

**Zeitschrift:** Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft  
**Herausgeber:** Schweizerische Astronomische Gesellschaft  
**Band:** 45 (1987)  
**Heft:** 218

**Artikel:** Dynamique des amas globulaires : Centauri et 47 Tucanae, deux géants du ciel  
**Autor:** Meylan, Georges  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-898826>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 21.12.2024

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Dynamique des amas globulaires: $\omega$ Centauri et 47 Tucanae, deux géants du ciel austral<sup>1</sup>

GEORGES MEYLAN

## 1. Introduction

Parmi les milliards d'étoiles que compte notre Galaxie, un grand nombre ne sont pas solitaires, comme notre Soleil, mais font partie de systèmes doubles, triples, voire quintuples. Certains groupes d'étoiles apparaissent si riches que le fait d'estimer le nombre exact d'étoiles les constituant en devient impossible. De tels groupes d'étoiles sont dits «amas ouverts» (sans symétrie apparente) lorsqu'ils contiennent quelques milliers d'étoiles et «amas globulaires» (d'apparence sphérique) si le nombre leurs membres s'élève à un million environ. Nous allons, dans ce qui suit, nous restreindre aux seuls amas globulaires.

Si les plus brillants amas globulaires de notre Galaxie apparaissent visibles à l'œil nu sous forme de taches floues et ténues, ce n'est qu'à l'aide d'un télescope que l'on en saisit la fascinante majesté (cf. photographie en couverture). John Herschel (1792-1871), un des premiers astronomes à disposer de grands télescopes, confesse dans son livre «*Outlines of Astronomy*» (publié en 1849) «ne pas trouver les mots adéquats pour décrire ce spectacle sublime». Tels d'énormes essaims d'étoiles, les amas globulaires, au nombre de 150 environ dans notre Galaxie, frappent par leur presque parfaite symétrie et apparente simplicité. Cette dernière se révèle trompeuse: les amas globulaires se caractérisent par le fait qu'ils défient les astrophysiciens depuis des décennies en leurs posant des problèmes, tant observationnels que théoriques, qui jusqu'à maintenant n'ont été que partiellement résolus.

Nous n'allons pas donner une liste exhaustive de ces interrogations, mais simplement en énoncer deux parmi les plus importantes. D'un point de vue dynamique, il y a l'étude de l'évolution qui suit la catastrophe gravothermique, avec l'importance du rôle joué par les binaires dans le freinage puis le renversement de l'effondrement du noyau. D'un point de vue de structure interne et d'évolution stellaire, il y a le problème du «second paramètre», invoqué afin d'élucider le fait que la métallicité des amas globulaires seule ne parvient pas à expliquer la population de la branche horizontale dans le diagramme de Hertzsprung-Russell.

Constituant un domaine de recherche extrêmement actif durant ces dix dernières années (en partie lié au progrès des grands ordinateurs), la compréhension théorique des amas globulaires, en particulier de leur évolution dynamique, permet maintenant de construire des modèles que l'on compare essentiellement à la contrainte observationnelle qu'est la luminosité intégrée dans les parties centrales et aux comptages stellaires dans les parties extérieures (voir figures 5a et 5b). Le manque de contraintes cinématiques (telle la rotation) ou dynamiques (telle la dispersion des vitesses, i.e. la mesure de

l'agitation moyenne des étoiles en un endroit donné de l'amas), illustre la difficulté d'obtention de mesures précises en vitesse radiale et en mouvement propre pour de nombreuses étoiles individuelles.

Grâce au développement de la technique de corrélation croisée, l'acquisition de vitesses radiales précises est possible depuis quelques années. L'Observatoire de Genève, à l'initiative du Prof. M. Mayor, a construit un spectro-vélocimètre, appelé CORAVEL par acronyme de «CORrelation of RADial VELocity», lequel fournit en quelques minutes la vitesse radiale d'une étoile avec une incertitude moyenne inférieure à 1 km/s.

Ci-après sont présentés les résultats de comparaisons entre, d'une part, deux modèles théoriques différents et, d'autre part, les observations obtenues à l'aide de CORAVEL, concernant deux parmi les plus beaux amas globulaires du ciel austral:  $\omega$  Centauri and 47 Tucanae. Dans le cas de  $\omega$  Cen, le nombre des observations s'élève à 540 mesures de 318 étoiles membres de l'amas; dans le cas de 47 Tuc, les observations s'élèvent à 371 mesures de 272 étoiles membres. Toutes ces mesures ont été acquises sous la direction de M. Mayor, lequel a collaboré aussi à l'élaboration du premier modèle.

## 2. L'approche théorique

C'est au début de ce siècle que les premiers travaux concernant la dynamique des systèmes stellaires autogravitants ont été publiés. Deux éminents astrophysiciens anglais, James H. Jeans (1877-1946) et Arthur S. Eddington (1882-1944), demeurent à la base de quantité de résultats fondamentaux. Le volume No 76 (1916) des «*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*» contient, à lui seul, plusieurs parmi les plus importantes publications de ces auteurs.

