521.031

La Stabilité des Etoiles

Introduction.

La discussion de la stabilité des étoiles soulève certainement quelques uns des problèmes les plus importants de l'astrophysique théorique.

Tout d'abord, les observations nous révèlent toute une classe de phénomènes qui nous font directement songer à l'entrée en jeu soudaine de quelque instabilité. Les novae et les supernovae en fournissent incontestablement les exemples les plus frappants. A une échelle plus petite, l'activité à la surface du soleil (granulations, taches, protubérances, etc.), et l'éjection de matière caractéristique de toute une classe d'étoiles (Wolf-Rayet, P. Cygni, Supergéantes de classe A) indiquent également un défaut de stabilité dans les couches extérieures de ces objets.

De même, l'explication complète des céphéides sur la base d'une théorie d'oscillations radiales régulières implique quelque espèce d'instabilité capable de se manifester dans les conditions physiques caractéristiques de cette classe d'étoiles. On peut imaginer que cette instabilité conduit alors à des pulsations grandissantes jusqu'à l'apparition de nouveaux facteurs stabilisants (dûs à l'accroissement de l'amplitude) qui conduisent finalement à une pulsation finie stationnaire telle qu'elle est observée.

Toutefois, l'étude de la stabilité des étoiles présente aussi un intérêt plus général. En effet, quand il s'agit de la théorie de la constitution interne des étoiles, nos points de comparaison avec l'observation ne sont pas nombreux.

La relation entre la Masse et la Luminosité des étoiles que révèle l'observation constitue l'un des plus importants et tout modèle théorique doit évidemment être compatible avec elle [1]. En grande partie, nos connaissances actuelles sur l'abondance relative de l'hydrogène et de l'hélium par rapport aux éléments lourds dans l'intérieur des étoiles repose en fait sur cette compatibilité.

Dans le cas de certaines étoiles doubles à éclipses, on peut aussi déduire de l'observation certaines conditions que doit satisfaire la distribution de la densité en profondeur [2].

Enfin pour les céphéides, on peut obtenir une relation entre la période, la densité moyenne, la distribution de densité en profondeur et le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants [3]. Cependant dans ce cas, il est assez difficile de séparer les effets des deux derniers facteurs et cette relation perd de ce fait un peu de son utilité.

Tout critère de stabilité peut être considéré comme une condition qui restreint le cadre des possibilités théoriques quant à la structure interne des étoiles et remédie ainsi quelque peu à la pénurie des tests d'observation directs.

Enfin, les grands problèmes cosmogoniques tels que la formation des étoiles doubles ou des systèmes planétaires sont aussi reliés au moins dans un type de théorie, à l'instabilité d'un corps primitif.

Nous nous proposons ici de passer rapidement en revue différents aspects de la stabilité des étoiles et de signaler vers la fin quelques résultats récents. Mais tout d'abord, il convient d'indiquer ici, les facteurs du problème qui peuvent être considérés comme négligeables et de dire un mot de certains sur lesquels nous n'aurons pas l'occasion de revenir dans la suite.

En général, les étoiles peuvent être considérées comme suffisamment éloignées les unes des autres pour qu'on puisse négliger leurs interactions. Cependant deux étoiles peuvent momentanément se rapprocher suffisamment pour exercer l'une sur l'autre une action importante. Le cas où ceci résulterait en une capture ne relève pas de notre discussion. Mais dans certaines conditions, ce rapprochement pourrait compromettre l'équilibre interne de l'une ou des deux étoiles. Cependant, nous négligerons ici, tout effet de marée et nous nous contenterons de considérer des étoiles isolées. Cette restriction étant faite, deux cas peuvent encore se présenter : l'étoile peut être au repos ou en mouvement.

Les mouvements de translation, du moins tels que nous les rencontrons en astronomie, ne peuvent guère avoir d'influence sur la stabilité des étoiles puisque les accélérations correspondantes sont extrêmement faibles. Pourtant, ces mouvements peuvent entraîner l'étoile au travers de régions où la matière interstellaire possède des densités différentes ce qui peut éventuellement nécessiter quelque réajustement de l'étoile. Mais à première vue, il semble que les phénomènes qui en résulteront, seront extrêmement lents et que l'étoile aura le temps de s'adapter progressivement à ces nouvelles conditions. Cependant, ce problème [4] mériterait plus d'attention qu'il n'en a reçue jusqu'ici.

