ECOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE D'ILE DE FRANCE

THESE de DOCTORAT

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Denis Diderot - Paris 7

Spécialité : **Astrophysique et Techniques Spatiales**

présentée par

Lionel SIESS

○○○○○○○○○○

ÉVOLUTION DES ÉTOILES JEUNES
PHYSIQUE ET MODÉLISATION
DE L'ACCRÉTION

○○○○○○○○○○

Soutenue le 5 décembre 1996 devant le jury composé de:

Mme. Annie BAGLIN	Rapporteur
M. Claude BERTOUT	Directeur de thèse
M. Manuel FORESTINI	Directeur de thèse
M. André MAEDER	Examinateur
M. Francesco PALLA	Rapporteur
M. Jean-Paul ZAHN	Président

Laboratoire d'Astrophysique, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex

A mes parents, à Raphaëlle

Remerciements

Quand arrive l'heure des remerciements, on se rend soudainement compte du chemin parcouru. Le recul fait alors ressurgir les visages de celles et ceux qui ont participé à cette aventure qui démarra il y a trois ans.

Je remercie tout d'abord Claude Bertout pour m'avoir proposé ce sujet de thèse passionnant, englobant de nombreux domaines de la physique. Son soutien sincère et sa sympathie m'ont été d'un grand réconfort et il a su être présent quand il le fallait. Je le remercie encore. Mais, dans tout projet d'envergure il y a l'homme de l'ombre, en l'occurrence de Belgique, qui a vécu pleinement cette aventure avec la bonne humeur et la rigueur scientifique qui le caractérisent. J'exprime ma profonde gratitude à Manuel Forestini pour avoir été tout au long de cette thèse à la hauteur du pari engagé, pour les moments privilégiés que nous avons partagés et pour ses qualités humaines hors pair.

Je suis également reconnaissant à Jean Paul Zahn d'avoir accepté de présider cette thèse, pour son amabilité et son écoute aussi. Je remercie tout particulièrement Annie Baglin et Francesco Palla pour avoir accepté le rôle ingrat de rapporteur et André Maeder pour avoir honoré le jury de sa présence.

Je tiens également à remercier Claude Bertout puis Christian Perrier pour m'avoir accueilli successivement au sein de leur laboratoire dans des conditions de travail exceptionnelles (je ne parle pas encore du ski). Mais ces remerciements s'étendent bien entendu à tous les membres du LAOG, à ses secrétaires Fanfan et Nathalie, à ses informaticiennes Ginette et Françoise, aux divers chercheurs qui ont su répondre à mes questions, à Hervé qui me fut d'une aide précieuse dans les méandres de LaTeX, à Alain qui me fit découvrir POM2, a los chicos de español pour les agréables moments que nous avons partagés. J'ai été très heureux de collaborer avec Catherine, Hervé et Anne-Marie sur des aspects connexes à l'évolution stellaire. Mais je n'oublierai pas les thésard(e)s qui ont été d'un soutien important lors de l'écriture cette thèse. J'espère que mes partenaires de tennis, Alex, Fred, JeanPh et Manuel n'ont pas trop souffert de mes coups car ils ont été les principales victimes des affres de cette thèse. Enfin je n'oublierai pas de citer Evy avec qui j'ai agréablement partagé le bureau durant la dernière année.

Mais au delà du laboratoire, beaucoup de personnes me sont très chères. Je commencerai par saluer mes vieux compères de DEA, Alex, Chris et le JeanPh, puis Arnaud pour son soutien toujours renouvelé, le Dan pour sa bonne humeur, Julien et Nasha, et tous mes ami(e)s Bisontins et du Jura. Mes pensées se tournent également vers les rivages norvégiens et vers Andréa, Tove et Jean Yves, et sur d'autres rives vers Pat et Alex. Mais l'énergie libérée durant cette thèse nécessita un entraînement soutenu et de nombreuses heures de ski et je n'oublierai pas les moments partagés avec Benoit, Damien, Estelle, Fabienne, Florence et Lézard. Cette liste est évidemment restreinte et non exhaustive. Mes pensées dépassent de loin ces quelques lignes et pour tous ceux que je n'ai pas cité, je m'en excuse. Enfin, je remercie encore Chris pour sa pénible mission administrative.

Je serai éternellement reconnaissant envers mes parents, Michel et Maryse, pour m'avoir donné les moyens d'accomplir un rêve d'enfant et pour leur soutien affectif, à ma famille aussi que je n'oublie pas. Mais je ne peux détacher ce travail, cette page de vie de celle qui l'illumina de sa présence, de sa douceur et de son sourire, de Raphaëlle.

Table des matières

Table des figures

Résumé

L'évolution stellaire pré-séquence principale des étoiles de faible masse est réétudiée dans un contexte où l'étoile accrète de la matière en provenance d'un disque d'accrétion.

Dans une première partie, concernant l'évolution stellaire standard, nous avons calculé des grilles d'évolution stellaire. Ces modèles ont ensuite servi de support à la construction de diagrammes HR synthétiques. Nous montrons que cet outil est bien adapté à l'étude de la morphologie des amas ouverts et qu'il permet la détermination de certains paramètres tels le taux de binarité ou la durée de formation stellaire.

La deuxième partie de cette thèse présente le code d'évolution stellaire et le modèle permettant d'établir la distribution de matière accrétée à l'intérieur des étoiles. Le formalisme est basé sur le critère de Richardson et prend en compte les aspects mécaniques, thermiques et chimiques de la matière accrétée. Les résultats de nos simulations montrent que la matière accrétée traverse facilement l'atmosphère radiative de l'astre et que la convection favorise plutôt une distribution uniforme de cette matière dans l'intérieur de l'étoile.

La dernière partie est consacrée à l'étude de l'influence de l'accrétion sur la structure de l'étoile. Les calculs montrent que le brûlage nucléaire du deutérium joue un rôle clé dans cette évolution. Notamment, pour certains taux d'accrétion, on observe une dilatation de l'étoile sur sa branche d'Hayashi. Pour des taux d'accrétion élevés, caractéristiques des phases de formation stellaire, nous reproduisons la ligne des naissances (*birthline*) qui représente une enveloppe supérieure de la distribution stellaire pré-séquence principale. Enfin, nous comparons les différences structurelles et évolutives entre les tracés avec accrétion et sans accrétion. Nous montrons que l'apport de matière accélère la contraction de l'étoile sur la branche d'Hayashi et que d'après sa position dans le diagramme HR, une étoile qui accrète est plus jeune que dans un modèle standard. Nous analysons aussi l'influence de l'accrétion sur les abondances de surface des éléments légers comme le deutérium et le lithium. Nous avons ainsi déterminé les conditions de brûlage de ces éléments et avons défini les régions dans le diagramme HR où l'accrétion contrebalance efficacement la diminution de leur abondance due au brûlage nucléaire. Enfin, nous illustrons les possibilités qu'ouvrent ce modèle d'accrétion pour étudier l'évolution de la rotation des étoiles.

Summary

Pre-main sequence evolution of low-mass stars is investigated again in the context where the star accreting mass from a circumstellar accretion disk.

In a first part concerning standard stellar evolution, we computed grids of stellar models which are used to generate synthetic HR diagrams. We show that such a tool is well suited to reproduce the morphology of young clusters and allow to derive some physical parameters prevailing in these clusters such as the binarity rate or the duration of the star forming process.

The second part of this thesis describes the stellar evolutionary code and the model which establishes the accreted matter distribution inside the star. The formalism is based upon the Richardson criterion and takes into account the mechanical, thermal and chemical properties of the accreted matter. The numerical results indicate that the accreted matter easily crosses the radiative atmosphere and that convection favors a rather uniform distribution of the accreted matter in the stellar interior.

The last part is devoted to the study of the influence of the accretion process on the stellar structure. Computations show that deuterium nuclear burning plays a crucial role in this evolution. For a specified range of accretion rates, we observe a expansion of the star along its Hayashi line. For higher accretion rates, characteristic of the star forming phase, we reproduce the birthline which represents an upper envelope of the pre-main sequence stellar distribution. Finally, we compare the structural and evolutionary differences between accreting and non-accreting tracks. We show that the arrival of accreted matter accelerates the star contraction on the Hayashi branch and that, from its position in the HR diagram, an accreting star is younger than in a standard scheme. We also analyze the influence of accretion on surface stellar abundances of light elements such as deuterium and lithium. We have thus determined the burning conditions of these elements and then define the areas in the HR diagram where accretion efficiently balance the decrease of their surface abundance due to nuclear burning. Finally, we illustrate the opportunities this accretion model opens to the study of the stellar rotational evolution.

Introduction

Les étoiles T Tauri et les étoiles de Herbig AeBe composent la population stellaire jeune. Différentes par leur masse, elle présentent toutefois un environnement circumstellaire extraordinairement riche qui recèle une multitude de phénomènes physiques liés à leur formation. De puissants jets et vastes flots moléculaires émanent de ces objets et représentent les manifestations les plus visibles de cette activité. Mais les observations récentes ont mis en évidence une structure aplatie, située dans le plan équatorial de l'astre, à travers laquelle la matière spirale avant de se déposer sur l'étoile. Ces disques d'accrétion, dont l'existence théorique fut établie bien avant leur découverte, découlent de la présence d'un moment angulaire initial dans le nuage protostellaire. Ils constituent donc un réservoir de matière, d'une composition chimique constante, qui alimente l'astre nouvellement formé. Leur présence autour d'étoiles relativement âgées (quelques 10^7 ans) semble aussi indiquer qu'une masse relativement importante (comprise entre 0.1 et $1\,M_\odot$) peut ainsi rejoindre l'étoile. Dans ce contexte évolutif, la durée du processus d'accrétion et la valeur du taux d'accrétion deviennent les paramètres essentiels de l'évolution d'une étoile dont la masse augmente.

L'influence d'un apport de matière par le disque d'accrétion sur la structure et l'évolution de l'étoile est le thème général de cette thèse.

Dans une première partie, je décrirai le milieu interstellaire, j'analyserai rapidement les processus de formation stellaire et porterai une attention particulière sur la population stellaire jeune. Nous verrons notamment que les étoiles T Tauri et les étoiles de Herbig présentent un environnement circumstellaire complexe révélant des structures de jets et des disques d'accrétion. Je passerai ensuite en revue l'évolution stellaire standard, détaillant les évènements marquant de la phase pré-séquence principale. Je présenterai dans un troisième chapitre les grilles d'évolution stellaire et étayerai cette étude par différentes comparaisons à la fois théoriques et observationnelles. Ces grilles de modèles serviront ensuite de support à l'élaboration des diagrammes HR synthétiques. Je détaillerai la procédure utilisée et illustrerai son application à l'amas des Pléïades. Je montrerai enfin qu'il est alors possible de déduire certaines caractéristiques intrinsèques (binarité, durée du processus de formation stellaire) à ce type d'association.

La deuxième partie de cette thèse regroupe les différents aspects de la modélisation. Je décrirai dans un premier temps le code d'évolution stellaire et la physique qui le compose. Je soulignerai notamment les dernières améliorations auxquelles j'ai contribué et qui ont donné lieu au calcul des grilles d'évolution. Nous verrons ensuite comment la matière accrétée par le disque se répartit dans l'étoile. Je procéderai par étapes en décrivant tout d'abord les hypothèses et le formalisme utilisés dans ce modèle qui prend en compte les aspects mécaniques, thermiques et chimiques de la matière accrétée. J'analyserai ensuite l'influence des différents paramètres puis décrirai l'incorporation de ce modèle dans le code d'évolution stellaire. Enfin, je montrerai que le brûlage nucléaire du deutérium joue un rôle capital dans l'évolution des étoiles qui accrètent. Je porterai donc une attention particulière au traitement de la nucléosynthèse de cet élément et à son couplage aux équations de la structure stellaire.

La dernière partie est consacrée à l'étude de l'évolution des étoiles jeunes avec accrétion. Dans un premier temps, j'étudierai l'effet de l'apport de matière sur la structure dans le cas d'étoiles de faible masse ($\lesssim 1\,\mathrm{M}_\odot$) et pour des taux d'accrétion relativement faibles ($\dot{M} \lesssim 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$) observés autour des étoiles T Tauri. J'analyserai ensuite les effets des différents paramètres comme l'influence de la composition chimique et de l'énergétique de la matière accrétée ou de la profondeur de l'accrétion dans l'étoile. Je prolongerai cette étude après l'arrêt du processus d'accrétion pour décrire la phase de relaxation de l'étoile. Finalement je présenterai les tracés évolutifs de ces étoiles dans le diagramme HR. Le chapitre suivant analyse plus en détail les situations où le taux d'accrétion est élevé ($\dot{M} > 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot$ yr^{-1}) ce qui permet de simuler les conditions régnant durant la phase de formation stellaire. Je comparerai mes résultats avec d'autres travaux théoriques et montrerai que le chemin évolutif de ces étoiles dans le diagramme HR définit une ligne des naissances (*birthline*), enveloppe supérieure de la distribution stellaire pré-séquence principale. Le chapitre suivant est consacré à l'étude comparative entre les modèles avec accrétion et les modèles standards. Nous verrons notamment que l'accrétion modifie les abondances superficielles des éléments légers tels le deutérium ou le lithium. Finalement, dans un chapitre prospectif, je décrirai brièvement l'évolution de la rotation superficielle des étoiles face à l'apport de matière et de moment cinétique. Je présenterai alors les perspectives qu'ouvrent le modèle d'accrétion à cet égard.

Première partie

La Phase Pré-Séquence Principale

Chapitre 1

L'Enfance des Étoiles

Sommaire

Avec le siècle des lumières, Laplace nous éclaire enfin sur la formation stellaire et suggère l'existence d'une nébuleuse primordiale. Les étoiles naîtraient donc de l'effondrement d'un nuage de matière sous l'effet de son propre poids. Mais cette idée lumineuse resta dans l'ombre de très nombreuses années et il faut attendre le début de ce siècle, avec les travaux successifs de Jeans puis de Hoyle (1953), pour qu'apparaissent les premiers éléments de réponse à ce problème complexe.
Peu de temps après, Herbig (1959) observe et identifie des populations d'étoiles jeunes et durant la même période Henyey *et al.* (1955) et Hayashi (1961) franchissent des étapes décisives dans la compréhension de la structure interne de ces objets. Mais ce n'est qu'au milieu des années soixante, avec le développement des super-calculateurs, que les calculs d'effondrement gravitationnel furent entrepris (Larson 1969) et la phase pré-séquence principale enfin modélisée (Iben 1965).

Dans ce chapitre nous allons retracer les étapes successives de la formation stellaire. Des grands complexes moléculaires géants, nous plongerons au sein des amas sombres où nous découvrirons l'effondrement des nuages moléculaires. En leur centre, la protoétoile nous apparaîtra encore enfouie dans son cocon géniteur. Enfin, nous prendrons un peu de recul et décrirons la famille des étoiles jeunes, nous attardant pour l'occasion sur l'environnement de ces objets.

Mais reprenons cette histoire à son origine, quelque part dans le milieu interstellaire.

1.1 Le Berceau des Étoiles

Les étoiles sont issues de la condensation de nuages moléculaires, sous l'action de leur propre force de gravitation. A grande échelle ($R \sim 100$ pc), ces nuages s'organisent en d'immenses complexes moléculaires géants dont la masse totale atteint $10^6\,\mathrm{M}_\odot$ (Solomon *et al.* 1972). Ils représentent les structures les plus massives de la Galaxie et sont constitués principalement d'hydrogène moléculaire. Au sein de ces complexes, on observe des nuages denses et froids ($n > 10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$, T$\sim$ 20K) qui s'étendent sur plusieurs parsecs et englobent une masse voisine de $10^3 - 10^4\,\mathrm{M}_\odot$ (Sargent 1977, Evans 1978). Ces structures s'apparentent aux nuages sombres que l'on rencontre dans des zones isolées et sont le siège de la formation stellaire. A l'intérieur de ces nuages, on trouve des "coeurs denses" ($n > 10^4\,\mathrm{cm}^{-3}$), d'une taille inférieure au parsec ($0.1 - 0.2$ pc) et d'une masse située entre 0.5 et $3.0\,\mathrm{M}_\odot$. A des échelles encore plus fines Langer *et al.* (1995) ont observé que certains coeurs ont une structure très fragmentée, constituée de petites entités ou condensations ($R \sim 0.03 - 0.06$ pc) de très faible masse ($M \sim 0.02 - 0.2\,\mathrm{M}_\odot$). Ces structures, si elles sont gravitationnellement liées, rentrent en coalescence et forment ainsi les protoétoiles. Nous présentons finalement un inventaire synthétique des différentes composantes du milieu interstellaire dans le tableau 1.1

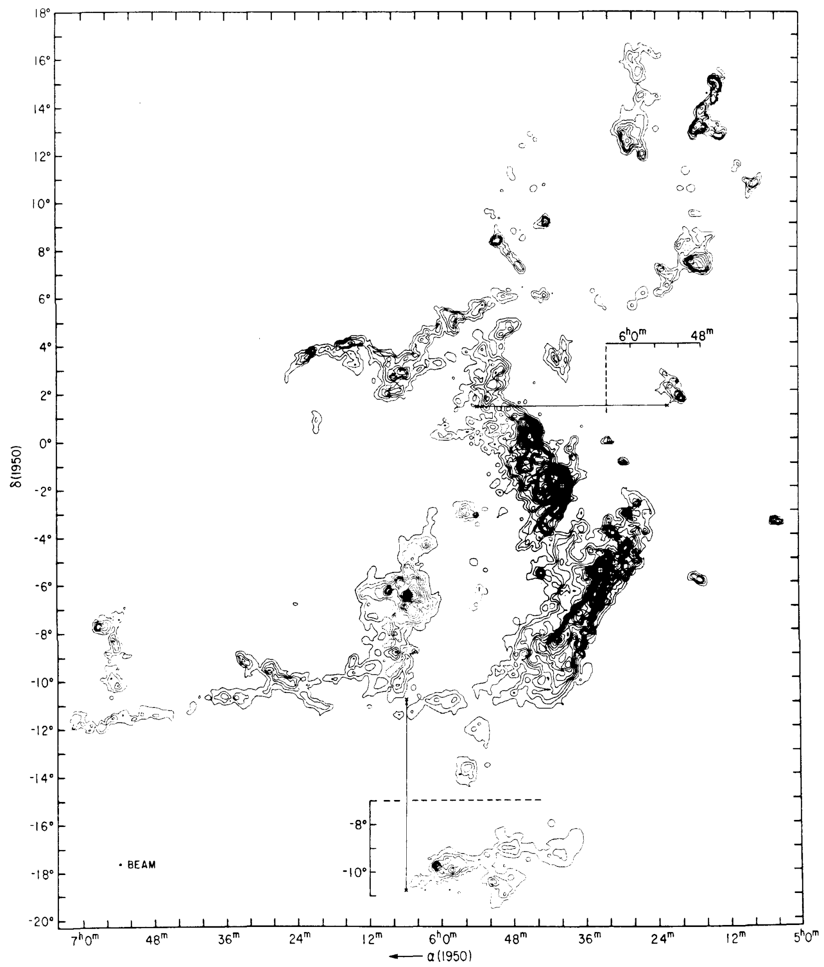

Figure 1.1 – *Image haute résolution du complexe moléculaire géant de la région d'Orion. Cette carte fait ressortir les structures denses qui peuplent ces complexes, d'après Maddalena* et al. *(1986)*

Tableau 1.1 – *(D'après Goldsmith 1987)*

	NUAGES MOLÉCULAIRES GÉANTS	NUAGES SOMBRES
COMPLEXES		
Taille (pc)	20 – 80	6 – 20
Densité (cm^{-3})	100 – 300	100 – 1000
Masse ($M_{\odot}$)	$8 \times 10^4 - 2 \times 10^6$	$10^3 - 10^4$
Température (K)	7 – 15	~ 10
NUAGES		
Taille (pc)	3 – 20	0.2 – 4
Densité (cm^{-3})	$10^3 - 10^4$	$10^2 - 10^4$
Masse ($M_{\odot}$)	$10^3 - 10^4$	5 – 500
Température (K)	15 – 40	$\sim 8 - 15$
COEURS		
Taille (pc)	0.5 – 3	0.1 – 0.4
Densité (cm^{-3})	$10^4 - 10^6$	$10^4 - 10^5$
Masse ($M_{\odot}$)	$10 - 10^3$	0.3 – 10
Température (K)	30 – 100	~ 10
CONDENSATIONS		
Taille (pc)	< 0.5	
Densité (cm^{-3})	$> 10^6$	
Masse ($M_{\odot}$)	$30 - 10^3$	
Température (K)	30 – 200	

page ci-contre.