Considérons quelques échelles de temps caractérisant le comportement dynamique des systèmes à N corps, pour N grand:

- $t_d$ : temps de traversée: temps requis par une étoile se mouvant à la vitesse quadratique moyenne pour parcourir une distance égale au rayon harmonique; dans le cas des amas globulaires  $t_d \approx 10^6$  ans.
- $t_{rh}$ : temps de relaxation: temps pour que les multiples petites déviations dues à des rencontres à grandes distances produisent un effet cummulatif comparable à une déviation de 90 degrés; dans le cas des amas globulaires  $t_{rh} \approx 10^9$  ans.
- $t_H$ : temps de Hubble: âge de l'univers, lequel est considéré, en première approximation, comme égal à l'âge typique d'un amas globulaire;  $t_H \approx 10^{10}$  ans.
- $t_{cl}$ : échelle de temps pour que, d'une seule rencontre proche, résulte une déviation supérieure ou égale à 90 degrés; dans le cas des amas globulaires  $t_{cl} \approx 10^{11}$  ans.

Pour les amas globulaires, dans lesquels le nombre de particules, i.e. d'étoiles, s'élève à environ un million, les 4 échelles de

<sup>1</sup> Basé partiellement sur des observations en vitesse radiales obtenues avec CORAVEL à l'Observatoire Européen Austral, La Silla, Chili



temps ci-dessus vérifient quelques inégalités importantes, qui permettent de grandes simplifications dans l'approche théorique de tels systèmes.

- $t_{rh}/t_H \leq 10^{-1}$ :

Les amas globulaires peuvent être considérés comme relaxés par les rencontres gravitationnelles à grandes distances. Cette affirmation n'est vraie que dans les parties centrales, i.e. très denses, où les rencontres s'avèrent fréquentes.

- $t_d/t_{rh} \ll 1$ :

L'orbite d'une étoile typique, se mouvant dans le potentiel moyen de l'amas, n'est que légèrement perturbée par les rencontres gravitationnelles se produisant durant un temps de traversée. Mathématiquement, l'inégalité ci-dessus signifie que la fonction de distribution  $f$ , dans l'espace de phase à 6+1 dimensions, satisfait l'équation de Boltzmann sans second membre à un haut degré de précision, i.e.

$$\frac{Df}{Dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla}_v f \simeq 0 \quad (1)$$

- $t_{rh}/t_{cl} \ll 1$ :

La diffusion des orbites, par les effets cumulatifs des multiples rencontres à grandes distances, domine largement les effets dus aux rencontres proches. Mathématiquement, l'inégalité ci-dessus signifie que l'on peut traiter les effets des rencontres gravitationnelles sur la fonction de distribution  $f$ , par l'équation suivante,

$$\frac{Df}{Dt} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{F-P} \quad (2)$$

dite de Fokker-Planck: dont le membre de droite (compliqué) contient des termes représentant les rencontres.

Le résultat que l'on tire de la discussion ci-dessus consiste donc en la possibilité, en première approximation, de décrire l'équilibre instantané d'un amas en égalant à zéro le terme des rencontres, i.e. en utilisant l'équation de Boltzmann sans second membre (Eq. (1)). Il est possible, par différentes manières, de réduire la complexité posée par l'équation de Boltzmann. Nous allons utiliser deux d'entre elles.

D'une part, si l'on prend les moments d'ordres  $n = 0$  et  $1$ , par rapport aux vitesses, i.e. si l'on multiplie l'équation (1) par  $v_j^n$  puis intègre sur toutes les vitesses, on obtient les équations de Jeans (le premier à les avoir écrites), appelées aussi équations de l'hydrodynamique stellaire. Ces équations apparaissent essentielles par le fait qu'elles contiennent des expressions décrivant des quantités observationnellement accessibles, telles la rotation ou la dispersion des vitesses. Une de ces équations sert de base au premier modèle dynamique utilisé ci-dessous.

Une autre façon de simplifier l'équation de Boltzmann utilise le théorème de Jeans, théorème énonçant le fait que toute solution stationnaire  $f$  de l'équation de Boltzmann dépend des coordonnées de l'espace de phase uniquement à travers des intégrales du mouvement (i.e. des fonctions demeurant constantes le long de la trajectoire de l'étoile) dans le potentiel du système stellaire considéré. Par exemple, la fonction  $f$  ne peut dépendre que de l'énergie  $E$  et du moment angulaire  $J$ ; une telle fonction  $f = f(E, J)$  constitue le point de départ du second modèle utilisé ci-dessous. A l'aide d'un tel modèle, il est non seulement possible de déterminer la masse d'un amas globulaire, mais il devient aisé dans investiguer la structure interne, de déterminer par exemple quelles sont les proportions d'étoiles lourdes

et légères, quelles sont en tout point de l'amas leurs densités respectives.

### 3. Rotation

La forme générale d'un amas globulaire ou d'une galaxie elliptique est donnée par la valeur de l'ellipticité  $\epsilon = 1 - b/a$  ( $a$  et  $b$  étant respectivement les demi-grand et -petit axes de l'ellipse).

Il a été démontré que l'aplatissement des galaxies elliptiques n'est pas nécessairement dû seulement à la rotation, cette dernière se révélant généralement trop faible pour expliquer les grandes ellipticités observées. Une alternative à la rotation semble être une anisotropie de la dispersion des vitesses dans un ellipsoïde oblat (aplati aux pôles) ou des systèmes triaxiaux (avec trois axes inégaux).

Dans le cas des amas globulaires, le problème apparaît tout différent: comparés aux galaxies, ces derniers apparaissent anormalement sphériques. Ivan R. King, un pionnier du sujet, a montré théoriquement, en 1961, que des amas en rotation sont aplatis de la même façon que des corps rigides tournants et que les ellipticités observées peuvent être attribuées à la rotation. Il a aussi souligné que les ellipticités ne résultent pas d'effets de marée galactique, puisque les valeurs mesurées se réfèrent surtout aux parties internes de l'amas, essentiellement non perturbées par les effets de marée.

