

Zeitschrift: Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Band: 31 (1973)
Heft: 139

Artikel: Durée de vie et âge des amas d'étoiles
Autor: Bouvier, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-899720>

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: 08.11.2024

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

ORION

Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Bulletin de la Société Astronomique de Suisse

31. Jahrgang, Seiten 169—200, Nr. 139, Dezember 1973

31^e année, pages 169—200, No. 139, Décembre 1973

Durée de vie et âge des amas d'étoiles

par P. BOUVIER,
Observatoire de Genève



Fig. 1: Amas d'étoiles h et χ Persei. Photo prise avec la caméra SCHMIDT 200 mm, f = 458 mm, Ektachrome X, 20 minutes, Gönnergrat.

La *durée de vie* d'un système stellaire en général est à considérer comme le temps que prendra ce système pour se désintégrer complètement à la suite de son évolution dynamique.

L'*âge* du système n'est en conséquence qu'une fraction de sa durée de vie et on l'évalue le plus souvent à l'aide des propriétés astrophysiques des étoiles membres du système.

Aussi bien la durée de vie T que l'âge A sous-entendent que le système a été formé à une époque bien définie et, en ce qui concerne T , que soit précisé l'état final du système.

Du fait qu'ils appartiennent à la population I de la Galaxie, les amas d'étoiles appelés *ouverts* ou galactiques nous présentent une grande variété d'âges.

Soient
 $f(A, t)$ la distribution d'âges à l'époque t
 $\varphi(T)$ la distribution des durées de vie
 $\psi(t)$ le taux de formation des amas ouverts, à l'époque t .

Si tous les amas, au nombre de $\psi(t') dt'$, formés entre t' et $t' + dt'$, sont encore présents à une époque $t > t'$, leur âge est manifestement $A = t - t'$. Tel pourrait ne pas être le cas si certains d'entre eux avaient

des durées de vie inférieures à A ; la probabilité d'atteindre l'âge A , soit

$$(1) \quad P(A) = 1 - \int_0^A \varphi(T) dT$$

si $\varphi(T)$ est normalisée à l'unité, nous permet alors d'écrire la relation suivante

$$(2) \quad f(A, t) = \psi(t-A) P(A)$$

Le fait que $\varphi(T)$ et par suite $P(A)$ ne dépendent pas de t revient à admettre que les causes de désagrégation des amas sont restées les mêmes au cours du temps.

Dans le cas hypothétique où les T seraient tous égaux à une valeur commune T_0 :

$$\varphi(T) dT = \delta(T-T_0) dT$$

nous aurions

$$f(A, t) = \psi(t-A) U(T_0-A)$$

où $U(x)$ est la fonction discontinue définie telle que $U(x < 0) = 0$ et $U(x > 0) = 1$

Par conséquent ici

$f(A > T_0) = 0$ tandis que $f(A < T_0)$ reflète directement le taux de formation à l'époque $t-A$.

La distribution d'âges $f(A, t)$ est en principe observable si t désigne l'époque actuelle et WIELEN (1971a, 1971b) a rassemblé les données d'observation relatives aux âges d'une soixantaine d'amas ouverts catalogués par BECKER (1963), LINDOFF (1968), BECKER-FENKART (1970) en suivant une calibration d'âges de LINDOFF (1968) et de BARBARO et al. (1969.) La distribution d'âges qui résulte de là peut être affectée par trois causes :

a) les effets de sélection, en raison desquels il est plus difficile de dépister photométriquement un amas vieux qu'un amas jeune, le premier contenant moins d'étoiles bleues brillantes.

On se libère de a) en limitant la distance des étoiles observées.

b) le taux de formation, qui aurait pu changer au cours du temps, mais semble être resté (du moins pour les étoiles de champ) sensiblement le même depuis 10^9 ans sur une échelle spatiale de l'ordre de 2 kpc, soit approximativement une longueur d'onde de densité. Localement, il faut s'attendre à des fluctuations de ψ , en particulier à proximité d'un bras spiral.

c) la dissolution des amas, qui commande en fait l'allure de $f(A, t)$ illustrée fig. 1; on remarque la nette diminution des amas d'âge croissant, en conséquence de la désagrégation interne et en limitant les sondages à 1 kpc (WIELEN), on peut dire en gros que 50% des amas ouverts vivent au-delà de 2×10^8 ans, 10% au-delà de 4×10^8 ans, 3% au-delà de 10^9 et 0,2% au-delà de 2×10^9 ans. Il n'existe ainsi presque pas d'amas ouvert très vieux ($> 10^9$ ans).