La matière qui compose le milieu interstellaire se décompose en trois grandes phases

- la composante froide, constituée de gaz atomique et moléculaire (T$\sim$ 100K, $n > 10\,\mathrm{cm}^{-3}$) qui forme les nuages HI diffus. Cette matière exhibe des structures très variées en filaments, torsades ou lambeaux. On note toutefois qu'une proportion importante de ce gaz constitue un milieu neutre plus chaud (T$\sim$ 6000K, $n > 0.3\,\mathrm{cm}^{-3}$)
- une phase chaude qui se manifeste sous une forme ionisée "froide" (T$\sim 10^4$K, $n \sim 0.1\,\mathrm{cm}^{-3}$) qui se rencontre dans le voisinage des régions HII où l'intense rayonnement UV des étoiles environnantes photoionise l'hydrogène. Les observations de Reynolds (1984) suggèrent qu'une fraction importante du milieu interstellaire est constituée de

cette matière chaude

- finalement, la composante inter-nuage très chaude (T$\sim$ 10^6K, $n \sim 3\,10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-3}$) qui résulte vraisemblablement du passage d'ondes de choc, générées par l'explosion de supernovae.

La masse de la matière interstellaire de la Galaxie est estimée à environ $5\,10^9\,\mathrm{M}_\odot$ (Knapp 1990) et semble se répartir équitablement entre les composantes atomique et moléculaire. Les nuages moléculaires se rencontrent principalement dans les bras spiraux des galaxies où le potentiel gravitationnel est plus important.

Cette brève description du milieu interstellaire fait apparaître une structure très fragmentée à toutes les échelles, des complexes moléculaires géants jusqu'aux coeurs des nuages sombres (Fig. 1.1). Les étoiles se forment dans ces condensations, parfois en amas ou isolément dépendant des mécanismes de formation.

1.2 Les Mécanismes de Formation Stellaire

L'étude de la distribution des étoiles à l'intérieur des sites de formation stellaire témoigne des mécanismes mis en jeu lors de ce processus. Ainsi, une formation spontanée répartira plutôt uniformément les étoiles dans le nuage, tandis qu'une formation stimulée privilégiera certains sites, notamment en bordure des nuages où l'influence de facteurs extérieurs est plus forte.

Les observations ont montré que la distribution spatiale et les propriétés des régions de formation stellaire dépendent du type d'étoiles formées (Myers *et al.* 1986). Ainsi, les objets de faible masse apparaissent enfouis au coeur des nuages sombres, froids et compacts alors que les étoiles massives se forment préférentiellement dans les nuages moléculaires moins denses. Ces faits sous-tendent l'hypothèse émise par Herbig (1962) et révisée notamment par Guesten & Mezger (1982) suivant laquelle la formation stellaire est bimodale, c'est-à-dire impliquant des mécanismes différents selon la masse de l'étoile. Cette vision controversée semble aujourd'hui avoir trouvé un consensus ; on ne considère plus la masse des étoiles comme facteur discriminant, mais on établit plutôt une distinction entre une formation rapprochée (*closely-packed*) et une formation moins compacte (*loosely-aggregated*). En d'autres termes, il s'agit de considérer un processus où l'effondrement gravitationnel forme indépendamment des étoiles simples (ou binaires) ou au contraire si le mécanisme de formation implique une grande partie du nuage moléculaire et donne alors naissance, plus au moins simultanément, à un petit groupe d'étoiles. L'explication devient “naturelle” si l'on suppose que le nuage géniteur est traversé par un champ magnétique (Shu *et al.* 1987). Dans ce contexte, on peut montrer (Mouschovias & Spitzer 1976) qu'il existe une masse critique au-delà de laquelle la pression magnétique n'est plus en mesure de contrecarrer la force de gravitation. Cette masse M_Φ est directement reliée au flux magnétique Φ par la relation (Mouschovias & Spitzer 1976)

$$M_\Phi = 0.13\,\frac{\Phi}{\mathcal{G}^{1/2}} \approx 10^3\ M_\odot \left(\frac{B}{30\,\mu\mathrm{G}}\right)\left(\frac{R}{2\,\mathrm{pc}}\right)^2 ,$$

où $\mathcal{G}$ est la constante de gravitation.

A l'intérieur des nuages moléculaires massifs ($M_{\rm cl} > M_\Phi$), l'effondrement est global et conduit à une formation relativement confinée. A l'inverse, pour des masses $M_{\rm cl} < M_\Phi$, la diffusion ambipolaire des lignes de champs à travers la composante neutre du plasma (Mestel & Spitzer 1956) conduit localement à une lente condensation de cette matière en petites entités gravitationnellement instables. Le résultat fait apparaître des structures de faibles masses, spatialement plus éparpillées. Au cours de leur phase d'accrétion, ces objets vont développer de puissants vents qui dissiperont la matière circumstellaire et les rendront visibles au sein des associations T.

De nombreux facteurs extérieurs permettent de catalyser la condensation du nuage. Notamment, l'interaction entre les régions HI et HII semble avoir d'importantes implications pour la progression de la formation stellaire. Les étoiles excitatrices des régions HII propagent un front d'ionisation dans le nuage moléculaire, et l'onde de choc qu'il génère permet la condensation de la matière (Elmegreen & Lada 1977). Il se forme une seconde génération d'étoiles et le processus se propage à travers le nuage. Ce scénario est communément appelé formation séquentielle. Il permet notamment de rendre compte de la dispersion d'âges observée dans les associations OB. D'autres facteurs extérieurs, telle la propagation d'ondes de densité dans les bras spiraux des galaxies, les collisions entre nuages ou l'explosion de supernovae, sont autant d'éléments influençant la formation stellaire. Rappelons enfin que ces mécanismes de formation stellaire agissent sur des échelles réduites (nuages moléculaires ou nuages sombres), sous-ensembles des complexes moléculaires géants. Ces immenses structures sont en effet soutenues par le champ magnétique et par la turbulence interstellaires et en aucun cas elles ne subissent un effondrement global.

1.3 L'Effondrement du Nuage

Les théories actuelles s'accordent à dire que la formation stellaire résulte de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire, soumis à une instabilité. En l'absence de tout support (magnétique, turbulent), l'instabilité se déclare lorsque la masse du gaz dépasse la valeur critique de Jeans, définie par

$$M_J \propto \rho^{-1/2} T^{3/2} \ ,$$

où ρ et T représentent la densité et la température de la matière. Les forces de pression ne permettent plus le maintien de la structure à l'équilibre et le nuage s'effondre sous son propre poids. La présence de facteurs extérieurs tels le champ magnétique, la turbulence ou la rotation repoussent l'instabilité à des masses critiques plus élevées. Ils contribuent ainsi à diminuer l'efficacité du processus de formation stellaire.

Lorsque le nuage devient super-critique ($M_{\rm cl} > M_J$), il s'effondre et forme à petites échelles des sur-densités gravitationnellement instables qui se contractent à leur tour. En effet, tant que le processus reste isotherme, l'augmentation de la densité diminue la masse critique ($M_J \propto \rho^{-1/2}$) et favorise ainsi la condensation. Finalement, lorsque le milieu devient optiquement épais, l'énergie gravitationnelle est convertie en énergie interne, la pression augmente et stoppe l'effondrement. Le morcellement du nuage en petites structures correspond au mécanisme de fragmentation décrit par Hoyle (1953) et conduit principalement à la formation des coeurs denses.

Avec l'apparition des super-calculateurs, les simulations numériques nous ont éclairé sur la dynamique de l'effondrement. Des calculs tenant compte de la rotation initiale du nuage (Bodenheimer *et al.* 1990, Yorke *et al.* 1993, 1995) montrent qu'autour de la condensation centrale, le gaz se répartit dans un plan et forme un disque d'accrétion. Dans leurs investigations sur la formation de la nébuleuse protosolaire (initialement $M_{\rm cl} = 1\,{\rm M}_\odot$), Yorke et ses collaborateurs (1993) ont montré qu'en $8\,10^4$ ans il se constitue une protoétoile de $0.45\,{\rm M}_\odot$, circonscrite dans un rayon de $\sim 200\,{\rm R}_\odot$. La structure du disque est bien définie à partir de $2\,10^4$ ans et, au terme de la simulation ($8\,10^4$ ans), il atteint une taille d'environ 500 UA (Fig.1.2). Leur code ne tenant pas compte de la viscosité, les calculs n'ont pu être poursuivis. Il semble en effet probable que des instabilités puissent se développer en raison de la masse imposante du disque. Dans toutes ces simulations, le moment angulaire initial est une quantité très importante qui détermine à la fois la stabilité du disque mais aussi la possibilité de formation de systèmes binaires. Mais avant tout il est à l'origine de la formation du disque d'accrétion.

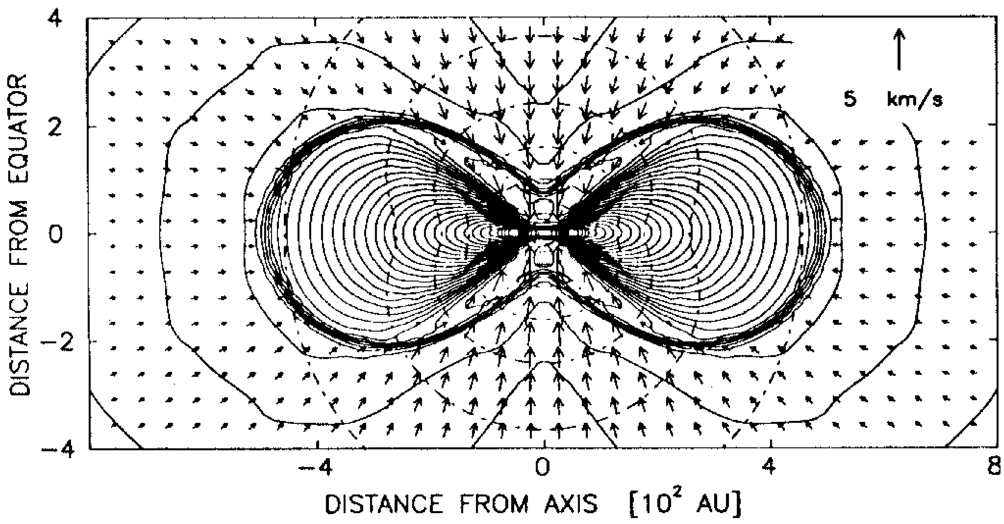

Figure 1.2 – *Structure interne d'un nuage en effondrement après* $7.9\,10^4$ *ans. Les lignes continues représentent les courbes d'isodensité, les lignes pointillées les isothermes et les flèches les vecteurs vitesses. Les densités couvrent une échelle allant de* $\log\rho = -9.8$ *à* -16, *et les températures de* $\log T = 2.39$ *à 1.36, d'après Yorke* et al. *(1993)*

L'influence du champ magnétique dans le processus de formation stellaire a été analysée par Galli & Shu (1993). Ces auteurs ont montré qu'en l'absence de rotation l'effondrement d'un nuage conduit aussi à la formation d'un "pseudo-disque". Dans ce schéma, le fléchissement des lignes de champ dû à l'accrétion, fait apparaître une composante transversale de la force de Lorentz qui dévie la matière dans le plan équatorial et nourrit ainsi le disque.

1.4 La Formation de la Protoétoile

Les simulations précédentes n'ont pas la résolution nécessaire pour étudier les parties centrales et denses du nuage et il faut faire référence aux travaux originaux de Larson (1969) pour comprendre la structure interne de la protoétoile. Lorsque l'instabilité de Jeans se déclare, l'effondrement sphérique est caractérisé par le fait qu'il est non-homologue. Dans les régions internes où la densité est élevée, le temps de chute libre est réduit ; les couches proches du centre s'effondrent donc les premières, suivies de l'enveloppe.

L'accumulation de matière dans les régions centrales augmente la température et la den-

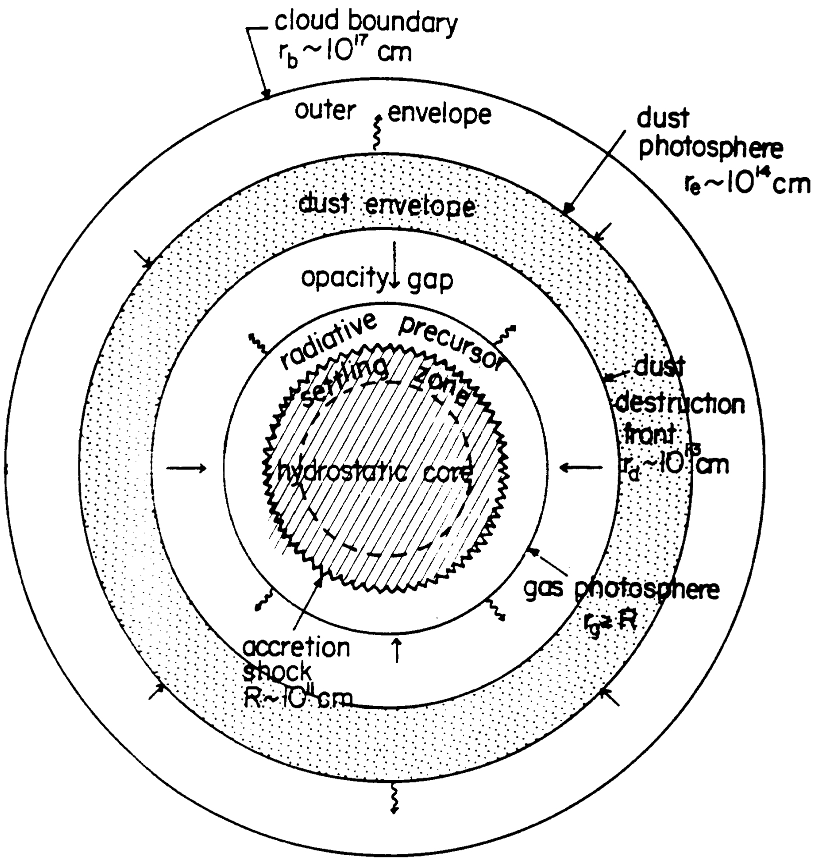

Figure 1.3 – *Vue schématique de la structure d'une protoétoile. Le schéma fait apparaître le coeur hydrostatique autour duquel s'établit un choc. Le rayonnement émis par ce dernier crée une zone optiquement mince (opacity gap) qui permet au rayonnement d'atteindre l'enveloppe de poussière de laquelle la lumière s'échappe finalement, d'après Stahler* et al. *(1980a)* sité, ce qui rend le milieu optiquement épais. La structure se stabilise et fait apparaître un coeur en équilibre quasi-hydrostatique encore enfoui à l'intérieur du nuage (Fig. 1.3). L'enveloppe en chute libre qui entoure la protoétoile est stoppée à la surface de l'astre par un choc qui permet à la matière de se déposer lentement (*settling zone*). L'énergie libérée par le choc chauffe en partie l'étoile, mais permet aussi la vaporisation de la poussière contenue dans la couche de gaz surjacente. Il se crée alors une zone où l'opacité est très faible et d'où le rayonnement peut s'échapper librement (*opacity gap*). Les photons qui arrivent dans l'enveloppe de poussière externe (*dust envelope*) sont absorbés puis réémis en IR ou en ondes radio. Pour une protoétoile d'environ une masse solaire, ayant un rayon moyen de $5\,R_\odot$ et soumise à un taux d'accrétion de $10^{-5}\,M_\odot\ yr^{-1}$, la luminosité libérée par l'accrétion se situe entre 10 et $50\,L_\odot$. Bien que de telles luminosités aient été rencontrées dans certains objets, la majeur partie des observations s'accorde cependant pour des valeurs plus faibles (Wilking *et al.* 1989). Ceci pourrait être le signe que l'accrétion n'est plus tout à fait sphérique.

1.5 Les Objets Stellaires Jeunes

Lorsque la phase d'accrétion sphérique est terminée et que l'enveloppe de poussière s'est dissipée, l'astre devient alors une étoile pré-séquence principale. Les étoiles T Tauri et les étoiles de Herbig AeBe constituent la population des étoiles jeunes.

1.5.1 Les étoiles T Tauri

Les étoiles T Tauri (Bertout 1989, pour une revue) sont des étoiles de faible masse ($M \lesssim 2\,M_\odot$), regroupées en amas (associations T) au sein de nuages sombres desquels elles sont vraisemblablement issues. Leur type spectral s'étend des classes F5 à G5 et leur luminosité est sujette à des variations de grandes amplitudes (jusqu'à 3 magnitudes). Herbig (1962) fut le premier à établir une classification de ces objets sur base de critères spectroscopiques.

En effet, ces étoiles présentent des raies d'émission importantes (raies de Balmer H_α ou encore raies de CaII, H et K), formées dans la chromosphère et dans une enveloppe circumstellaire étendue. On observe aussi des raies interdites, notamment celles de SII et OI, émises par les parties externes du vent qu'elles produisent. Enfin, outre des raies de fluorescence du fer, de fortes raies d'absorption du lithium apparaissent dans le spectre et témoignent de leur jeunesse. On observe, dans certaines étoiles T Tauri, un recouvrement et un remplissage de certaines raies (veiling) qu'on attribue à une composante non photosphérique, provenant probablement de la zone d'interaction entre un disque d'accrétion et l'étoile (couche limite).

Cette couche limite permet aussi de rendre compte de l'excès UV observé dans ces étoiles (Bertout *et al.* 1988). La variabilité photométrique est interprétée par l'existence de régions photosphériques plus froides ($T \sim 700 - 1000K$), siège d'une activité magnétique plus grande (e.g. Donati *et al.* 1992, Joncour *et al.* 1994). Cette dernière serait aussi responsable de l'émission X et du chauffage chromosphérique qui donne lieu à de fortes raies en émission,

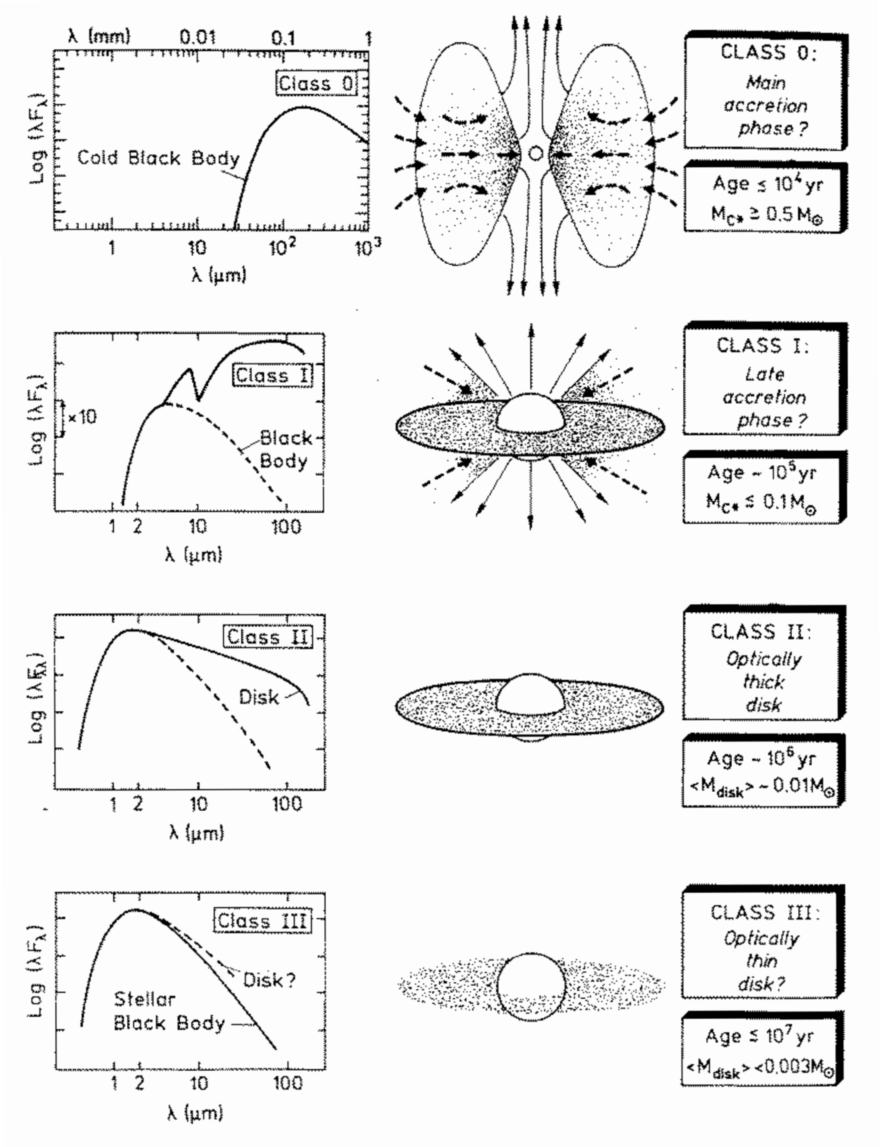

Figure 1.4 – *Les différents stades évolutifs des étoiles jeunes, d'après André (1994)*

notamment les raies de Balmer. Enfin les étoiles T Tauri sont caractérisées par la présence d'un excès IR dont l'origine est aussi attribuée à un disque d'accrétion. Lada (1987) a permis d'établir, à partir de l'indice spectral dans l'IR (20 à 100 μm) défini par

$$\alpha = \frac{\mathrm{d}\ln(\lambda F_\lambda)}{\mathrm{d}\ln(\lambda)} ,$$

trois classes d'étoiles T Tauri que Adams *et al.* (1987) interprétèrent en terme d'évolution. André *et al.* (1993) complétèrent ce schéma évolutif en incluant un nouveau membre, la classe 0, et le scénario d'évolution auquel on se réfère actuellement se décompose de la manière suivante (Fig.1.4) :

1. les classes 0 présentent une forte émission millimétrique et correspondent à des objets

dans leur phase d'accrétion sphérique. Le spectre de ces protoétoiles est en effet modélisé par un rayonnement de corps noir, à une température T$\sim$ 10 – 30K, caractéristique de l'effondrement sphérique isotherme. Ils apparaissent donc comme des protoétoiles, dans la phase la plus primitive de constitution du coeur. C'est au sein de ces étoiles en construction que prennent naissance de puissants flots moléculaires. Après quelques 10^4 ans, la densité de l'enveloppe a chuté et l'étoile se révèle alors comme une puissante source IR. Dans ces objets, l'indice spectral est positif et se situe entre $0 < \alpha \lesssim 3$;

2. les classes I qui leur succèdent sont toujours des sources enfouies mais elles ont toutefois dépassé la phase principale d'accrétion (contraction isotherme). Leur spectre est croissant vers les grandes longueurs d'onde ($-2 \lesssim \alpha \lesssim 0$) et présente un fort excès IR. La matière résiduelle de l'effondrement qui possède un moment angulaire important se répartit dans un disque d'accrétion. A ce stade, les flots moléculaires sont déjà atténués (Bontemps *et al.* 1996);

3. dans les classes II, l'enveloppe a disparu, balayée par les vents. L'étoile devient optiquement visible et son spectre décroît maintenant lentement vers l'IR ($-3 \lesssim \alpha \lesssim -2$). Cette phase de réajustement structurel (de 1 à $3-10$ millions d'années), qui a vu la disparition des flots moléculaires, caractérise la classe des CTTS (pour "Classical T Tauri Stars"). A cette époque confuse, les fortes interactions magnétiques entre le disque d'accrétion et l'étoile modifient la vitesse de rotation de l'étoile (Chap. 4 page 139) ;

4. enfin les classes III terminent la phase d'accrétion et se situent proche de la séquence principale. Le disque est dissipé, ou est devenu optiquement mince, et l'étoile poursuit sa lente contraction. Le spectre est désormais voisin de celui d'une étoile standard, quoique légèrement rougi et caractérise la classe des WTTS (pour "Weak line T Tauri Stars"). Ces étoiles se situent plus généralement en périphérie des nuages et présentent une activité X importante.