La présence de rotation dans les deux amas étudiés est révélée par une figure  $V_r$  vs.  $\alpha$ , où  $V_r$  représente la vitesse radiale et  $\alpha$  l'angle des coordonnées polaires sur le plan du ciel, pour l'étoile considérée. La figure 1 montre les 205 étoiles de  $\omega$  Cen situées entre  $2.1$  et  $8.3 r_c$  ( $r_c$  représente le rayon du noyau de l'amas et  $r_t$  le rayon de marée, i.e. le rayon limite au-delà duquel les étoiles s'échappent de l'amas). Le caractère sinusoïdal évident de la répartition des points constitue une première indication observationnelle de la présence de rotation dans  $\omega$  Cen.

De façon plus quantitative, la rotation de  $\omega$  Cen et de 47 Tuc a été déduite à l'aide d'ajustement par moindres carrés entre, d'une part, les vitesses radiales observées des étoiles individuelles et,

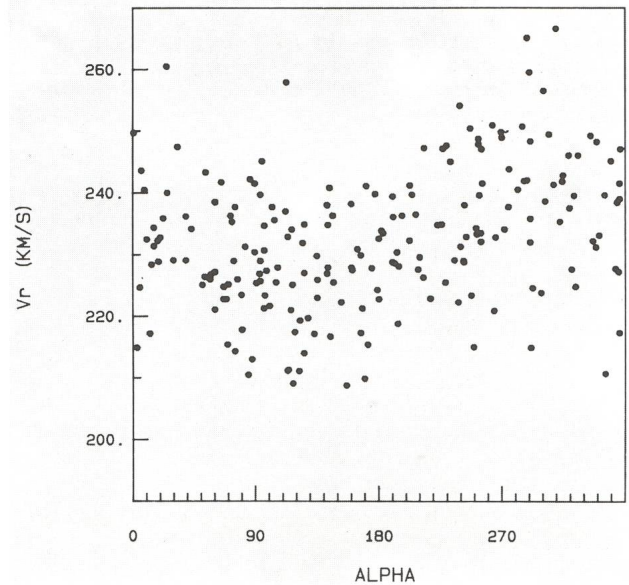


Figure 1: Dans le cas de l'amas globulaire  $\omega$  Cen, la vitesse radiale  $V_r$  est reportée en fonction de l'angle  $\alpha$  (coordonnée polaire). Le caractère sinusoïdal de la répartition des points constitue une première indication de la rotation des étoiles de cet amas autour de son axe de symétrie.



d'autre part, la vitesse de rotation moyenne pondérée par la densité et intégrée le long de la ligne de vue, utilisant une forme paramétrique de la loi de rotation.

Pour la première fois, la rotation d'amas globulaires est clairement mise en évidence. La courbe de rotation de  $\omega$  Cen, obtenue dans le plan équatorial de l'amas (Fig. 2), illustre bien les caractéristiques de ce mouvement systématique autour de l'axe de symétrie:

- i) Rotation en corps solide dans le noyau, représentée par le segment de droite entre 0 et  $2 r_c$  (Fig. 2).
- ii) Position du maximum  $v_{max}$  en fonction de la distance à l'axe:  $v_{max} = 8.0$  km/s entre 3-4  $r_c$  pour  $\omega$  Cen (Fig. 2),  $v_{max} = 6.5$  km/s entre 11-12  $r_c$  pour 47 Tuc.
- iii) Rotation différentielle dans les parties extérieures de l'amas, i.e. lente décroissance de la rotation, à mesure que l'on s'éloigne du centre. La rotation s'annule aux environs de  $r_t$ , la limite extérieure de l'amas (Fig. 2).

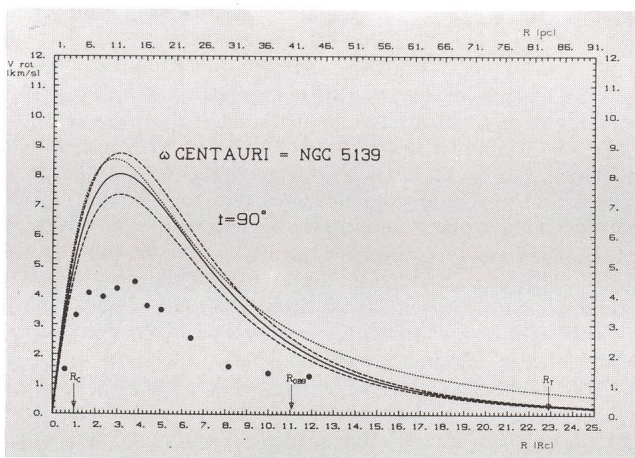


Figure 2: Pour  $\omega$  Cen, en trait continu, courbe de rotation  $v_{rot}$  en fonction du rayon. Les trois autres courbes (en traitillé et en pointillé), obtenues par variation des paramètres, donnent une idée de l'incertitude concernant la première détermination. Les points représentent les valeurs de l'ellipticité, i.e. de l'aplatissement de l'amas, en fonction du rayon. La similarité frappante entre rotation et ellipticité montre que le caractère oblat de  $\omega$  Cen résulte de sa rotation.