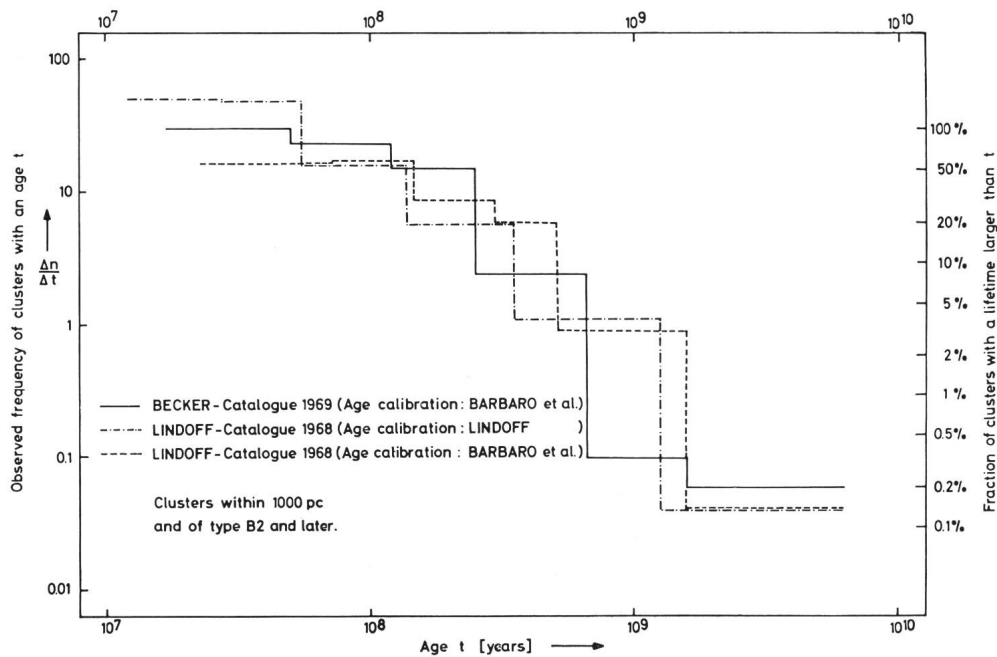


Fig. 2: Distribution observée des âges des amas ouverts. (Selon R. WIELEN, *Astroph. Space Sci.*, 13, (1971), 300).

En supposant selon b) que $\psi(t)$ reste constant, nous pouvons mettre (2) sous la forme

$$(3) \quad f(A, t) = f(0, t) P(A)$$

Choissant alors pour $f(0, t)$ la distribution de l'âge le plus faible (env. 10^7 ans) fournie par la fig. 1, on tirera de (3) après dérivation par rapport à A ,

$$\varphi(T) = - \frac{1}{f(0, t)} \frac{\delta f(A, t)}{\delta A} \Big|_{A=T}$$

Cependant, l'incertitude sur $f(0, t)$ est beaucoup trop grande pour que l'on puisse obtenir de la sorte une distribution des durées de vie, dépourvue d'ambiguïté.

I. Les causes de désintégration des amas.

Nous en distinguerons quatre :

1. *L'évolution dynamique interne* de l'amas, dominée par l'effet des rencontres entre étoiles membres, entraînant d'une part des échanges d'énergie entre ces étoiles et d'autre part l'éventuelle évaporation d'étoiles dont l'énergie dépasse un certain seuil E_e ; on adopte $E_e = 0$ pour un amas isolé. Sont surtout efficaces ici les chocs à proximité, qui se produisent de préférence près du centre de l'amas, région également propice aux chocs multiples, donc à l'activité binaire. Le résultat de cette évolution est la séparation de l'amas en une région centrale ou *noyau* où se développe rapidement un pic de densité aigu et un *halo* en expansion avec en plus, une lente *évaporation* d'étoiles dont le taux est sensible au spectre de masse.