L'observation de la distribution spectrale d'énergie a donc mis en évidence deux classes d'étoiles T Tauri :

- les T Tauri classiques ou CTTS qui se caractérisent par de larges raies de l'hydrogène (largeur équivalente W[Hα] > 5Å) et par d'importants excès UV et IR, attribués à un disque d'accrétion,

- et les T Tauri à faibles raies d'émission ou WTTS avec des raies plus fines (W[Hα] < 5Å), un éclat UV et IR plus faibles mais une forte signature en X mous ($\sim$keV), signe probable d'une activité magnétique importante.

Toutefois, l'absence de fortes raies d'émission n'implique pas forcément celle de la matière circumstellaire mais plutôt la disparition de la couche limite. Dans une approche développée par Montmerle & André (1989), CTTS et WTTS correspondent à deux stades évolutifs entre disque plein et disque creux. L'augmentation du champ magnétique stellaire, due à la contraction de l'étoile, repousse progressivement la matière du disque. Lorsque la distance devient supérieure à $1 - 10\,\mathrm{UA}$, le disque est suffisamment froid pour émettre en grande partie dans le domaine millimétrique au détriment de l'IR ; il reproduit alors les caractéristiques des WTTS. Mais cette explication de la différence entre CTTS et WTTS semble aujourd'hui dépassée; on pense que les étoiles T Tauri ont une activité magnétique semblable, qui influe peu sur le disque d'accrétion (sauf peut-être dans les régions très proches de l'astre à quelques rayons stellaires). Par contre, la durée de vie du disque semble variable d'étoile à étoile (dépendant du réservoir de matière circumstellaire et donc des conditions initiales), et pourrait suffire à expliquer les deux classes. Comme nous le verrons dans le Chap. 4 (page 139), cet argument est conforté par l'étude de la vitesse superficielle de rotation de ces objets (Bouvier & Forestini 1994). De plus on observe que ces deux classes d'objets coexistent dans une large portion du diagramme Hertzsprung-Russell, sur des âges s'étalant entre $3\,10^5$ et quelques 10^7 ans. Cette observation renforce encore l'idée suivant laquelle l'évolution du disque est relativement découplée de l'évolution de l'étoile. Enfin, statistiquement, on dénombre environ trois fois plus de WTTS que de CTTS (Strom *et al.* 1989).

La famille des étoiles T Tauri ne se restreint cependant pas à ces objets stéréotypés. Parmi les spécimens les plus marginaux, notons les étoiles de type Fu Orionis dont l'éclat augmente régulièrement en quelques années pour ensuite redescendre rapidement. Les profils P Cygni, observés dans le spectre de ces objets, indiquent des mouvements rapides de matière qui ont été interprétés par une brusque augmentation du taux d'accrétion (Hartmann & Kenyon 1985, 1987a,b). On trouve aussi les "flares stars" qui sont des objets de petite masse ($M \sim 0.1 - 0.2\,\mathrm{M}_\odot$) présentant des montées et descentes rapides de la courbe de lumière autour de maxima, ou encore les étoiles YY Orionis qui présentent à la fois la signature de jets et d'accrétion.

1.5.2 Les étoiles Herbig AeBe

Dans un travail novateur, Herbig (1959) émit l'hypothèse que "les étoiles Be et Ae associées à des nébuleuses" étaient en fait des objets de masse intermédiaire, encore dans leur phase pré-séquence principale. Cette classe d'étoiles, dénommée par la suite étoiles de Herbig AeBe, constitue la contrepartie massive des étoiles T Tauri (masses comprises entre 2 et $10\,\mathrm{M}_\odot$). Leur localisation spatiale, au sein de régions obscures, et la présence d'une nébuleuse par réflexion à leur proximité attestent à la fois de leur jeunesse et de leur appartenance au nuage géniteur.

Ces étoiles sont reconnaissables à leur spectre dont le type est antérieur à F0 et qui exhibent, comme les T Tauri, des raies d'émission, notamment en H_α, HeI et NaI. Elles présentent aussi de fortes signatures de vent (profils P Cygni dans les raies de H_α, MgII et CIV), dont le taux de perte de masse est estimé à quelques $10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$(Catala & Kunasz 1987). Les mécanismes à l'origine de cette importante perte de masse demeurent cependant inconnus et soulèvent de nombreuses questions. En effet, pour expliquer cette activité, une quantité considérable d'énergie doit être déposée sous la surface stellaire. On suppose que la source d'énergie est reliée à la présence d'une enveloppe convective génératrice d'un fort champ magnétique, mais cette hypothèse ne semble pas très convainquante (Catala 1989).

La distribution spectrale d'énergie présente un excès IR mais se différencie des étoiles T Tauri par un flux UV sensiblement plus faible (Catala & Bertout 1990). L'interprétation de ces particularités spectrales semble toutefois assez confuse. On les attribue plus volontiers à l'existence d'une coquille de poussière circumstellaire qu'à la présence d'un disque d'accrétion. La principale raison avancée est liée au fait que les profils de la raie interdite de OI (Finkenzeller 1985) sont généralement symétriques et ne présentent pas une caractéristique unique décalée vers le bleu, attendue pour les disques d'accrétion. D'un autre coté, on détecte une polarisation linéaire parmi certaines étoiles de Herbig AeBe (Bastien & Menard 1988, Jain *et al.* 1990), en faveur d'une structure asymétrique. De plus, Hillenbrand *et al.* (1992) ont montré que la distribution spectrale d'énergie et notamment l'excès IR pouvaient être expliqués par des modèles de disques d'accrétion.

L'existence des disques autour de ces étoiles est plus controversée que dans le cas des étoiles T Tauri, mais de nombreux signes semblent pourtant aller en leur faveur comme nous allons le voir maintenant.

1.6 L'Environnement Circumstellaire

1.6.1 Les disques d'accrétion

Les modèles de disques d'accrétion dont on dispose, ont été établis originellement par Shakura & Sunyaev (1973) et par Lynden-Bell & Pringle (1974). Ils reposent sur le fait que la viscosité du gaz induit un couple visqueux qui permet l'évacuation du moment cinétique vers l'extérieur du système et l'accrétion de matière vers l'astre central.

Les évidences observationnelles des disques

La présence des disques d'accrétion autour d'étoiles jeunes se traduit par des signatures photométriques, spectroscopiques mais aussi par l'apparition d'une polarisation. Nous allons revoir en détail ce qui à l'heure actuelle nous permet de diagnostiquer l'existence de telles structures dans le voisinage d'une étoile.

- Le rayonnement émis par un disque d'accrétion modifie la distribution spectrale d'énergie de l'objet qu'il entoure. Ainsi, la région externe du disque, composée de petits grains de poussière d'une taille caractéristique de 0.1-1μm, produit l'émission millimétrique et submillimétrique (Adams *et al.* 1990). Dans le voisinage de l'étoile, le pic d'émission se situe dans l'infrarouge. Cette émission résulte du chauffage intrinsèque du disque (dissipation de l'énergie due à la viscosité) mais aussi de la réémission par ce dernier de la lumière stellaire (*reprocessing*). Le flux émanant est responsable des excès IR détecté dans le spectre des étoiles jeunes (Bertout *et al.* 1988). Enfin, proche de l'étoile, la matière du disque décélère rapidement de sa vitesse Képlérienne pour s'ajuster à la vitesse de rotation de l'étoile. Dans la couche limite, la matière est, par friction, chauffée à des températures situées entre $8\,10^3$ et 10^4K et provoque l'excès UV observé (Basri & Bertout 1989).

- De nombreuses signatures spectroscopiques suggèrent aussi la présence des disques d'accrétion autour des étoiles jeunes :
  - les raies interdites, formées dans les parties externes des jets, présentent des profils larges et décalés vers le bleu d'environ 160 km s^{-1}(Edwards *et al.* 1987). Appenzeller *et al.* (1984) ont montré qu'un disque pouvait masquer le rayonnement émis par la partie du jet s'éloignant de l'observateur et décalée vers le rouge par effet Doppler. Par ces considérations géométriques, il est alors possible de faire varier l'intensité de la partie rougie de la raie. La taille minimale du disque obtenue par cette méthode varie entre 10 et 800 UA selon les sources, avec des masses de l'ordre de 0.01 à $0.1\,\mathrm{M}_\odot$.
  - des profils de raies élargis présentant une structure en double pic (Hartmann *et al.* 1989) ont été observés autour d'étoiles de type Fu Orionis. Cette caractéristique est la signature attendue de l'émission de matière en rotation dans un disque d'accrétion.
  - enfin, les raies photosphériques des étoiles T Tauri, émises dans le visible (raies de Balmer), apparaissent généralement plus faibles que celles d'étoiles de même température effective. Ce phénomène de "veiling" correspond au remplissage de celles-ci par le flux continu non photosphérique émis par la couche limite (Basri & Bertout 1989, Hartigan *et al.* 1991).
- Certaines étoiles jeunes présentent une polarisation importante, comprise typiquement entre 0.3 et 4% (Sato *et al.* 1985). Elle est consistante avec la diffusion multiple des photons provenant de l'étoile centrale sur une structure aplatie. Ce modèle prédit une taille de disque de l'ordre de 10^3 à 10^4 UA (Bastien & Menard 1990).
- Enfin, l'imagerie directe dans le domaine millimétrique, IR (Cabrit *et al.* 1996) et optique (Smith & Terrile pour la découverte du disque autour de β Pic en 1984) révèle l'existence des disques autour des étoiles jeunes.

Les caractéristiques physiques des disques

D'importants relevés des zones de formation stellaire ont été entrepris au cours des dix dernières années (notamment les *survey* des nuages sombres du complexe Taurus-Auriga) dans le but d'établir quelques statistiques sur la fréquence, le taux d'accrétion, la masse ou la taille des disques.

- L'existence des disques repose sur la présence d'un excès IR dans le spectre des étoiles jeunes. Sur un échantillon comprenant 83 objets, Strom *et al.* (1989) ont détecté un excès dans près de 60% d'étoiles jeunes de type solaire. Dans une étude similaire, totalisant 72 sources IRAS, Cohen *et al.* (1989) rapportent l'existence de disques autour d'un tiers des étoiles étudiées. Enfin Beckwith *et al.* (1990), sur base d'observations du continu millimétrique à 1.3mm, ont mis en évidence de telles structures dans 36 (42%) des 86 étoiles T Tauri observées. En ce qui concerne les étoiles plus massives, nous ne disposons aujourd'hui que d'une étude entreprise par Hillenbrand *et al.* (1992). Une analyse de la distribution spectrale d'énergie dans l'IR ($\lambda > 2.2\mu$m) de 47 étoiles de Herbig AeBe a révélé que la population se divisait en trois classes. La majorité (30 objets, groupe I) présente un excès IR compatible avec l'émission déduite des modèles de disque. Un second groupe (11 éléments, groupe II) caractérisé par un spectre IR plat ne peut être reproduit que par l'existence d'une cavité dans la partie interne du disque. Enfin, une ultime population (groupe III) présente un faible excès IR et s'apparente aux étoiles classiques de type Be. Il faut cependant se garder de toute généralisation et ne pas perdre de vue que ces résultats dépendent fortement du modèle de disque utilisé.

En conclusion, entre 25 et 50% des étoiles pré-séquence principale sont détectées avec un excès IR, ce qui suggère la présence probable d'un disque d'accrétion.

- Les taux d'accrétion sont déduits de la relation

$$\dot{M} \simeq \frac{2RL_{\rm IR}}{\mathcal{G}M} ,$$

où $L_{\rm IR}$ est la luminosité infrarouge du disque, M et R la masse et le rayon de l'étoile. Par cette méthode, on estime des taux d'accrétion ($M \sim 0.5\,\rm M_\odot$, $R \sim 2\,\rm R_\odot$) de l'ordre de $4\,10^{-8} < \dot{M} < 4\,10^{-6}\,\rm M_\odot\ yr^{-1}$dans les étoiles T Tauri (Adams *et al.* 1990) et de $6\,10^{-7} < \dot{M} < 8\,10^{-5}\,\rm M_\odot\ yr^{-1}$dans les étoiles de Herbig AeBe (Hillenbrand *et al.* 1992). Cette méthode laisse part à de larges incertitudes car il est difficile de déterminer précisément la valeur de $L_{\rm IR}$. En effet, les disques peuvent être évasés et la luminosité IR provenir principalement du flux émis lors du "reprocessing" de la lumière stellaire (Kenyon & Hartmann 1987).
Des méthodes indépendantes, permettant d'extraire l'excès UV de la couche limite (*veiling*), donnent toutefois des valeurs comparables (Bertout *et al.* 1988, Hartmann & Kenyon 1990, Hartigan *et al.* 1991). Dans une étude statistique portant sur un échantillon de 10 CTTS, Bertout & Bouvier (1989) ont ainsi déterminé une valeur moyenne de l'ordre de $1 - 2\,10^{-7}\,\rm M_\odot\ yr^{-1}$.

En résumé, on retiendra que les taux d'accrétion rencontrés dans ces objets se situent typiquement entre 10^{-8} et $10^{-6}\,\rm M_\odot\ yr^{-1}$.

- La masse des disques est estimée à partir des flux millimétriques et submillimétriques car dans cette partie du spectre l'étoile ne contribue pas à la luminosité totale du système. En supposant que l'opacité κ à ces longueurs d'onde est une loi de puissance de la fréquence ν ($\kappa \propto \nu^n$), Adams *et al.* (1990) ont estimé des masses de disques allant de $0.05\,\rm M_\odot$ à $1\,\rm M_\odot$, avec des rayons caractéristiques de 100 UA. En se basant sur une méthode identique, Beckwith *et al.* (1990) donnent des valeurs comprises entre $0.01\,\mathrm{M}_\odot$ et $1\,\mathrm{M}_\odot$. L'étude de Hillenbrand *et al.* (1992) sur des étoiles de Herbig montre que les disques sont plus massifs (entre 0.01 et $6\,\mathrm{M}_\odot$) et plus étendus (entre 15 UA et 175 UA) mais peuvent présenter une lacune centrale d'un rayon estimé entre 3 et 25 rayons stellaires (groupe II).

La position des étoiles jeunes dans le diagramme HR permet, par comparaison aux tracés théoriques, la détermination de l'âge et de la masse de ces étoiles. De cette manière, on a établi que la durée de vie des disques t_{disk} est comprise entre 10^6 et 10^7 ans. Pour un taux d'accrétion caractéristique de $10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$, on constate que la masse qui transite par le disque se situe entre

$$0.1\ M_\odot \lesssim [\,t_{\mathrm{disk}} \times \dot{M}\,] \lesssim 1\ M_\odot \ ,$$

valeurs consistantes avec les observations. Il faut cependant rester prudent et ne pas oublier que les masses estimées souffrent d'une large incertitude qui repose principalement sur la méconnaissance de l'opacité à basse température.

En résumé, les observations laissent supposer que les disques entourant les étoiles jeunes peuvent être relativement massifs. Cependant, la masse moyenne observée se situe aux alentours de $0.03\,\mathrm{M}_\odot$ (Beckwith & Sargent 1993). Il est donc possible que ces derniers soient alimentés en continu par une matière froide, non encore détectée et que globalement une quantité importante de matière, comprise entre 0.1 et $1\,\mathrm{M}_\odot$, transite par le disque d'accrétion.

1.6.2 Les structures d'éjection

La découverte de jets au début des années 80 dans le voisinage d'étoiles jeunes, allait relancer les recherches dans ce domaine et faire reconnaître ce phénomène comme une des étapes de la formation stellaire. Les observations à haute résolution (Cabrit *et al.* 1996) permettent de dévoiler des structures allongées, collimatées, à travers lesquelles la matière s'échappe de l'étoile (Fig. 1.5). Ces jets stellaires se regroupent en deux catégories :

- les flots moléculaires qui sont observés dans les raies rotationelles de CO mais également dans celles de CS, HCN ou SiO. Ces dernières permettent d'inspecter les régions denses des jets qui sont en déplacement rapide (Lada 1985). Ces flots sont bipolaires et s'étendent entre 0.1 et 5 pc. Les vitesses terminales mesurées varient entre 2-10 $\mathrm{km\,s^{-1}}$et 100 $\mathrm{km\,s^{-1}}$, selon l'angle de visée (Margulis & Snell 1989) et la masse de gaz qu'ils véhiculent est comprise entre 10^{-2} et $10^2\,\mathrm{M}_\odot$ (Bachiller & Gomez-Gonzales 1992),

- et les jets optiques, détectés principalement dans les raies interdites telles que [OI]λ6300, [SII]λ6716, 6731 ou [NII]λ6584, qui s'étirent sur des longueurs allant de $\sim 10^3$ UA à 10^4 UA (Mundt *et al.* 1990). Ils présentent des vitesses plus importantes (de 200 à 600 $\mathrm{km\,s^{-1}}$) et sont fortement collimatés. Leur structure laisse apparaître des objets brillants (objets de Herbig-Haro) qui résulteraient des chocs internes au jet (Raga & Cabrit 1993).

Il semble admis, depuis une dizaine d'années, que le champ magnétique joue un rôle déterminant dans la physique des jets astrophysiques, et notamment dans leur collimation (Koenigl & Ruden 1993, pour une revue sur les différents modèles). L'origine de ces jets demeure encore incertaine, mais des éléments de réponse ont été apportés par les récents travaux de Ferreira & Pelletier (1993a,b, 1995). Ces auteurs ont en effet montré que les structures d'accrétion-éjection sont interdépendantes. Un disque d'accrétion, traversé par des lignes de champ magnétique ouvertes, extrait du moment cinétique au disque et permet l'éjection de matière.

