	IC 4406		-12.0 20.0			-40.9 3.3 *(1,4,7, S)*	-41.4 2.9
320.1−09.6	He 2-138				-45.1 0.2 *(11)*	-46.5 3.0 *(4,S)*	-56.9 0.3
320.3−28.8	He 2-434					38.0 4.5 *(4)*	38.0 4.5
320.9+02.0	He 2-117				-47.7 4.0 *(10)*	-29.0 9.0 *(S)*	44.6 6.9
321.0+03.9	He 2-113	-56.9 0.3 *(az)*	-63.0 20.0		-53.3 4.0 *(10)*		-56.9 0.3
321.3+02.8	He 2-115				-54.0 4.0 *(10)*	-63.0 7.0 *(S)*	-56.2 3.9
321.3−16.7	He 2-185					-6.0 7.0 *(S)*	-6.0 7.0
321.8+01.9	He 2-120					-18.4 5.1 *(7,S)*	-18.4 5.1
322.1−06.6	He 2-136					-135.0 9.0 *(S)*	-135.0 9.0
322.4−00.1	Pe 2-8				-16.3 4.0 *(10)*		-16.3 4.0
322.4−02.6	Mz 1					-32.3 3.2 *(7,S)*	-32.3 3.2
322.5−05.2	NGC 5979					23.0 3.0 *(1)*	23.0 3.0
323.1−02.5	He 2-132					-131.0 10.0 *(S)*	-131.0 10.0
323.6−04.5	IRAS 1546 3-				-41.0 25.0 *(12)*		-41.0 25.0
323.9+02.4	He 2-123				-16.9 4.0 *(10)*	-12.0 10.0 *(S)*	-12.0 10.0
324.0+03.5	PM 1-89		-81.0 20.0				-81.0 20.0
324.1+09.0	ESO 223-10					-55.0 19.0 *(*)*	-55.0 19.0
324.2+02.5	He 2-125				-39.1 4.0 *(10)*	-27.0 9.0 *(S)*	-37.1 4.5
325.0+03.2	He 2-129	-16.2 3.0 *(z)*			-16.6 4.0 *(10)*		-16.3 2.4
325.4−04.0	He 2-141					-46.0 9.0 *(S)*	-46.0 9.0
325.8+04.5	He 2-128	-94.8 0.4 *(az)*				-79.0 9.0 *(S)*	-94.8 0.7
325.8−12.8	He 2-182				-96.8 4.0 *(10)* -89.5 0.2 *(11)*	-91.0 9.0 *(S)*	-89.5 0.3
326.0−06.5	He 2-151					-128.2 6.7 *(S)*	-128.2 6.7

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.						ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW			Medium resolution ASC			Low resolution SA	1995/97			SECAT			
326.7+42.2	IC 972											-26.6	4.0	(S)	-26.6 4.0
327.1−01.8	He 2-140								-72.2	4.0	(10)	-60.0	9.0	(S)	-70.2 2.8
327.1−02.2	He 2-142	-94.5	0.3	(a)	-88.0	20.0			-88.8	4.0	(10)	-73.0	9.0	(S)	-94.5 0.3
327.5+13.3	He 2-118	-178.1	2.0	(z)					-77.4	4.0	(10)	-164.0	9.0	(S)	-134.2 24.8
327.8+10.0	NGC 5882											9.7	4.6	(1,4,S)	9.7 4.6
327.8−01.6	He 2-143											-35.0	10.0	(S)	-35.0 10.0
327.8−06.1	He 2-158											-39.0	9.0	(S)	-39.0 9.0
327.8−07.2	He 2-163											-45.0	9.0	(S)	-45.0 9.0
328.9−02.4	He 2-146											61.0	4.8	(7,S)	61.0 4.8
329.0+01.9	Sp 1											-31.5	2.5	(4,7,S)	-31.5 2.5
329.3−02.8	Mz 2											-29.7	2.1	(4,7,S)	-29.7 2.1
329.4−02.7	He 2-149											-113.0	10.0	(S)	-113.0 10.0
330.2+05.9	Lo 9								-33.0	15.0	(9)				-33.0 15.0
330.6−02.1	He 2-153											-40.2	10.2	(S)	-40.2 10.2
330.6−03.6	He 2-159								-89.0	15.0	(9)	-89.3	8.2	(S)	-89.2 7.2
330.7+04.1	Cn 1-1								-9.0	15.0	(9)				-9.0 15.0
330.9+04.3	Wray 16-189								27.0	15.0	(9)				27.0 15.0
331.0−02.7	He 2-157											-70.0	9.0	(S)	-70.0 9.0
331.1−05.7	PC 11								-52.0	15.0	(9)				-52.0 15.0
331.3+16.8	NGC 5873	-133.4	2.0	(z)	-150.0	20.0						-128.3	1.7	(1,4,5,S)	-130.5 2.0
331.3−12.1	He 3-1357											13.0	2.0	(*)	13.0 2.0
331.4−03.5	He 2-162								24.0	15.0	(9)	33.0	9.0	(S)	30.6 7.7
331.5−02.7	He 2-161											-98.0	9.0	(S)	-98.0 9.0
331.5−03.9	He 2-165								-14.0	15.0	(9)	-17.8	2.0	(7)	-17.7 1.9
331.7−01.0	Mz 3											-21.2	4.6	(S)	-21.2 4.6
332.0−03.3	He 2-164								-62.0	15.0	(9)	-77.0	9.0	(S)	-73.0 7.7
332.3−04.2	He 2-170								51.0	15.0	(9)	64.0	9.0	(S)	60.6 7.7