Lorsque le nombre total N d'étoiles de l'amas est assez grand, l'effet des chocs multiples est généralement négligeable. Par définition de la durée de vie T ,

l'état de dissolution complète correspondrait à $N(T) = 0$, mais on se contente le plus souvent d'estimer un temps moyen d'évaporation \bar{T}_{ev} où $T_{ev}(t)$ est lié au taux d'évaporation par

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N(t)}{T_{ev}}$$

Dans le cas spécial où ce taux reste constant, T_{ev} désigne alors le temps qui reste à vivre, à l'instant t , à l'amas.

2. la perte de masse par évolution stellaire interne.

Plus sensible pour les étoiles massives qui ont d'ailleurs tendance à se confiner vers le centre, ce phénomène, dans la mesure où la masse éjectée se disperse vers l'extérieur, a pour conséquence principale un relâchement de l'énergie de liaison de l'amas, d'où une expansion partielle de ce dernier.

A ces deux causes internes de désintégration viendront s'ajouter deux causes externes, à savoir

3. *l'effet de marée du champ galactique*, lequel entraîne un abaissement du seuil énergétique E_c à franchir en cas d'évaporation; on aura $E_c < 0$ pour toute étoile candidate à l'évasion. Il en résulte, vis-à-vis du cas d'un amas isolé, une activation de l'évaporation et une diminution de la durée de vie, ce que confirment nettement les expériences numériques (WIELEN, HAYLI). En outre, il y a maintenant possibilité d'évasion par accroissement graduel d'énergie (cumulation de chocs faibles), et de préférence le long de l'axe de symétrie de la surface des vitesses nulles.

4. le passage de nuages interstellaires;

L'image la plus réaliste que l'on puisse tracer de ces nuages de matière diffuse et obscure, basée sur des données assez maigres, semble être celle d'objets de masse modérée (50 à 500 masses solaires) animés de vitesses plutôt élevées (10 à 15 km/sec), ce qui permet d'adopter l'hypothèse d'approximation impulsive (SPITZER, 1958) selon laquelle durant le temps de passage du nuage à proximité de l'amas, les positions des étoiles de l'amas n'ont pas varié de façon appréciable.

L'effet majeur est ici un accroissement de l'énergie totale U laquelle, de négative qu'elle était tout d'abord, tend à devenir nulle au bout d'un temps de dissolution T_d ; l'amas aura perdu alors sa cohésion gravitationnelle.

Cependant, la définition de l'état final de désagrégation de l'amas reste ambigu; aurons-nous $N(T) = 0$ ou 1 ou encore 2 si l'amas se réduit finalement à une binaire stable? A vrai dire, et les expériences numériques le montrent bien, l'évolution dynamique s'achèvera, lorsque $U = 0$, par la production d'une ou de plusieurs binaires stables indépendantes ou encore par la scission de l'amas en sous-systèmes indépendants. Il est donc préférable de s'en référer à une échelle de temps telle que \bar{T}_{ev} ou T_d plutôt qu'à une durée de vie relative à une «dissolution complète» de l'amas.

II. Calcul du temps de dissolution T_d .

Examinons d'abord l'effet des causes extérieures de désagrégation; tenir compte simultanément de 3 et 4 conduit à un problème de géométrie compliqué, alors qu'en ne retenant d'abord que 3, on peut ramener à un problème plan et calculer assez facilement l'accroissement d'énergie totale dU/dt par unité de temps.

Désignons par:

ρ_a , la densité de masse moyenne due aux nuages,

ρ_n , la densité de masse intérieure à un nuage supposé sphérique et de rayon R_n ,

V , la vitesse moyenne d'un nuage quelconque par rapport à l'amas stellaire de masse M_c et de rayon quadratique moyen R_c .

Invoquant l'hypothèse d'approximation impulsive et attribuant à tous les nuages une opacité identique, de sorte que $\rho_n R_n$ sera indépendant de R_n on trouve (SPITZER, 1958):

$$(4) \quad \frac{dU}{dt} = \left(\frac{4\pi G}{3}\right)^2 \frac{1}{V} M_c R_c^2 \rho_n R_n \rho_a$$

lorsqu'il n'y a qu'un seul type de nuage.