Les taux de perte de masse sont estimés d'après la largeur des raies émises par ces jets et varient entre 10^{-7} et $10^{-10}\,M_\odot\,yr^{-1}$. Il semblent qu'il y ait une évolution de l'éjection de matière en rapport avec l'accrétion (Bontemps *et al.* 1996) mais comme l'ont montré

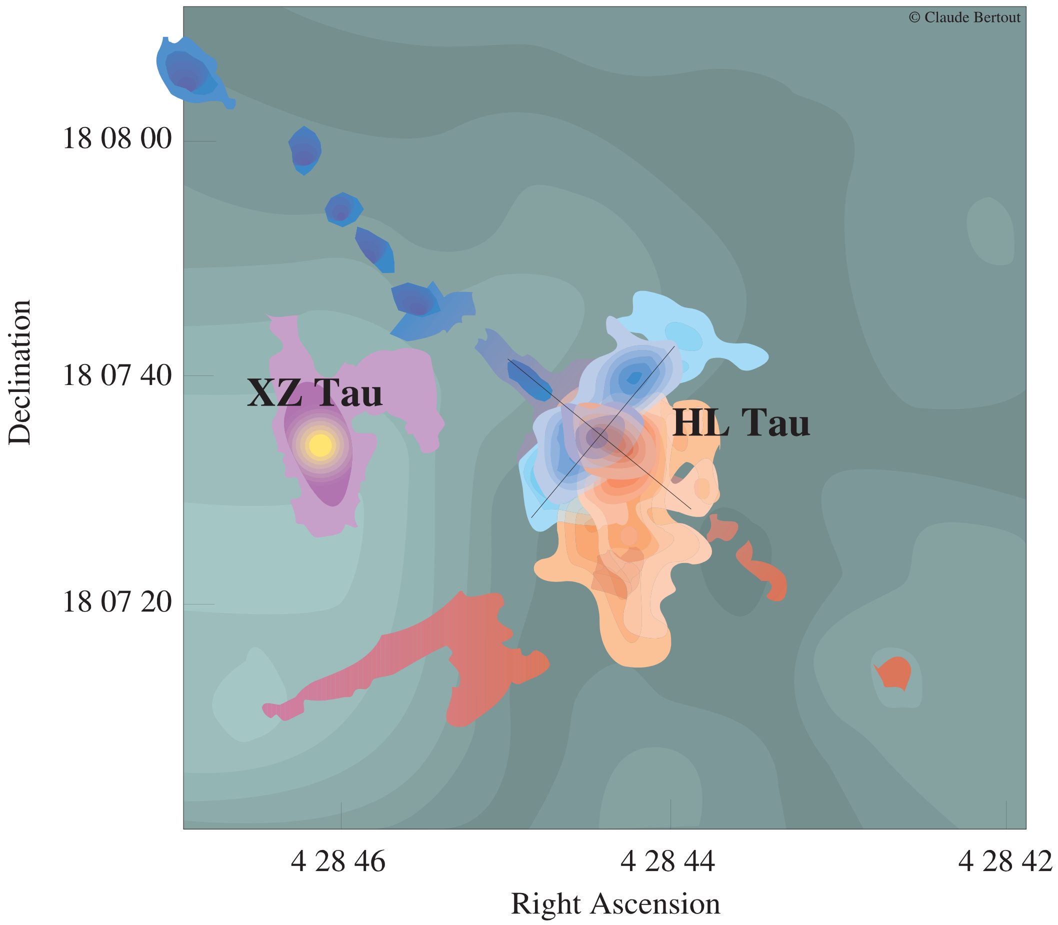

Figure 1.5 – *Environnement circumstellaire de HL Tau. Cette image composite fait clairement ressortir le disque d'accrétion et le flot moléculaire qui émane de cette étoile T Tauri, d'après Cabrit* et al. *(1996)*

Hartigan *et al.* (1995), le rapport entre le taux de perte de masse et le taux d'accrétion reste typiquement inférieur au pourcent.

1.7 Conclusion

Les étoiles jeunes apparaissent comme des objets extrêmement actifs plongés dans un environnement dévoilant des structures d'accrétion et d'éjection (Fig. 1.5). Les résultats observationnels que nous avons reportés montrent que les disques d'accrétion accompagnent une grande partie des étoiles durant leur jeunesse (entre 25 et 50%). Ce fait est appuyé par des arguments théoriques et amène à la conclusion qu'une quantité de matière appréciable doit transiter par le disque d'accrétion (entre 0.1 et $1\,M_\odot$). Les structures d'éjection ne modifient donc pas ces conclusions car elles n'expulsent qu'une fraction négligeable de matière en comparaison de ce qui est accrété.

La présence des disques de matière autour des objets jeunes est maintenant observationnellement établie. Cependant l'influence du processus d'accrétion sur la structure et l'évolution stellaire est encore l'objet de spéculations et le travail de cette thèse consiste précisément à apporter des éléments de réponse à cette intrigante question. Mais au préalable il convient d'étudier l'évolution standard des étoiles. Cette analyse permettra en effet d'introduire les étapes marquantes de leur vie, de décrire leur structure et servira de base à une étude comparative avec les tracés avec accrétion.

Chapitre 2

Structure et Évolution des Étoiles PMS

Sommaire

La phase pré-séquence principale (PMS) est une étape transitoire pendant laquelle l'étoile nouvellement formée se contracte de façon quasi-statique. Durant cette période, l'astre tire son énergie de l'effondrement gravitationnel jusqu'à son arrivée sur la séquence principale où la production d'énergie nucléaire prend le relais.

A travers ce chapitre, nous allons décrire le cheminement dans le diagramme HR des étoiles PMS. Notre étude s'appuiera plus spécifiquement sur deux étoiles de 1 et $3\,\mathrm{M}_{\odot}$ dont les tracés évolutifs proviennent des grilles d'évolution que nous présentons maintenant.

2.1 Les Grilles d'Évolution

Une grille d'évolution représente un ensemble de tracés évolutifs pour des étoiles de masses différentes et pour une composition chimique donnée. De manière générale on symbolise par X la fraction de masse d'hydrogène et de deutérium, par Y les fractions de masse des différents isotopes de l'hélium et enfin par $Z = 1 - X - Y$, les métaux.

La Fig. 2.1 page suivante présente les calculs de l'évolution pré séquence principale d'étoiles dont la masse est comprise entre 0.6 et $5.0\,\mathrm{M}_{\odot}$. Nous avons choisi trois métallicités différentes à savoir

- $Z = 0.005$ ($Y = 0.249$) qui correspond à des étoiles très vielles de population II

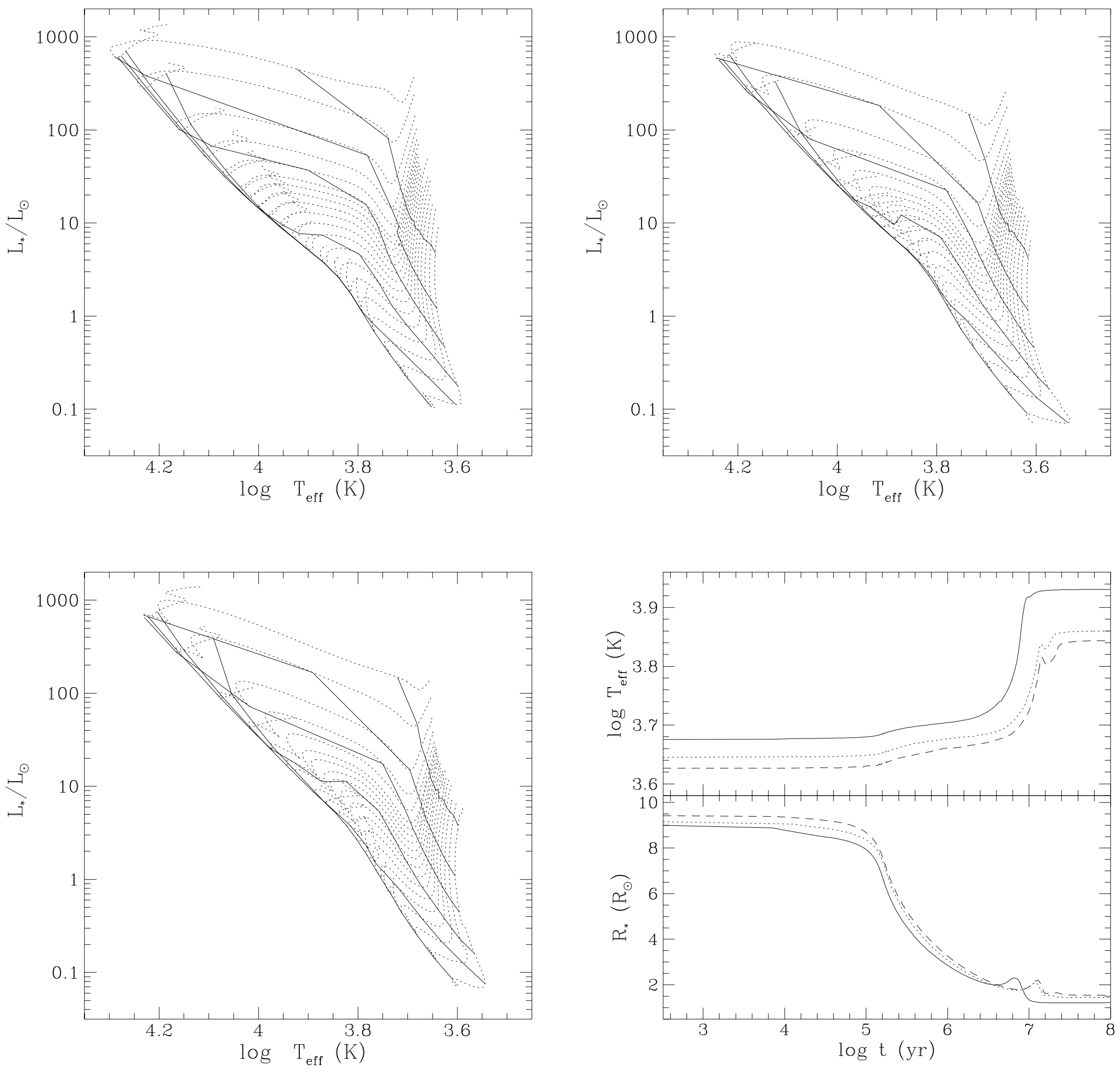

Figure 2.1 – *Diagrammes HR de la phase PMS pour des étoiles de métallicité* $Z = 0.005$ *(haut à gauche)* $Z = 0.02$ *(haut à droite) et* $Z = 0.04$ *(bas à gauche). Les tracés correspondent à des masses (de la droite vers la gauche) de 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 2.0, 2.2, 2.5, 3.0, 4.0 et 5.0* $M_\odot$ *. Les isochrones (traits pleins) correspondent à des âges (de haut en bas) de* $3\,10^5$, 10^6, $3\,10^6$, 10^7, $3\,10^7$, *et* 10^8 *ans. La figure en bas à droite représente l'évolution du rayon et de la température effective pour une étoile de* $1.5\,M_\odot$ *. Les courbes en traits pleins, pointillés et hachurés correspondent respectivement à des métallicités* $Z = 0.005,\ 0.02$ *et* 0.04

- $Z = 0.02$ ($Y = 0.293$) qui représente la métallicité solaire et qui caractérise les étoiles jeunes de population I

- et enfin $Z = 0.04$ ($Y = 0.351$) qui correspond à des étoiles récemment formées

Comme nous pouvons le constater, un changement de métallicité modifie peu l'allure générale des tracés PMS. L'effet est toutefois beaucoup plus marqué dans les phases plus évoluées lorsque la production d'énergie nucléaire domine l'évolution de l'étoile. En diminuant Z, c'est-à-dire en réduisant le nombre d'atomes lourds et donc d'électrons libres, on diminue l'opacité ce qui permet une évacuation plus efficace de l'énergie. En conséquence, la luminosité est plus élevée et pour faire face à des pertes radiatives plus importantes, l'astre se contracte d'avantage. Le rayon photosphérique est alors plus petit et la température effective plus élevée (Fig. 2.1). A titre d'illustration, dans une étoile de $1.5\,\mathrm{M}_\odot$, les changements de métallicité se traduisent par des écarts en température effective de l'ordre de +15% pour $Z = 0.005$ et -8% pour $Z = 0.04$ par rapport à une métallicité solaire pour une température effective égale à 7240 K.

Ces grilles sont utilisées pour la datation des étoiles et permettent l'élaboration de diagrammes HR synthétiques. Nous aborderons ces aspects dans le chapitre suivant mais pour l'instant revenons à l'évolution pré-séquence principale.

2.2 La Ligne d'Hayashi

La ligne d'Hayashi représente le chemin parcouru dans le diagramme HR (ou HRD) par une étoile entièrement convective. Elle se caractérise par de faibles variations de la température effective et par une diminution importante de la luminosité ce qui confère aux tracés une allure quasi-verticale. Dans les années soixante, Hayashi (1961) a montré que la structure de ces étoiles dépend très fortement des conditions en surface à cause des rapides variations du coefficient d'opacité dans la photosphère (Fig. 2.2). En effet, pour des températures inférieures à 7000 K, la principale source d'opacité est due à la photo-ionisation de l'ion H^-.

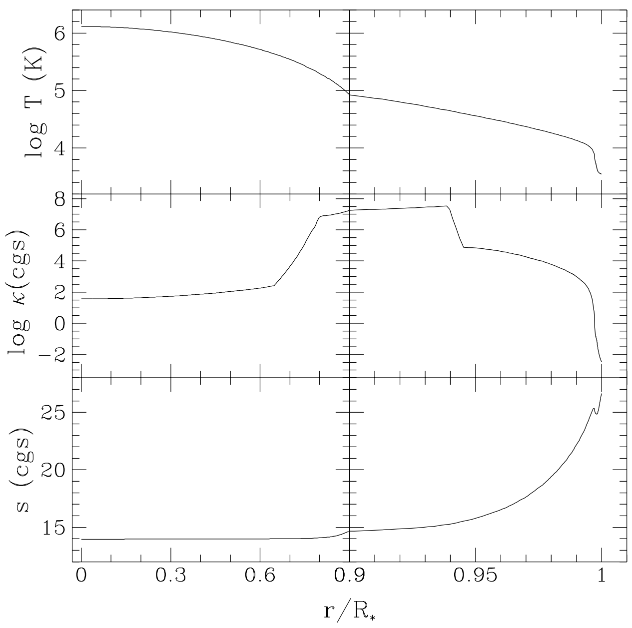

Figure 2.2 – *Profils de la température, de l'opacité κ et de l'entropie réduite s pour une étoile d'une masse solaire âgée de $1.5\,10^5$ ans. On note la très forte variation du coefficient d'opacité avec le rayon. L'entropie croît très rapidement dès que l'on se rapproche de la surface*

Au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans l'étoile, à des températures de l'ordre de 10^4 K, l'ionisation de l'hydrogène contribue à son tour à une augmentation rapide de l'opacité et marque le début de la zone convective. A l'intérieur de la région de complète ionisation, pour des rayons $r < R_{\text{ion}}$, la convection assure un transport adiabatique de l'énergie et impose une entropie constante ($s = s_{\text{ion}}$). La température de surface sera alors déterminée par la régularité du profil d'entropie qui devra décroître de sa valeur photosphérique jusqu'à sa valeur interne s_{ion} au rayon R_{ion}. En raison de la forte sensibilité de l'opacité photosphérique avec la température [$\kappa \propto T^{\beta}$, avec $7 < \beta < 13$ (Hayashi & Hoshi 1961)], une faible variation de la température effective provoque un important décalage et un mauvais raccord de l'entropie avec les parties centrales. Pour cette raison, la température effective ne peut subir de brusques variations. De plus pour une étoile de masse donnée cette température est une limite inférieure. Si on diminuait artificiellement $\mathrm{T_{eff}}$ en conservant la masse et la luminosité de l'étoile, c'est-à-dire si on augmentait le rayon, on s'apercevrait que l'intégration de l'équation de continuité entre la surface et le centre donnerait une masse supérieure à la masse réelle de l'étoile. En effet dans une étoile entièrement convective le gradient de densité du milieu demeure approximativement constant (et égal à ∇_{ad}). En conséquence, si la distribution de matière est inchangée, un rayon plus grand englobera une masse plus importante. Ainsi, il existe une *zone interdite*, située à droite du tracé dans le diagramme HR, où une étoile de masse donnée, entièrement convective, ne peut se maintenir.

Nos modèles indiquent que la phase d'Hayashi dure approximativement $2\,10^7$ et 10^6 ans pour des étoiles de 1 et 3 $\mathrm{M_\odot}$ [1]. Durant cette période le rayon diminue fortement mais la combustion précoce du deutérium ralentit momentanément cette contraction (Fig. 2.3). Le brûlage de cet atome s'amorce au bout de quelques dizaines de milliers d'années lorsque la température centrale atteint $10\,^6$K, et met principalement en jeu la réaction

$$^1\mathrm{H} + {}^2\mathrm{H} \rightarrow \gamma + {}^3\mathrm{He} \ .$$

L'extrême rapidité de cette réaction permet la libération d'une quantité importante d'énergie qui freine considérablement la contraction. La luminosité se stabilise et l'étoile s'immobilise dans le diagramme HR. Au maximum de la combustion, on remarque que la luminosité nucléaire fournit près de 90% de la luminosité stellaire. Notons enfin, que cette forte activité nucléaire thermalise l'étoile,la température centrale demeure quasiment constante.

Finalement, quand le deutérium est épuisé (au bout de $3\,10^5$ et 10^5 ans dans des étoiles de 1 et $3\,\mathrm{M_\odot}$), l'astre reprend sa contraction et poursuit sa descente le long de la ligne d'Hayashi. La température centrale augmente et atteint finalement le seuil de brûlage du ^{7}Li (à une température proche de $3\,10^6$ K) qui s'opère au travers de la réaction

$$^7\mathrm{Li} + {}^1\mathrm{H} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \ .$$

Cette combustion est peu énergétique et n'influence pas la structure de l'étoile (l'abondance de ^{7}Li est relativement faible avec une fraction de masse $X \approx 9.9\,10^{-9}$). Ce brûlage nucléaire

1. On a choisi arbitrairement la fin de la phase d'Hayashi lorsque la masse du coeur dépasse 80% de la masse de l'étoile. Cet instant correspond aussi au minimum de la luminosité stellaire

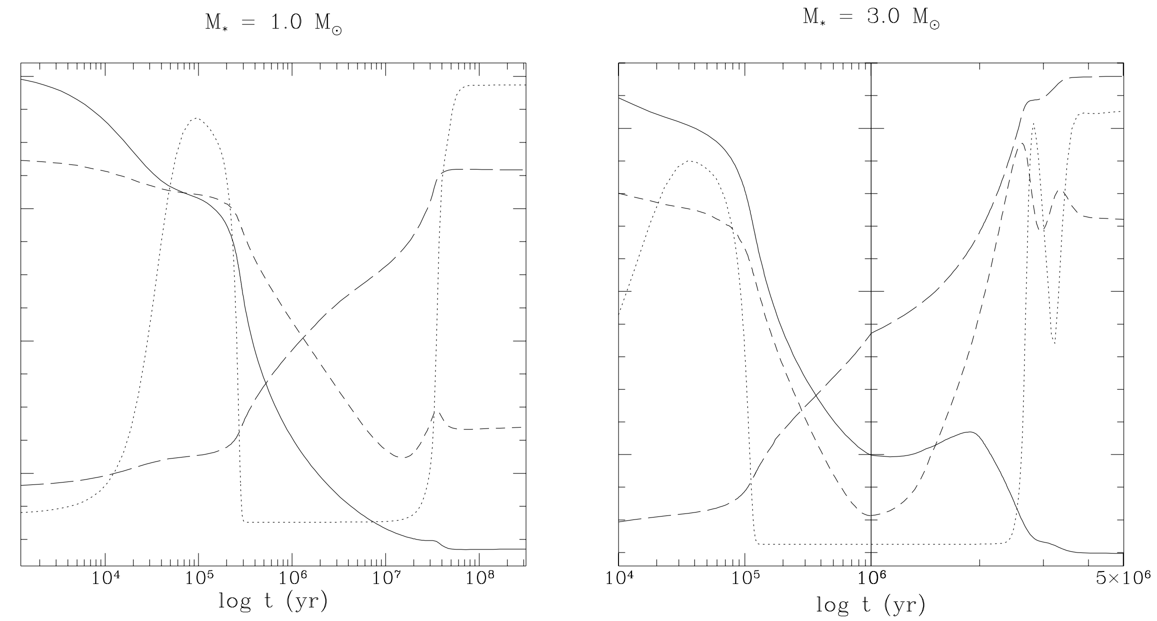

Figure 2.3 – *Évolution dans le temps du rayon (trait plein), de la luminosité nucléaire relative (L_{nuc}/L_*, pointillés), stellaire (en* log *et en traits hachurés-courts) et de la température centrale (traits hachurés-longs) pour des étoiles de 1.0 et 3.0* $M_\odot$

se produit à des âges voisins de $1.4\,10^6$ et $2.4\,10^5$ ans pour des étoiles de 1 et $3\,\mathrm{M}_\odot$ et se prolonge respectivement pendant $1.8\,10^6$ et 10^6 ans. On remarque toutefois que cette réaction se produit dans des coeurs radiatifs pour les étoiles massives (Fig. 2.4).

