

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 14 (1961)
Heft: 1

Artikel: Sur la structure de l'amas de Praesepe (NGC 2632)
Autor: Bouvier, Pierre
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739560>

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: 04.05.2025

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

SUR LA STRUCTURE DE L'AMAS DE PRAESEPE (NGC 2632)

PAR

Pierre BOUVIER

(Avec 5 fig.)

L'analyse de la configuration spatiale de Praesepe, basée sur 188 étoiles cataloguées, nous fait voir qu'en dépit de sa symétrie sphérique relativement complète, cet amas galactique ne semble pas être en équilibre statistique. Les données utilisées ici ont permis l'évaluation d'une limite supérieure approximative pour les mouvements propres internes.

An investigation based upon 188 listed stars, of the space configuration of Praesepe shows that, in spite of a rather well-displayed spherical symmetry of that cluster, equilibrium in the statistical sense of equipartition of energy does not prevail however. An approximate upper limit is also given here for the internal proper motions.

1. DONNÉES DE BASE.

Nous avons considéré dans cette étude 188 étoiles parmi lesquelles 175 étaient cataloguées par Vanderlinden [1], auxquelles nous avons adjoint une étoile que Haffner et Heckmann estiment appartenir à l'amas [2] ainsi que 12 étoiles faibles membres de l'amas selon Johnson [3].

Seize étoiles du catalogue de Vanderlinden avaient été écartées d'emblée, 7 d'entre elles étant d'appartenance douteuse et 9 situées à plus de 65' du centre de l'amas. Nous avons négligé par la suite 4 étoiles géantes (une cinquième se trouvait à plus de 65' du centre) et 4 sous-naines placées notoirement au-dessous de la séquence principale de Johnson. Les magnitudes apparentes photovisuelles sont identifiées aux magnitudes V de Johnson et Morgan; Johnson a d'ailleurs relié V à la magnitude à 6450 Å de Haffner-Heckmann

par une équation (incluant une correction supplémentaire) qui a été reprise ici pour quelques étoiles de Vanderlinden non étudiées par Johnson.

Après comparaison des valeurs fournies par divers auteurs nous avons adopté $+6,0$ pour module de distance de Praesepe et avons en outre choisi les types spectraux indiqués dans l'étude spectrophotométrique de Ramberg [4]. Pour 21 étoiles qui ne figuraient pas dans la liste de Ramberg, il était possible d'utiliser une relation magnitude absolue-type spectral établie par Morgan et Keenan ([5] p. 344).

La sélection de ces données a été effectuée par M. A. Duriaux, de même que la plupart des calculs numériques évoqués plus loin.

2. SYMÉTRIE SPHÉRIQUE.

Il convient d'examiner dans quelle mesure l'amas étudié présente la symétrie circulaire (d'où l'on inférera naturellement la symétrie sphérique). L'aspect du cliché ou de la carte donne un premier renseignement mais, si l'on veut comparer à cet égard plusieurs amas entre eux, il est souhaitable de caractériser quantitativement certains écarts à la symétrie circulaire. A cet effet, subdivisons autour d'un point choisi comme centre la carte (portant N points) en p secteurs égaux; désignons par n_i le nombre des points se trouvant dans le secteur numéroté i puis formons les écarts de ces nombres à leur moyenne arithmétique

$$\bar{n} = \frac{N}{p} .$$

La déviation moyenne relative

$$D = \frac{1}{N} \sum_1^p |n_i - \bar{n}| = \sum_1^p \left| \frac{n_i}{N} - \frac{1}{p} \right|$$

dépend en général du nombre p des secteurs, de l'orientation de ceux-ci et de la position du centre.

Admettons que cette dernière soit bien déterminée (cas des amas les mieux connus) et que p soit assez grand tout en restant très inférieur à N ; alors D ne dépend pratiquement plus de la position des secteurs et peut servir à caractériser certaines asymétries dont la

plus marquée se traduit par une disposition quasi-rectiligne des N points, conduisant à

$$D = 2 \left(1 - \frac{2}{p} \right)$$

tandis que $D = 0$ en cas de symétrie parfaitement circulaire. Donc en général

$$0 \leq D < 2.$$

Le tableau I contient les valeurs de D pour trois amas galactiques bien connus; N est le nombre total d'étoiles dénombrées et les angles de 24° , 30° , 45° correspondent respectivement à p égal à 15, 12 et 8.

TABLEAU I.

Amas	N	24°	30°	45°
Praesepe	188	0,24	0,14	0,14
Hyades	152	0,31	0,32	0,24
Pléiades *	185	0,29	0,30	0,26
»	216	0,28	0,27	0,27

* 216 étoiles situées sur la carte de Binnendijk (*Ann. Leiden*, XIX, 2, p. 120, 1946);

185 étoiles situées sur la même carte mais à l'intérieur d'un cercle de rayon 1° centré en $\alpha = 3 \text{ h } 41 \text{ m } 30 \text{ s } (1900,0)$, $\delta = 23^\circ 50'$.