Admettant que le théorème soit vérifié à tout instant,

$$(5) \quad 2U = \gamma G \frac{M_c^2}{R_c}$$

et que le facteur de structure γ reste constant ($\gamma = \gamma_0$), on tire de (4) et (5), après intégration de $U = U_0 < 0$ à $U = 0$ le temps de dissolution

$$T_d = \frac{\gamma_0}{8\pi G} \frac{V \rho_c}{\rho_n R_n \rho_a}$$

$$\text{où} \quad \frac{4\pi}{3} \rho_c R_c^3(0) = M_c(0).$$

En présence de plusieurs types de nuages, désignés par un indice k , nous devons sommer sur k l'expression (4); de plus, l'inclusion des passages de nuages à proximité immédiate de l'amas, dont SPITZER n'avait pas tenu compte, a pour effet d'augmenter T_d dans le rapport 9/4 (BOUVIER, 1971). Le temps de dissolution devient finalement

$$(6) \quad T_d = \frac{\gamma_0 \rho_c}{18\pi G} \left(\sum_k \rho_{nk} R_{nk} \rho_{ak} / V_k \right)^{-1}$$

Par ailleurs, nous avons tenté (BOUVIER et JANIN, 1970) des expériences numériques sur un petit amas stellaire de 25 étoiles initialement logées dans une sphère de rayon $2 \rho_c$ et soumis à l'action répétée du passage de trois types de nuages que nous avaient suggéré les quelques données d'observation utilisables. L'énergie totale U devenait nulle après une durée de 300 millions d'années, soit presque trois fois moins que la valeur calculée selon (6), ce qui ne surprend guère puisque les expériences numériques établies à partir des équations du mouvement de chacune

des étoiles, tiennent automatiquement compte de l'évolution 1 de l'amas, mais pas le développement analytique basé sur l'approximation impulsive et conduisant à (6).

D'autre part, l'inclusion à (6) du champ de marée galactique 3 nous amène à introduire un rayon de stabilité fini R_s de l'amas usuellement défini par

$$R_s = \left(\frac{M_c}{2 M_g} \right)^{1/3} R_g$$

pour un amas situé à distance R_g du centre galactique porteur de la masse totale de la Galaxie M_g . Un raisonnement assez direct (BOUVIER, 1971) permet alors de définir, pour l'état de cohésion gravitationnelle nulle de l'amas, l'énergie-limite.

$$(7) \quad U_s = - \frac{3}{5} G \frac{M_c^2}{R_c}$$

Intégrant alors (4) de U_0 à U_s , on obtient un temps de dissolution T_d' égal à T_d donné par (6), multiplié par un facteur de correction galactique

$$(8) \quad \Gamma = 1 - \left(\frac{U_s}{U_0} \right)^3$$

Dans le cas du petit amas de 25 étoiles, placé à 10 kpc du centre galactique, on vérifie que $\Gamma = 0.21$, ce qui révèle, indépendamment de la valeur de T_d , l'importance prépondérante de l'effet de la Galaxie sur celui des nuages. Une conclusion similaire pour de plus grands amas avait été obtenue qualitativement par WIELEN (1971); l'influence des nuages consistant

surtout à balayer les étoiles évadées traînant encore au voisinage de l'amas.

III. Confrontation avec les observations.

Malgré le fait que, d'une part, le traitement du problème par expériences numériques ou simulation se heurte à de sérieuses difficultés si l'on veut tenir compte simultanément des effets 3 et 4 et que, d'autre part, l'approche analytique de l'effet 1 nous place devant le problème des N corps, non résoluble par cette voie, il reste à voir s'il n'est cependant pas possible d'améliorer l'estimation du temps de dissolution. A cet effet, remarquons que l'évolution dynamique est caractérisée avant tout par la formation rapide du pic de densité centrale tandis que M_c et U baissent relativement lentement sous l'influence de l'évaporation. Admettant donc une croissance marquée de γ au cours du temps, M_c et U restant presque constants, nous voyons alors que, d'après (5), γ croît proportionnellement à R_c , ou aussi que γ^2 varie comme le moment d'inertie $I = M_c R_c^2$, qui était précisément l'une des grandeurs contrôlées régulièrement au cours des expériences numériques.