Le mouvement de rotation d'une étoile au contraire est susceptible d'affecter profondément sa stabilité, la force centrifuge tendant à contre-balancer l'attraction de l'étoile sur elle-même.

En fait, c'est l'aspect le plus ancien du problème. Il remonte à Laplace et à la première théorie de la formation de notre système planétaire.

Depuis lors, le sujet a fait l'objet de nombreux travaux et en parcourant la vaste littérature qui y est relative, on rencontre sans cesse les noms fameux de Jacobi, Roche, Lord Kelvin, Darwin, Poincaré, Schwarzschild, Liapounoff, Jeans [5], etc.

Beaucoup de leurs résultats sont devenus classiques, aussi nous bornerons-nous à les rappeler rapidement, ainsi que les hypothèses fondamentales sur lesquelles ils reposent. A ce sujet, il est bon de ne pas perdre de vue que la plupart des investigations auxquelles nous venons de faire allusion concernent des masses fluides homogènes et incompressibles.

I. — Etoiles animées d'un mouvement de rotation.

1. Modèles composés de fluides homogènes et incompressibles.

Dans ce cas, et si l'étoile considérée tourne comme un corps rigide (rotation uniforme), on trouve que les configurations d'équilibre se divisent en deux séries. La première est composée d'ellipsoïdes de révolution ayant l'axe de rotation comme axe de symétrie ($a = b, c$) et qui sont connus sous le nom de sphéroïdes de Maclaurin. Ces sphéroïdes peuvent avoir des excentricités quelconques, le moment de rotation correspondant $\mathcal{M}$ variant de zéro à l'infini. Cependant le rapport du carré de la vitesse angulaire de rotation ω à la densité ρ passe par un maximum donné par

$$\frac{\omega^2}{\rho} = 0{,}225 \times 2\,\pi\,G \qquad (1)$$

où G est la constante de gravitation. La densité étant fixée, il n'existe donc pas de sphéroïdes d'équilibre pour

$$\omega^2 > 0{,}225 \times 2\,\pi\,G\,\rho$$

Les figures d'équilibre qui forment la seconde série de configurations possibles sont des ellipsoïdes à trois axes inégaux (a, b et c) connus sous le nom d'ellipsoïdes de Jacobi. Cette série possède pourtant un point particulier où $a = b$ et où l'ellipsoïde de Jacobi se réduit donc à un sphéroïde de Maclaurin. Ce point correspond à la valeur suivante du rapport du carré de la vitesse angulaire à la densité

$$\frac{\omega^2}{\rho} = 0{,}18712 \times 2\,\pi\,G \tag{2}$$

et à un moment de rotation

$$\mathcal{M} = 0{,}30375\ M^{3/2}\,R^{1/2} \tag{3}$$

où M est la masse totale et R, le rayon de la sphère ayant le même volume que celui de la configuration considérée.

Les deux moitiés de la série qui se trouvent de part et d'autre du point particulier considéré ($a = b$) sont évidemment équivalentes puisqu'elles se déduisent l'une de l'autre en intervertissant a et b et par conséquent, on peut se limiter à l'une d'elles.

On peut montrer que si une étoile construite sur ce modèle se contracte lentement, sa masse et son moment de rotation restant constants, elle se déforme progressivement en passant par toute la série des sphéroïdes de Maclaurin jusqu'à ce que l'égalité (3) soit satisfaite. A ce moment, le sphéroïde devient instable et est remplacé par un ellipsoïde de Jacobi. Il a été prouvé que ces ellipsoïdes à leur tour deviennent instables pour les valeurs critiques suivantes :

$$\frac{\omega^2}{\rho} = 0{,}142 \times 2\,\pi\,G \tag{4}$$

$$\text{ou } \mathcal{M} = 0{,}3898\ M^{3/2}\ R^{1/2} \tag{5}$$

Dans la suite, ces ellipsoïdes sont remplacés par des figures pyriformes, un affaissement en forme d'anneau se produisant perpendiculairement au grand axe. L'étude de la stabilité de ces figures constitue un problème très difficile. Mais après les travaux de Liapounoff et de Jeans, il semble bien qu'elles seront instables dès le début et que l'affaissement en question ira en s'accentuant jusqu'à ce que finalement, le corps primitif se divise en deux parties. Cette évolution (théorie de la fission) a été avancée par Jeans pour expliquer la formation des étoiles doubles.