Sans vouloir surestimer la signification de ces nombres, nous constatons que c'est pour Praesepe que D est le plus faible et l'accroissement sensible de D qu'on y remarque en passant de 12 à 15 secteurs correspond à une importance accrue, sur 24° , des fluctuations dans la concentration projetée.

3. CONCENTRATIONS PROJETÉE ET SPATIALE.

A partir du point $\alpha = 8^{\text{h}}36^{\text{m}}6^{\text{s}}$, $\delta = 19^\circ 56'$ choisi comme centre par Vanderlinden, traçons des couronnes concentriques de largeur égale à $10'$ d'arc puis évaluons la concentration projetée moyenne

dans chacune des couronnes. La figure 1 et le tableau II illustrent la baisse de concentration quand la distance x deouis le centre augmente de 0 à 6 (en dizaines de minutes d'arc).

TABLEAU II.

x	$f(x)_{\text{obs.}}$	$f(x)_{\text{calc.}}$
0		9,73
0,5	8,59	8,57
1	5,73	6,32
1,5	4,35	4,39
2	2,94	3,08
2,5	2,16	2,22
3	1,65	1,66
3,5	1,53	1,27
4	1,39	1,01
4,5	0,95	0,81
5	0,76	0,67
5,5	0,55	0,56
6	0,42	0,48

Dans l'intervalle (0,6) on peut approcher la succession des points d'une manière satisfaisante par la fonction continue

$$(1) \quad f(x) = \frac{A}{a^2 + x^2}$$

avec $A = 18$ et $a = 1,36$.

$$A = 18 \quad \text{et} \quad a = 1,36 .$$

A l'expression (1) correspond, par l'équation de von Zeipel, la concentration spatiale v à distance r du centre,

$$(2) \quad v(r) = \frac{A}{2(a^2 + r^2)^{3/2}} .$$

Les fonctions (1) et (2) intégrées sur tout le plan, respectivement sur tout l'espace divergent logarithmiquement mais ce fait est sans

importance tant que nous demandons seulement à ces fonctions de représenter correctement les concentrations dans une région limitée. D'autres formes ont été essayées pour $f(x)$, notamment l'expression $y = (1 - x)^c$ de Wallenquist [6] mais aucune ne paraît rendre compte mieux que (1) de nos données de base. Dans une récente investigation sur les fonctions de luminosité d'amas galactiques,

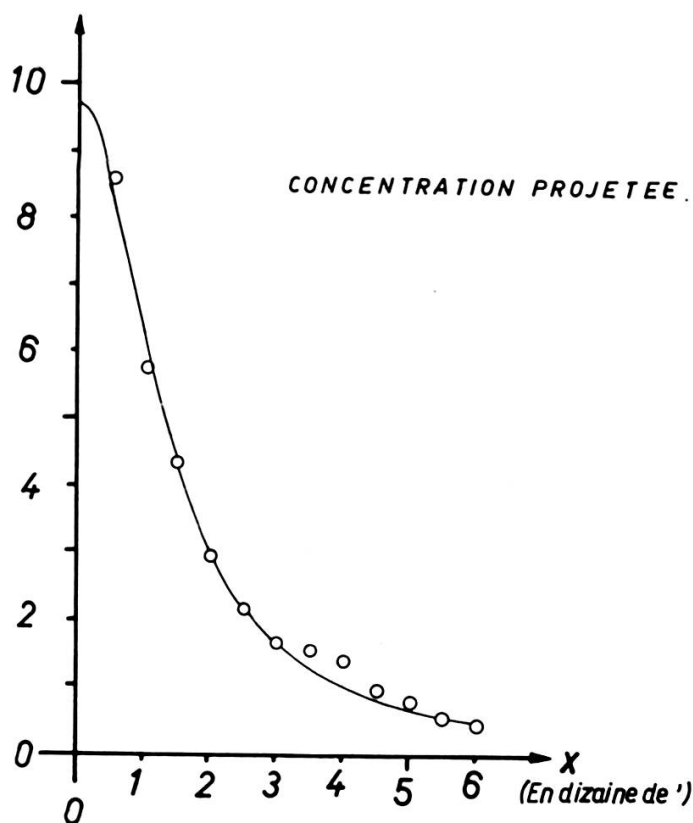


Fig. 1.

S. van den Bergh et D. Sher [7] ont décrit la concentration projetée $f(x)$ de plusieurs amas (notamment NGC 188, NGC 2682, NGC 7789) à l'aide d'une exponentielle décroissante; les valeurs de la fonction

$$F(x) = 2\pi \int_0^x f(x) x dx$$

présentaient une déviation systématique faible par rapport à la courbe relative à un amas isotherme dont on limiterait le rayon au point où la concentration spatiale n'est plus environ que le 2% de la concentration centrale $v(0)$.

Adoptant l'expression (1) pour $f(x)$ conformément aux données d'observation de Praesepe, l'écart de $F(x)$ est encore plus faible vis-à-vis de cette même courbe isotherme tabulée par Chandrasekhar [8] et impliquant des masses stellaires toutes égales. L'unité de longueur figurant dans (1) et (2) correspondait à la distance angulaire de $10'$, c'est-à-dire à $0,460$ pc pour un module de distance égal à $6,0$. En prenant $a = 0,63$ nous aurons les concentrations par pc^2 , resp. par pc^3 .