On vérifie alors que I ou γ^2 accuse une croissance très sensiblement exponentielle

$$(9) \quad \gamma = \gamma_0 \exp(t/\tau)$$

avec une constante de temps $\tau = 130$ millions d'années si l'on tient compte des nuages (BOUVIER, 1972).

Reportant (9) dans (5) et (4), nous intégrons de nouveau sur U de $U = U_0$ à $U = U_s$ donné par (7) afin d'obtenir le temps T_d'' de dissolution en présence des deux influences extérieures 3 et 4 venant s'ajouter à l'évolution dynamique 1:

$$(10) \quad \exp(T_d''/\tau) = 1 + \frac{T_d}{\tau} \Gamma$$

où T_d est fourni par (6).

Avec les données relatives au petit amas de 25 étoiles, nous tirons de (10), d'abord en négligeant l'effet galactique ($\Gamma = 1$),

$$T_d'' = 265 \text{ millions d'années}$$

en accord raisonnable avec les 300 résultant du calcul numérique. Avec l'influence du champ galactique, le facteur (8) vaut ici 0.21 et T_d'' se réduit à

$$T_d'' = 115 \text{ millions d'années.}$$

Cette dernière valeur, un peu supérieure à une demi-révolution de la Galaxie, apparaît compatible avec la plupart des âges que donne ALLEN (1962) pour une douzaine de petits amas plus ou moins comparables à notre prototype de 25 étoiles; les âges de ces amas, lesquels comportent chacun deux à trois douzaines d'étoiles, sont en effet inférieurs à 115 millions d'années sauf deux d'entre eux dont l'un est par d'autres propriétés un cas très spécial.

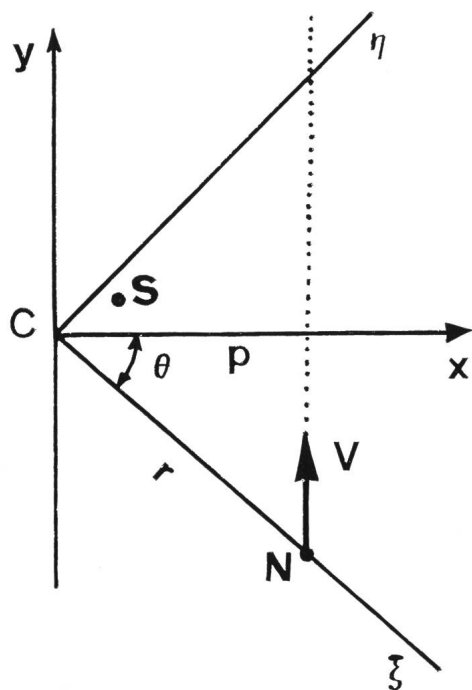


Fig. 3: Passage d'un nuage de centre N et de vitesse V à proximité d'un amas stellaire de centre C.

Bibliographie :

- AARSETH, S. J., 1971, *Astrophys. Space Sci.*, 14, 20.
ALLEN, C. W., 1962, *Astrophysical Quantities*, 2d ed., Athlone P., London.
BARBARO, G., DALLAPORTA, N., FABRIS, G., 1969, *Astrophys. Space Sci.*, 3, 123.
BECKER, W., 1963, *ZfA.*, 57, 117.
BECKER, W., FENKART, R., 1970, *IAU Symposium No. 38*, 205, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht.
BOUVIER, P., 1971, *Astron. Astrophys.*, 14, 341.
BOUVIER, P., 1972, *Astron. Astrophys.*, 21, 441.
BOUVIER, P., JANIN, G., 1970, *Astron. Astrophys.*, 9, 461.
HAYLI, A., 1970, *Astron. Astrophys.*, 7, 17.
LINDOFF, U., 1968, *Ark. Astr.*, 5, 1.
SPITZER, L., 1958, *Ap. J.*, 127, 17.
WIELEN, R., 1968, *Bull. Astron.*, 3 (3), 127.
WIELEN, R., 1971, *Astron. Astrophys.*, 13, 309.