Avant d'aller plus loin, les quelques résultats que nous venons de rappeler nous permettent de faire une remarque générale sur la stabilité des corps composés de fluide homogène et incompressible. Nous pouvons caractériser par une espèce de longueur d'onde (distance entre deux points consécutifs dont la position reste fixe) les déformations successives qui conduisent d'une des configurations décrites plus haut à la suivante. Nous constatons alors que l'instabilité qui est présente au passage d'une configuration à l'autre, se manifeste toujours pour la déformation de plus grande longueur d'onde possible. On peut montrer que ceci correspond au fait, que pour un fluide incompressible et homogène plus la longueur d'onde de la déformation est petite, plus la perturbation correspondante de l'énergie potentielle gravifique contient de termes de signes contraires qui tendent à se neutraliser les uns les autres. Cette interprétation n'est valide que pour les fluides parfaits; cependant, la remarque précédente reste souvent un guide utile dans l'étude de la stabilité de fluides plus généraux en équilibre sous l'action de leur propre attraction gravifique.

2. Modèle de Roche.

Jusqu'ici, nous avons considéré des modèles composés de fluides homogènes et incompressibles. Un autre cas extrême nous est fourni par le modèle de Roche qui est constitué d'une particule centrale de masse finie M et de densité infinie et d'une atmosphère de masse et de densité négligeables. Si ce modèle est animé d'une rotation uniforme, l'équation des surfaces équipotentielles s'obtient facilement et elle indique que le corps aura ses plus grandes dimensions dans le plan de l'équateur. C'est donc là aussi que la force centrifuge atteindra sa plus grande valeur. Par conséquent, si la vitesse angulaire augmente, c'est à l'équateur que l'instabilité se manifestera en premier lieu et notamment quand

$$\frac{GM}{R^2} = \omega^2 R$$

si R est le rayon équatorial. En définissant une densité moyenne par la relation ordinaire $\bar{\rho} = M/V$, la condition de stabilité peut encore s'écrire

$$\frac{\omega^2}{\bar{\rho}} < 0{,}36075 \times 2\,\pi\,G \qquad (6)$$

Ce modèle peut en quelque sorte être considéré comme correspondant à une compressibilité infinie.

3. Modèles composés de fluides compressibles.

Un cas intermédiaire entre ceux que nous venons de rappeler a fait l'objet d'une étude détaillée de Jeans. Il considère un fluide qui admet une équation d'état de la forme :

$$P = K\rho^{\gamma} \qquad (7)$$

Dans ce cas, quand γ varie de zéro à l'infini, on passe progressivement d'une compressibilité infinie à l'incompressibilité. Jeans trouve que l'instabilité se manifeste toujours sous l'une des deux formes que nous venons de rencontrer. Dans un cas (faible compressibilité, grand γ), il y a fission et dans l'autre (grande compressibilité, petit γ), il y a éjection de matière à l'équateur. La valeur critique de γ qui sépare les deux types d'instabilité est fixée par Jeans aux environs de 2,2.

Il faut remarquer que la théorie de la formation des étoiles doubles proposée par Jeans (fission) implique donc une faible compressibilité. Jusqu'ici, rien n'est venu confirmer cette hypothèse des étoiles « liquides » de Jeans.

4. Propositions générales.

Avant d'aborder l'étude de la stabilité des étoiles au repos, deux propositions importantes restent à signaler concernant la stabilité des étoiles animées de mouvement de rotation uniforme.

L'une d'elles est établie par Henri Poincaré dans ses leçons sur les hypothèses cosmogoniques (p. 22), à l'occasion de l'étude de l'anneau de Saturne. Elle peut facilement être étendue à une étoile composée d'un fluide quelconque pourvu que sa vitesse angulaire de rotation soit une constante pour toute l'étoile. On trouve alors que la condition de stabilité peut s'écrire :

$$\frac{\omega^2}{\overline{\rho}} < 2\,\pi\,G \tag{8}$$

En fait on peut montrer que ce critère subsiste sous des conditions un peu plus générales qui n'ont jamais fait l'objet d'une étude précise. Par exemple, la condition (8) reste vraie même si le mouvement ne peut plus être représenté par une rotation uniforme mais qu'il n'en dévie que par une composante de vitesse $\vec{v}$ irrotationnelle et telle que les puissances de $|v|$ supérieures à la première soient négligeables.