On vérifie immédiatement que $f(0) = 46 \text{ pc}^{-2}$ et que

$$F(R) = 180$$

pour $R = 3$ pc ($65'$ du centre). L'écart d'avec 188 résulte de ce que (1) ne représente qu'approximativement la concentration projetée, et le fait que la courbe $f(x)$ passe au-dessous d'une partie des points de la figure 1 a tendance à accroître cet écart lorsqu'on passe à la concentration spatiale (r). Cependant, en cherchant à rehausser $f(x)$ de la forme (1) dans l'intervalle de 3 à 5 pc nous altérons sensiblement l'accord avec l'observation au voisinage du centre. Avec les valeurs $A = 18$ et $a = 0,63$ adoptées plus haut nous remarquons que $v(r)$ qui vaut 36 pc^{-3} au centre, tombe au centième environ de cette valeur à $R = 3$ pc, ayant atteint la valeur moyenne $1,7 \text{ pc}^{-3}$ vers $1,5$ pc.

TABLEAU III.

$M_{\text{bol.}}$	Nombre d'étoiles	A	a
3-5	67	7	1,66
4-6	71	7	1,50
5-7	76	7	1,41

Nous avons ensuite cherché à obtenir les concentrations relatives à une magnitude bolométrique absolue donnée, en adoptant les corrections bolométriques de Kuiper ([5], p. 145). Les nombres d'étoiles par intervalle d'une magnitude se sont cependant révélés trop petits pour qu'il fût possible d'ordonner les points suivant une courbe continue, mais en étendant l'intervalle sur deux magnitudes la dispersion des points se réduit notablement. Les concentrations