- iv) Le caractère non cylindrique de la rotation (diminution de la rotation de l'équateur vers les pôles) est illustrée par la Fig. 3, laquelle représente les courbes d'isovitesse ( $v_{rot} = cte$ ) dans le premier quadrant du plan du ciel. La rotation en corps solide apparaît sous la forme des lignes presque parallèles situées dans la partie inférieure gauche. La position du maximum de rotation se situe dans un tore équatorial. La rotation différentielle correspond à la décroissance de la rotation le long des abscisses. Le caractère non cylindrique correspond à la décroissance de la rotation le long des ordonnées, vers les pôles.

Le fait essentiel à relever concernant la figure 2 apparaît être la similarité de comportement des courbes de rotation (lignes continue, traitillée et pointillée) et des points représentant la variation de l'ellipticité. Ce résultat suggère que le léger aplatissement de  $\omega$  Cen est la conséquence de la rotation de l'amas. De semblables figures, obtenues pour 47 Tuc, indiquent tout aussi clairement la présence de rotation, bien que cette dernière soit légèrement moins importante que dans le cas de  $\omega$  Cen.

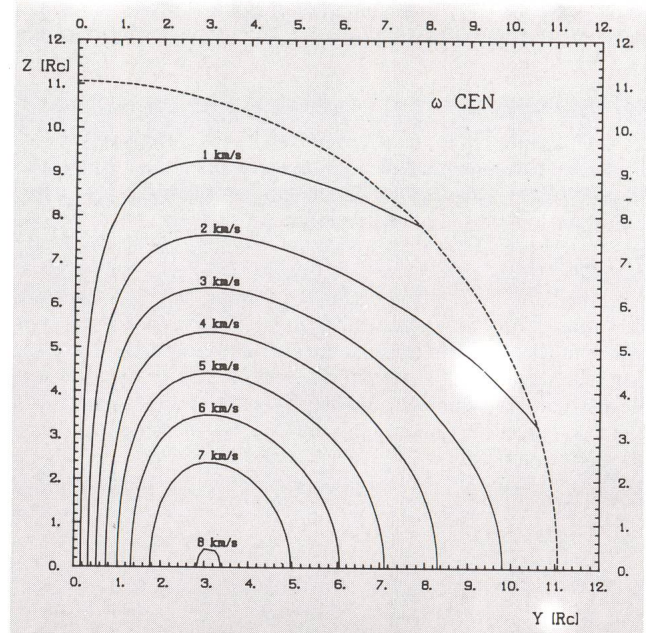


Figure 3: Pour  $\omega$  Cen, courbes d'isovitesse ( $v_{rot} = cte$ ) dans le premier quadrant du plan du ciel. La décroissance de la rotation avec la distance au centre (le long de l'équateur comme vers les pôles) apparaît clairement.

#### 4. Dispersion des vitesses

La variation de la dispersion des vitesses, du centre aux bords de l'amas, résulte de deux caractéristiques non nécessairement simultanément présentes: anisothermie et anisotropie. En plus, vient se superposer l'effet de la rotation de l'amas autour de son axe de symétrie. Ces trois données physiques se mélangent sous l'effet (géométrique) d'intégration le long de la ligne de vue.

Une méthode de déconvolution de ces effets simultanés a permis de déterminer la composante de la dispersion des vitesses due seulement aux mouvements aléatoires des étoiles (anisothermie), les influences de l'anisotropie, de la rotation et de l'intégration le long de la ligne de vue ayant été éliminées.

Dans les deux amas, le profil en dispersions des vitesses montre le même comportement: lente croissance du bord vers le centre. Cet effet est clairement visible dans les figures 4a et 4b, où la vitesse radiale de chaque étoile est donnée en fonction de la distance au centre de l'amas (la vitesse radiale moyenne de l'amas ayant été soustraite). L'augmentation de la dispersion des vitesses vers le centre fournit les valeurs observationnelles suivantes (dans la couronne centrale  $C_1$ ):

$$\omega \text{ Cen} : \sigma_{obs} = 16.7 \pm 1.9 \text{ km/s pour les étoiles avec rayon } r \leq 1 r_c$$

$$47 \text{ Tuc} : \sigma_{obs} = 10.9 \pm 1.3 \text{ km/s pour les étoiles avec rayon } r \leq 2 r_c$$

Une fois déprojetées, ces valeurs s'élèvent à:

$$\omega \text{ Cen} : \sigma(C_1) = 19.6 \pm 2.3 \text{ km/s}$$

$$47 \text{ Tuc} ; \sigma(C_1) = 11.6 \pm 1.4 \text{ km/s}$$

Ces valeurs centrales étant relativement élevées, surtout dans le cas de  $\omega$  Cen, l'influence de possibles binaires ou d'étoiles avec vitesse particulièrement élevée a été investiguée. Il apparaît qu'aucune des deux raisons évoquées ci-dessus n'est su-



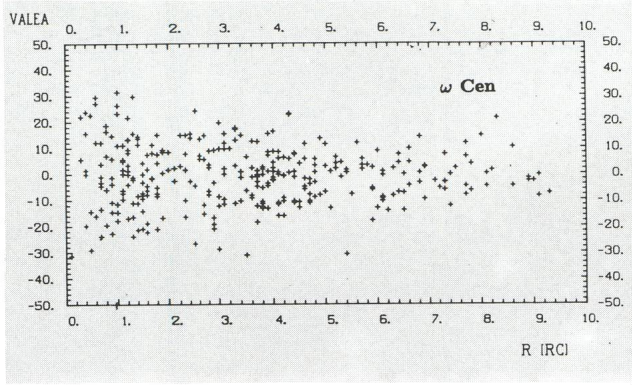


Figure 4a: Pour  $\omega$  Cen, composante radiale de la vitesse aléatoire, en fonction du rayon. Cette figure constitue une illustration visuelle de la diminution de la dispersion des vitesses, du centre vers les bords de l'amas.