2.3 La Phase Radiative

L'élévation constante de la température centrale provoque une baisse importante de l'opacité qui entraîne celle du gradient radiatif ($\nabla_{\mathrm{rad}} \propto \kappa L$). Lorsque ce dernier devient inférieur au gradient adiabatique, le mode de transport de l'énergie se modifie et un coeur radiatif se développe. Dans notre exemple, ce changement structurel intervient alors que les étoiles sont âgées de $2\,10^6$ et $1.5\,10^5$ ans pour le soleil et pour une étoile de $3\,\mathrm{M}_\odot$. Avec le rétrécissement de l'enveloppe convective, l'astre devient de plus en plus transparent au rayonnement, sa luminosité se met à croître légèrement et sa température effective augmente. Ce fléchissement dans le diagramme HR se produit lorsque le coeur englobe environ 80% de la masse de l'étoile. L'étoile quitte alors définitivement la ligne d'Hayashi et rejoint la “branche radiative” qui l'amènera sur la séquence principale (Fig. 2.4 page précédente). Durant cette phase, le coeur se condense tandis que les couches externes se dilatent sous l'effet grandissant de la pression de radiation. La Fig. 2.3 montre que cet effet est plus important dans les composantes massives plus lumineuses. La contraction n'est plus homologue et lorsque la température centrale atteint $\sim 9\,10^6\,\mathrm{K}$, les réactions de brûlage de l'hydrogène s'amorcent. L'étoile arrive alors sur la ZAMS (Zero Age Main Sequence) à un âge de $3.1\,10^7$ ans pour

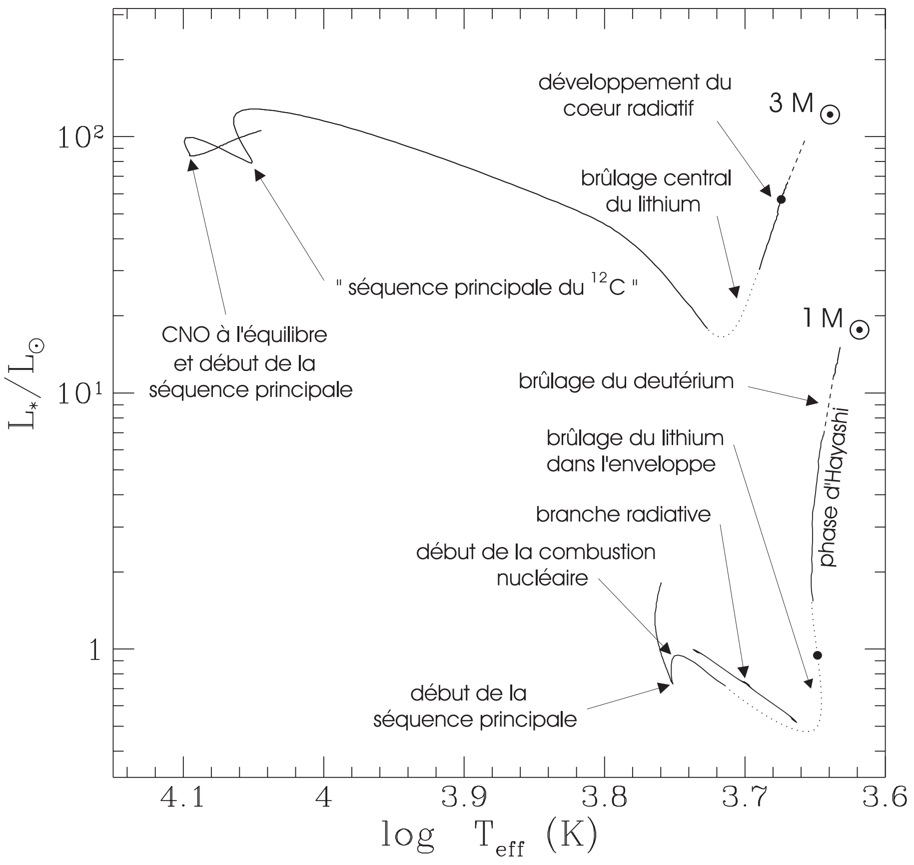

Figure 2.4 – *Chemin parcouru dans le diagramme HR par des étoiles de 1.0 $M_\odot$ et de 3.0 $M_\odot$ de métallicité solaire ($Z = 0.02$). Les différents évènements marquant l'évolution PMS sont indiqués sur la figure*

le soleil et 2.6 10^6 ans pour une étoile de 3 $M_\odot$. A cette époque le coeur radiatif a rejoint la surface des étoiles massives mais une enveloppe convective de 0.03 $M_\odot$ persiste dans le soleil.

2.4 L'Arrivée sur la Séquence Principale

La séquence principale marque le début des réactions de brûlage de l'hydrogène qui mettent en jeu le cycle PP et les premières réactions du cycle CN. Les deux réseaux de réactions démarrent pratiquement simultanément mais lors de son amorçage le cycle CN s'arrête à la production de ^{14}N en raison de la lenteur de la réaction $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$. L'énorme dépendance en température du taux de production d'énergie de la réaction $^{12}C(p, \gamma)^{13}N$ ($\varepsilon_{nuc} \propto T^{19}$) provoque l'apparition d'un coeur convectif moins dense. Au cours de ce réajustement structurel, une fraction importante de l'énergie nucléaire est convertie en travail contre la force de gravité. Le résultat net est qu'une quantité plus faible de rayonnement s'échappe de l'étoile, et, en conséquence la luminosité et la température effective diminuent (premier coude dans le HRD).

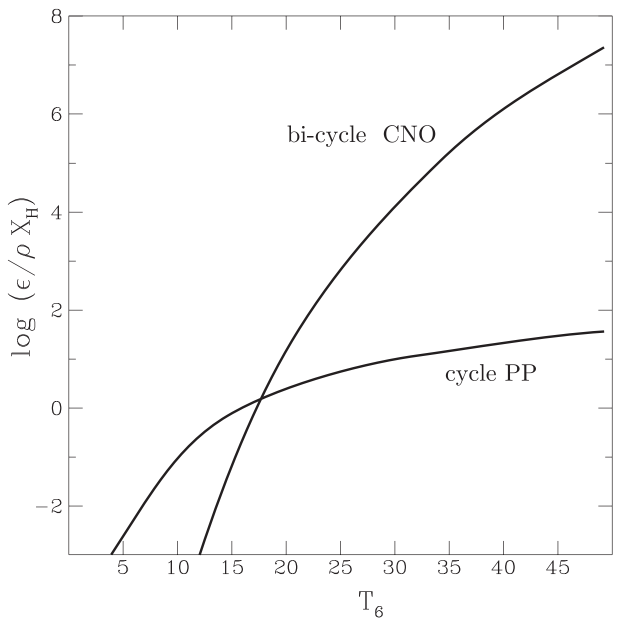

Figure 2.5 – *Comparaison des taux de production d'énergie nucléaire des chaînes PP et du bi-cycle CNO en fonction de la température ($T_6 = 10^{-6}\,T$). On suppose que les réactions sont à l'équilibre et que les abondances correspondent à une métallicité $Z = 0.02$. Pour des températures $T_6 > 18$, le bi-cycle CNO dominent. Ces températures sont atteintes pour des étoiles d'environ 1.2 $M_\odot$ (d'après Clayton 1983)*

Pour des étoiles massives ($M > 1.2\,\mathrm{M}_\odot$), dont la température centrale est supérieure à 18 millions de Kelvin, la production d'énergie nucléaire est assurée principalement par le bi-cycle CNO (Fig. 2.5). L'épuisement progressif du combustible (^{12}C) entraîne une diminution du taux de production d'énergie nucléaire et provoque le rétrécissement du coeur convectif. L'astre quitte alors cette "séquence principale du ^{12}C". L'évolution ultérieure se caractérise

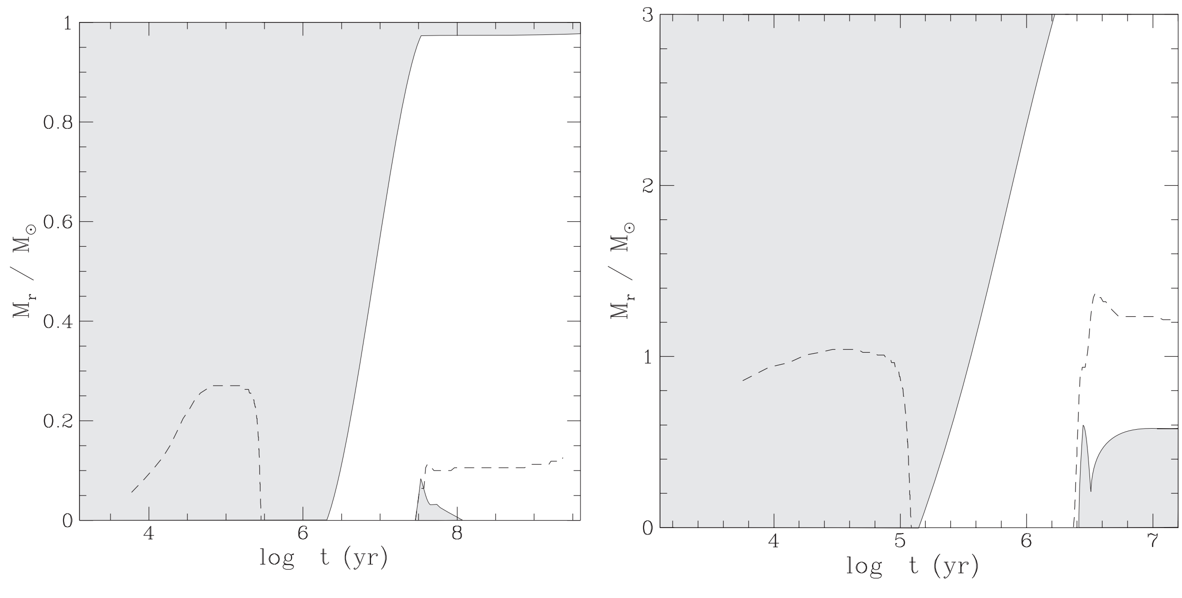

Figure 2.6 – *Diagrammes de Kippenhahn pour des étoiles de 1.0 et 3.0 $M_\odot$. En traits pointillés sont représentés les limites de production d'énergie nucléaire définies par $\varepsilon_{nuc} >$* 1erg g^{-1}. *On remarque la persistances d'un coeur convectif pour les étoiles massives* alors par une nouvelle contraction du coeur jusqu'à ce que la température centrale soit suffisamment élevée pour permettre au cycle CNO d'atteindre l'équilibre, c'est-à-dire l'amorçage de la réaction $^{14}N(p,\gamma)^{15}O$. On constate (Fig. 2.4) que durant cette mise à l'équilibre, l'étoile subit un déplacement dans le diagramme HR identique à celui effectué durant la phase radiative (tracé caractéristique d'une étoile radiative dont le coeur se contracte). Enfin, notons que durant cette phase de mise à l'équilibre, l'étoile conserve un coeur convectif (Fig. 2.6) qui englobe $\sim 0.6\,M_\odot$ et qu'elle parcourt dans le diagramme HR un "coude" supplémentaire (Fig. 2.4), juste avant sa stabilisation sur la séquence principale ($t \sim 4.5\,10^6$ ans pour une étoile de $3\,M_\odot$).

Pour des astres moins massifs ($M < 1.2\,M_\odot$), la chute de la production d'énergie nucléaire avec l'épuisement de ^{12}C efface le coeur convectif. La chaîne PP prend alors le relais et comme le taux de production d'énergie associé à ces réactions dépend faiblement de la température ($\sim T^7$), la structure radiative est maintenue (Fig. 2.6). Lorsque ce cycle atteint finalement l'équilibre, la contraction s'arrête et l'étoile débute sa séquence principale.

2.5 La Nucléosynthèse dans la Phase PMS

Durant la phase PMS, l'activité nucléosynthétique est très limitée et ne concerne que les éléments légers, nucléairement fragiles. En dehors de la destruction du deutérium stellaire, cette période est marquée par le brûlage successif du ^6Li, ^7Li et ^9Be à des températures respectives (dans des étoiles de type solaire) de l'ordre de $2\,10^6\,K$, $3\,10^6\,K$ et $3.5\,10^6\,K$.

De nombreux travaux sont consacrés à l'étude de ces éléments et en particulier à celle du ^7Li. Ces noyaux sont en effet d'un grand intérêt en autres cosmologique car leur synthèse s'est effectuée uniquement pendant le Big-Bang [le lecteur trouvera une revue de la nucléosynthèse primordiale dans l'article de Reeves (1992)]. Les études standards (Forestini 1994) montrent que le brûlage nucléaire seul ne parvient pas à reproduire correctement les abondances en surface de cet élément. Il faut alors invoquer d'autres phénomènes parmi lesquels les processus de diffusion (par exemple, Proffitt *et al.* 1990, Deliyannis & Demarque 1991), les effets liés au transport de moment angulaire (Charbonnel & Vauclair 1992), la propagation d'ondes de gravité (Garcia Lopez & Spruit 1991, Schatzman 1991), le triage gravitationnel (Proffitt & Michaud 1991) ou encore la présence d'un vent stellaire (Charbonnel 1995) pour expliquer ces abondances.

Finalement, il convient de noter que dans les étoiles massives ($M > 1.5\,M_\odot$), l'abondance en surface de lithium n'est pas modifiée car la température à la base de l'enveloppe convective reste systématiquement inférieure à la température de brûlage ($3\,10^6\,K$).

Chapitre 3

Comparaisons et Tests Observationnels

Sommaire

Les travaux qui sont présentés dans ce chapitre sont tirés de Siess *et al.* (1997) et ont pour but d'illustrer l'utilisation des calculs d'évolution stellaire PMS. Dans une première partie, nous comparerons nos tracés évolutifs avec ceux préexistants et sur base de ces calculs nous présenterons différents tests observationnels concernant notamment la localisation de la ZAMS et la datation d'amas. Enfin, nous décrirons le modèle qui permet la construction des diagrammes HR synthétiques et terminerons par l'application de cet outil à l'amas des Pléïades.

3.1 Comparaisons avec d'Autres Tracés

Afin de souligner l'influence de la physique constitutive des codes d'évolution stellaire sur les propriétés de surface des étoiles calculées (luminosité et température effective), nous avons comparé les tracés obtenus par D'Antona & Mazzitelli (1994, et par la suite DM94), Swenson *et al.* (1994, et par la suite S94) et Siess *et al.* (1997). Les auteurs ont adopté le même traitement de la convection (MLT) et même composition chimique (Y, Z).

Comme l'indique la Fig. 3.1, les tracés dans le diagramme HR correspondant à une étoile de $1\,M_\odot$ sont très voisins. Les faibles écarts rencontrés sur la ligne d'Hayashi résultent principalement d'un traitement différent des conditions de surface (modèles d'atmosphère). La

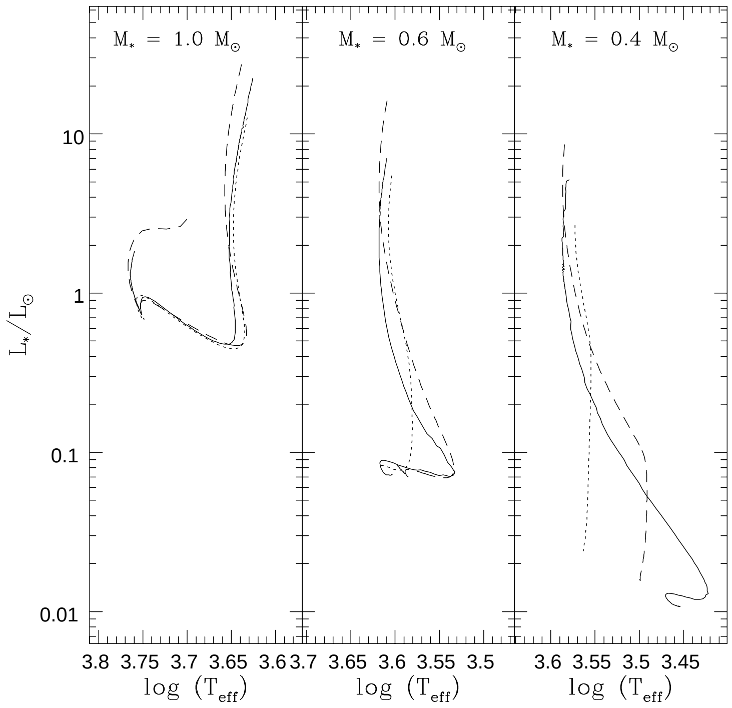

Figure 3.1 – *Comparaison des tracés PMS théoriques dans le diagramme HR d'étoiles de 0.4, 0.6 et 1 $M_\odot$ calculés avec différents codes d'évolution stellaire. Les courbes en traits pleins, pointillés et hachurés correspondent respectivement aux tracés de Siess* et al. *(1997), D'Antona & Mazzitelli (1994), Swenson* et al. *(1994)*

localisation de la ZAMS quant à elle est très similaire, les faibles écarts étant dus à de légères variations de composition chimique (en hydrogène et hélium).

A $0.6\,M_\odot$, les tracés de DM94 présentent une phase radiative nettement réduite en comparaison des tracés de S94 et des nôtres. On note par contre la grande similitude entre nos tracés convectifs et ceux de S94, l'écart demeurant étant encore dû aux différents traitements de l'atmosphère.

A $0.4\,M_\odot$ les différences sont très prononcées, spécialement en dessous de $0.3\,L_\odot$, ce qui est une signature très claire d'un effet de l'équation d'état. En effet DM94 et S94 traitent plus finement que nous les corrections électrostatiques de la matière froide et dégénérée, caractéristique de l'intérieur des étoiles de très faible masse ($< 0.5\,M_\odot$). Alors que nos tracés respectent faussement la même allure, ceux de DM94 et S94 font apparaître un changement de pente très prononcé. On note aussi que les chemins évolutifs de DM94 s'écartent très tôt de ceux de S94. La physique de ce type de plasma reste donc encore approximative et il n'existe pas à l'heure actuelle de traitement idéal. Cet aspect souligne l'incertitude qui demeure sur l'emplacement des tracés évolutifs à faible masse. Enfin, notons que cette tendance explique partiellement les différences observées pour les étoiles de $0.6\,M_\odot$.

Enfin, notons que pour des masses encore plus faibles, d'autres problèmes plus complexes interviennent. En effet, pour des étoiles froides (de type M) dont la température effective se situe entre 2500 et 3500K, la distribution spectrale d'énergie s'écarte fortement d'une distribution de corps noir suite à la formation importante de molécules (Allard & Hauschildt 1995). De plus, dans cette gamme de température et de gravité ($\log g \sim 5$), la zone convective pénètre profondément dans les couches superficielles optiquement minces (Dorman *et al.*

1989), ce qui rend la modélisation des couches sub-photosphériques encore plus difficile.

3.2 Les Tests Observationnels

3.2.1 Des diagrammes HR théoriques aux diagrammes HR observationnels

Le passage des coordonnées théoriques (log L , log T_{eff}) aux coordonnées observationnelles (diagrammes couleurs-magnitudes) passe par des tables de conversions qui impliquent la calibration des relations T_{eff} -couleur et T_{eff} -BC, où BC est la Correction Bolométrique. On rappelle que la luminosité L d'une étoile est reliée à la correction bolométrique par la relation

$$\begin{aligned} \frac{L}{L_\odot} &= 10^{-0.4(M_{\rm bol}-M_{\rm bol,\odot})} \\ M_{\rm bol} &= M_V + BC \ , \end{aligned}$$

où M_V est la magnitude absolue de l'étoile dans le filtre V et $M_{\rm bol,\odot}$ la magnitude bolométrique absolue du soleil qui vaut 4.75. Les indices de couleurs ont été définis comme la différence entre les magnitudes observées dans deux filtres différents. Par exemple la couleur $(B-V)$ correspond à $M_B - M_V$.

Les calibrations sont déduites de modèles d'atmosphère ou résultent de méthodes empiriques. Nous présentons en Appendice B la table que nous utilisons pour nos tracés. Les

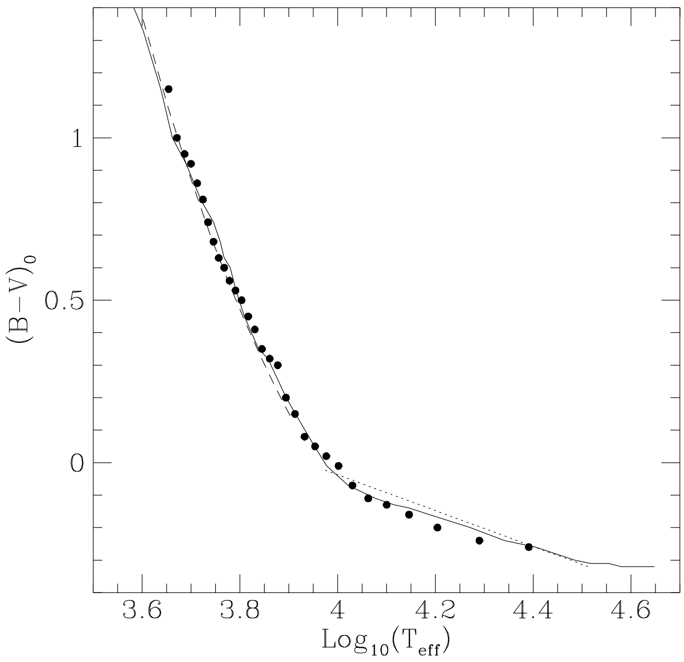

Figure 3.2 – *Comparaison entre les différentes tables de conversions T_{eff} -$(B-V)$. Nous avons représenté en trait plein la relation que nous avons adoptée (Annexe B). Nous présentons aussi les relations empiriques de (Arribas & Martinez Roger 1988, 1989, traits hachurés), de Gulati* et al. *(1989, pointillés) ainsi que les calibrations de température de Gray & Corbally (1994) combinées avec les couleurs de Fitzgerald (1970, cercles pleins)*

comparaisons entre les différentes calibrations nous ont permis d'estimer les incertitudes associées à ces relations. A titre d'exemple, nous présentons dans la Fig. 3.2 les différentes relations empiriques T_{eff} -$(B-V)$ dont on dispose. On observe en général un bon accord. Ce type de figure fait toutefois ressortir des différences en température effective $\Delta \log T_{eff}$ de l'ordre de 0.02 pour des étoiles de types A à G et d'environ 0.05 pour des étoiles O, B et M. Les incertitudes en $(B-V)$ sont de l'ordre de 0.02 pour $(B-V) \lesssim -0.05$ et 0.05 pour des objets plus rouges. Par une analyse similaire, on trouve une incertitude liée aux conversions $T_{\rm eff}$ -BC d'environ 0.2-0.3 magnitudes.