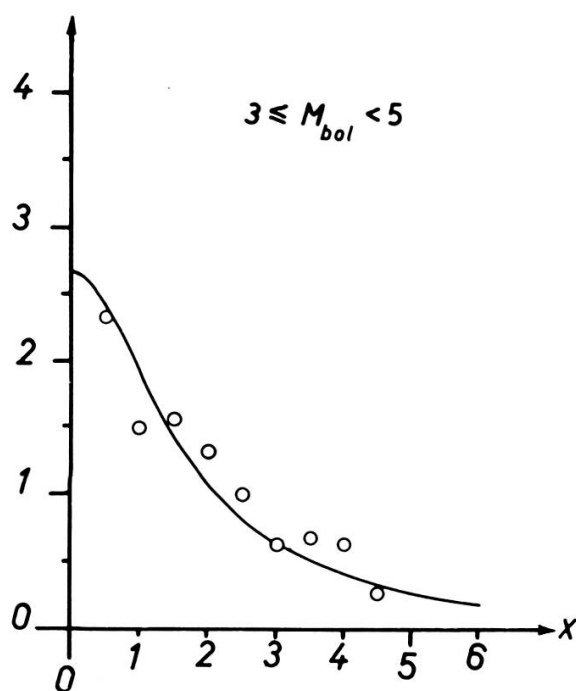


Fig. 2a

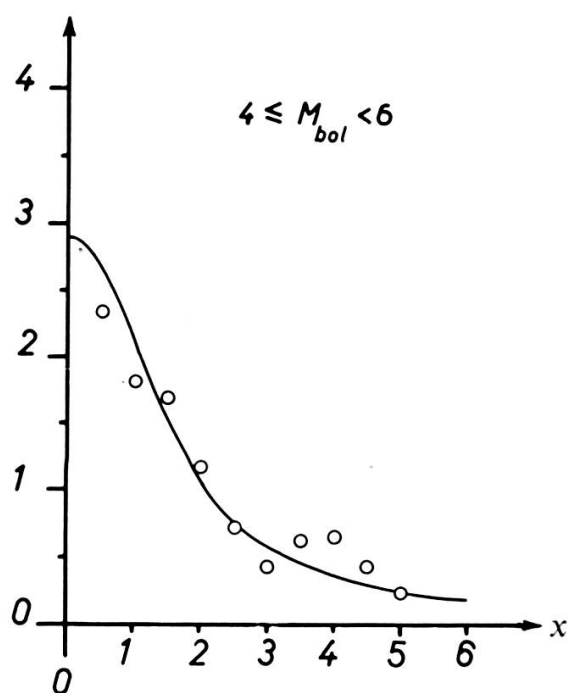


Fig. 2b

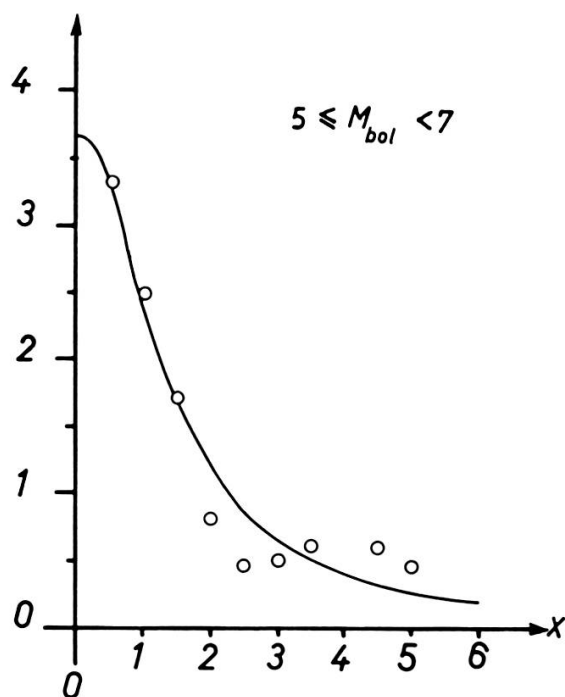


Fig. 2c

projetées des étoiles comprises dans trois intervalles de magnitude sont portées sur les figures 2 et il apparaît qu'ici encore, elles se laissent assez bien représenter par des courbes de type (1) avec les valeurs de A et de a du tableau III.

L'allure générale de ces courbes se retrouve dans les concentrations par classe spectrale où la dispersion est un peu plus marquée, surtout pour la classe A relativement peu peuplée vu qu'elle ne commence guère qu'à A_5 .

Afin de comparer entre elles les concentrations spatiales de la forme (2) qui dérivent des concentrations projetées qu'on vient d'obtenir, nous ramenons les courbes à la même ordonnée à l'origine (fig. 3).

TABLEAU IV

S_p	Nombre d'étoiles	A	a
A	25	2,2	0,87
F	51	7,6	2,18
G	57	6,4	1,94
K	51	5,7	1,41

Les courbes apparaissent un peu mieux séparées avec les types spectraux distincts A , K , G , F qu'avec les intervalles de magnitude dont l'un empiète sur les deux autres.

La calibration par type spectral en magnitude bolométrique absolue est d'ailleurs la suivante ([5], p. 344):

type A ($A_5 - A_9$)	$2,0 \leq M_{\text{bol}} \leq 2,9$
» F ($F_0 - F_9$)	3,0 » 4,2
» G ($G_0 - G_9$)	4,3 » 5,8
» K ($K_0 - M_0$)	5,9 » 8,8

Nous pouvons compter sur 136 étoiles dans l'établissement des courbes 3 a alors que les 184 étoiles signalées au n° 1 ont été utilisées pour les courbes 3 b .

4. EQUILIBRE STATISTIQUE.

Les étoiles considérées appartenant pratiquement toutes à la séquence principale d'un même amas galactique, nous regardons leur luminosité L comme fonction de la masse seule $\mathcal{M}$.

CONCENTRATION SPATIALE.

PAR INTERVALLE DE MAGNITUDE

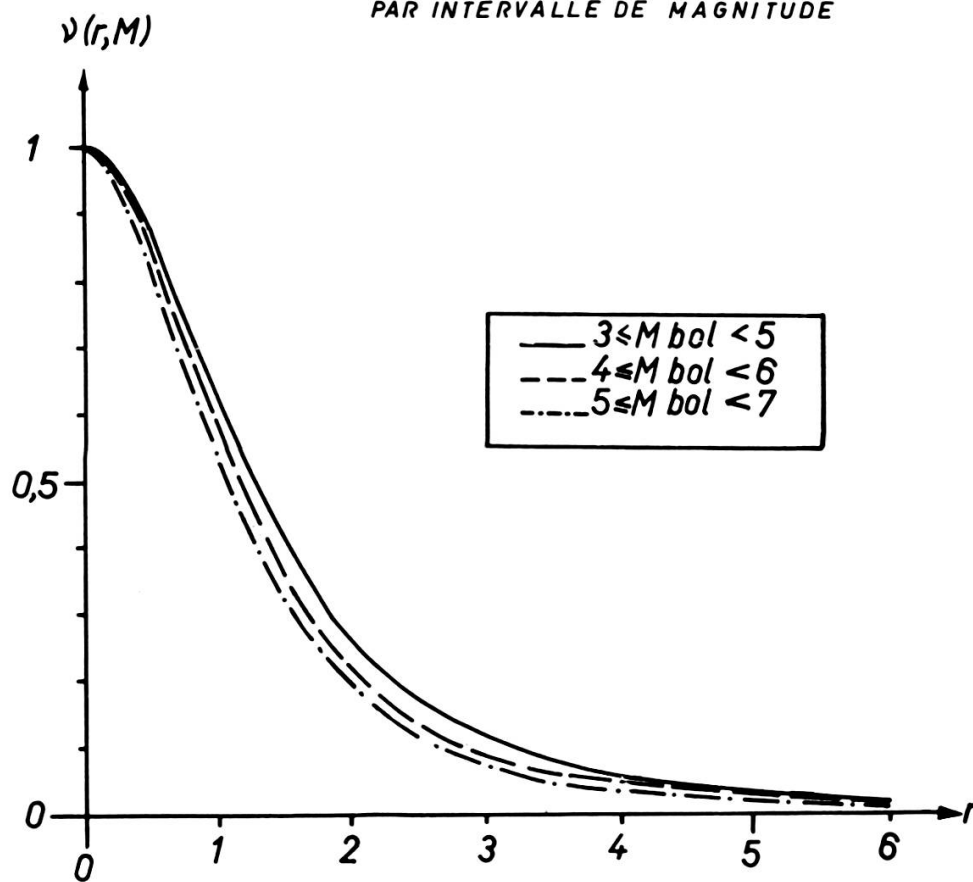


Fig. 3a

CONCENTRATION SPATIALE.