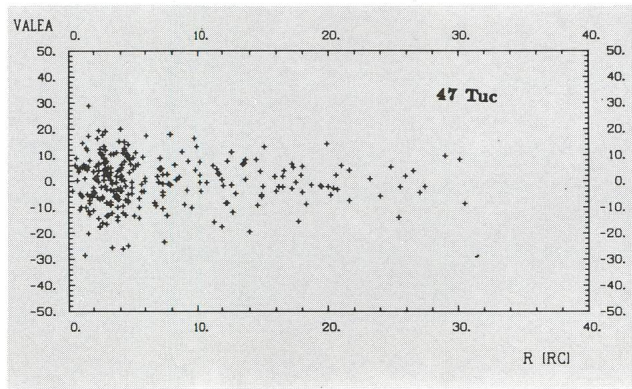


Figure 4B: Idem à la Fig. 4a, pour l'amas globulaire 47 Tuc.

sceptible de créer les résultats obtenus: l'influence des binaires, via leurs mouvements orbitaux, est négligeable et l'échantillon d'étoiles observées ne contient aucun membre avec vitesse anormalement grande par rapport à la moyenne.

Les valeurs observées des dispersions des vitesses semblent résulter des caractéristiques intrinsèques de la dynamique des amas considérés. Dans le cas de  $\omega$  Cen, l'importante valeur de la dispersion des vitesses semble être la signature dynamique de la présence de rémanents lourds, sous forme de trous noirs stellaires ou d'étoiles à neutrons.

La comparaison entre les énergies cinétiques aléatoire et de rotation, moyennées sur l'amas, montre que la première égale environ dix fois la seconde. Cela signifie que, dans le cas des amas globulaires, contrairement aux galaxies, les mouvements aléatoires des étoiles sont nettement plus importants que le mouvement de rotation systématique.

### 5. Résultats du modèle basé sur une équation de Jeans

Partant de l'équation de l'équilibre hydrostatique

$$\frac{d}{dr}(\rho\sigma^2) = -\rho \frac{d\Phi}{dr} \quad (3)$$

résolue en fonction de la dispersion des vitesses, un modèle dynamique a été construit, lequel comporte l'avantage de ne pas imposer une forme présupposée au profil de la dispersion des

vitesses. Cette souplesse permet d'ajuster le modèle à des observations de types très différents en faisant varier les paramètres. Dix sous-populations ont été utilisées afin de représenter les rémanents lourds, les naines blanches, les géantes et les étoiles encore sur la séquence principale.

Dans le cas de  $\omega$  Cen, la présence de rémanents lourds est requise, dans une proportion équivalant en moyenne à 7% de la masse totale. Cette dernière, déterminée à l'aide du modèle, vaut  $M_{tot} = 2.9 \times 10^6 M_{\odot}$  et corrobore la valeur obtenue à l'aide du viriel,  $M_{viriel} = 3.2 \pm 0.5 \times 10^6 M_{\odot}$ .

Dans le cas de 47 Tuc, les rémanents lourds, nettement moins importants, ne représentent au plus que 1-2% de la masse totale. Cette dernière, déterminée à l'aide du modèle, vaut  $M_{tot} = 1.3 \times 10^6 M_{\odot}$  et s'accorde moins bien avec la valeur obtenue à l'aide du viriel,  $M_{viriel} = 0.72 \pm 0.14 \times 10^6 M_{\odot}$ .

### 6. Résultats du modèle basé sur le théorème de Jeans

Pour des amas sphériques (du moins en première approximation) comme  $\omega$  Cen et 47 Tuc, nous avons la possibilité de faire dépendre la fonction de distribution  $f$  de l'énergie  $E$  seulement,  $f = f(E)$ , menant à un modèle sphérique avec isotropie de la dispersion des vitesses. Mais comme le théorème de Jeans nous offre la possibilité de construire des modèles beaucoup plus élaborés, il faut en profiter! Eddington, le premier, utilisa une fonction de distribution dépendant de l'énergie  $E$  et du moment cinétique  $J$ ,  $f = f(E, J)$ , introduisant ainsi une anisotropie dans la dispersion des vitesses, physiquement beaucoup plus cohérente que l'isotropie découlant de  $f = f(E)$ . L'anisotropie introduite illustre le fait que, dans les parties centrales de l'amas, les étoiles se meuvent le long de trajectoires de toute forme, circulaire ou non. Le nombre moyen d'étoiles passant en un point étant indépendant de la direction, la dispersion des vitesses est isotrope. Par contre, dans les parties externes de l'amas, les étoiles avec orbites circulaires sont rares, la plupart ayant des orbites radiales, i.e. passant constamment du noyau de l'amas à ses parties externes. Les mouvements tangentiels étant peu importants, comparés aux mouvements radiaux, il y a anisotropie radiale.