La seconde proposition générale est due à Von Zeipel (7) et porte son nom. Dans ce cas, la génération d'énergie à l'intérieur de l'étoile est prise en considération. Si on désigne par ε la quantité d'énergie libérée par unité de masse par seconde et si on admet que ε ne dépend que de la densité ρ et de la température T, on est conduit à la condition de stabilité suivante :

$$\varepsilon = C^{te} \times \left(1 - \frac{\omega^2}{2\,\pi\,G\,\rho}\right) \tag{9}$$

pour une étoile tournant comme un corps rigide avec une vitesse angulaire ω.

Cette condition a été l'objet de beaucoup de discussions puisque raisonnablement, on ne peut s'attendre à ce qu'elle soit satisfaite. Elle repose sur le fait que dans une étoile en équilibre, les surfaces isothermes et isostères doivent être identiques aux surfaces équipotentielles. Mais si l'étoile est en rotation, ces dernières cessent d'être des sphères et le long de l'une d'elles, le gradient de température et le flux d'énergie F qui lui est proportionnel ne sont plus constants. Mais la divergence de F en un point quelconque de cette surface doit être égale à $\rho\ \varepsilon$ qui lui est constant. Cette égalité ne peut avoir lieu que si la condition (9) est remplie.

Généralement, on a fini par interpréter cette condition comme signifiant qu'en réalité, de grands courants de convection apparaîtront dans l'étoile, modifiant à la fois le transport d'énergie et détruisant la rotation uniforme.

Dans ce cas, la théorie devient très difficile et jusqu'ici, peu de progrès y ont été réalisés [8]. Il est possible que pour arriver à un état stationnaire, on devra aussi tenir compte de la viscosité ce qui complique encore le problème.

II. — Etoiles au repos.

1. Stabilité thermique.

Si l'étoile en bloc est au repos, des courants de convection d'origine thermique peuvent encore cependant subsister à l'intérieur. Durant ces dernières années, on a généralement associé l'étude de l'instabilité thermique qui donne lieu à ces courants de convection à la discussion générale de la stabilité des étoiles. Cependant, dans ce cas, l'équilibre global de l'étoile n'est pas menacé et il s'agit simplement de décider quel sera le facteur prédominant dans le transport d'énergie : la radiation ou la convection. En fait les premières discussions de la structure interne des étoiles (Lane, Kelvin, Ritter, Emden) étaient basées sur la notion d'équilibre convectif. Mais après les travaux de K. Schwarzschild, de Bialobrzewski et surtout d'Eddington [9], l'équilibre radiatif connut une grande vogue.

Peu à peu cependant, le développement de la physique du noyau révéla que les vitesses des réactions nucléaires susceptibles d'alimenter la radiation des étoiles dépendent généralement d'une puissance élevée de la température. Dès lors, comme pour tout modèle raisonnable, la température grandit très fort vers le centre, la génération d'énergie y devient très intense. Pour que cette énergie puisse être transportée vers l'extérieur sous forme de radiation au fur et à mesure de sa production, le gradient de température doit devenir très grand dans les régions centrales de l'étoile. Mais ceci met en danger l'existence même de l'équilibre radiatif dans ces régions. En effet, on peut en chaque point définir un « gradient de température adiabatique correspondant » par l'équation

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ad. cor.}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \tag{10}$$

où $\gamma = C_p/C_v$ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants si la pression de radiation est négligeable vis à vis de la pression gazeuse. Si ce n'est pas le cas, il faut alors définir un exposant adiabatique spécial Γ_2 pour l'aggrégat de matière et de radiation au point considéré et qui remplace γ dans la définition (10). On vérifie facilement que dans une région où le gradient radiatif est en valeur absolue supérieur au gradient adiabatique correspondant défini plus haut, un petit élément de matière déplacé de sa position d'équilibre, verra son mouvement s'amplifier et l'équilibre radiatif sera remplacé par l'équilibre convectif dans toute la région où

$$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{rad.}} > \left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{ad. cor.}} \tag{11}$$

La condition d'instabilité (11) est souvent désignée sous le nom de critère de Schwarzschild qui l'a employée pour la première fois dans son investigation de l'atmosphère solaire.