PAR CLASSE SPECTRALE

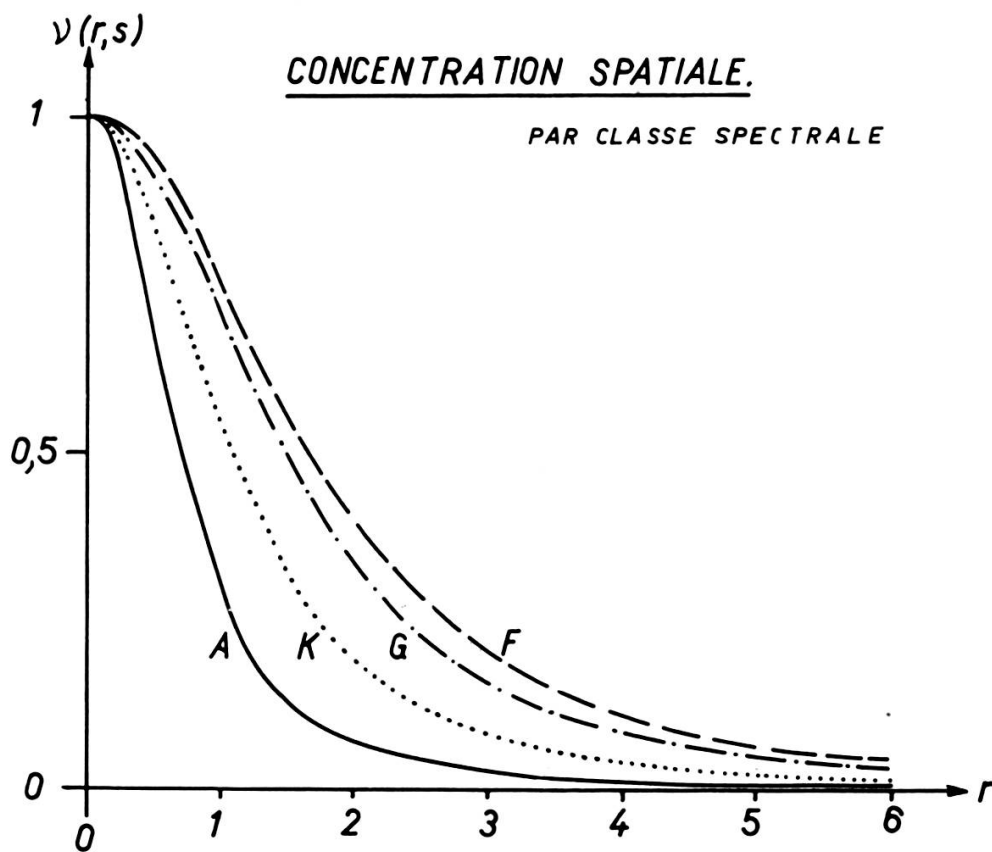


Fig. 3b

En nous appuyant sur les relations masse-luminosité de van de Kamp ([5], p. 368).

$$\frac{L}{L_{\odot}} = 0,28 \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}} \right)^2 \text{ si } \mathcal{M} > \mathcal{M}_{\odot}, \quad \frac{L}{L_{\odot}} = 0,89 \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}} \right)^4 \text{ si } \mathcal{M} < \mathcal{M}_{\odot}$$

nous obtenons par continuité la corrélation suivante entre M_{bol} et la masse $\mathcal{M}$:

M_{bol}	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\mathcal{M}$	3	2,4	1,9	1,5	1,2	1	0,8	0,6	0,4	0,25

et par suite de la calibration indiquée à la fin du n° 3, nous assignerons aux types spectraux les masses moyennes suivantes:

type <i>A</i>	1,7 $\mathcal{M}_{\odot}$
» <i>F</i>	1,3 »
» <i>G</i>	1,0 »
» <i>K</i>	0,5 »

Les courbes des figures 3 décrivent la répartition spatiale des diverses masses à l'intérieur de l'amas; le cas des étoiles *A* mis à part, nous constatons que les étoiles paraissent d'autant plus ramassées vers le centre que leur masse est faible. Cette disposition, qui n'est pas affectée par une modification du choix des corrections bolométriques et qui ne dépend pas de la forme analytique particulière (2) apparaît contraire à celle que l'on attendrait d'un amas en équilibre statistique où règne le principe d'équipartition d'énergie.

Il est intéressant de comparer ce résultat au cas des Hyades étudié par van Bueren [9], où des altérations assez sensibles à la symétrie ($D = 0,30$) n'empêchaient pas les étoiles plus massives de se rassembler vers le centre davantage que les autres, conformément à un éventuel état d'équilibre. L'aspect de Praesepe est par contre plus proche de la symétrie sphérique ($D = 0,14$) mais la distribution spatiale de la plus grande partie des masses stellaires de l'amas (observées indirectement par la magnitude ou le spectre) s'oppose à l'existence d'un état d'équilibre tel qu'il aurait pu être engendré par une relaxation des vitesses.