Dans le présent travail une forme améliorée de  $f$  (dite de King-Michie) mène à considérer la fonction de distribution suivante:

$$f_i(E, J) \propto (e^{-A_i E} - 1) e^{-\beta J^2} \quad (4)$$

Chacune des dix sous-populations satisfait cette relation (un modèle à une population, i.e. dont toutes les étoiles possèdent la même masse, ne reproduit pas les observations). Dans le centre de l'amas, l'équilibre thermique est supposé, ce qui revient à forcer la constante  $A_i$  à être proportionnelle à la masse moyenne des étoiles de la sous-population considérée. Un des paramètres du modèle consiste en  $r_a$ , le rayon d'anisotropie, au delà duquel la dispersion des vitesses devient essentiellement radiale. Les masses respectives des différentes sous-populations dépendent de la fonction des masses donnée par:

$$dN \propto m^{-x} d \log(m) \quad (5)$$

L'avantage d'un tel modèle réside dans l'obtention simultanée des profils de lumière et de dispersion des vitesses pour chacune des dix sous-populations. Cela permet d'utiliser toutes les contraintes observationnelles existantes, tant cinématiques que photométriques.

Dans le cas de  $\omega$  Cen, les profils (observés et calculés) en brillance de surface et en dispersion des vitesses sont présentés dans



les figures 5a et 5b. Les différentes contraintes observationnelles s'accordent avec les modèles, uniquement lorsque l'anisotropie est importante, i.e.  $r_a$  petit:  $r_a \approx 3 r_c$ . Ceci est directement relié au grand temps de relaxation  $t_{rh}$ , lequel est supérieur au temps de Hubble; seules les parties centrales extrêmes de l'amas paraissent isotropes, avec  $t_{rh}(0) \approx 1 \times 10^9$  ans. La masse totale, constituée de 0-9% de rémanents lourds selon le modèle considéré, se situe entre  $3.5$  et  $4.1 \times 10^6 M_\odot$ . Les proportions d'étoiles lourdes et légères semblent comparables à celles observées dans le voisinage solaire, à l'importante différence près que, dans un amas globulaire, les étoiles les plus lourdes (environ 1-2 masses solaires) ont tendance à précipiter vers le centre de l'amas, alors que les légères (0.1 masse solaire) demeurent plus uniformément réparties.

Dans le cas de 47 Tuc, de semblables profils (observés et calculés) en brillance de surface et en dispersion des vitesses sont obtenus. Dans cet amas, l'anisotropie s'avère nettement moins importante. Elle ne devient prédominante que pour  $r_a \approx 30 r_c$ , les zones centrales de l'amas ayant été relaxées, ceci étant en relation directe avec la forte concentration de cet amas. Le temps de relaxation vaut  $t_{rh} \approx 3 \times 10^9$  ans, alors que  $t_{rh}(0) \approx 1 \times 10^7$

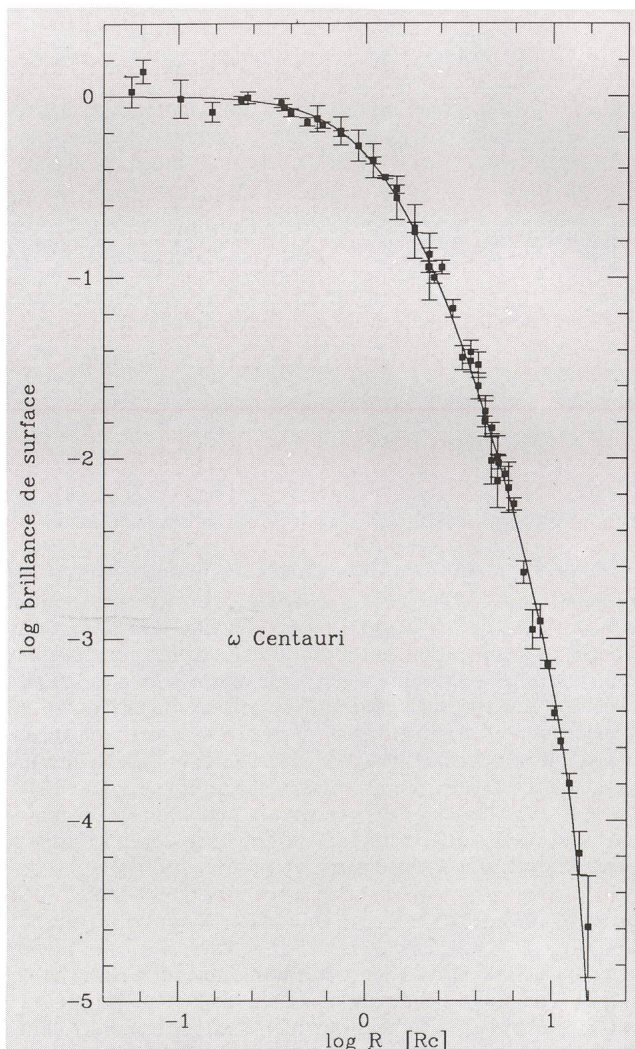


Figure 5a: Pour  $\omega$  Cen, brillance de surface en fonction du rayon, résultats d'un modèle (ligne continue) et des observations (croix). Le modèle représenté ici attribué à  $\omega$  Cen une masse de  $3.6 \times 10^6 M_\odot$ .