Les incertitudes liées aux tables de conversions $T_{\rm eff}$ -$(R-I)$ sont importantes pour les étoiles de type M, de l'ordre de 200 à 300 K ce qui suggère, pour une température effective donnée, des couleurs plus bleues et un écart de l'ordre de 0.2-0.3 magnitude dans cette couleur. L'accord reste bon pour les relations $T_{\rm eff}$ -BC, les différences sont de l'ordre de 0.4 magnitude pour les étoiles de type M5 ou plus jeunes.

3.2.2 La localisation de la ZAMS

Comme premier test observationnel, nous avons comparé dans le plan $(M_V, B-V)$ la ZAMS observationnelle établie par Mermilliod (1981) avec celle prédite par nos modèles. Comme nous pouvons le constater (Fig. 3.3), l'accord est très bon, bien à l'intérieur des incertitudes associées aux tables de conversions. Cette figure montre aussi la localisation de la séquence principale établie par Schmidt-Kaler (1982) ainsi que la TAMS (Terminal Age Main Sequence) qui représente la fin de la séquence principale. Une fois encore l'accord est très bon et la largeur de notre séquence principale encadre bien les données observationnelles.

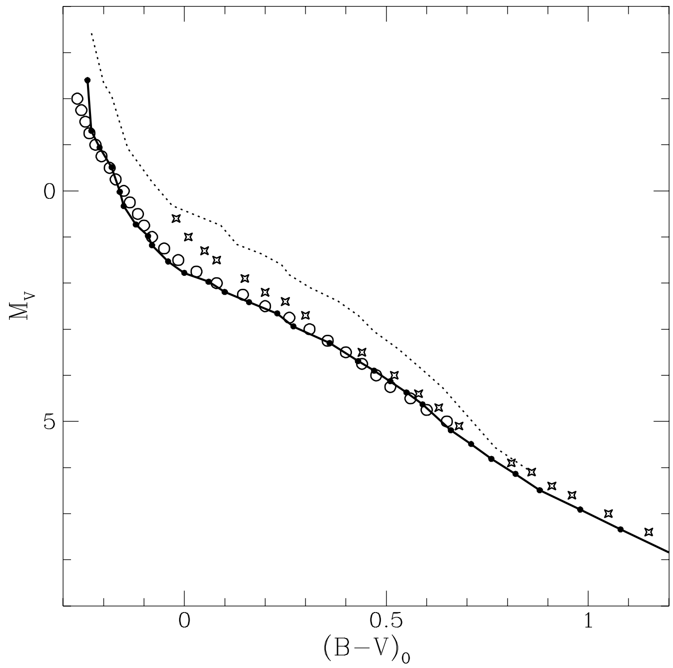

Figure 3.3 – *Comparaison entre la ZAMS observée (cercles vides) et prédite par nos modèles (trait plein) dans le plan $(M_V, B-V)$. Les données sont tirées de Mermilliod (1981). Nous avons aussi représenté la TAMS (Terminal Age Main Sequence) qui représente la fin de la séquence principale (traits pointillés) ainsi que la position de la séquence principale observationnelle fourni par Schmidt-Kaler (1982) (étoiles). L'échelle de masse est comprise entre 0.5 et 7 $M_\odot$*

De manière à tester les étoiles de faible masse, nous nous sommes placés dans le plan $(M_I, R-I)$, plus approprié à de tels objets. De même, nous avons comparé la localisation de la séquence principale observationnelle de Weiss (1984) et Leggett (1992) avec les prédictions de nos modèles. Nous observons (Fig. 3.4) un bon accord mais on note cependant une grande

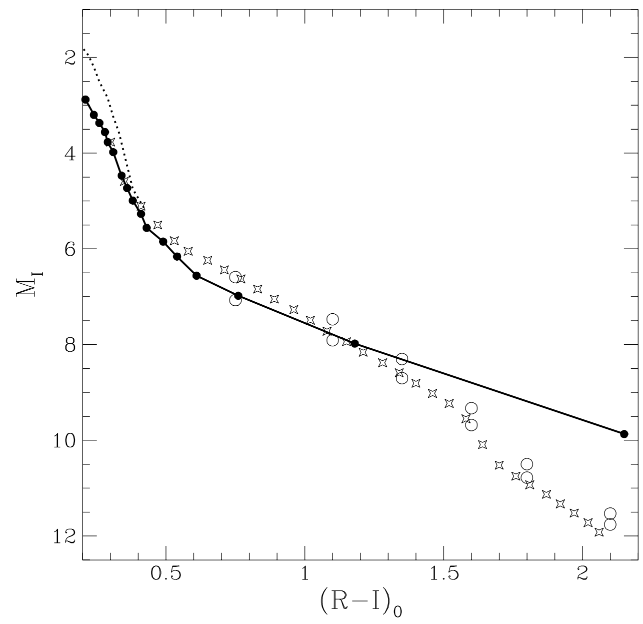

Figure 3.4 – *Comparaison entre la ZAMS (traits plein) et la TAMS (traits pointillés) prédites par nos modèles dans le plan ($M_I, R-I$) avec la MS observée par Weiss (1984, étoiles) et Leggett (1992, cercles vides). Pour les données de Leggett, les cercles situés en haut (bas) correspondent à des disques galactiques jeunes (vieux), c'est-à-dire avec une métallicité solaire (plus élevée). La TAMS est montrée pour des étoiles de masse supérieure à 1.0* $M_\odot$. *L'échelle de masse est comprise entre 0.4 et 2* $M_\odot$ *par pas de 0.1* $M_\odot$

différence dès que la masse de l'étoile devient inférieure à $0.5\,M_\odot$. On constate en effet que notre modèle à $0.4\,M_\odot$ se situe au-dessus de la bande observée. Probablement un meilleur traitement des corrections électrostatiques permettrait d'augmenter la contraction de l'astre et ainsi de diminuer sa luminosité et donc d'abaisser ce dernier point. Mais le problème majeur que soulèvent ces étoiles froides de faible masse est la modélisation de leur atmosphère. Comme nous le signalions auparavant, la formation de nombreuses molécules altère significativement la distribution spectrale d'énergie. On notera à cet égard que les écarts entre les tracés théoriques et la ZAMS observée persistent aussi dans les travaux de Baraffe *et al.* (1995), qui traitent pourtant précisément les corrections électrostatiques. Cette difficulté que nous rencontrons dans la modélisation des spectres synthétiques de ces objets se reflète directement sur le diagramme couleur-magnitude. Plus précisément, on remarque que l'accord entre modèles et observations est meilleur dans la bande V (Fig. 3.3) que dans la bande I (Fig. 3.4). En effet dans cette dernière, l'absorption du rayonnement due à la présence des molécules, et qui n'est que partiellement prise en compte dans les calculs théoriques, introduit une erreur qui tend à placer l'étoile de façon erronée dans le diagramme ($M_I, R-I$).

3.2.3 La datation d'amas

L'âge d'un amas est généralement estimé comme étant l'isochrone reproduisant l'emplacement dans le diagramme HR, où les étoiles quittent la séquence principale ("turn off"). En utilisant cette méthode, nous avons trouvé des âges de $4\,10^7$ et $8\,10^7$ ans pour α Per et les Pléïades respectivement (Fig. 3.5). A titre de comparaison, les travaux de Meynet *et al.* (1993) donnent des âges respectifs de $5.2\,10^7$ et 10^8 ans. Cependant leurs modèles d'évolution stellaire diffèrent des nôtres par un overshooting important, caractérisé par une longueur $d_{\rm over} = 0.20\,H_P$ où H_P est l'échelle de hauteur de pression. L'overshooting, qui simule la péné-

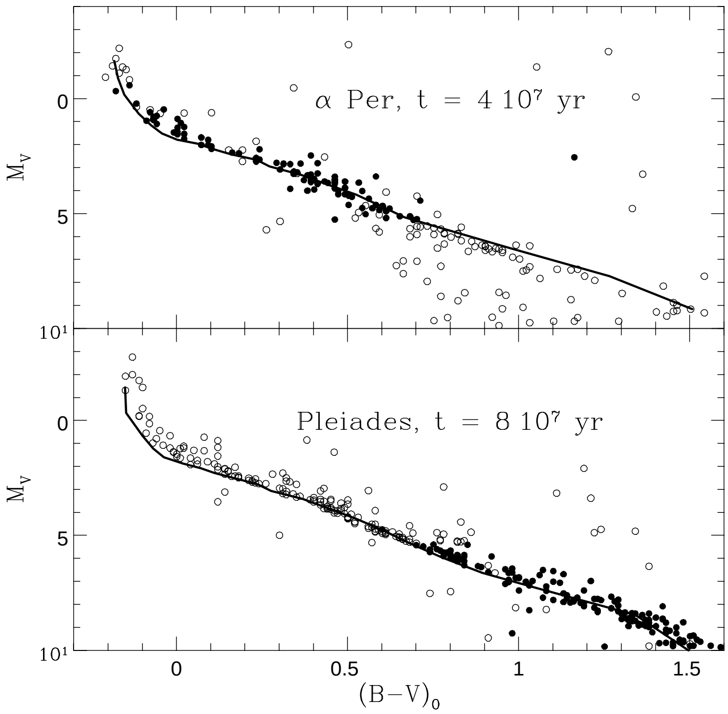

Figure 3.5 – *Datation des Pléïades et de α Per. Les données proviennent de Mermilliod (1988). Les cercles plein correspondent à des étoiles dont la probabilité d'appartenance à l'amas est supérieur à 50%, les cercles vides représentent les étoiles pour lesquelles nous n'avons pas d'estimation de la probabilité d'appartenance*

tration du coeur convectif dans l'enveloppe radiative, est une quantité qui est peu contrainte et qui introduit une dispersion d'age d'environ 20%. Un coeur convectif plus étendu permet de brûler une quantité d'hydrogène plus importante et donc autorise l'étoile à séjourner plus longtemps sur la séquence principale. On note toutefois que notre prédiction de la largeur de la séquence principale (Fig. 3.3) est en très bon accord avec la valeur maximale de 1.9 magnitudes estimée par Jaschek & Mermilliod (1984) pour des étoiles qui s'étendent entre $-0.05 < (B-V)_0 < 0.4$. Ceci penche donc en faveur d'un faible overshooting dans les étoiles de masse intermédiaire.

3.3 Les Diagrammes HR Synthétiques

Les diagrammes HR synthétiques consistent à générer, à partir des chemins évolutifs théoriques, la distribution attendue des étoiles dans le diagramme HR à un âge donné. Cette modélisation nécessite une connaissance de la durée du processus de formation stellaire, de la Fonction Initiale de Masse (IMF) ainsi que le taux de binarité. La comparaison entre la morphologie de l'amas observé et le diagramme HR synthétique permet d'estimer certaines grandeurs caractéristiques de la structure étudiée.

Dans la section suivante, je décrirai la méthode employée pour obtenir de tels diagrammes et j'appliquerai ce modèle à l'amas des Pléïades qui apparaît le plus complet du point de vue observationnel.

3.3.1 Présentation du modèle

Le problème général

Étant donné une IMF et un taux de formation d'étoiles, le problème consiste à estimer le nombre d'étoiles dont l'âge est situé dans l'intervalle t et $t + \mathrm{d}\,t$ et dont la masse est comprise entre m et $m + \mathrm{d}\,m$. Dans ce modèle nous adoptons un taux de formation d'étoiles gaussien et restreignons notre domaine d'intégration temporelle à l'intervalle $[t_1, t_2]$. De même, nous sommes limités à des masses situées entre m_{inf} et m_{sup} [1].
Ainsi, le nombre d'étoiles $\mathrm{d}\,n_t$ nées entre t et $t + dt$ est donné par

$$\mathrm{d}\,n_t = A_t\, e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_t^2}}\,\mathrm{d}\,t\ , \tag{3.1}$$

où t_0 est l'âge estimé de l'amas, σ_t la dispersion en temps du processus de formation stellaire et A_t une constante de normalisation qui satisfait

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathrm{d}\,n_t \ = \ n_{star}\ ,$$

où n_{star} représente la population de l'amas.

La première étape de la procédure consiste à diviser le domaine d'intégration $[t_1, t_2]$ en p intervalles de largeur identique et égale à Δt ($t_i = t_1 + i\Delta t$). Le nombre d'étoiles n_i contenues dans l'intervalle i et alors donné par l'intégration de l'Eq.(3.1) entre t_i et $t_i + \Delta t$.

La méthode de transformation

La question qui se pose maintenant est de savoir qu'elle est la masse de chaque étoile à l'intérieur de l'intervalle Δt, lorsque l'IMF a été choisie par avance. Pour répondre à cette question, nous devons nous rappeler que si x et y sont des variables aléatoires associées aux distributions $f(x)$ et $g(y)$, la loi de transformation nous dit que $|f(x)\mathrm{d}\,x| = |g(y)\mathrm{d}\,y|$ ou encore que

$$g(y) = f(x)\left|\frac{\mathrm{d}\,x}{\mathrm{d}\,y}\right|\ .$$

Les ordinateurs génèrent des nombres aléatoires avec une distribution uniforme, c'est-à-dire avec $f(x) = 1$, où x est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. Le problème consiste désormais à résoudre l'équation différentielle $\mathrm{d}\,x/\mathrm{d}\,y = g(y)$ dont la solution est simplement donnée par $x = \int g(y) = F(y)$. Finalement, la transformation qui permet de passer d'une distribution uniforme à une distribution quelconque $g(y)$ s'écrit

$$y(x) = F^{-1}(x)\ ,$$

où F^{-1} est la fonction inverse de F. Cette méthode nécessite toutefois que la fonction g soit analytique. Dans notre contexte, la variable y et la fonction g représentent respectivement la masse de l'étoile et l'IMF.

1. Les valeurs de m_{inf} et m_{sup} sont fixées par l'étendue en masse de nos grilles, c'est-à-dire entre $0.5\,\mathrm{M}_\odot$ et $5\,\mathrm{M}_\odot$

La fonction initiale de masse

Pour chaque étoile née dans l'intervalle Δt, nous tirons donc de façon uniforme un nombre aléatoire x. La masse m correspondante est alors déterminée par

$$x = \int_{m_{\rm inf}}^{m} \mathrm{IMF}(m')\, \mathrm{d}\, m' \ ,$$

grâce à la méthode de transformation.
Dans notre modèle, nous proposons trois IMF différentes définies par

- une loi de puissance à une pente

$$\frac{\mathrm{d}\, n_m}{\mathrm{d}\, m} = A_o m^{\gamma_0} \ ,$$

qui correspond à la loi de Salpeter (1955). Le coefficient A_o doit satisfaire la condition de normalisation $\int_{m_{\rm inf}}^{m_{\rm sup}} A_o m^{\gamma_0} dm = 1$. L'exposant γ_0 vaut -2.35.

- une loi de puissance à trois pentes

$$\frac{\mathrm{d}\, n_m}{\mathrm{d}\, m} = \begin{cases} A_1\, m^{\gamma_1} & \text{si} \quad m_{\rm inf} \ \leq m \leq \ m_1 \\ A_2\, m^{\gamma_2} & \text{si} \quad m_1 \ \leq m \leq \ m_2 \\ A_3\, m^{\gamma_3} & \text{si} \quad m_2 \ \leq m \leq \ m_{\rm sup} \ . \end{cases}$$

Les constantes $A1$, $A2$ et $A3$ sont déterminées de telle manière qu'elles normalisent et assurent la continuité de la fonction $\mathrm{d}\, n_m / \mathrm{d}\, m$. D'après les observations de la distribution des étoiles de faible masse dans le disque galactique, Kroupa *et al.* (1993) ont trouvé que $\gamma_1 = -1.3$, $\gamma_2 = -2.2$ et $\gamma_3 = -2.7$, avec m_1 et m_2 respectivement égaux à 0.5 et 1.0 $\mathrm{M}_\odot$.

- enfin, une loi dite log-normale

$$\frac{\mathrm{d}\, n_m}{\mathrm{d}\, \log m} = A_m\, e^{-\dfrac{(\log m - \log m_o)^2}{2(\log \sigma_M)^2}} \ , \qquad (3.2)$$

qui a été proposée par Strom *et al.* (1993) comme une approximation analytique de l'IMF de champ proposée par Scalo (1986). Les paramètres de leur ajustement sont donnés par $\log m_o = -0.54$ et $\log \sigma_M = 1.1$. Comme précédemment A_m doit normaliser la distribution à l'unité.

Enfin, dans toutes nos simulations, nous supposerons que l'IMF est constante sur l'intervalle $[t_1, t_2]$.

Le taux de binarité

La population stellaire d'un amas est composée d'une fraction importante de binaires photométriques et spectroscopiques. Pour prendre en compte cette composante dans nos simulations, nous avons supposé que l'amas contenait une proportion p_b d'étoiles binaires non résolues (paramètre libre), dont le rapport de masse répond à une distribution uniforme. Cette loi est suggérée par les observations de Mermilliod *et al.* (1992) et Goldman & Mazeh (1994) sur l'amas des Pléïades (Sect. 3.3.3). Pour établir l'existence et les caractéristiques d'un compagnon, nous procédons comme suit. Dans un premier temps, pour chaque étoile i (de masse m_i), nous tirons un nombre aléatoire x. Si la condition $x \leq p_b$ est satisfaite, alors l'étoile appartient à un système binaire. Dans ce cas, nous tirons un second nombre r_i (aléatoire donc uniforme) qui fixe le rapport de masse. Les coordonnées dans le diagramme HR du compagnon sont alors interpolées dans nos modèles à un âge $t_i + \Delta t/2$ et pour une masse $m_c = r_i\, m_i$. Finalement, la luminosité et la température effective du couple sont évaluées en supposant que

$$\begin{aligned} \mathrm{L} &= \mathrm{L}_1 + \mathrm{L}_2 \\ \mathrm{T_{eff}} &= \frac{\mathrm{T}_{\mathrm{eff},1}\, \mathrm{L}_1 + \mathrm{T}_{\mathrm{eff},2}\, \mathrm{L}_2}{\mathrm{L}_1 + \mathrm{L}_2}\,, \end{aligned}$$

où les indices 1 et 2 font respectivement référence à la composante primaire et secondaire. Nous avons pondéré les températures effectives par les luminosités pour rendre compte du fait que si l'étoile secondaire a un éclat très faible elle comptera peu pour la température effective du système.

Les incertitudes observationnelles

La température effective et la luminosité d'une étoile à un âge donné sont linéairement interpolées dans nos grilles d'évolution mais avant de les faire apparaître dans le diagramme HR, nous avons simulé les incertitudes introduites par les observations. Pour reproduire ces erreurs, nous avons ajouté à la température effective $\mathrm{T_{eff}}$ une quantité $\Delta\mathrm{T_{eff}}$ définie par $\Delta\mathrm{T_{eff}} = (2\,x_\Delta - 1)\Delta T$, où x_Δ est un nombre aléatoire distribué uniformément entre 0 et 1 et où

$$\Delta T = \begin{cases} 2\,\sigma_T \left(\dfrac{4000\,\mathrm{K}}{\mathrm{T_{eff}}}\right)^2 & \text{si } \Delta T > 50\mathrm{K}, \\ 50\mathrm{K} & \text{si } \Delta T < 50\mathrm{K}, \end{cases}$$

où σ_T est un paramètre libre. La fonction ΔT a été construite de manière à reproduire une incertitude importante concernant la détermination de la température effective des étoiles froides. La puissance 2 permet de rapidement faire varier cette incertitude. Pour une valeur de $\sigma_T = 100$K, on obtient une incertitude moyenne de ± 100 K pour des étoiles de 4000 K, une erreur moyenne courante pour les étoiles T Tauri. Cette incertitude tombe à ~ 50 K pour des étoiles de 8000 K. Cette valeur est considérée, entre autre comme l'incertitude minimale.

De la même manière, nous générons une dispersion $\Delta M_{\mathrm{bol}} = (2\,x_\Delta - 1)\Delta M_b$ sur la magnitude bolométrique absolue M_{bol} et nous fixons arbitrairement ΔM_b à 0.05 magnitude, correspondant également à une moyenne de la réalité observationnelle.