5. DENSITÉ DE MASSE.

Désignons par $\nu(r, m) dm$ le nombre des étoiles de masse comprise entre m et $m + dm$ à la distance r du centre. La densité de masse $\rho(r)$ s'écrira

$$(3) \quad \rho(r) = \int_0^{\infty} m \nu(r, m) dm$$

et le potentiel $\Phi(r)$ s'en déduit par l'équation de Poisson

$$(4) \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = 4\pi G \rho(r)$$

où G est la constante de la gravitation.

Nous évaluerons (3) en nous servant des courbes 3 b donnant la concentration $\nu(r, s)$ relative au type spectral s auquel correspond la masse m_s de sorte que

$$(5) \quad \rho(r) = \sum_s m_s \nu(r, s).$$

Or l'estimation du second membre de (5) conduit, dans l'intervalle de 0 à 65' (0 à 3 pc), à une fonction que l'on peut approcher de très près par la forme particulièrement simple (fig. 4)

$$(5') \quad \rho(r) = \frac{B}{b^2 + r^2}$$

où $B = 9$ et $b = 0,812$.

En repassant de l'unité de longueur de 10' au pc, nous aurons pour B et b les valeurs modifiées

$$B = 6,25 \mathcal{M}_{\odot} pc^{-1} \quad \text{et} \quad b = 0,374 pc$$

L'intégration directe par quadratures de l'équation (4) avec les conditions initiales

$$\Phi = 0 \quad \text{et} \quad \Phi' = 0 \quad \text{pour} \quad r = 0$$

nous conduit à un potentiel de la forme

$$(6) \quad \Phi(r) = 4\pi GB \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{r^2}{b^2} \right) + \frac{b}{r} \arctan \frac{r}{b} - 1 \right\}.$$

Nous tirerons de (6) deux vitesses particulières; la vitesse de chute libre du niveau r au centre

$$v_0(r) = \sqrt{2\Phi(r)}$$

et la vitesse sur une trajectoire circulaire de rayon r , dont le carré vaut

$$v_c^2(r) = r\Phi'(r) = 4\pi GB \left(1 - \frac{b}{r} \arctan \frac{r}{b}\right).$$

Les résultats déduits de la densité (5') sont rassemblés dans le tableau V où r est donné en pc, ρ en $\mathcal{M}_\odot \text{ pc}^{-3}$, Φ en $\text{km}^2 \text{ sec}^{-2}$ et les v en km sec^{-1} .

TABLEAU V.

r	ρ	Φ	v_0	v_c
0,5	16,02	0,066	0,363	0,320
1	5,48	0,160	0,566	0,428
1,5	2,62	0,240	0,671	0,474
2	1,91	0,305	0,781	0,499
2,5	0,98	0,359	0,847	0,514
3	0,68	0,407	0,902	0,524

6. REMARQUE SUR LES MOUVEMENTS PROPRES INTERNES

On peut s'assurer (v. Appendice) que dans un amas d'étoiles dont les trajectoires ne s'éloignent jamais au-delà d'une certaine distance R du centre, la vitesse maximum possible est $v_0(R)$. Nous négligeons ici les rencontres entre étoiles ainsi que le phénomène d'évasion, dont l'importance semble très réduite [10].

Or les étoiles de Praesepe situées à plus de 65' du centre ($R = 3 \text{ pc}$) paraissent peu nombreuses; leur appartenance est parfois discutable et c'est pourquoi nous les avons négligées. D'après le tableau V,

la vitesse la plus élevée est $v_0(3) = 0,902 \text{ km sec}^{-1}$ et le mouvement propre maximum auquel elle peut donner lieu s'élève à 0,118 secondes d'arc par siècle ou environ $0'',12$ et pour la très grande majorité des étoiles de l'amas cette valeur, sans être exactement une limite supérieure, a fort peu de chances d'être dépassée.

Dans un travail déjà ancien [11], P. van de Kamp avait estimé à $0'',073$ par siècle la valeur probable des mouvements internes de Praesepe; pour 35 étoiles considérées comme membres de l'amas les