L'application précise de ce critère dans la région centrale d'une étoile où la génération d'énergie est due à des réactions nucléaires conduit à réintroduire la notion d'équilibre convectif dans cette région [10] et à adopter des modèles composés d'un noyau convectif et d'une enveloppe radiative.

D'autre part, Unsöld [11] attira l'attention sur l'importance à ce point de vue d'une grande abondance d'hydrogène dans les couches extérieure de l'étoile. En effet, dans la région où l'ionisation de l'hydrogène passe disons de 10 à 90 %, les chaleurs spécifiques C_p et C_v deviennent très grandes et γ se réduit à une valeur proche de l'unité. D'après (11) et (10), cette situation est très favorable à l'établissement de l'équilibre convectif dans cette région. Le calcul exact montre qu'en fait, il doit y avoir juste sous la photosphère, une mince couche en équilibre convectif.

Cependant tout ceci en soi ne met pas en jeu l'existence de l'étoile. Pourtant, la convection par son irrégularité pourrait aider à expliquer certaines légères déviations par rapport à un état d'équilibre purement hydrostatique. La granulation à la surface du soleil par exemple, est un de ces cas et sous une forme ou sous une autre, on a toujours eu recours à la convection pour l'expliquer.

Récemment, Biermann [12] reprenant une suggestion de Unsöld est allé beaucoup plus loin en proposant une explication des novae basée sur le même genre de considérations mais sous une forme qui rappelle beaucoup plus une vraie instabilité.

Biermann montre d'abord que si l'hydrogène et l'hélium ne sont pas abondants, les considérations de Unsöld peuvent être étendues à une couche beaucoup plus épaisse. Cette situation du moins en ce qui concerne l'hydrogène, coïnciderait probablement avec l'épuisement des sources d'énergie nucléaire. A ce moment, l'étoile peut reprendre son évolution par contraction. Normalement, au cours de celle-ci, la température augmente partout dans l'étoile. Mais à un moment donné, dans les régions extérieures, la température devient telle que les éléments les plus abondants y atteignent un stade critique d'ionisation. Dès lors, l'énergie libérée par la contraction ne sert plus dans cette région à augmenter la température mais plutôt à compléter l'ionisation des éléments considérés. Comme d'autre part, la température continue à s'accroître dans les régions plus profondes, le gradient radiatif tend à devenir de plus en plus grand dans la zône de transition entre les deux régions.

De plus, à cause de l'ionisation en cours, le rapport des chaleurs spécifiques γ et le gradient adiabatique correspondant (en valeur absolue) diminuent dans les couches extérieures.

Ces deux facteurs compromettent de plus en plus l'équilibre radiatif et Biermann admet qu'en fait, le processus étant très lent, le gradient radiatif pourra devenir plus grand en valeur absolue que le gradient adiabatique correspondant dans une grande partie de l'étoile. A ce moment, une petite perturbation peut déclencher un bouleversement général de ces couches avec libération d'une partie de l'énergie qui s'y était accumulée sous forme d'énergie interne (chaleur, énergie d'ionisation, d'excitation, etc.).

Biermann montre que l'énergie d'ionisation par exemple est de l'ordre de l'énergie libérée lors d'une explosion de nova. Mais il est difficile de calculer exactement quelle fraction de cette énergie devrait se retrouver sous forme d'énergie libérée.

D'autre part, son argument que la vitesse observée de la matière éjectée lors d'une explosion de nova est comparable à celle d'une onde acoustique dans cette région resterait valable quelle que soit l'origine de cette onde. De plus, seule une bonne étude des conditions aux limites, nous permettrait de décider si ce bouleversement donnerait naissance à une onde progressive s'accompagnant d'éjection de matière.

Mais d'ailleurs, la plus grosse difficulté de la théorie avancée par Biermann réside dans la nécessité de la formation progressive de toute une immense région où le gradient de température devient supérieur ou égal au gradient adiabatique. Il semble plus vraisemblable que l'apparition de l'instabilité dans une petite région sera suivie de très près de la petite perturbation nécessaire pour l'établissement de l'équilibre convectif dans cette région. Et dès lors, celui-ci s'étendra progressivement avec l'instabilité à des régions de plus en plus grandes ne conduisant à aucun moment à des phénomènes brusques du type de l'explosion d'une nova.

Une bonne partie de ces critiques subsistent telles quelles pour la théorie des supernovae avancée récemment par E. Schatzman [13].