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)			LITERATURE Rad.Vel.		ADOPTED
		High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	1995/97	SECAT	VALUE
332.9−09.9	He 3-1333		-63.0 20.0		-67.0 15.0 *(9)*		-65.6 12.0
333.4+01.1	He 2-152					-63.5 7.1 *(S)*	-63.5 7.1
333.4−04.0	Ha Tr 3				-88.0 15.0 *(9)*		-88.0 15.0
334.3−09.3	IC 4642				41.0 15.0 *(9)*	44.0 3.0 *(7)*	43.9 2.9
334.8−07.4	SaSt 2-12	-63.0 0.5 *(az)*	-48.0 20.0		-77.0 15.0 *(9)*		-63.0 0.5
335.2−03.6	HaTr 4				-97.0 15.0 *(9)*		-97.0 15.0
335.4+09.2	ESO 330-0 2				-62.0 15.0 *(9)*		-62.0 15.0
335.6−04.0	MeWe 1-8				24.0 15.0 *(9)*		24.0 15.0
335.9−03.6	MeWe 1-7				-85.0 15.0 *(9)*		-85.0 15.0
336.2+01.9	Pe 1- 6					-76.0 10.0 *(S)*	-76.0 10.0
336.2−06.9	PC 14		-51.0 20.0		-34.0 15.0 *(9)*	-49.3 9.0 *(S)*	-46.0 7.2
336.3−05.6	He 2-186				-87.0 15.0 *(9)*	-67.0 9.0 *(S)*	-72.3 8.8
336.8−07.2	K 2-17				8.0 15.0 *(9)*		8.0 15.0
336.9+08.3	StWr 4-10				-159.0 15.0 *(9)*		-159.0 15.0
336.9−11.5	MeWe 1-10				-14.0 15.0 *(9)*		-14.0 15.0
337.4+01.6	Pe 1-7					-33.0 9.0 *(S)*	-33.0 9.0
337.4−09.1	Wray 16-266				-101.0 15.0 *(9)*		-101.0 15.0
337.5−05.1	He 2-187				52.0 15.0 *(9)*		52.0 15.0
337.6−04.2	MeWe 1-9				-96.0 15.0 *(9)*		-96.0 15.0
338.1−08.3	NGC 6326				1.0 15.0 *(9)*	10.2 1.5 *(1,5,7,* 8.5 1.5 *S)*	8.5 1.5
338.8+05.6	He 2-155				-61.0 15.0 *(9)*	-26.5 8.8 *(S)*	-35.3 15.0
340.4−14.1	Sa 1-6				-279.0 15.0 *(9)*		-279.0 15.0
340.8+12.3	Lo 11				-79.0 15.0 *(9)*		-79.0 15.0
340.8+10.8	Lo 12				9.0 15.0 *(9)*		9.0 15.0
340.9−04.6	Sa 1-5				-2.0 15.0 *(9)*		-2.0 15.0
341.0+09.4	SB25				-93.0 15.0 *(9)*		-93.0 15.0
341.5−09.1	He 2-248				-25.0 15.0 *(9)*		-25.0 15.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.								ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW			Medium resolution ASC			Low resolution SA			1995/97			SECAT				
341.6+13.7	NGC 6026							-106.0	40.0		-87.0	15.0	*(9)*	-103.6 -103.1	4.8 4.9	*(3,7,S)*	-101.5	4.7
341.7−06.0	SB26										-154.0	15.0	*(9)*				-154.0	15.0
341.8+05.4	NGC 6153										36.0	15.0	*(9)*	38.8	0.9	*(1,7,S)*	38.8	0.9
341.9+08.8	SB27										-2.0	15.0	*(9)*				-2.0	15.0
342.1+27.5	Me 2-1	44.4	0.5	*(az)*	62.0	20.0								45.5	5.3	*(4,S)*	44.4	0.5
342.1+10.8	NGC 6072							-22.0	40.0		7.0	15.0	*(9)*	7.0 7.0	2.0 2.0	*(3,7)*	6.9	1.4
342.3−06.0	SB28										-27.0	15.0	*(9)*				-27.0	15.0
342.5−14.3	Sp 3										43.0	15.0	*(9)*	45.5	5.0	*(4)*	45.2	4.7
342.7+00.7	H 1-3							-6.0	40.0								-6.0	40.0
342.8−06.6	Cn 1-4										-82.0	15.0	*(9)*	-88.0	5.0	*(5)*	-87.4	4.7
342.9−02.0	Pe 1-8													-1.0	3.0	*(7)*	-1.0	3.0
342.9−04.9	He 2-207										-19.0	15.0	*(9)*	-38.0	5.0	*(5)*	-36.1	5.7
343.4+11.9	H 1-1				102.0	10.0					67.0	15.0	*(9)*				91.2	16.1
343.5−07.8	PC 17				-103.5	20.0					-142.0	15.0	*(9)*				-128.1	18.5
343.6+03.7	SuWt 3										-26.0	15.0	*(9)*	-194.0	15.0	*(S)*	-110.0	84.0
343.7−09.6	SB29										-88.0	15.0	*(9)*				-88.0	15.0
343.9−05.8	SB30										67.0	15.0	*(9)*				67.0	15.0
344.2+04.7	Vd 1-1										-142.0	15.0	*(9)*	-142.1	3.5	*(5,S)*	-142.1	2.5
344.2−01.2	H 1-6							-51.0	40.0								-51.0	40.0
344.4−06.1	Wray 16-278										-35.0	15.0	*(9)*				-35.0	15.0
344.8+03.4	Vd 1-3							-194.0	40.0		-131.0	15.0	*(9)*				-138.8	20.7
345.0+04.3	Vd 1-2							-79.0	40.0		15.0	15.0	*(9)*				3.4	30.9
345.0+03.4	Vd 1-4							57.0	40.0		32.0	15.0	*(9)*				35.1	14.0
345.0−04.9	Cn 1-3	-80.0	2.0	*(z)*				-131.0	40.0		-80.0	15.0	*(9)*	-78.0	5.0	*(5)*	-79.8	1.8
345.2−08.8	Tc 1				-95.0	10.0					-94.0	15.0	*(9)*	-83.0	5.0	*(S)*	-84.1	4.7
345.3−10.2	MeWe 1-11										21.0	15.0	*(9)*				21.0	15.0
345.4+00.1	IC 4637							-46.0	40.0					11.2	4.9	*(1,4)*	10.4	5.6

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	LITERATURE Rad.Vel. 1995/97	SECAT	ADOPTED VALUE
345.5+15.1	Lo 13				-19.0 15.0 *(9)*		-19.0 15.0
345.6+06.7	He 2-175			-69.0 40.0	-43.0 15.0 *(9)*	-32.0 5.0 *(5)*	-33.6 4.7
345.9+03.0	Vd 1-6			-142.0 40.0			-142.0 40.0
346.0+08.5	He 2-171			-176.0 40.0	-93.0 15.0 *(9)*	-83.0 25.0 *(S)*	-101.5 18.7
346.2−08.2	IC 4663				-74.0 15.0 *(9)*	-48.7 6.0 *(1,4)*	-52.1 6.2
346.3−06.8	Fg 2	34.7 2.0 *(z)*		17.0 40.0	17.0 15.0 *(9)*	35.0 4.0 *(1)*	34.5 1.8
346.9+12.4	K 1-3				-14.0 15.0 *(9)*	-12.3 6.0 *(S)*	-12.5 5.6
347.4+05.8	H 1-2	-105.5 0.7 *(az)*			-101.0 15.0 *(9)*	-102.0 5.0 *(5)*	-105.5 0.7
347.7+02.0	Vd 1-8			-117.0 40.0			-117.0 40.0
347.9−06.0	SB31				-70.0 15.0 *(9)*		-70.0 15.0
348.0+06.3	MGP 1				-52.0 15.0 *(9)*		-52.0 15.0
348.0−13.8	IC 4699	-122.7 2.0 *(z)*		-177.0 40.0	-136.0 15.0 *(9)*	-123.7 2.8 *(1,4)*	-123.3 1.6
348.4−04.1	H 1-21		-197.5 10.0		-208.0 15.0 *(9)*		-200.7 8.3
348.8−09.0	He 2-306		-36.5 10.0	-3.0 40.0	-53.0 15.0 *(9)*		-40.0 8.1
349.2−03.5	H 2-14				-12.0 15.0 *(9)*		-12.0 15.0
349.3−01.1	NGC 6337			-59.0 40.0		-71.2 3.9 *(3,7)* -71.1 4.0	-70.9 4.0
349.3−04.2	Lo 16				13.0 15.0 *(9)*		13.0 15.0
349.5+01.0	NGC 6302			8.0 40.0		-39.0 2.1 *(1,4,S)*	-38.9 2.5
349.7−09.1	SB32				186.0 15.0 *(9)*		186.0 15.0
349.8+04.4	M 2-4	-207.9 2.0 *(z)*	-204.5 20.0	-144.0 40.0	-186.0 15.0 *(9)*	-184.0 11.0 *(2)* -200.3 15.0	-207.2 2.2
350.1−03.9	H 1-26			-53.0 40.0	-34.0 15.0 *(9)*	-37.0 5.0 *(5)*	-36.9 4.7
350.5−05.0	H 1-28			-58.0 40.0	-35.0 15.0 *(9)*	-45.0 5.0 *(5)*	-44.2 4.7
350.8−02.4	H 1-22					-213.0 5.0 *(5)*	-213.0 5.0
350.9+04.4	H 2-1	-18.5 2.0 *(z)*		-41.0 40.0	-25.0 15.0 *(9)*	-20.0 5.5 *(4)*	-18.8 1.9
351.0−10.4	HaTr 9				-38.0 15.0 *(9)*		-38.0 15.0
351.1+04.8	M 1-19	-55.2 0.4 *(a)*	-51.0 20.0	-30.0 40.0	-51.0 15.0 *(9)*	-40.0 11.0 *(2)* -56.3 15.0	-55.2 0.4
351.2+05.2	M 2-5			-156.0 40.0	-128.0 15.0 *(9)*	-98.0 11.0 *(2)* -114.3 15.0	-123.4 10.2