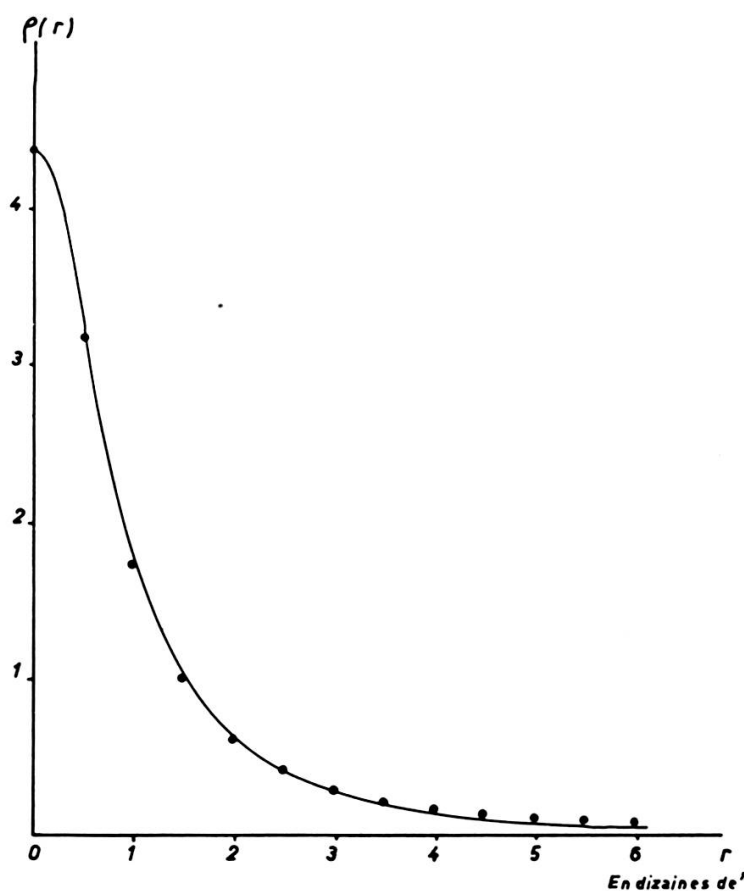


Fig. 4.

mouvements propres mesurés par rapport au centroïde présentait des dispersions sensiblement égales dans deux directions perpendiculaires, de même pour les dispersions moyennes des mesures faites sur une étoile avec diverses paires de plaques. En supposant alors que l'amas présente une certaine symétrie circulaire et par suite une certaine symétrie sphérique dans l'espace des vitesses autour du point de vitesse du centroïde, la distribution $g(u_x)$ des vitesses

résiduelles transversales u_x dans une direction x d'angle polaire quelconque serait liée par l'équation

$$g(u_x) = 2 \int_{u_x}^R \frac{\varphi(v) v dv}{\sqrt{v^2 - u_x^2}}$$

à la répartition $\varphi(v)$ des vitesses spatiales v débarrassées, comme les u_x , des erreurs d'observation.

Mais les mesures de mouvements propres sont très délicates et donnent lieu à des erreurs qui sont le plus souvent supérieures aux mouvements propres internes de l'amas ne permettant ainsi pas, pour ces derniers, de parvenir à des conclusions précises [11], [12].

7. CONCLUSION.

Si nous admettons avec van den Bergh ([7], p. 212) qu'à l'origine d'un amas les concentrations $\nu(r, m)$ étaient les mêmes quel que soit m , il apparaît que sous l'effet des actions intérieures à l'amas une séparation des masses va se produire, les étoiles plus massives gagnant peu à peu la région centrale et si la relaxation des vitesses finit par s'établir, les répartitions spatiales $\nu(r, m)$ des diverses masses stellaires seront alors régies par le principe de Boltzmann

$$(7) \quad \nu(r, m) = \nu(0, m) e^{-2\beta m(\Phi - \Phi_0)} \quad (\beta \text{ const.})$$

Le degré de séparation des courbes $\nu(r, m)$ constituerait donc, avant que ne soit réalisée la relaxation dans un amas soumis à ses seules forces internes, un indicateur d'âge. Le fait que dans Praesepe, la relaxation ne semble pas établie à un âge estimé pourtant à 4.10^8 ans et que la disposition des $\nu(r, m)$ aille même à l'encontre de la loi (7) est de nature à suggérer que cet amas a dû avoir été soumis, vraisemblablement de façon répétée, à des actions extérieures.

APPENDICE

Vitesses maxima dans un amas sphérique de rayon R .

Dans le cas spécial où l'amas est représentable par une sphère homogène, $\Phi(r)$ est proportionnel à r^2 et par suite.

$$v_c = v_0$$

c'est-à-dire qu'en tout point de l'amas, la vitesse circulaire est égale à la vitesse de chute libre (du point considéré au centre). Si par contre la densité $\rho(r)$ décroît du centre vers l'extérieur, nous aurons $v_c < v_0$ quel que soit r .

Considérons une orbite quelconque intérieure à l'amas (fig. 5); elle aura généralement la forme d'une rosette présentant une suite