3.3.2 L'influence des paramètres

La Fig. 3.6 présente les effets des différents paramètres, à savoir les fonctions initiales de masse, la durée du processus de formation stellaire, les incertitudes observationnelles et la proportion de binaires. Les amas synthétiques sont composés de 500 étoiles et l'âge est arbitrairement imposé à $t_0 = 3\,10^7$ ans, ce qui situe les étoiles sur la ZAMS. Les paramètres de référence sont fixés par défaut à $p_b = 0.1$, $\sigma_t = 5\,10^6$ ans, l'IMF est celle de Salpeter (1955) et les erreurs observationnelles sont absentes ($\Delta T = 0$K).

Le taux de binarité (p_b) affecte la forme générale de la distribution en introduisant une seconde bande qui longe l'isochrone t_0. Cette bande, située au-dessus de la ZAMS, résulte de la composition de la luminosité et de la température du système binaire. Elle est la trace très nette de la présence de binaires dans les amas observés. Cette émergence d'étoiles est présente à toutes les masses et contribue aussi à peupler la partie supérieure gauche du diagramme où les luminosités et les températures effectives sont importantes.

La dispersion en âge (σ_t) modifie substantiellement l'allure du diagramme HR synthétique en éparpillant les étoiles au-dessus de la ZAMS. En effet, les dernières étoiles de faible masse qui se sont formées se situent toujours sur leur ligne d'Hayashi et sont donc plus froides et plus lumineuses. Cet effet est particulièrement marqué pour des $(B-V) > 0.7$, c'est-à-dire pour des étoiles de masse inférieure à $0.9\,\mathrm{M}_\odot$. Une valeur plus élevée de σ_t produit aussi un élargissement de la séquence principale des étoiles massives car certaines ont déjà eu le temps de quitter la ZAMS.

Les incertitudes observationnelles agissent principalement sur les étoiles de faible masse où elles introduisent un élargissement notable de la distribution. Les étoiles massives sont

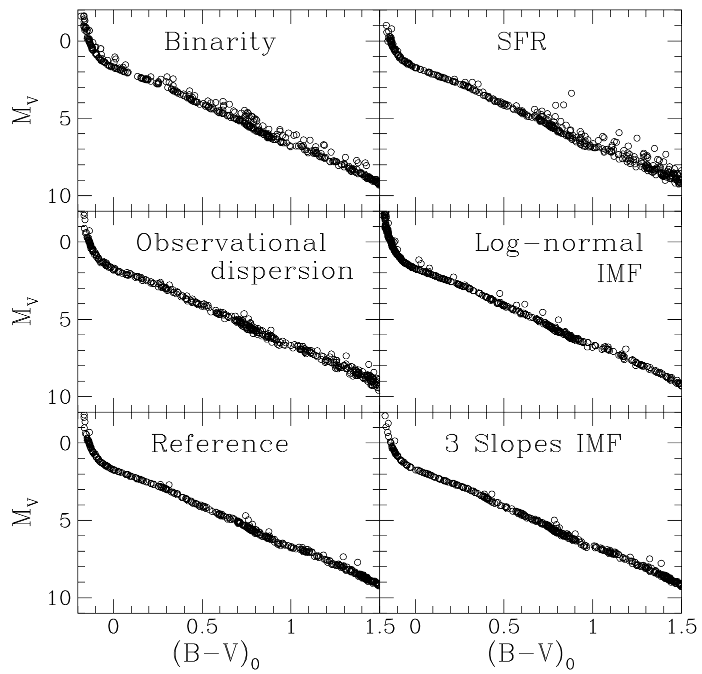

Figure 3.6 – *Effets des paramètres sur les diagrammes HR synthétiques dans le plan ($M_V, B-V$). De haut en bas et de droite à gauche les différents cadrans montrent les effets de la binarité avec $p_b = 0.5$, d'une dispersion d'âge augmentée à $\sigma_t = 2\,10^7$ans, des incertitudes observationnelles ($\Delta T = 100K$), d'une IMF définie par la loi log-normale (Strom* et al. *1993), le diagramme de référence avec l'IMF de Salpeter (1955) et enfin en bas à droite l'IMF à 3 pentes de Kroupa* et al. *(1993)*

peu affectées par ces erreurs.

Enfin, nous comparons les différentes IMF. En raison de la grande valeur de σ_M qui est comparable au domaine de masse qui rentre dans nos simulations ($0.5\,\mathrm{M}_\odot < M < 5\,\mathrm{M}_\odot$), la distribution log-normale est très aplatie et répartit presque uniformément les étoiles dans le diagramme synthétique. Elle contribue ainsi à peupler abondamment l'amas en étoiles massives.
L'IMF à trois pentes est très proche de celle de Salpeter. Les différences qu'introduisent ces distributions apparaissent surtout pour des étoiles de très faibles masses ($\mathrm{M}<0.5\,\mathrm{M}_\odot$) qui sont absentes de nos simulations. Nous remarquons simplement que la densité d'étoiles massives dans l'IMF à 3 pentes est légèrement plus faible, car dans ce domaine de masse, le coefficient γ_3 est supérieur à γ_0.

Les différents paramètres introduits dans l'élaboration des diagrammes HR synthétiques ont des effets bien spécifiques [formation d'une seconde bande parallèle à l'isochrone, éparpillement des étoiles au-dessus de cette ligne (σ_t), élargissement de la ZAMS (ΔT)] qui affectent différemment la morphologie de l'amas. Comme illustration, nous nous proposons maintenant de confronter nos simulations à l'amas observé des Pléïades.

3.3.3 Application aux Pléïades

L'utilisation des diagrammes HR synthétiques est difficilement applicable à des amas très jeunes car ils présentent une grande dispersion en luminosité du fait de la nature convective des étoiles qui les composent. Cette dispersion peut tout aussi bien être reproduite par des effets de p_b, σ_t et ΔT ce qui rend les diagrammes HR synthétiques inutilisables. En revanche, ils semblent être particulièrement bien adaptés à l'étude des amas ouverts. En effet, ces derniers présentent une morphologie qui permet d'apprécier les effets spécifiques des différents paramètres. Le diagramme HR synthétique devient alors un outil prédictif. Enfin, ces amas sont aussi très intéressants pour l'étude de la vitesse de rotation des étoiles jeunes car ils se situent dans une gamme d'age (entre 10^7 et 10^9 ans) où l'on observe une grande variation de cette vitesse (Chap. 4 page 139).

Nous allons donc nous intéresser aux Pléïades et nous rejetons α Per car sujet à des effets de sélection très importants qui rendent la densité et la dispersion réelle en étoiles incertaines. En effet, les données (Fig. 3.5) sont clairement incomplètes dès que $\mathrm{M}_V > 7$ et ne permettent pas de faire des comparaisons fiables.

Nous retiendrons dans nos simulations l'IMF à 3 pentes de Kroupa *et al.* (1993) qui s'ajuste le mieux aux données observationnelles. La distribution log-normale reproduit une population d'étoiles massives inconsistante avec les données observationnelles. Cependant, en raison d'un possible mauvais échantillonage de nos données, nous ne pouvons toutefois tirer de conclusions définitives quant au choix de l'IMF.

Nos simulations supposent que $\sigma_T = 100$ K. La valeur de σ_t est déterminée de façon à reproduire la largeur de la ZAMS pour les étoiles de faible masse et sa valeur est fixée à $3\,10^7$ ans. Le nombre d'étoiles dans l'échantillon et dans les simulations est de l'ordre de 350.

Comme nous pouvons le voir (Fig. 3.7), le taux d'étoiles binaires semble compris entre 40 et 50%. Cette méthode donne une meilleure estimation que Trimble & Ostriker (1978) qui estime une proportion de binaires comprise entre 7 et 87%. Cette valeur élevée de p_b est nécessaire pour rendre compte de la densité en étoiles sur la seconde bande au-dessus de la ZAMS. Un taux de binaires supérieur à 50% semble exclu car il produit une seconde bande trop dense. Inversement une proportion inférieure à 30% ne peuple pas assez cette "ZAMS des binaires". Il demeurent toutefois encore difficile de reproduire les étoiles les plus lumineuses mais ce problème pourrait être relié à l'absence d'overshooting dans nos modèles. On constate aussi que l'on reproduit bien l'accumulation d'étoiles autour de $(B-V) \sim 0.8$.

De manière à évaluer plus précisément le taux de binarité, nous avons construit un histogramme qui représente la distribution d'étoiles autour de la ZAMS. Notre étude se restreint à un domaine du diagramme HR délimité par $2.6 \lesssim M_V \lesssim 6.0$ et $0.2 \lesssim$(B-V)$\lesssim 0.8$, où notre échantillon est supposé être raisonnablement complet et où la ZAMS peut être linéairement approximée par

$$M_V = 5.67\,(B-V) + 1.47\ . \tag{3.3}$$

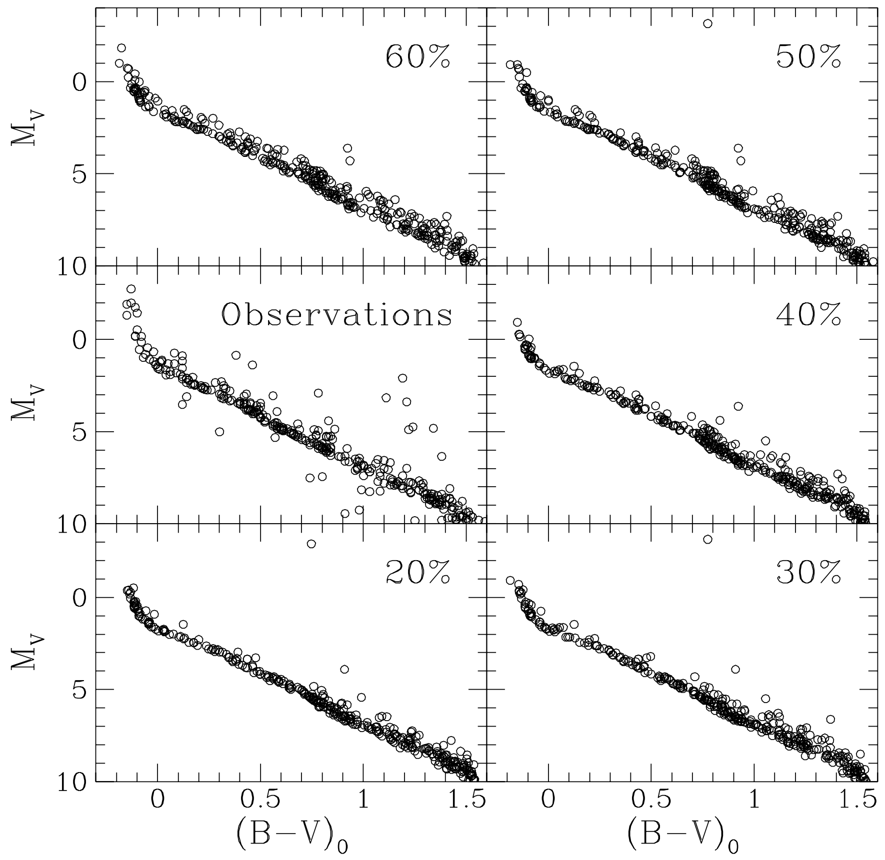

Figure 3.7 – *Diagrammes HR synthétiques des Pléïades pour différents taux de binaires. Les données observationnelles sont représentées avec les mêmes conventions qu'à la Fig. 3.5*

Nous construisons ensuite des parallélogrammes de largeur δV, parallèles à la ZAMS [Eq. (3.3)] dans lesquels nous comptons les étoiles. Nous comparons ensuite cette distribution avec les observations par un test du χ^2 réduit (Press *et al.* 1986) défini par

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{bins} \frac{(R_i - S_i)^2}{R_i + S_i} \ ,$$

où N est le degré de liberté, R_i et S_i les nombres d'étoiles dans chaque bin comptés respectivement dans les données observationnelles et dans les simulations. Plus la valeur de χ^2 est faible, plus les distributions sont comparables. La Fig. 3.8 permet ainsi d'établir que la proportion d'étoiles binaires se situe effectivement entre 40 et 50% où la valeur de χ^2 est minimale. Nous rejoignons ainsi les conclusions établies précédemment.

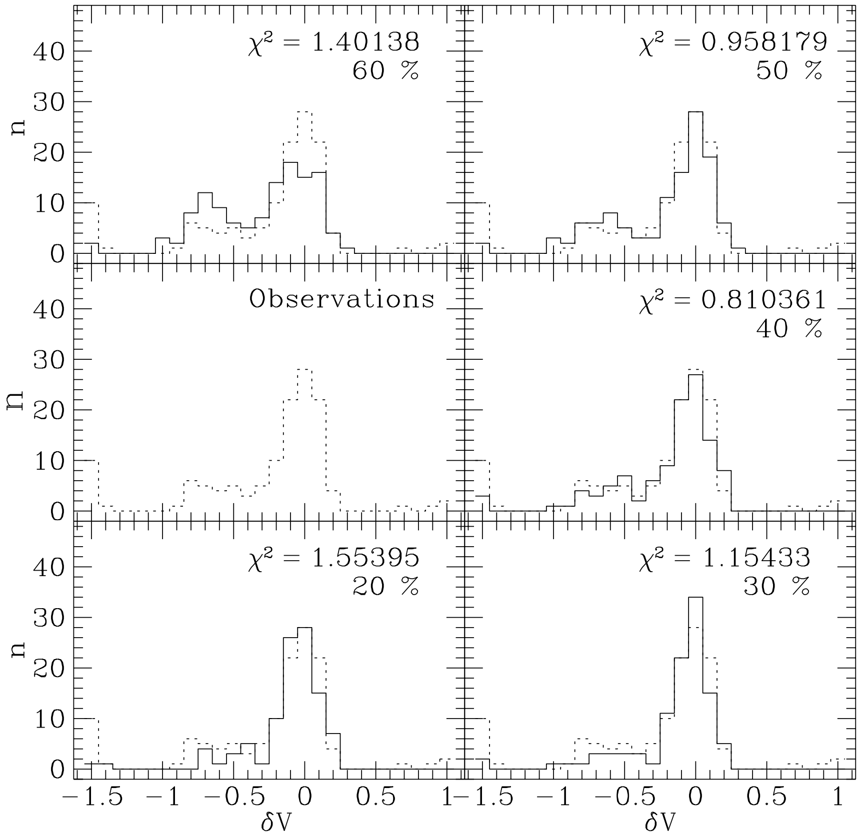

Figure 3.8 – *Histogrammes comptant le nombre d'étoiles autour de la ZAMS pour les différents taux de binarité dans la région du diagramme HR délimitée par* $2.6 \lesssim M_V \lesssim 6.0$ *et* $0.2 \lesssim$*(B-V)*$\lesssim 0.8$. *Les histogrammes en traits pointillés représentent les données observationnelles et les courbes en trait plein les modèles pour les différents taux de binarité. La largeur des bins est de 0.1 magnitude. La valeur du* χ^2 *réduit est indiquée dans chaque cadran. Plus cette valeur est petite, plus les distributions sont similaires. D'après cette figure, nous concluons que le taux de binaire dans les Pléïades se situe entre 40 et 50%*

Cependant, l'étude de Mermilliod *et al.* (1992) a révélé que certaines binaires spectroscopiques demeurent localisées très proches, ou à l'intérieur de la séquence principale. Ce résultat important est toutefois pris en compte dans nos simulations qui contribuent aussi au peuplement en binaires de la séquence principale. En ce sens nous estimons une proportion "réelle" d'étoiles binaires dans ces amas.

3.4 Résumé

Nous avons donc calculé la phase pré-séquence principale d'étoiles dont la masse est située entre 0.5 et $5\,M_\odot$ et pour des métallicités $Z = 0.005, 0.02$ et 0.04. Nous avons montré qu'en-dessous de $0.5\,M_\odot$, d'importantes différences interviennent entre ces tracés et ceux de DM94 et S94, la principale raison provenant de l'équation d'état et du mauvais traitement des corrections électrostatiques dans nos modèles en milieu froid et dégénéré. Nous avons ensuite porté une attention spéciale aux tables de conversions entre les diagrammes HR théoriques (log L, log $T_{\rm eff}$) et les diagrammes observationnels (couleurs-magnitudes) et avons trouvé que les incertitudes demeurent importantes pour des étoiles de type O, B et M. Les tests observationnels ont porté sur la comparaison entre les prédictions et les données observationnelles de la ZAMS et de la TAMS dans les diagrammes $(M_V, B-V)$ et $(M_I, R-I)$. Les confrontations montrent que l'accord est très bon sauf pour des étoiles de masse inférieure à $0.5\,M_\odot$, ce qui rejoint la conclusion précédente.
A partir du "turn-off" observé dans les diagrammes $(M_V, B-V)$, nous avons trouvé des âges respectifs de $4\,10^7$ et $8\,10^7$ ans pour α Per et les Pléïades, consistants avec d'autres déterminations. Les calculs d'évolution stellaire ont enfin servi de support à la construction de diagrammes HR synthétiques qui se révèlent être adaptés à l'étude de la morphologie des amas ouverts. Les simulations de l'amas des Pléïades ont permis d'estimer une dispersion d'âge σ_t de l'ordre de $3\,10^7$ ans et une proportion d'étoiles binaires située entre 40 et 50%. Ce dernier résultat représente toutefois une limite inférieure de la fraction d'étoiles binaire car les travaux de Mermilliod *et al.* (1992) semblent indiquer qu'un nombre important de binaires spectroscopiques ne se détachent pas de la séquence principale. Nous favorisons aussi l'IMF à trois pentes mais pour le moment nous ne pouvons pas totalement rejeter les autres IMF en raison du mauvais échantillonage des données observationnelles.

Deuxième partie

Modélisation

Chapitre 1

Le Code d'Évolution Stellaire

Sommaire

Dans une première partie, nous allons rappeler brièvement les équations qui traduisent les lois de conservation et les modes de transport de l'énergie à l'intérieur d'une étoile. Pour plus de clarté, certaines étapes de calculs seront omises, mais le lecteur désireux d'explications détaillées se référera aux annexes. Nous analyserons ensuite la physique constitutive du code d'évolution stellaire (équation d'état, modèles d'atmosphères, opacités, réseau nucléaire...) et soulignerons les récentes modifications qui y ont été apportées préalablement au calcul des grilles d'évolution.

1.1 Les Équations de la Structure Stellaire

Avant d'aborder le problème de la structure stellaire, il convient de définir les variables indépendantes du modèle. Le choix de la coordonnée spatiale est déterminante dans une vision unidimensionnelle et fixe le contexte dans lequel les équations devront être résolues. En choisissant la coordonnée $M_r = M(r)/M$ comme variable indépendante, nous nous plaçons dans une vision lagrangienne où le rayon r ne traduit que la localisation de cette matière. On s'affranchit ainsi des flux de matière à travers une cellule car on se déplace avec elle.

Les équations de la structure stellaire permettent de relier l'évolution du rayon $r(M_r, t)$ et de la vitesse $u(M_r, t)$ à celle de la densité $\rho(M_r, t)$, de la température $T(M_r, t)$ et de la luminosité $L(M_r, t)$. Elles couplent ainsi les aspects mécaniques (r, u, ρ) et thermiques (T, L) d'une étoile.

1.1.1 Définition de la vitesse lagrangienne

$$\frac{Dr}{Dt} = u \ . \tag{1.1}$$

Le symbole D désigne la dérivation lagrangienne qui est évaluée en suivant la matière dans son mouvement. Dans une vision eulérienne, il apparaît un terme d'advection $\vec{u}.\vec{\nabla}$ et la relation entre ces deux visions du problème est donnée par

$$\frac{D\mathcal{A}}{Dt} = \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial r} + (\vec{u}.\vec{\nabla})\mathcal{A} \ ,$$

où $\mathcal{A}$ est une des variables dépendantes du problème.

1.1.2 Équation de conservation de la masse

$$\mathrm{d}\, M_r = 4\pi r^2 \rho \,\mathrm{d}\, r \ . \tag{1.2}$$

Cette équation est une conséquence de la description lagrangienne du problème ; elle décrit le comportement spatial de la fonction $r(M_r, t)$. Dans un cadre eulérien, la conservation de la masse revêtirait la forme

$$\mathrm{d}\, M_r = 4\pi r^2 \rho \,\mathrm{d}\, r - 4\pi r^2 \rho \, u \,\mathrm{d}\, t \ .$$

1.1.3 Équation du mouvement

$$\frac{1}{4\pi r^2} \frac{D^2 r}{Dt^2} = -\frac{\mathcal{G} M_r}{4\pi r^4} - \frac{\partial P}{\partial M_r} \ , \tag{1.3}$$

où P est la pression totale (gaz plus radiation). Cette équation décrit le mouvement d'un élément de matière soumis à son poids et aux forces de pression des couches adjacentes. L'étoile étant proche de l'équilibre hydrostatique, le terme d'inertie $D^2 r/Dt^2$ est souvent négligeable.