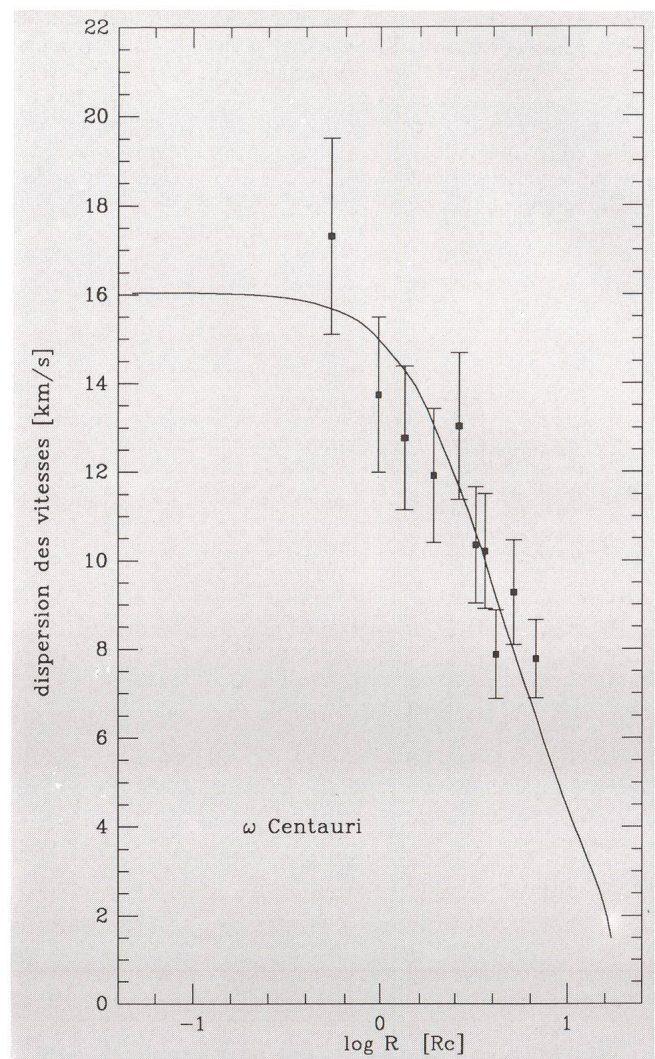


Figure 5b: Pour  $\omega$  Cen, dispersion des vitesses en fonction du rayon, résultats d'un modèle (ligne continue) et des observations (croix). Pour avoir le meilleur accord possible, la partie centrale de l'amas, dans laquelle l'isotropie des vitesses prédomine, ne représente que 2% du volume total de l'amas. Il importe de remarquer que la variation de la quantité d'anisotropie influence non seulement le profil des vitesses, mais aussi celui en luminosité (Fig. 5a).

ans. La masse totale se situe aux environs de  $0.7 \times 10^6 M_\odot$ . Contrairement à  $\omega$  Cen, 47 Tuc semble contenir peu d'étoiles lourdes et peu de légères, sa masse étant constituée principalement d'étoiles de masses individuelles comprises entre 0.8 et 0.4 masse solaire.

## 7. Conclusion

Si la compréhension théorique de la dynamique des amas globulaires avance actuellement à pas de géants, secondée par des observations de qualité et précision toujours croissantes pour contraindre les modèles, le nombre des interrogations demeure important. Il est frappant de voir à quel point des travaux essentiels peuvent stagner dans un anonymat regrettable. Il y a vingt ans environ, la notion de «catastrophe gravothermique» dans un système dynamique (effondrement des parties les plus centrales,



caractérisées par une chaleur spécifique négative) a été établie théoriquement par un astrophysicien russe, V.A. Antonov, alors peu lu en Occident. Il a fallu dix ans pour que ces travaux soient connus et dix autres années avant que les anomalies en luminosité observées dans le centre de certains amas globulaires soient reliées au possible collapse. Combien faudra-t-il encore de décennies pour arriver à une description satisfaisante de ces amas globulaires, longtemps supposés simples parce que beaux?

*Adresse de l'auteur:*

Dr. GEORGES MEYLAN Astronomy Department  
University of California, Berkeley CA 94720, USA

## FRAGEN

### Feldstecher und Riesenfeldstecher für Himmelsbeobachtungen

#### Fragen und Zuschriften

Wir haben das Thema in dieser Rubrik vor einigen Monaten aufgegriffen (ORION Nr. 213, April 1986, S. 47) und unterdessen dazu vielerlei Zuschriften erhalten.

Herr JOHANN VETSCH, Postfach 134, 9470 Buchs-Berg schreibt uns:

«Zum Thema Feldstecher hätte ich zwei Fragen an Sie:

1. Welche Systeme sind besser, die Dachkantgläser oder die mit gewinkeltem Strahlengang? Ich habe gewisse Erfahrungen, da ich beruflich Feldstecher häufig brauche, konnte aber da bisher keinen Unterschied feststellen. Ich besitze folgende Geräte: Zeiss 6 × 30, Wachter 14 × 100, Kern 8 × 30, Admiral 20 × 70, Leitz 10 × 40 (Trinovid) und einen billigen Japaner 7 × 50.
2. Sind Weitwinkelokulare nützlich? Nach meiner Erfahrung beeinträchtigen sie immer die Bildschärfe. Bei einem Gesichtsfeld von 7 Grad kann man kaum mehr als in der Hälfte scharf beobachten (z.B. zwei Gamstiere in 5 Grad Distanz kann ich nicht gleichzeitig genau ansprechen). Sind Weitwinkelokulare bloss Bauernfängerei? Was sagen Fachleute dazu?»