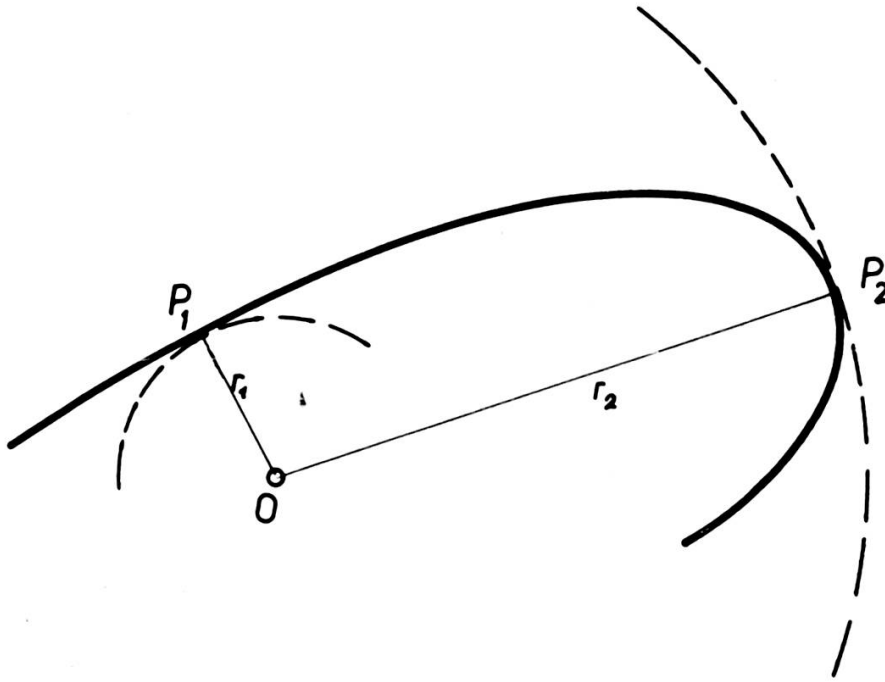


Fig. 5.

alternée de péricentres et d'apocentres [13]. Soit P_1 un péricentre suivi de l'apocentre P_2 ; la vitesse sur cette orbite est maximum en P_1 (soit $v(r_1)$), minimum en P_2 (valeur $v(r_2)$). La comparaison aux vitesses circulaires en ces deux points conduit aux inégalités

$$v(r_1) > v_c(r_1) \quad v(r_2) < v_c(r_2)$$

et par suite à

$$A_1 < A < A_2$$

$$E_1 < E < E_2$$

où A , E sont les intégrales premières du moment angulaire et de l'énergie, A_1 , E_1 et A_2 , E_2 ces mêmes grandeurs relatives aux orbites

circulaires de rayon r_1 , respectivement r_2 (la masse de l'étoile étant la même sur ces trois orbites).

Exprimons maintenant la conservation d'énergie totale et la conservation du moment angulaire le long de l'orbite passant par P_1 et P_2 :

$$v_1^2 + 2\Phi(r_1) = v_2^2 + 2\Phi(r_2)$$

$$r_1 v(r_1) = r_2 v(r_2)$$

d'où

$$\left(1 - \frac{r_1^2}{r_2^2}\right) v^2(r_1) = 2[\Phi(r_2) - \Phi(r_1)].$$

Ecrivons $r_1 = r$, $r_2 = R$; l'expression

$$(8) \quad v^2(r) = 2R^2 \frac{\Phi(R) - \Phi(r)}{R^2 - r^2}$$

donne ainsi la vitesse maximum sur une orbite contenue entre les cercles de rayon r et R . $v^2(r)$ se présente comme une fonction monotone décroissante, de la valeur $v^2(0) = 2\Phi(R) = v_0^2(R)$ à la valeur limite $v^2(R) = R\Phi'(R) = v_c^2(R)$ à la valeur limite.

TABLEAU VI.

r	$v(r)$
0	0,902
0,5	0,835
1	0,745
1,5	0,670
2	0,606
2,5	0,560
3	0,524

Dans les conditions spécifiées (effet d'éventuelles rencontres entre étoiles négligé), $v_0^2(R)$ représente bien la limite supérieure des vitesses stellaires de l'amas.

Avec le potentiel (6) utilisé pour Praesepe, nous trouvons les valeurs ci-contre (tableau VI) pour $v(r)$ calculé par la formule (8). La première et la dernière de ces valeurs sont celles de la dernière ligne du tableau V.

*Observatoire de Genève,
janvier 1961.*

1. VANDERLINDEN, H. L., *Etude de l'amas de Praesepe* (Gembloux, 1935).
 2. HAFFNER, H. et O. HECKMANN, *Veröff. Göttingen*, n^{os} 66, 67 (1940).
 3. JOHNSON, H. L., *Ap. J.*, 116, n^o 3 (1952).
 4. RAMBERG, J. M., *Stockholm Ann.*, 13, n^o 9 (1941).
 5. PECKER, J. C. et SCHATZMAN E., *Astrophysique générale* (Masson, Paris, (1959).
 6. WALLENQUIST, A., *Uppsala Astr. Obs. Ann.*, n^o 6 (1959).
 7. VAN DEN BERGH, S. et SHER D., *Pub. D. Dunlap Obs.*, 11, n^o 7, Toronto (1960).
 8. CHANDRASEKHAR, S., *Principles of stellar dynamics*, p. 234 (Chicago, (1942).
 9. VAN BUEREN, H. G., *B.A.N.*, n^o 432 (1952).
 10. HÉNON, M., *Ann. d'Ap.*, 23, 467 (1960).
 11. VAN DE KAMP, P., *Ap. J.*, 81, 297 (1935).
 12. SCHRICK, K. W., *Veröff. Bonn*, n^o 40 (1953).
 13. CONTOPOULOS, G., *Zs. f. A.*, 35, p. 67 (1954).
-