Avant d'abandonner la discussion de la convection thermique, quelques remarques supplémentaires doivent être faites à ce sujet.

D'une part, il existe différents cas où le critère de Schwarzschild rappelé plus haut ne constitue pas une condition suffisante pour l'apparition de la convection.

D'autre part, les investigations quantitatives [14] de la convection en Astrophysique ont été basées jusqu'ici sur une image empruntée à la théorie du flux turbulent de l'hydrodynamique : à chaque instant, des éléments de matière se détachent ici et là et parcourent adiabatiquement une certaine distance, après quoi ils sont réabsorbés tout entiers dans le milieu environnant. La théorie de ce processus conduit à introduire la notion de libre parcours moyen et de vitesse moyenne de turbulence. Mais il faut de nouveau passer par une extrapolation hasardeuse de la théorie du flux turbulent pour pouvoir fixer l'ordre de grandeur de ces éléments.

En météorologie, où cette question de convection thermique est de toute première importance, il a été reconnu depuis longtemps que cette image, ainsi que le critère de Schwarzschild ne sont pas satisfaisants quant on veut vraiment passer à une étude quantitative des phénomènes.

Pour améliorer la situation quant au critère, on fait souvent appel en météorologie aux théorèmes de circulation de V. Bjerknes [15];

quant à l'image générale, on s'est souvent inspiré des résultats des belles expériences de Bénard. Dans celles-ci, une couche de liquide chauffée par le dessous, se subdivise en une série de cellules souvent hexagonales dont les dimensions transversales sont de l'ordre de deux à trois fois la hauteur de la couche. Chacune de ces cellules est le siège d'une circulation régulière, le fluide s'élevant au centre de la cellule et redescendant sur les côtés.

Lord Rayleigh [17] a établi un critère pour ce type de convection et plus tard, Jeffreys[18] le généralisa de façon à le rendre applicable à l'atmosphère terrestre. Ce critère définit l'excès maximum possible du gradient réel sur le gradient adiabatique avant qu'une circulation n'apparaisse, en fonction de l'épaisseur de la couche et de la valeur du champ de gravitation dans laquelle elle se trouve. Pour une couche assez épaisse et si elle est le siège d'une seule circulation verticale, cet excès est toujours extrêmement petit.

Mais si l'épaisseur de la couche dépasse une certaine limite, les expériences de Schmidt et Saunders [19], ont montré qu'un nouveau genre de circulation apparait, qui est moins régulier que la circulation de Bénard. Du point de vue théorique, Low [20] a étudié la possibilité dans le cas d'une couche épaisse, de la voir se subdiviser en plusieurs couches horizontales dans chacune desquelles apparaîtraient des circulations cellulaires du type de Bénard.

Il serait très utile d'étendre ces résultats au cas où la variation de la densité due à la variation de la pression n'est pas négligeable et où les couches envisagées ont une courbure appréciable et sont soumises à une attraction gravifique variant suivant la verticale. Un tel critère généralisé serait particulièrement intéressant aux environs immédiats du centre d'une étoile.

Nous avons vu, en effet, que la région centrale d'une étoile, où la génération d'énergie est due à des réactions nucléaires, doit être en équilibre convectif. Cependant, très près du centre, la gravité devient très faible, la courbure très grande et, par raison de symétrie, les vitesses de convection doivent y tendre vers zéro. Dans ces conditions, une très faible viscosité pourrait suffire à créer aux environs immédiats du centre, une petite région non affectée par les courants de convection. Dès lors, la matière n'y serait pas renouvelée régulièrement par mélange avec la matière extérieure et cette petite région s'épuiserait rapidement en « combustible » nucléaire. Nous assisterions ainsi à la formation au centre de l'étoile d'un petit noyau isotherme inerte au point de vue réactions nucléaires et qui, une fois amorcé, irait sans cesse en grandissant. En effet, puisque le gradient de température à la surface du noyau isotherme doit être égal à zéro, ce noyau serait toujours suivi d'une « frange » en équilibre radiatif dont la masse une fois épuisée au point de vue nucléaire viendrait s'ajouter à celle du noyau isotherme. Le poids moléculaire moyen serait maximum dans le noyau isotherme où les réactions nucléaires auraient transformé une partie des éléments légers en éléments plus lourds (par exemple de l'hydrogène en hélium). Il diminuerait ensuite dans la mince couche en équilibre radiatif pour atteindre une valeur constante dans la zone convective qui suivrait celle-ci et enfin, sa valeur minimum égale à la valeur initiale dans l'enveloppe radiative extérieure.