Adresse de l'auteur : Prof. P. BOUVIER, Observatoire de Genève, CH-1290 Sauverny.

Les étoiles solides

par H. ANDRILLAT,
Observatoire de Haute-Provence

On se représente habituellement une étoile comme une gigantesque sphère de gaz à très haute température. Telle est en effet la structure de la plupart des étoiles et notre soleil ne fait pas exception. C'est une étoile normale. Aussi le terme d'étoile solide a de quoi nous surprendre, lorsqu'on a évidemment écarté la confusion possible avec une planète qui mérite certes le nom d'astre mais jamais celui d'étoile. Une planète n'est pas lumineuse par elle-même et si certaines apparaissent comme les astres les plus brillants du ciel, c'est seulement que, très proches de nous, elles réfléchissent la lumière du soleil. D'autre part, leur masse reste toujours très petite par rapport à celle d'une étoile. C'est donc bien d'étoiles que nous voulons parler en abordant cette question des étoiles solides, mais d'étoiles si particulières et par suite si peu nombreuses, si faibles aussi, qu'il a fallu attendre les tout derniers développements des techniques d'observation pour prouver leur existence.

La masse et l'équilibre d'une étoile :

En appliquant les lois de la mécanique céleste aux mouvements observés des planètes, on trouve la masse du soleil avec une grande précision. Adoptons la valeur 2.10^{33} grammes. Comme 1 tonne vaut 10^6 grammes, c'est 2.10^{27} tonnes et comme 10^9 représente le milliard, la masse du soleil vaut donc deux milliards de milliards de milliards de tonnes ($3 \times 9 = 27$). Curieusement cette masse du soleil représente bien la masse moyenne d'une étoile quelconque, qui n'est jamais très sensiblement inférieure et, sauf de très rares exceptions, ne dépasse pas 30 fois la masse solaire. A cette uniformité approximative des masses stellaires, il y a une raison profonde que nous pouvons entrevoir en réfléchissant sur les conditions d'équilibre de l'astre.

Une des lois les plus fondamentales du monde macroscopique est la *loi de gravitation universelle* ou *loi de Newton* : deux corps quelconques s'attirent en raison directe de leurs masses et en raison inverse du carré de leur distance.

On montre alors que si l'un des corps est sphérique et de densité homogène, c'est son centre qui, en fait, attire l'autre corps. Ainsi la chute d'un objet est dirigée vers le centre de la terre. De même dans une étoile à l'état gazeux, tout élément de matière est sollicité par une attraction vers le centre de l'astre. C'est ce que l'on appelle la *gravité*. Pour que cet élément de matière, comme tous les autres d'ailleurs, reste en place, ne rejoigne pas le centre et donc que l'étoile ne s'écroule pas sur elle-même par gravité, il faut, dans un milieu gazeux sans rigidité, qu'une force s'oppose à cette attraction centrale. Cette force compensatrice est précisément la pression du gaz lui-même et l'équilibre est schématisé par la figure 1 qui montre l'élément de matière, m, en équilibre, dans l'étoile sphérique de centre C, entre la gravité G et la pression P.

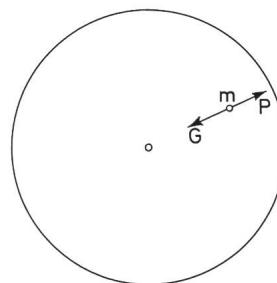


Fig. 1 : Equilibre entre la gravité et la pression de gaz dans une étoile normale.

Mais on sait bien en physique que pression et température sont deux grandeurs liées et qui varient d'ailleurs dans le même sens. Ainsi dans une étoile, la pression croît du bord au centre (de zéro à plusieurs milliards de fois la pression atmosphérique), comme la température qui, dans le cas du soleil par exemple, croît d'environ 5800° au bord jusqu'à plus de 10 millions de degrés au centre. Ces températures centrales sont les températures optimales pour que se réalise spontanément la transmutation en hélium de l'hydrogène, principal constituant de l'astre. On sait que cette transmutation est la source d'énergie de