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
351.2−06.3	SB33								-58.0	15.0	*(9)*				58.0	15.0
351.3+07.6	H 1-4						-35.0	40.0	8.0	15.0	*(9)*				2.7	14.1
351.5−06.5	SB34								-57.0	15.0	*(9)*				-57.0	15.0
351.6−06.2	H 1-37	-23.2	2.0	*(z)*			-51.0	40.0	-28.0	15.0	*(9)*	-16.0	5.0	*(5)*	-22.3	1.8
351.7−06.6	SB35								-120.0	15.0	*(9)*				-120.0	15.0
351.7−10.9	Wray 16-385								-58.0	15.0	*(9)*				-58.0	15.0
351.9+09.0	PC 13	-75.2	2.0	*(z)*			-51.0	40.0	-74.0	15.0	*(9)*				-75.1	2.0
351.9−01.9	Wray 16-286						-157.0	40.0	-152.3	4.1	*(8)*				-152.3	4.1
352.0−04.6	H 1-30								-33.0	15.0	*(9)*	-8.0	5.0	*(5)*	-12.9	6.7
352.0−06.7	SB36								35.0	15.0	*(9)*				35.0	15.0
352.1+05.1	M 2-8	25.1	1.0	*(az)*	22.0	20.0	24.0	40.0	26.0	15.0	*(9)*	26.8 13.8	11.8 14.0	*(2,3)*	25.1	1.0
352.6+03.0	H 1-8						-116.0	40.0							-116.0	40.0
352.6−04.9	SB37								20.0	15.0	*(9)*				20.0	15.0
352.8−00.2	H 1-13						-49.0	40.0	-25.5	7.4	*(8)*				-26.3	7.3
352.7−08.4	SB38								59.0	15.0	*(9)*				59.0	15.0
352.9+11.4	K 2-16				18.0	20.0			-2.0	15.0	*(9)*				5.2	12.0
352.9−07.5	Fg 3	0.5	5.0	*(z)*					0.0	15.0	*(9)*	4.6	2.0	*(1)*	4.0	1.8
353.0+08.3	MyCn 26											-44.0 -44.0	25.0 40.0	*(3)*	44.0	40.0
353.2−05.2	H 1-38						-134.0	40.0	-149.7 -151.0	3.9 15.0	*(8)* *(9)*				149.6	3.8
353.3+06.3	M 2-6	-127.7	1.7	*(az)*	-115.0	20.0	-88.0	40.0	-126.0	15.0	*(9)*	-88.7 -104.5	14.4 18.2	*(2,3)*	-127.4	1.7
353.3−08.3	SB39								6.0	15.0	*(9)*				6.0	15.0
353.4−02.4	K 5-8								-52.3	10.9	*(8)*				-52.3	10.9
353.4−04.5	K 6-13								0.2	5.2	*(8)*				0.2	5.2
353.5−04.9	H 1-36	-119.5	1.1	*(az)*	-111.0	20.0	-73.0	40.0	-116.6	4.0	*(8)*	-120.9	3.1	*(S)*	-119.3	0.9
353.7+06.3	M 2-7						-4.0	40.0	-56.0	15.0	*(9)*	-56.0 -72.3	11.0 15.0	*(2)*	-60.2	11.9
353.7−12.8	Wray 16-411								-50.0	15.0	*(9)*				-50.0	15.0
354.1−04.1	He 3-148 1								-10.1	5.9	*(8)*				-10.1	5.9

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
354.2+04.3	M 2-10						-121.0	40.0	-75.0	15.0	(9)	-75.0 -91.3	11.0 15.0	(2)	-85.6	10.2
354.4+04.0	Te 233						-220.0	40.0							-220.0	40.0
354.4−07.8	H 1-52								-124.0	15.0	(9)				-124.0	15.0
354.5+03.3	Th 3-4								-165.0	15.0	(9)				-165.0	15.0
354.6+04.9	Te 139											41.0	30.0	(*)	41.0	30.0
354.7−07.2	SB40								-69.0	15.0	(9)				-69.0	15.0
354.7−10.0	SB41								34.0	15.0	(9)				34.0	15.0
354.9+03.5	Th 3-6						-81.0	40.0	-72.0	15.0	(9)				-73.1	14.0
355.1+04.7	Te 140											64.0	30.0	(*)	64.0	30.0
355.1−02.9	H 1-31	47.0	2.0	(z)	69.0	20.0			48.5	4.1	(8)	86.0 69.7	11.0 15.0	(2)	47.5	1.8
355.1−06.9	M 3-21	-66.1	2.0	(z)					-85.0	15.0	(9)	-68.6	3.8	(S)	-66.9	1.8
355.2+03.7	Te 137											70.0	30.0	(*)	70.0	30.0
355.2−02.5	H 1-29				-3.0	20.0			-16.7	4.1	(8)	-18.0	5.0	(5)	-16.9	3.1
355.3−04.0	IRAS 1747 4-3500								-163.2	6.8	(8)				-163.2	6.8
355.3−07.5	SB42								40.0	15.0	(9)				40.0	15.0
355.4+02.3	Te 138											-46.0	40.0		-46.0	40.0
355.4−02.4	M 3-14	-82.3	2.0	(z)	-96.0	20.0			-81.7	4.0	(8)	-76.0 -92.3	11.0 15.0	(2)	-82.3	1.8
355.4−04.0	Hf 2-1						-95.0	40.0	-84.4 -84.0	4.3 15.0	(8) (9)				-84.5	4.1
355.6−02.7	H 1-32				-192.0	20.0			-222.0	3.9	(8)	-188.0 -204.3	11.0 15.0	(2)	-220.0	4.8
355.7−03.0	H 1-33				-147.0	20.0			-121.0	4.2	(8)	-117.0	5.0	(5)	-120.0	3.4
355.7−03.4	H 2-23								85.4 38.0	3.8 15.0	(8) (9)				82.5	11.3
355.7−03.5	H 1-35	123.2	0.1	(az)	134.0	20.0			125.8 128.0	3.8 15.0	(8) (9)	160.0 143.7	11.0 15.0	(2)	123.4	1.0
355.8−08.7	SB43								-74.0	15.0	(9)				-74.0	15.0
355.9+03.6	H 1-9	-157.6	0.7	(az)	-133.0	20.0			-193.0	15.0	(9)	-148.0	11.2	(4,5)	-157.6	1.1
355.9−04.2	M 1-30	-120.3	1.7	(z)	-106.0	20.0	-86.0	40.0	-127.0	15.0	(9)	-98.0 -114.3	11.0 5.0	(2)	-120.1	1.7
356.0−07.4	SB45								-116.0	15.0	(9)				-116.0	15.0
356.0−07.4	SB44								1.0	15.0	(9)				1.0	15.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
356.1+02.7	Th 3-13						-99.0	40.0							-99.0	40.0
356.1−03.3	H 2-26						-206.0	40.0	-156.0 -165.0	3.7 15.0	(8) (9)				-156.9	3.6
356.1−08.6	SB46								54.0	15.0	(9)				54.0	15.0
356.2−04.4	Cn 2-1	-169.6	0.8	(az)	-170.0	20.0	-231.0	40.0	-167.0	15.0	(9)	-271.0 -271.0	25.0 40.0	(3)	-169.6	0.8
356.3−06.2	M 3-49								-54.0	15.0	(9)	-47.0	5.0	(5)	-50.1	4.7
356.3−07.3	SB47								-27.0	15.0	(9)				-27.0	15.0
356.4−06.8	SB48								10.0	15.0	(9)				10.0	15.0
356.5+05.1	Th 3-3								-48.0	15.0	(9)				-48.0	15.0
356.5+01.5	Th 3-55								-46.2	3.8	(8)				-46.2	3.8
356.5−02.3	M 1-27	-49.7	0.7	(az)	-70.0	20.0	-91.0	40.0				-16.5	30.0	(*)	-47.7	0.7
356.5−03.6	H 2-27						9.0	40.0	-37.0	15.0	(9)				-31.3	15.1
356.5−03.9	H 1-39				-54.0	20.0	-120.0	40.0	-117.0	15.0	(9)	-50.0 -66.3	11.0 15.0	(2)	-85.3	16.0
356.6−07.8	H 1-57						-27.0	40.0	-19.0	15.0	(9)				-20.0	14.0
356.7−04.8	H 1-41				39.0	20.0			68.0	15.0	(9)	76.0	5.0	(5)	73.3	6.0
356.7−06.4	H 1-51						-222.0	40.0	-206.0	15.0	(9)				-208.0	14.0
356.8+03.3	Th 3-12						273.0	40.0	168.0	15.0	(9)	330.0	80.0	(*)	185.4	30.0
356.8−05.4	H 2-35						-200.0	40.0	-199.0	15.0	(9)	-195.0	5.0	(5)	-195.5	4.7
356.8−11.7	Lo 17						-103.0	40.0	-60.0	15.0	(9)				-65.3	14.0
356.9+04.5	M 2-11	84.5	2.0	(z)	104.0	20.0	128.0	40.0	51.0	15.0	(9)	77.6 62.7	10.1 14.0	(2,3)	83.7	2.9
356.9+04.4	M 3-38								-170.0	15.0	(9)	-156.0 -172.3	11.0 15.0	(2)	-171.1	10.6
356.9−05.8	M 2-24						127.0	40.0	137.0	15.0	(9)	173.0 156.7	11.0 15.0	(2)	145.5	10.2
357.0+02.4	M 4-4											29.0 12.7	11.0 15.0	(2)	12.7	15.0
357.1+04.4	TeJu 18								52.0	15.0	(9)				52.0	15.0
357.1+03.6	M 3-7	-191.7	5.6	(az)	-169.0	20.0	-187.0	40.0	-208.0	15.0	(9)	-191.0 -207.3	11.0 15.0	(2)	-193.6	4.8
357.1+01.9	Th 3-24						-197.0	40.0							-197.0	40.0
357.1−04.7	H 1-43						101.0	40.0	31.0	15.0	(9)	76.0 59.7	11.0 15.0	(2)	49.0	13.8
357.1−06.1	M 3-50						133.0	40.0	11.0	15.0	(9)	24.0 7.7	11.0 15.0	(2)	17.5	21.7