D'autre part, si la convection s'étend effectivement jusqu'au centre, l'évolution de l'étoile devrait pouvoir être représentée par une série de modèles possédant tous une enveloppe radiative et un noyau convectif dont le poids moléculaire grandirait sans cesse.

Ce dernier type d'évolution a déjà fait l'objet de nombreux travaux [21], mais il soulève des difficultés. Tout d'abord, on trouve que la masse de l'enveloppe radiative de poids moléculaire moyen égal au poids moléculaire moyen initial grandit quand nous passons d'une configuration d'équilibre à la suivante, le poids moléculaire moyen du noyau convectif ayant augmenté. Il est évident que ces deux configurations ne peuvent dès lors représenter deux états consécutifs de la même étoile. Ce type de difficultés a pu être levé en partie [22] par une étude détaillée de ce qui se passe à la surface de séparation entre le noyau convectif et l'enveloppe radiative. Mais il se représente de nouveau lorsqu'on atteint des stades très avancés de l'évolution.

De plus, vers la fin de l'évolution de ces modèles, un changement brusque devrait se produire au cours duquel le noyau convectif se transformerait très rapidement en un noyau isotherme [23].

L'étude des autres modèles possédant dès le début un petit noyau isotherme reste à faire, mais il est très probable qu'ils nous permettraient d'éviter les difficultés rappelées plus haut.

Toutefois, quelle que soit l'évolution de l'étoile, le problème le plus urgent en connection avec la notion d'équilibre convectif, c'est de pouvoir décrire avec précision, l'état instantané de toute région où ce type d'équilibre règne. A ce point de vue, les deux voies d'approche que nous avons signalées (turbulence et convection cellulaire) s'accordent sur un point. Pourvu que l'épaisseur de la couche considérée soit grande, le gradient de température réel ne peut dépasser le gradient adiabatique que d'une quantité extrêmement faible, excepté peut-être aux environs immédiats du centre et aux environs de la surface.

Jusqu'ici, c'est ce résultat qui a été le plus employé en Astrophysique. Il permet de prendre le gradient réel égal au gradient adiabatique dans toute région où l'équilibre radiatif devient instable. Ceci simplifie beaucoup le calcul de modèles possédant des régions en équilibre convectif et nous permet d'avoir confiance dans les résultats qu'on en déduit, quel que soit le mécanisme réel de la convection dans ces régions.

2. Remarques générales sur les autres types d'instabilité.

D'une façon générale, une étoile peut être considérée comme stable si toute perturbation de son état d'équilibre tend à s'amortir. En fait, on peut se limiter à des perturbations suffisamment petites pour qu'on puisse négliger les termes de degrés supérieurs au premier. Naturellement on peut imaginer une grande variété de telles perturbations. Cependant, nous pouvons nous laisser guider dans notre choix par le principe général déduit précédemment de l'étude de la stabilité des corps composés de fluides parfaits, à savoir que la perturbation de plus grande longueur d'onde est en général la plus dangereuse pour l'étoile.

En fait, moyennant une hypothèse très plausible sur la forme de la perturbation du potentiel gravifique, S. Rosseland [24] montra que, pour une configuration à symétrie sphérique, composée de fluides parfaits ou non, c'est pour une simple dilatation ou contraction que l'instabilité se manifestera en premier lieu. Il est difficile de dire d'une façon rigoureuse [25] jusqu'à quel point cette hypothèse limite la généralité de la conclusion de Rosseland. Mais il est cependant probable [26] que nous pouvons l'accepter pour la plupart des modèles d'étoiles vraisemblables.

Dans ce cas, les perturbations à considérer sont donc du type d'une déformation purement radiale, chaque petit élément de masse subissant un petit déplacement δr suivant le rayon.

En général, trois types de perturbations radiales ont été étudiées et la stabilité correspondante a reçu un nom particulier. Nous pouvons ici adopter la nomenclature de T. G. Cowling [27] et distinguer les différents types de stabilité suivants : stabilité séculaire ou thermodynamique, stabilité dynamique et stabilité vibrationnelle.

(à suivre.)

Institut d'Astrophysique, Cointe-Sclessin. P. J. LEDOUX.