In einer andern Zuschrift steht:

«Ich möchte mir für astronomische Beobachtungen einen Feldstecher kaufen. Dazu habe ich eine Reihe von Fragen: Worauf muss ich beim Kauf achten? Ist die Vergrößerung oder der Durchmesser des Objectivs entscheidend, oder beides? Wie kann ich die Qualität des Gerätes am besten beurteilen? Sind Geräte in einer bescheidenen Preisklasse für astronomische Zwecke brauchbar? Man liest etwa von Eintrittspupille und Austrittspupille; was bedeuten diese Ausdrücke?»

Im weitem haben wir eine Menge von Hinweisen und Prospekten zu Geräten und für Bezugsquellen erhalten. In einem Begleitschreiben zu einer solchen Informationssendung steht u.a.: «Ich selber beobachte am Himmel sehr viel mit dem Feldstecher, nebenbei natürlich auch Vögel und Wild; ich nehme das Gerät sehr gerne in den Urlaub mit. Seit 1972 besitze ich den Wachter-Gigant 14 × 100 auf einem «Baderschneider»-Stativ, das mir noch nie umgekippt ist . . . ! Ich habe dieses Stativ an der Astro-Tagung 1979 in Burgdorf in einem Kurzvortrag vorgeführt und bin noch heute bestens damit zufrieden! (Siehe dazu ORION Sondernummer 1980, S. 26. Red.) . . . Mein Merz-Refraktor 95/1420 auf Badener Montie-

runge, mit vielem Zubehör ausgerüstet, kommt wegen dem «14 × 100» am Himmel nur noch wenig zum Zug. Der Feldstecher war immer mein Lieblingsinstrument. . . . Dank ihm habe ich den Kometen Halley von Anfang November bis gegen Ende Dezember beobachten und seinen Lauf vor den Fixsternen prächtig verfolgen können. Ein Teleskop hätte mir diesen Genuss nicht bieten können. . . .

MANUEL ZELLER, Steingrubenweg 219, 4125 Riehen.»

#### Antworten

Wir haben zwei erfahrene Amateurastronomen gebeten, sich der Fragen anzunehmen.

In einem ersten Beitrag beleuchtet HUGO BLIKISDORF einige grundlegende Punkte zur Beschaffung von Feldstechern: «Der Feldstecher ist für das Beobachten von schwachleuchtenden, ausgedehnten Himmelsobjekten wie Gasnebel, Galaxien, Sternhaufen, Sternwolken und Dunkelwolken in der Milchstrasse ein vorzügliches Beobachtungsgerät. Seine unbestreitbaren Vorteile sind:

- beidäugiges Sehen
- grosses Gesichtsfeld, welches die Himmelsobjekte in ihr Umfeld eingebettet zeigt
- handlich im Gebrauch
- einfach zum Mitnehmen, was das Aufsuchen guter Beobachtungsbedingungen erleichtert (vermeiden von störendem «Zivilisationslicht»).

Beim Erwerb eines Feldstechers für astronomische Zwecke sollte man darauf achten, dass der Austrittspupillendurchmesser AP 1) des Feldstechers mit der Pupillenöffnung des dunkeladaptierten Auges übereinstimmt. Dann werden Flächenhelligkeiten durch den Feldstecher mit der maximalen Leuchtstärke ins Auge übertragen. Man spricht dann auch von Normalvergrößerungen. In der Literatur findet man zwar häufig die Empfehlung, Geräte mit 1,5 bis 2-facher Normalvergrößerung zu verwenden, um schwach leuchtende Flächenobjekte besser erkennen zu können. Demgegenüber habe ich die Erfahrung gemacht, dass mit der Normalvergrößerung besagte Objekte besser sichtbar werden.

Die maximale Pupillenöffnung des dunkeladaptierten Auges nimmt mit zunehmendem Alter stark ab. Mit 20 Jahren beträgt sie noch 8 mm und nimmt alle 10 Jahre um ca. 1 mm ab. Diese Regel ist als ungefähre Richtwert zu verstehen.

Bei den ganzen Bemühungen um die Wahl des persönlichen «Idealglases» darf man nicht vergessen, dass der grösste Empfindlichkeitsgewinn über die Dunkeladaption des Auges erreicht wird. Dies ist wiederum nur möglich, wenn das helle Stadtlicht und etwa in der Nähe befindliche Strassenlampen gemieden werden, also ein dunkler Ort aufgesucht wird. Die Dunkeladaption des Auges ist für Himmelsbeobachtungen mit Abstand das Wichtigste, und nur unter diesen Voraussetzungen ist die Leistungsfähigkeit eines Feldstechers voll ausnützlich. Weiter spielen Faktoren wie entspannte Körperhaltung und ruhiger Bildstand (Stativ) eine nicht zu vernachlässigende Rolle bezüglich des Nutzungsgrades des Feldstechers.

Prinzipiell gilt, dass unser Auge flächige Objekte umso besser erkennt, je grösser das Objekt auf der Netzhaut abgebildet wird oder - was auf das Gleiche herauskommt - je stärker die Vergrößerung gewählt wird (gleichbleibende Flächenhelligkeit des Netzhautbildes vorausgesetzt, also unveränderte Austrittspupille AP). Das bedeutet aber nichts anderes, als dass der Objektivdurchmesser mit der Vergrößerung wachsen muss. Vergrößerungen im Bereich von 10 bis 15 mal sind meistens ausreichend und haben noch den Vorteil eines weiten Gesichtsfeldes.