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
357.2+07.4	M 4-3	132.5	0.6	*(az)*	159.0	20.0	159.0	40.0	144.0	15.0	*(9)*	156.0 139.7	11.0 15.0	*(2)*	132.5	0.6
357.2+02.0	H 2-13						-213.0	40.0	-132.6	4.8	*(8)*				-133.7	9.5
357.2−04.5	H 1-42						-93.0	40.0	-79.0	15.0	*(9)*	-79.0	5.0	*(5)*	-79.2	4.7
357.2−09.8	SB49								20.0	15.0	*(9)*				20.0	15.0
357.3+04.0	H 2-7								76.0	15.0	*(9)*				76.0	15.0
357.3+03.3	M 3-41						-129.0	40.0	-132.0	15.0	*(9)*	-69.0 -85.3	11.0 15.0	*(2)*	-110.0	16.4
357.2+01.4	Al 2-H											-30.0	15.0	*(6)*	-30.0	15.0
357.3−06.5	SB50								0.0	15.0	*(9)*				0.0	15.0
357.4−03.2	M 2-16	89.6	2.5	*(az)*	119.0	20.0						106.0 89.7	11.0 15.0	*(2)*	90.0	2.5
357.4−03.5	M 2-18	-21.1	0.6	*(a)*			44.0	40.0	-54.0	15.0	*(9)*	-3.0 -19.3	11.0 15.0	*(2)*	-21.1	0.9
357.4−04.6	M 2-22						-134.0	40.0	-94.0	15.0	*(9)*	-92.0 -108.3	11.0 15.0	*(2)*	-103.3	10.3
357.4−07.2	SB51								-222.0	15.0	*(9)*				-222.0	15.0
357.5+03.2	M 3-42						-271.0	40.0				-250.0 -266.3	11.0 15.0	*(2)*	-267.2	14.0
357.6+02.6	H 1-18								-221.6	4.0	*(8)*	-204.0 -220.3	11.0 15.0	*(2)*	-221.5	3.9
357.6+01.7	H 1-23						-98.0	40.0	-71.1	4.1	*(8)*	-72.0 -88.3	11.0 15.0	*(2)*	-72.5	3.9
357.6+01.0	TrBr 4											-122.0	60.0	*(*)*	-122.0	60.0
357.6−03.3	H 2-29						57.0	40.0	114.0	15.0	*(9)*				107.0	18.7
357.9−05.1	M 1-34						-23.0	40.0	-5.0	15.0	*(9)*	2.0 -14.3	11.0 15.0	*(2)*	10.5	10.3
357.9−03.8	H 2-30								-32.0	15.0	*(9)*				-32.0	15.0
358.0+09.3	Th 3-1						-83.0	40.0	-8.0	15.0	*(9)*				-17.2	24.7
358.0+07.5	TeJu 8								8.0	15.0	*(9)*	43.0	60.0	*(*)*	10.1	14.6
358.0+02.6	Th 3-23								11.7	5.6	*(8)*				11.7	5.6
358.0−05.1	Pe 1-11						-121.0	40.0	-132.0	15.0	*(9)*				-130.6	14.0
358.2+04.2	M 3- 8				57.0	20.0	72.5	40.0	86.0	15.0	*(9)*	95.0 78.7	11.0 15.0	*(2)*	76.6	9.1
358.2+03.6	M 3-10	-131.3	0.3	*(az)*			-77.0	40.0	-102.0	15.0	*(9)*	-96.2 -110.7	10.1 14.0	*(2,3)*	-131.3	0.3
358.2+03.5	H 2-10						69.0	40.0	51.0	15.0	*(9)*	50.0 33.7	11.0 15.0	*(2)*	44.1	10.2
358.2−01.1	Bl D								-30.9	3.6	*(8)*	-31.0	15.0	*(*)*	-30.9	3.5

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW	Medium resolution ASC	Low resolution SA	LITERATURE Rad.Vel. 1995/97	SECAT	ADOPTED VALUE
358.3+03.0	H 1-17		-41.0 20.0		-30.4 4.4 *(8)*	1.0 11.0 *(2)* -15.3 15.0	-29.7 4.1
358.3+01.2	Bl B				-108.2 9.4 *(8)*		-108.2 9.4
358.3−02.5	Al 2-O			-128.0 40.0	-78.0 3.7 *(8)*	-85.0 15.0 *(6)*	-78.8 3.6
358.3−07.3	SB52				-49.0 15.0 *(9)*		-49.0 15.0
358.3−21.6	IC 1297	9.1 2.0 *(z)*				13.7 3.5 *(1,4,S)*	10.3 1.5
358.4+03.3	Th 3-19				122.0 15.0 *(9)*		122.0 15.0
358.4−02.5	Al 2-P					-249.0 15.0 *(6)*	-249.0 15.0
358.5+05.4	M 3-39				-62.0 15.0 *(9)*	4.0 3.0 *(7)*	1.5 12.7
358.5+03.7	Al 2-B				-168.0 15.0 *(9)*	-148.0 15.0 *(6)*	-158.0 10.6
358.4−02.5	M 4-7				-233.8 3.7 *(8)*		-233.8 3.7
358.5−04.2	H 1-46	-44.3 0.2 *(az)*	-62.0 20.0	10.0 40.0	-26.0 15.0 *(9)*	-13.1 10.1 *(2,3)* -26.9 14.0	-44.3 0.2
358.5−07.3	NGC 6563			-18.0 40.0	-30.0 15.0 *(9)*	-29.5 5.1 *(1,4,S)*	-29.5 3.6
358.6+07.8	M 3-36			-5.0 40.0	6.0 15.0 *(9)*	11.6 10.1 *(2,3)* -1.9 14.0	1.4 2.5
358.6+01.8	M 4- 6				-268.1 5.5 *(8)*	-292.0 11.0 *(2)* -308.3 15.0	-272.9 13.0
358.6−05.5	M 3-51				46.0 15.0 *(9)*	34.0 11.0 *(2)* 17.7 15.0	31.8 14.1
358.7+05.2	M 3-40				45.0 15.0 *(9)*	37.0 11.0 *(2)* 20.7 15.0	32.8 12.1
358.7−02.7	Al 2-R			-119.0 40.0			-119.0 40.0
358.7−05.1	SB53				-14.0 15.0 *(9)*		-14.0 15.0
358.7−05.2	H 1-50	70.4 2.0 *(z)*		32.0 40.0	74.0 15.0 *(9)*	28.0 25.0 *(3)* 28.0 40.0	70.3 2.0
358.8+04.1	SaWe 2				46.0 15.0 *(9)*		46.0 15.0
358.8+04.0	Th 3-15				33.0 15.0 *(9)*		33.0 15.0
358.8+03.0	Th 3-26		228.0 20.0		192.3 3.9 *(8)*	204.0 5.0 *(5)*	197.4 5.2
358.9+03.4	H 1-19				19.5 4.7 *(8)* 38.0 15.0 *(9)*	65.0 11.0 *(2)* 48.7 15.0	23.4 6.4
358.9+03.2	H 1-20		216.0 20.0		189.8 3.9 *(8)*	186.0 11.0 *(2)* 169.7 15.0	189.5 4.9
358.9−00.7	M 1-26			-51.0 40.0	-4.9 5.1 *(8)*	-5.0 11.0 *(2)* -21.3 15.0	-7.2 5.1
358.9−03.7	H 1-44				80.0 15.0 *(9)*	99.0 5.0 *(5)*	97.1 5.7
359.0+02.8	Al 2-G					-262.0 15.0 *(6)*	-262.0 15.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK) High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA		LITERATURE Rad.Vel. 1995/97			SECAT			ADOPTED VALUE	
359.0−04.1	M 3-48								-21.0	15.0	(9)	-11.0	5.0	(5)	-12.0	4.7
359.0−04.8	M 2-25						14.0	40.0	17.0	15.0	(9)	20.0 3.7	11.0 15.0	(2)	10.6	10.2
359.1+15.1	A 40								2.0	15.0	(9)				2.0	15.0
359.1−01.7	M 1-29	-41.5	1.1	(az)			-56.0	40.0	-42.9	3.8	(8)	-62.0 -78.3	11.0 15.0	(2)	-41.0	1.0
359.1−02.3	M 3-16	64.8	7.2	(a)			50.0	40.0	62.9	4.6	(8)	81.0 64.7	11.0 15.0	(2)	63.4	1.8
359.1−02.9	M 3-46						-71.0	40.0							-71.0	40.0
359.2+04.7	Th 3-14						-255.0	40.0	-237.0	15.0	(9)				-239.2	14.0
359.2+01.2	19W32						12.0	40.0				56.0	5.0	(*)	55.3	5.4
359.3+03.6	Al 2-E						-14.6	40.0	-62.1 -49.0	7.0 15.0	(8) (9)				-58.6	6.3
359.3+01.4	Th 3-35						-37.0	40.0	55.9	5.0	(8)				54.5	11.4
359.3−00.9	Hb 5	-22.9	2.0	(z)			36.0	40.0	-25.4	3.2	(8)	-28.0	5.0	(S)	-24.0	1.7
359.3−01.8	M 3-44						-87.0	40.0	-98.8	4.6	(8)	-89.0 -105.3	11.0 15.0	(2)	-99.2	4.4
359.3−03.1	M 3-17				-13.0	20.0	-28.0	40.0				-28.0 -44.3	11.0 15.0	(2)	-32.6	11.5
359.3−06.0	SB54								38.0	15.0	(9)				38.0	15.0
359.4+02.3	Th 3-32						-167.0	40.0							-167.0	40.0
359.4−03.4	H 2-33								107.0	15.0	(9)				107.0	15.0
359.4−08.5	SB55								163.0	15.0	(9)				163.0	15.0
359.6+02.2	Al 2-I								97.5	10.8	(8)				97.5	10.0
359.6−04.8	H 2-36						-203.0	40.0	-108.0	15.0	(9)				-119.7	31.2
359.7−01.8	M 3-45				-4.0	20.0	20.0	40.0	31.1	4.4	(8)	32.0 15.7	11.0 15.0	(2)	28.3	4.6
359.7−02.6	H 1-40	63.8	2.0	(z)	43.0	20.0	40.0	40.0				108.0 91.7	11.0 15.0	(2)	64.0	2.5
359.7−04.4	KFL 3						178.0	40.0	213.0	15.0	(9)	200.0	15.0	(6)	204.6	10.3
359.8+06.9	M 3-37						-104.0	40.0	-61.0	15.0	(9)	-67.0 -83.3	11.0 15.0	(2)	-74.2	10.2
359.8+05.6	M 2-12						22.0	40.0	76.0	15.0	(9)	73.0 56.7	11.0 15.0	(2)	63.4	10.3
359.8+05.2	TeJu 19								-31.0	15.0	(9)	-89.0	60.0	(*)	-34.4	14.6
359.8+03.7	Th 3-25								-90.7 -117.0	4.1 15.0	(8) (9)	-93.0	5.0	(5)	-92.7	3.7
359.8+02.4	Th 3-33						72.0	40.0							72.0	40.0

Table 2 – continued

PN G	NAME	NEW Rad.Vel. (OUR WORK)						LITERATURE Rad.Vel.								ADOPTED VALUE	
		High resolution ZASW			Medium resolution ASC		Low resolution SA				1995/97			SECAT			
359.8+01.5	K 6-6							-161.0	5.6	*(8)*						-161.0	5.6
359.8−07.2	M 2-32	-53.6	2.0	*(z)*			-105.0	40.0	-74.0	15.0	*(9)*	-49.4 -63.1	10.1 14.0	*(2,3)*		-54.3	2.0
359.9+05.1	M 3-9						-123.0	40.0	-77.0	15.0	*(9)*	-81.6 -84.1	4.9 5.2	*(2,4)*		-83.9	4.4
359.9−04.5	M 2-27	144.8	0.2	*(az)*					164.0	15.0	*(9)*	170.4 154.8	12.2 16.2	*(2,3)*		144.8	0.2
359.9−05.4	KFL 9								19.0	15.0	*(9)*	-19.0	15.0	*(6)*		0.0	19.0
359.9−07.4	SB56								222.0	15.0	*(9)*					222.0	15.0

Table 2: The references are : (a): high-resolution ZASW data non published in Zijlstra et al. 1997; (z): high-resolution ZASW data published in Zijlstra et al. 1997; (1): Campbell & Moore, 1918; (2): Minkowski, 1957; (3): Mayall, 1964; (4): Acker, 1975; (5): Webster & Kalnajs, 1982; (6): Kinman, Feast & Wasker, 1988; (7): Meatheringham, Wood & Faulkner, 1988; (8): Kohoutek & Wauls, 1995; (9): Beaulieu, 1996; (10): Dopita & Hua, 1997; (11): Spyromilio, 1995; (12): Kraan-Korteweg, Fairall, Woudt & van de Steene, 1996; (S): See STPP83 for more details; (*): See the SECAT (1992) and its first suppl. (1996) for more details.

Annexe D

Kinematics and dynamics of galactic systems as probed by PNe samples

Herwig Dejonghe, Paul Vauterin, Katryn van Caelenberg, Sophie Durand & Anne Mathieu

Article de revue, 1997, paru dans le symposium IAU n° 180, «*Planetary Nebulæ*», édité par Habing H. & Lamers H., p. 428

1997IAUS..180..428D

KINEMATICS AND DYNAMICS OF GALACTIC SYSTEMS AS PROBED BY PLANETARY NEBULAE SAMPLES

H. DEJONGHE[1], P. VAUTERIN[1,2], K. VAN CAELENBERG[1,3], S. DURAND[4] AND A. MATHIEU[1,4]

[1] *Sterrenkundig Observatorium, Universiteit Gent, Belgium*

[2] *Koninklijke Sterrenwacht van België, Belgium*

[3] *Research Assistant, FWO, Belgium*

AND

[4] *Observatoire de Strasbourg, France*

1. Introduction

At the current epoch, the dynamics of galactic systems is largely controlled by the behaviour of the stellar component. There is probably also a large amount of non-stellar matter present, which probably dominates the dynamics on large scales. Nevertheless, the (centers of) galaxies are still, for better or worse, defined as those regions were there happens to be a lot of stellar light.

In this contribution, we will concentrate on samples of Planetary Nebulae (PNe). We will not try to distinguish populations. Our goal here is to obtain dynamical models with stellar distribution functions, and such models need kinematical data for at least several hundred stars, which is about the size of the best data sets available.

The reasons to consider PNe are well known. They are members of a stellar population that is thought to be dynamically relaxed and therefore suitable for modeling with equilibrium models. Their emission spectra make detection of individual stars possible, even at large distances, and allow the determination of a radial velocity. Last but not least, they can be found in the halos of galaxies, and thus provide important information on these fairly mysterious components.

H. J. Habing and H. J. G. L. M. Lamers (eds.), Planetary Nebulae, 428–437.
© 1997 *IAU. Printed in the Netherlands.*

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

2. Stellar dynamics

The fundamental particle in stellar dynamics is the orbit. As such, it is certainly not the most convenient or fundamental representation. To do better, we note that in astronomy, we get but a snapshot of reality, in this case a position and a velocity at some time (at best!). Hence, ideally we need to characterize orbits by means of time-independent integrals of the motion. The fundamental question then is : how many stars are there with a given set of integrals of the motion? This is in essence the quest for the distribution function.

The choice of these integralss is not arbitrary, but follows from the equations of the motion. Therefore, the constants of the motion will always somehow refer to the forces that are locally at work. For example, when the motion is conservative there is a potential $V(\vec{r}, t)$, and when this potential is time-independent, we know that the classical energy $E = V(\vec{r}) + \frac{1}{2}\vec{v}^2$ is conserved. Clearly, E is not an observable since it contains the potential, but on the other hand, E offers a means to constrain $V(\vec{r})$, and hence, e.g., the amount of dark matter. As far as the time-independent case goes, we will have occasion to refer here to models with the following symmetries : spherical symmetry, i.e. $V(|\vec{r}|)$, with integrals E and $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{v}$ in section 4.2 and 4.4; classical axisymmetry, i.e. $V(\varpi, z)$, where $\varpi^2 = x^2 + y^2$, and the integrals E and L_z, in section 3.2; Stäckel axisymmetry with an additional third integral I_3 in section 3.3.

When the stellar system is time-dependent, the concept of constants or integrals of the motion loses much of its elegance, and one has to study the distribution function directly as it comes in phase space (see section 3.4)

Our goal therefore is (1) to obtain the distribution function F, which is the fundamental description of a stellar system. The more the system exhibits symmetry, the more fundamental this picture will be; (2) to determine some basic parameters, such as the mass (bearing on such issues as dark matter or black holes) and the angular momentum (which is an important parameter in a merger event); (3) to get an idea of the evolution, which we will here translate into the investigation of the (in)stability properties.

The means to obtain all this are twofold : (1) solving the collisionless Boltzmann equation for F or using the fact that, where appropriate, F is a function solely of the integrals of the motion. In that case, a fit of F to the data reduces to a number of integral equations that connect F to such observables as projected light density, projected velocities and dispersions. These may be solved by a Quadratic Programming technique (Dejonghe 1989), hereafter QP. In essence, one writes the distribution function as a linear combination of basis functions that are suitably chosen, and one de-

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

termines the coefficients by minimizing a sum of squares built with observables, and adding linear constraints that ensure that the solution remains positive in phase space. (2) solving the Jeans equations. This method has the advantage that it connects easily to a more familiar hydrodynamical formulation, and is readily applicable in some simple cases. On the other hand, one is never sure whether a solution will correspond to a distribution function that is positive. Both methods assume that the potential is known. By experimenting with several choices, one may obtain a best estimate for the potential.

3. Dynamical models for the Galaxy

3.1. THE DATA

PNe are, together with OH/IR stars, the only stars for which samples exist that cover substantial parts of the Galaxy. For our purposes, we only consider the PNe for which radial velocities are known. The catalog by Acker *et al.* (1992) contains 621 entries that meet this criterion. It is, for a large part, a critical compilation of all known measurements in the literature (Schneider *et al.* 1983). Recently, a new catalog containing 856 PNe with radial velocities has been compiled from various sources (Durand, this volume and Durand *et al.* (1996), and references therein). Apart from the size, also the quality of the measurements and the estimates of the errors are greatly improved. Nevertheless, there are very important but unquantifiable selection biases present in these catalogs, since they originate in large part from literature searches. Add to this problem the galactic extinction in the plane (most of it is optical work), and it will be clear that these catalogs are unsuitable to yield star counts.

3.2 TWO-INTEGRAL AXISYMMETRIC MODELS

The first such models have been constructed by Durand *et al.* (1996). To overcome the non-kinematic detection biases, they substituded the PN counts with the 2.2μm COBE map. This emission is thought to be dominated by late-K and M giants, and is therefore fairly representative for the distribution of the galactic AGB stars.

The potential is a superposition of 2 Kuzmin-Kutuzov Stäckel potentials with a halo-disk structure, that produces a flat rotation curve, reasonable radial and thickness scalelenghts of the disk and an acceptable disk surface density at the solar radius (Batsleer & Dejonghe 1994). The model uses QP, and the necessary basis functions are such that thin two-integral disks are fairly easily produced (Batsleer & Dejonghe 1995).

So far, two-integral models have been made only for the Acker *et al.*

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

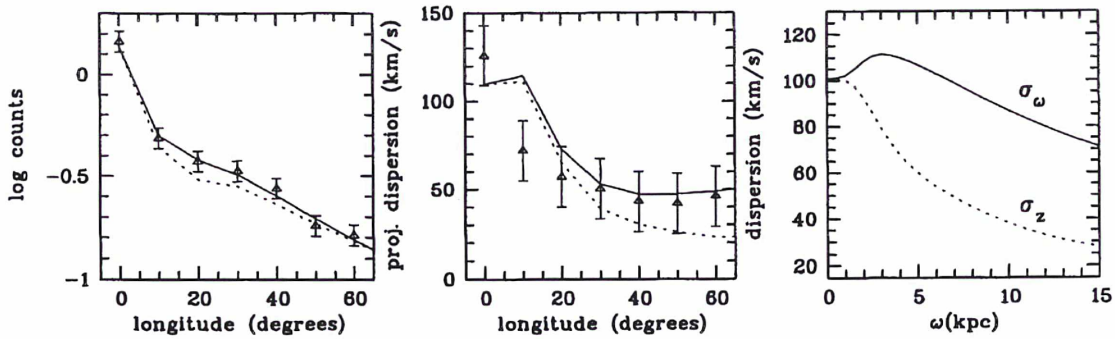


Figure 1. A comparison of a two-integral model (dotted curves) and a three-integral model (full curves), superposed on data from the Acker *et al.* sample. Left panel: projected star counts from the COBE map, middel panel: projected velocity dispersion, right panel: spatial deprojected velocity dispersion in ϖ (dotted curve) and z (full curve)

(1992) catalog (Durand *et al.* 1996). The fit has an overall good quality, except maybe for the projected velocity dispersion, which decreases too fast in the model (see middle panel of fig.1). This could be a natural consequence of the disk structure, which needs small intrinsic velocity dispersions in the z-direction σ_z, and the 2-integral structure, which forces intrinsic velocity dispersions in the radial direction σ_ϖ to be equal to the small σ_z. This result they interpreted as evidence for a third integral on a global scale. As a by-product, they obtain a spatial (deprojected) density map of the stellar galaxy, which has an underlying positive distribution function, and identify and parametrize several components.

3.3 THREE-INTEGRAL AXISYMMETRIC MODELS

Clearly one would expect that three-integral models will not suffer from the same problems as indicated above. This is indeed the case. However, it is not completely trivial to construct such models. Not only does one need to adopt a functional form for a third integral, but the construction of fairly thin disks is in itself a challenge. Preliminary results are shown in fig.1, using three-integral disklike basis functions and the Stäckel potential mentioned above. Clearly the projected velocity dispersions are much larger now at large galactic longitude, which is also reflected in the inequality of σ_ϖ and σ_z.

3.4 MODELS FOR THE BAR

We present here a model that is based on an unstable linear mode occurring in an initially axisymmetric model. The galaxy is supposed to consist of two components : (1) An unperturbed, axisymmetric and time-independent part (V_0,f_0). The parameters of this models are adjusted in order to fit the

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

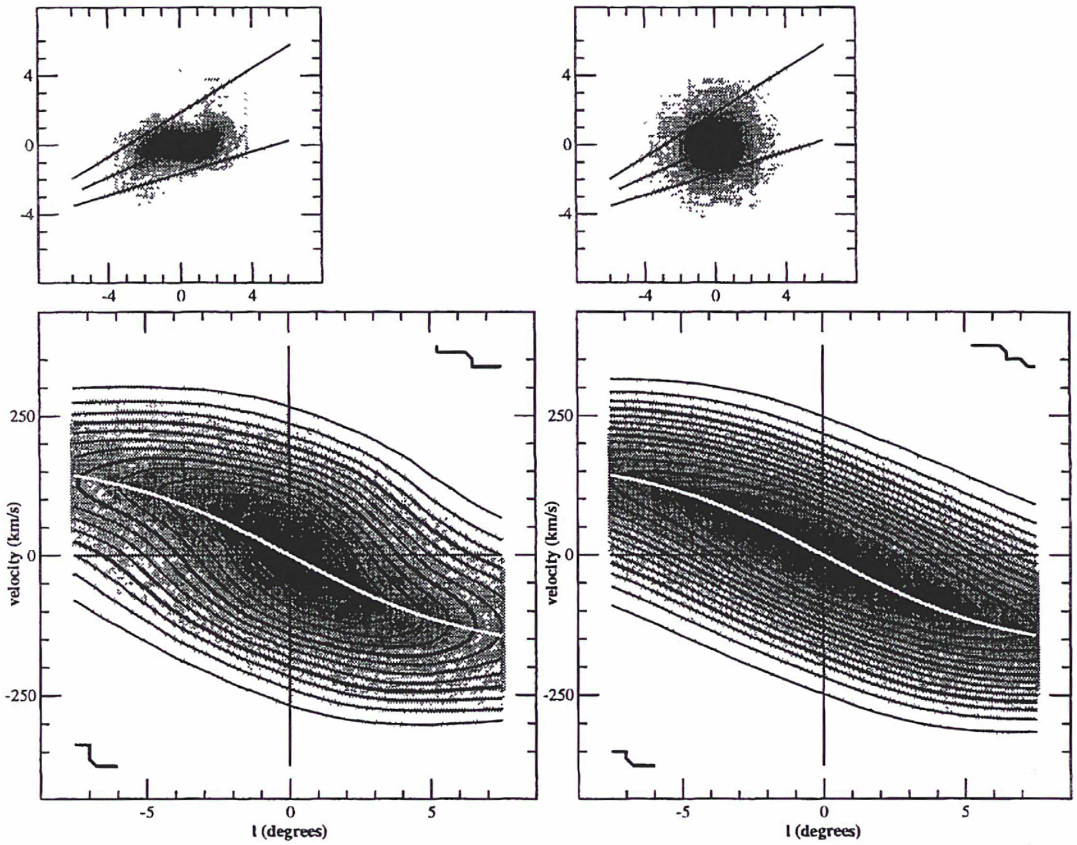


Figure 2. *l-v* diagrams of the barred model (left) and the unperturbed system (right). The axisymmetric rotation curve is indicated by the white line. The orientation of the observer of the system is shown in the top panels

central region of the Galaxy. (2) The perturbation, generally not axisymmetric and time-dependent (V',f'). The time- and angular dependence of these functions is supposed to be harmonic with symmetry number m.

The perturbation is described by the Poisson equation and the linearized Boltzmann equation. Linear modes are solutions (V',f') that satisfy both equations simultaneously. The analyses show that, for each value of m, an infinite series of linear modes exists, with different rotation speeds and growth rates. The mode with the highest growth rate is the dominant instability, and turns out to be an $m = 2$ barlike structure.

By construction, linear modes are only valid for infinitesimally small amplitudes of the perturbation. In order to construct finite amplitude perturbations, we performed a nonlinear extension. The total potential is taken from the linear mode, $V_{\mathrm{TOT}} = V_0 + \epsilon V'$, but the corresponding distribution function is obtained by solving the full, nonlinear Boltzmann equation numerically. In this way, we constructed a physically meaningful perturbed model, which is self-consistent to a large degree.

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

In fig. 2, we compare the stellar l-v diagram of the barred model to the one of the unperturbed system. The most important difference is that the average radial velocity of the stars is higher than the rotation curve of the axisymmetric potential, which is a clear indication of triaxiality. However, if the potential is not a priori known, the barred l-v diagram could well be compatible with an axisymmetric system that has a steeper rotation curve. Therefore, the l-v diagram alone is usually not sufficient to prove triaxiality, and one needs to incorporate other information as well.

This barred stellar l-v diagram roughly shows the same behaviour as for the gaseous component, but the features are much less pronounced. This is mainly due to the important velocity dispersion of the stars, which tends to smooth out the various properties of the different orbital families. The situation for the gas is much simpler, since, in a good approximation, the behaviour of the system at each point is completely determined by the single, closed orbit passing trough that point.

3.5 SIMULATED SAMPLES OF PN OBSERVATIONS

The distribution function of this model allows one to construct simulated samples of stars in the neighbourhood of the galactic centre. We now discuss the minimum sample size and the required observational accuracy in order to be able to detect triaxiality in the kinematical properties. We consider a kinematical tests for triaxiality that combines radial velocities and distance information in the following way. For PNe, it is possible to obtain a rough distance estimate. This information can be used to divide the PNe in two classes: those that are farther away than the galactic centre (class I) and those that are not (class II). We further divide each class in two subclasses, containing stars with positive and negative galactic lengths l. The presence of a bar (and the fact that the sun is not oriented along one of its symmetry axes) removes the symmetry of the l-v diagrams of these subclasses. We devised a test parameter to measure this asymmetry:

$$\text{test} = \frac{1}{2}\left(\frac{\langle v_{I,l>0}\rangle}{\langle v_{II,l>0}\rangle} + \frac{\langle v_{II,l<0}\rangle}{\langle v_{I,l<0}\rangle}\right), \tag{1}$$

where $\langle v_{...}\rangle$ stands for the mean radial velocity in a certain subclass. This diagnostic is independent of photometric effects, and is relatively insensitive to noise effects.

In order to determine the required minimum sample of the PNe, we created a large number of different samples, and determined each time the value of this test parameter. In this way, we could construct its distribution, for the barred model as well as for the axisymmetric one. The results for $N = 700$ and $N = 1400$ sample sizes are shown in fig. 3. For $N = 700$, there

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

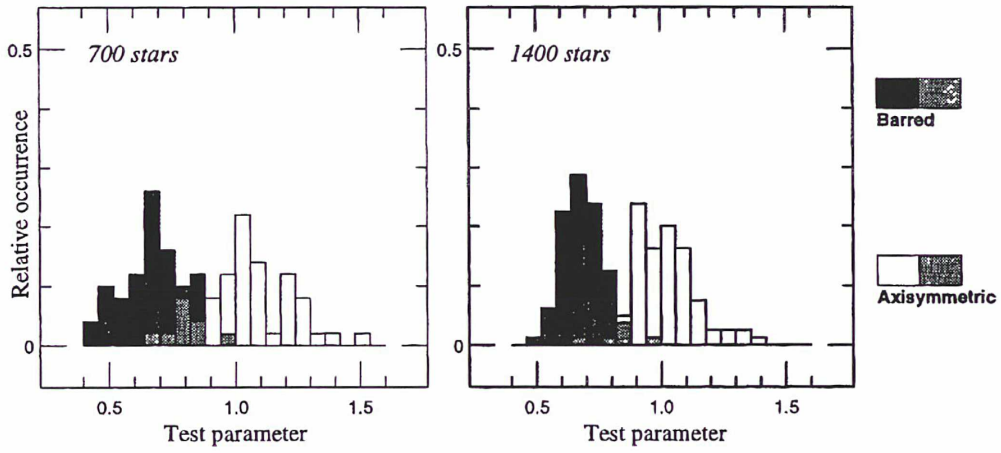


Figure 3. Monte–Carlo simulations of the test parameter (left panel: 700 stars, right panel: 1400 stars).

is still a relatively large overlap of both distributions, but the $N = 1400$ samples are separated almost completely, allowing one to distinguish with a high degree of confidence between the axisymmetric or the triaxial model. We investigated various other test parameters, some of them also involving proper motion data, and they all seem to give comparable results.

These simulations show that finding kinematical evidence for triaxiality in the PN observations requires a large number of stars (1000 or more). In addition, it is not sufficient to look only at radial velocities, but one rather needs to include some other information, such as distances or proper motions.

4. Dynamical models for extragalactic systems

4.1 DATA ACQUISITION

There are a few techniques that are used to survey PNe in extragalactic systems. The up to now most common technique is the blinking of two images, one of them taken in a narrow band filter around [O III] ("on band"), the other in a sufficiently wide band that does not contain [O III] ("off band"). Spurious detections can be minimized by considering in addition Hα images. Subsequent multifiber spectroscopy yields the radial velocities. This method has been fully exploited by Ciardullo, Jacoby, Hui, Ford en coworkers (see e.g. Hui & Ford 1993). Variants of this technique include the construction of colour-colour diagrams such as a (on,on-off) diagram, in combination or not with the I band, in order to select according to predefined criteria (Theuns & Warren, preprint). A quite different approach uses a Fabry-Perot instrument (e.g. Tremblay *et al.* 1995). The obvious

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

advantage here is that images and spectral information are obtained at the same time, while the short spectral range does not matter since one only needs to scan around [O III]. Finally, PN searches can also be performed with dedicated instruments, such as presented at this meeting by Douglas *et al.*.

One generally assumes that a 4-meter class telescope detects PNe at distances up to 20 Mpc with reasonable integration times. We will now briefly review the results obtained so far for the galaxies that have a sufficient number of PNe with radial velocities, such that stellar dynamical studies make sense.

4.2 THE LEO I GROUP (NGC 3379 AND NGC 3384)

We know 29 PNe in the E0 elliptical NGC 3379 with radial velocities (Ciardullo *et al.* 1993). This is not enough really to perform any very detailed dynamical study. Luckily, the detections are uniformly spread over the galaxy up to a radius of about 3.5 effective radii. There is little or no evidence for rotation. An isotropic Jaffe model or a lowered isothermal King model fit the data well. As a consequence, anisotropic two integral models with $F(E, |\vec{L}|)$, using the QP technique, do an even better job since they are more general. The models all have total masses around $1 \times 10^{11} M_{\odot}$, though the mass-to-light ratio (M/L) may easily vary in the 6 to 8 range and the velocity anisotropy is poorly constrained.

Tremblay *et al.* (1995) have observed its companion, NGC 3384, a SB0 galaxy. They obtained 69 PNe with velocities. Rotation obviously is important, with $v/\sigma = 1.4$ (peak rotation over central velocity dispersion). The rotation field is reasonably symmetric, but the velocity dispersion field is much less so. A fairly simple planar model based on the Jeans equations with isotropic velocity dispersions yields a mass of about $0.7 \times 10^{11} M_{\odot}$.

Perhaps the most interesting conclusion from both studies is related to the combined mass of about $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ for both galaxies. Schneider (1985) has detected an H I ring surrounding both galaxies. From the circular velocity in this ring, a mass of about $6 \times 10^{11} M_{\odot}$ can be inferred. This means that may be 2 thirds of the mass of the combined system is not directly associated with any of the 2 members, but would have to reside in an (as yet unseen) surrounding halo.

4.3 NGC 1399

This cD galaxy was observed by Arnaboldi *et al.* (1994), yielding 37 PNe with radial velocities. The purpose was to connect the kinematics as inferred from the integrated light with the kinematics of the globular cluster system. The latter have a large velocity dispersion of about 400 km/s, and indeed

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

the rising velocity dispersion profile of the PNe connect the value of 250 km/s at the most outward points of the integrated light to the globular cluster values. The surprise was that, while the globular cluster system does not rotate, the PNe do so with peak velocity of about 290 km/s. A possible explanation is that the PNe are tidally distorted by the companion giant elliptical NGC 1404, while the globular clusters could belong to the original NGC 1399.

4.4 NGC 5128

Cen A is by far the best studied galaxy, with some 400 PN positions, magnitudes and radial velocities known (Hui *et al.* 1995), that cover about 4 effective radii. This is sufficiently far to have an effective handle on the halo, and sufficiently numerous to allow for fiable kinematics. The presence of minar axis rotation points towards a merger history. Models based on the isotropic Jeans equations (Hui *et al.* 1995) and distribution functions that account for the observed major and minor axis rotation (Mathieu *et al.* 1996 and Mathieu & Dejonghe, this volume) provide fairly robust evidence that there is about twice as much mass in the halo than there is integrated visible light at 4 effective radii. The models by Mathieu *et al.* (1996) also allow for the first time to estimate the masses of the 2 putative merged galaxies.

4.5 INTERGALACTIC PNE

As already hinted at in the first paragraph, it is not at all a weird idea to search for stars in the intergalactic medium. Moreover, the outer haloes are sure to blend smoothly into the intergalactic medium, and searches for halo PNe thus may very well yield some intergalactic denizens. Two groups have so far reported positive results: Theuns & Warren (1996) in the Fornax cluster and Arnaboldi *et al.* (1996) in the outer rgions of NGC 4406 (Virgo cluster).

References

Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tylenda, R., Marcout, J. & Schon, C., 1992, Strasbourg-ESO catalogue of galactic planetary nebulae, ESO

Arnaboldi, M., Freeman, K.C., Mendez, R.H., Capaccioli, M. Ciardullo, R., Ford, H., Gerhard, O., Hui, X., Jacoby, G.H., Kudritzki, R.P.& Quinn, P.J., preprint

Arnaboldi, M., Freeman, K.C., Hui, X., Capaccioli, M. & Ford, H., 1994, The Messenger, 76, 40

Batsleer, P. & Dejonghe, H., 1994, Astron. & Astroph., 287, 43

Batsleer, P. & Dejonghe, H., 1995, Astron. & Astroph., 294, 693

Ciardullo, R., Jacoby, G.H., & Dejonghe, H., 1993,Astroph. J., 414, 454

Dejonghe, H., 1989, Astroph. J., 343, 113

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System

1997IAUS..180..428D

Douglas *et al.*, this volume
Durand, S., Dejonghe, H. & Acker, A., 1996, Astron. & Astroph., 000, 000
Durand S., this volume
Durand S., Acker, A., Zijlstra, A., *et al.*, preprint
Hui, X. & Ford, H.C., 1993, in Planetary Nebulae, IAU Symp. 155, eds R. Weinberger & A. Acker, Kluwer, 533
Hui, X., Ford, H.C., Freeman, K.C. & Dopita, M.A., 1995, Astroph. J., 449, 592
Mathieu, A., Dejonghe, H. & Hui, X., 1996, Astron. & Astroph., 309, 30
Mathieu, A. & Dejonghe, H., this volume
Schneider, S.E., Terzian, Y., Purgathofer, A. & Perinotto, M., 1983, Astroph. J. Suppl., 52, 399
Schneider, S.E., 1985, Astroph. J., 366, 38
Theuns, T. & Warren, S.J., 1996, Mon. Not. R. Astr. Soc., in press
Tremblay, B., Merritt, D. & Williams, T.B., 1995, Astroph. J., 443, L5

OBSERVATOIRE DE PARIS

© International Astronomical Union • Provided by the NASA Astrophysics Data System