1.1.4 Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial L_r}{\partial M_r} = \varepsilon_{\mathrm{nuc}} + \varepsilon_{\mathrm{grav}} - |\varepsilon_\nu| \ . \tag{1.4}$$

Cette équation montre que la quantité d'énergie L_r qui traverse, par unité de temps une couche d'épaisseur $\mathrm{d}\, M_r$ résulte du taux local de production d'énergie nucléaire $\varepsilon_{\mathrm{nuc}}$, du travail des forces de pression et de gravitation $\varepsilon_{\mathrm{grav}}$ mais aussi des pertes énergétiques dues

à la production et à la fuite des neutrinos ε_ν. Toutes ces grandeurs ($\varepsilon_{\rm nuc}$, $\varepsilon_{\rm grav}$, ε_ν) sont des grandeurs spécifiques.
L'expression de $\varepsilon_{\rm grav}$ est donnée par

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\rm grav} &= T\frac{Ds}{Dt} = -c_v\frac{DT}{Dt} + P\frac{D}{Dt}(\frac{1}{\rho}) \\ &= -\frac{D(e_{\rm int}+e_p)}{Dt} \ ,\end{aligned}$$

s et T représente l'entropie et la température, $e_{\rm int}$ et e_p l'énergie interne et potentielle spécifique du gaz et c_v la chaleur spécifique du gaz à volume constant.

1.1.5 Équation de conservation des espèces chimiques

L'équation (1.5) traduit l'évolution dans le temps de l'abondance volumique n_i d'un élément qui s'équilibre entre production et destruction nucléaires, à savoir

$$\frac{Dn_i}{Dt} = -\sum_j R_{ij}n_in_j + \sum_{k,l\neq i} R_{kl}n_kn_l \qquad \forall i \ , \tag{1.5}$$

où n_a $(a = i,j,k,l)$ est l'abondance volumique de l'espèce chimique a et R_{ab} représente le taux, par unité de volume et de temps, de destruction (si a ou $b = i$) ou de production (si a et $b \neq i$) de l'élément i par une réaction nucléaire à deux corps, la somme portant sur l'ensemble des réactions nucléaires faisant intervenir i. Les coefficients R_{ab} dépendent de la température et de la densité du milieu, au travers des vitesses de réactions et des facteurs d'écran. Ils sont définis dans l'annexe (A.2).

1.1.6 Modes de transport de l'énergie

Le transport de l'énergie dans une étoile répond à l'équation de diffusion de Fourier dont la forme générale s'écrit

$$F_v = -\lambda_\nu\frac{\mathrm{d}\,T}{\mathrm{d}\,r} = \frac{L_\nu}{4\,\pi\,r^2} \ , \tag{1.6}$$

où F_ν est le flux rayonné à la fréquence ν et L_ν la luminosité totale à cette même fréquence. La valeur du coefficient de conductibilité λ_ν va dépendre du mode de transport de l'énergie.

Dans la cas d'un transport par radiation, si nous intégrons l'équation de Fourier sur les fréquences, la théorie du transfert radiatif nous indique que

$$\lambda^{-1} = -\frac{1}{F}\,T\,\frac{\partial \ln P}{\partial\,r}\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln P}\Big|_{\rm rad} = \frac{3\,\kappa\rho}{16\,\sigma T^3} \ , \tag{1.7}$$

où $F = \int_\nu F_{\nu'}\mathrm{d}\,\nu'$, $\lambda = \int_\nu \lambda_{\nu'}\mathrm{d}\,\nu'$, σ la constante de Stefan-Boltzmann et κ le coefficient d'absorption moyen, encore appelé coefficient d'opacité de Rosseland. Cette relation a été obtenue en utilisant les équations du transfert de rayonnement dans les intérieurs stellaires où l'équilibre thermodynamique local est assuré, et où la distribution spectrale de rayonnement est bien approximée par la fonction de Planck.

Lorsque l'énergie est transportée par radiation, le gradient de température du milieu est le gradient radiatif dont l'expression est donnée par

$$\nabla_{\rm rad} \;\equiv\; \Big(\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln P}\Big) \;=\; \frac{3\,\kappa\,L_r\,P}{64\pi\sigma T^4\,(\mathcal{G}M_r + r^2\frac{D^2r}{Dt^2})}\ .$$

Cette relation a été établie en utilisant les Eqs (1.3,1.6 et 1.7).

Dans la cas d'un transport convectif de l'énergie, nous pouvons toujours écrire

$$\lambda^{-1} = -\frac{1}{F}\,T\,\frac{\partial\ln P}{\partial\,r}\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln P}\Big|_{\rm conv} = -\frac{1}{F}\,T\,\frac{\partial\ln P}{\partial\,r}\nabla_{\rm conv}\ ,$$

où $\nabla_{\rm conv}$ est le gradient convectif. Je présente en Annexe A.1 page 171 la théorie dite de la longueur de mélange (ou MLT) qui permet d'établir la valeur de cette variable. Le critère d'instabilité qui déclare le régime convectif dans un milieu de composition chimique constante porte le nom de *critère de Schwarzschild* et peut s'écrire sous la forme

$$\nabla_* \;=\; \begin{cases} \nabla_{\rm rad} & \text{si}\ \ \nabla_{\rm rad} < \nabla_{\rm ad} \\ \nabla_{\rm conv} & \text{si}\ \ \nabla_{\rm rad} \geq \nabla_{\rm ad}\ , \end{cases} \tag{1.8}$$

où $\nabla_{\rm ad}$ est le gradient adiabatique qui caractérise la matière stellaire, c'est-à-dire son équation d'état et qui est défini par

$$\nabla_{\rm ad} \;\equiv\; \Big(\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln P}\Big)_{\rm ad}\ .$$

Nous avons décidé dans nos travaux d'utiliser ce critère qui ignore la décélération des globules convectifs vers une vitesse nulle dans la zone radiative stable. Cette inertie des cellules convectives permet un certain accroissement de la zone convective baptisé phénomène d'overshooting.

En utilisant la masse plutôt que le rayon pour exprimer le gradient de température, la forme générale de l'équation de transport de l'énergie s'écrit

$$\frac{\partial\,T}{\partial\,M_r} = -\nabla_*\Big(\frac{\mathcal{G}M_r}{r^2} + \frac{D^2r}{Dt^2}\Big)\,\frac{T}{4\pi\,r^2\,P}\ . \tag{1.9}$$

1.1.7 Le problème complet

L'ensemble des équations de la structure stellaire se ramène à un système de 5 équations aux dérivées partielles, couplées et non-linéaires (1.1,1.2,1.3,1.4,1.9)

$$\begin{cases} \dfrac{Dr}{Dt} = u \\ \dfrac{\partial\,M_r}{\partial\,r} = 4\pi r^2\rho \\ \dfrac{1}{4\pi r^2}\dfrac{D^2r}{Dt^2} = -\dfrac{\mathcal{G}M_r}{4\pi r^4} - \dfrac{\partial\,P}{\partial\,M_r} \\ \dfrac{\partial\,L_r}{\partial\,M_r} = \varepsilon_{\rm nuc} - |\varepsilon_\nu| - c_v\dfrac{DT}{Dt} + P\dfrac{D}{Dt}\Big(\dfrac{1}{\rho}\Big) \\ \dfrac{\partial\,T}{\partial\,M_r} = -\nabla_*\Big(\dfrac{\mathcal{G}M_r}{r^2} + \dfrac{D^2r}{Dt^2}\Big)\,\dfrac{T}{4\pi\,r^2\,P}\ , \end{cases}$$

auxquelles viennent s'ajouter les équations de la nucléosynthèse (1.5) pour tous les éléments considérés

$$\frac{Dn_i}{Dt} = -\sum_j R_{ij} n_i n_j + \sum_{k,l \neq i} R_{kl} n_k n_l \qquad \forall i \ ,$$

qui, moyennant certaines hypothèses, pourront être traitées séparément.

Mais la résolution de ces équations repose sur la connaissance

1. de l'équation d'état qui relie les différentes variables thermodynamiques du problème : $P(\rho, T, n_i)$, $c_v(\rho, T, n_i)$, $\nabla_{\text{ad}}(\rho, T, n_i)$,...
2. de l'opacité qui intervient dans le gradient radiatif : $\kappa(\rho, T, n_i)$
3. des conditions limites : les modèles d'atmosphère
4. du réseau de réactions nucléaires qui permettent de calculer les coefficients $R_{ij}(\rho, T, n_i)$ et $\varepsilon_{\text{nuc}}(\rho, T, n_i)$.
5. et d'un modèle traitant le transport convectif : ∇_{conv}.

Nous allons maintenant passer en revue ces différents ingrédients physiques qui constituent et particularisent le code d'évolution stellaire que nous avons employé.

1.2 Les Constituants Physiques du Code

Cette partie technique résume brièvement la physique constitutive du code et fait ressortir les améliorations auxquelles j'ai contribué.

1.2.1 L'équation d'état

Notre équation d'état est analytique et n'a pas subi de modifications lors des derniers calculs. Elle inclut l'ionisation de l'H, He, C, N et O et le milieu est considéré complètement ionisé dès que le rapport OIX/OVIII devient supérieur à 50. Les corrections électrostatiques sont traitées suivant le modèle de Debye-Hückel dans les régions de partielle ionisation et dans la zone de complète ionisation, on utilise le modèle de Thomas-Fermi. Dans le régime transitoire (entre Debye-Hückel et Thomas-Fermi), on applique les formules d'interpolation de Koester (1976).

La dégénérescence électronique est prise en compte dès que sa contribution à la pression totale dépasse 0.1%. Elle fait intervenir les intégrales généralisées de Fermi-Dirac qui ont été calculées précisément et tabulées pour un large domaine de température et de densité.

1.2.2 Les tables d'opacité

Une des améliorations majeures apportée à nos travaux a été l'actualisation des tables d'opacité dans lesquelles κ est interpolé.

Pour des températures inférieures à $8\,10^3$K, les opacités radiatives proviennent des tables d'Alexander & Ferguson (1994). Elles ont la particularité de bien modéliser les atmosphères des étoiles rouges sous-géantes. Elles incluent

1. une source continue d'opacité due à H, H^-, H_2^+, H_2^-, He, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, Ca et Fe,
2. l'opacité provenant des raies du C, N, O, F, Ne, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, Ar, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu et 59 millions de raies moléculaires de HF, HCl, CH, C_2, CN, CO, CS, NH, OH, MgH, AlH, SiO, SiS, SH, TiO, ZrO, YO, H_2O, HCN, et C_2H_2,
3. la diffusion électronique et Rayleigh pour l'H, l'He et H_2
4. l'absorption et la diffusion par des grains de poussière (silicates riches en oxygène, condensations de fer, carbones amorphes et carbures de silicium) dont le rayon varie entre 0.005 et 0.25 μm.

Nous utilisons 35 tables caractérisées par 7 métallicités différentes (de $Z = 0$ à 0.04), et pour chacune d'elle 5 valeurs possibles de la fraction de masse de l'hydrogène (de $X = 0.4$ à 0.8). Chaque table (Z et X fixés) est échantillonnée par 23 points de température (de $T = 700$ K à 12600 K) et pour chaque température sur 19 valeurs de la variable $\mathcal{R} = \log(\rho/T_6^3)$ (de -7.5 à 7.5). Pratiquement, on interpole d'abord linéairement en $\mathcal{R}$ et en T dans chacune des couches de l'étoile, puis en X et Z.

Au-dessus de $8\,10^3$ K, nous utilisons les tables OPAL calculées par Rogers & Iglesias (1992) qui incluent les transitions free-free, bound-bound et bound-free sur 12 éléments (de l'H au Fe). Pour les zones de brûlage de l'hydrogène et pour les enveloppes riches de cet élément, nous utilisons 100 tables pour 10 métallicités (de $Z = 0.0001$ à 0.04) et 10 abondances d'hydrogène possible (de $X = 0$ à $X = 1 - Z$). L'échelle de température comporte 50 points (de $T = 8\,10^3$ à 10^8 K) et pour chacun d'eux, 17 points en la variable $\mathcal{R}$ (de -7 à +1). Pour les zones de combustion de l'hélium qui ne nous concerne pas ici, nous utilisons 180 tables d'opacité.

Finalement, nous avons utilisé le programme de Hubbard & Lampe (1969) pour générer des tables d'opacité due à la conduction électronique correspondant à la même composition chimique [X, Y, Z et $X(O)$] et aux même valeurs de T et $\mathcal{R}$ que les tables d'opacité radiative de OPAL.

1.2.3 La modélisation de l'atmosphère

La structure stellaire est intégrée depuis le centre jusqu'à une profondeur optique de 0.001. Cependant, pour des profondeurs optiques faibles (en pratique $\tau < 10$), le profil de température $T(r)$ et ses quantités dérivées tels le gradient radiatif ou la pression de radiation ne correspondent plus à l'approximation d'Eddington. Nous imposons alors que ce profil $T(r)$ suive celui donné par des modèles réalistes d'atmosphère qui intègrent l'équation de transfert radiatif. Plus spécifiquement, nous utilisons les modèles d'atmosphère de

- Plez (1992) pour des températures effectives $T_{\rm eff} \leq 3900$K,

- Eriksson (1994, communication privée) entre $3900 \leq T_{\mathrm{eff}} \leq 5500$K et
- Kurucz au-delà de 5500K.

A chaque itération, nous interpolons linéairement le profil $T(\tau)$ correspondant à T_{eff} , $\log g_{\mathrm{eff}}$ et Z en surface de ces modèles (g_{eff} est le gravité de surface).

1.2.4 Le réseau de réactions nucléaires

Nous suivons l'évolution de l'abondance chimique de 45 noyaux, à savoir les neutrons, les 31 noyaux stables jusqu'au ^{33}S, ainsi que ^{7}Be, ^{8}B, ^{11}C, ^{14}C, ^{13}N, ^{15}O, ^{18}F, ^{22}Na, ^{26}Al^{g}, ^{26}Al^{m}, ^{27}Si, ^{30}P et ^{31}S. Les indices m et g définissent respectivement les états isomérique et fondamental.

Ces noyaux interagissent à travers un réseau contenant 172 réactions nucléaires et de désintégration. La plupart des taux de réaction sont tirés de Caughlan & Fowler (1988) et les facteurs d'écran sont paramétrisés en utilisant le formalisme de Graboske *et al.* (1973). L'évolution des 45 abondances est calculée en adoptant l'algorithme de Wagoner (1969). Enfin, la répartition des abondances chimiques solaires provient de Anders & Grevesse (1989). Pour traiter d'autres métallicités, nous appliquons un facteur d'échelle qui diminue dans la même proportion tous les métaux et interpolons linéairement la fraction de masse de l'hydrogène entre sa valeur actuelle $X = 0.6866$ pour $Y = 0.293$ et sa valeur initiale $X = 0.772$ pour $Y = 0.228$ (Pagel & Kazlauskas 1992).

1.2.5 Le traitement de la convection

La structure des zones convectives est calculée en utilisant la théorie de la longueur de mélange (Annexe A.1) dans le formalisme établi par Kippenhahn *et al.* (1968). Notre traitement est standard dans le sens où le critère de Schwarzschild [Eq. (1.8)] délimite les zones convectives et où nous ne considérons ni overshooting ni semi-convection. Le paramètre α, rapport de la longueur de mélange sur l'échelle de hauteur de pression, est fixé dans tous nos modèles à 1.5 proche de la valeur correspondant à l'ajustement solaire. Finalement, nous supposons que le mélange est instantané dans les zones convectives.

1.2.6 Quelques chiffres

Le code d'évolution stellaire permet le calcul de l'évolution des étoiles depuis la phase pré-séquence principale jusqu'aux stages les plus avancés de la phase AGB. Le temps de calcul varie fortement suivant le statut évolutif de l'étoile. Ainsi, pour les étoiles jeunes, la durée de calcul d'un modèle varie entre 25 et 90s contre 100 à 350s pour une étoile géante. La durée, très variable, est principalement liée au nombre de couches nécessaires pour une description correcte de la structure interne ainsi qu'à l'activité nucléaire. A titre d'exemple, une étoile T Tauri requiert environ 500 couches contre près de 1500 lors de la phase AGB. Le nombre de modèles requis pour qu'une étoile atteigne la séquence principale varie entre 250 et 1500 [1]. Le programme a été écrit en fortran et l'exécutable occupe un espace mémoire d'environ 16 MB. A titre indicatif, le domaine de temps CPU nécessaire au calcul complet de la première phase évolutive d'une étoile (phase PMS) se situe ainsi entre 4 et 28 heures.

1.3 Le choix du pas de temps évolutif

Le choix du pas de temps évolutif est déterminé par le taux de variation des variables indépendantes (L, r, ρ, T) mais aussi par les changements des abondances chimiques des noyaux les plus abondants rentrant en jeu dans les réactions nucléaires. La détermination des temps caractéristiques révèle sur quelle échelle de temps l'étoile évolue et nous permet donc de contraindre le pas de temps. En particulier, il est choisi suffisamment petit pour pouvoir découpler la résolution des équations de la nucléosynthèse de celles de la structure elle-même. Pour cela, il faut que dans chaque couche de l'étoile où se produisent les réactions nucléaires que (1) la structure ait peu changé et (2) que suffisamment peu d'énergie nucléaire ait été libérée. En effet, la production d'énergie nucléaire dépend de l'abondance des réactifs (Annexe A.2 page 173), mais tous les éléments n'interviennent pas avec la même importance dans le bilan énergétique. On pourra ainsi distinguer les éléments "vitaux" qui participent activement à la production d'énergie des autres constituants "passifs". Sur un pas de temps Δt petit devant les temps caractéristiques de destruction de ces éléments, on pourra donc considérer que l'abondance des réactifs est constante ou du moins varie très peu. Dans cette approximation, la nucléosynthèse des éléments chimiques peut être résolue séparément des équations de la structure.

De manière générale, les temps caractéristiques (définis dans l'annexe A.4) de brûlage nucléaire ($\tau_{\rm nuc}$), de relaxation thermique ($\tau_{\rm KH}$ ou temps de Kelvin-Helmholtz) et dynamique ($\tau_{\rm dyn}$) vérifient

$$\tau_{\rm nuc} \gg \tau_{\rm KH} \gg \tau_{\rm dyn} \ .$$

Cette relation est valable pour toutes les étoiles et permet d'apporter des simplifications dans l'équation de conservation de l'énergie et ainsi caractériser les différentes phases évolutives des étoiles.

Soit τ le temps caractéristique d'évolution d'une étoile. Par définition, $\varepsilon_{\rm grav}$ vérifie

$$\int_0^M \varepsilon_{\rm grav} \, {\rm d}\, m = \frac{{\rm d}\,(E_i + E_g)}{{\rm d}\, t} \ .$$

En ordre de grandeur, l'équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial L_r}{\partial M_r} = \varepsilon_{\rm nuc} + \varepsilon_{\rm grav} \ ,$$

s'écrit

$$\frac{L}{M} \approx \frac{E_i}{\tau_{\rm KH} M} \approx \frac{E_{\rm nuc}}{\tau_{\rm nuc} M} + \frac{E_i}{\tau M} \ ,$$

1. Les étoiles nécessitant un plus grand nombre de modèles sont celles incluant le traitement de l'accrétion

où nous avons utilisé le fait que d'après le Viriel $E_g \approx E_i$.

Dans une situation où la production d'énergie nucléaire est négligeable ($\varepsilon_{\rm nuc} \ll \varepsilon_{\rm grav}$), on observe que $E_i/\tau_{\rm KH} \approx E_i/\tau$ ce qui conduit à $\tau \approx \tau_{\rm KH}$. Cette situation est caractéristique des étoiles pré-séquence principale qui tirent leur luminosité de la contraction gravitationnelle. Durant cette phase, le pas de temps Δt sera toujours contraint à être inférieur au temps de Kelvin-Helmholtz.

Si par contre la production d'énergie nucléaire gouverne l'évolution de l'étoile ($\varepsilon_{\rm nuc} \gg \varepsilon_{\rm grav}$), on constate que $E_{\rm nuc}/\tau_{\rm nuc} \approx E_i/\tau_{\rm KH} \gg E_i/\tau$ ce qui amène à la conclusion que $\tau \gg \tau_{\rm KH}$. Dans ce cas de figure, l'astre est en complet équilibre, mécanique et thermique et évolue sur des pas de temps très longs. Les contraintes sur ces derniers sont alors imposées par les variations de l'abondance des réactifs rentrant dans les réactions de production d'énergie nucléaire. A titre d'exemple, durant la phase de combustion centrale de l'hydrogène le pas de temps évolutif est déterminé par les temps nucléaires associés aux réactions $^1{\rm H}(^1{\rm H}, \nu_e\, e^+)^2{\rm H}$ pour de températures inférieures à $5\,10^7$K et $^{14}{\rm N}({\rm p}, \gamma)^{15}{\rm O}$ au-delà, qui correspondent aux réactions les plus lentes des cycles PP et CNO.

Enfin, il peut arriver que $\tau \ll \tau_{\rm KH}$. Dans ce cas de figure, l'énergie n'a pratiquement pas le temps de sortir ($\partial\, L_r/\partial\, M_r \sim 0$) et les transformations ont lieu de façon quasi-adiabatique. Cette situation se rencontre lors des pulses thermiques où $\tau \approx \tau_{\rm dyn}$; la variation de luminosité provient alors principalement des variations de $\varepsilon_{\rm grav}$.

Chapitre 2

Le Modèle d'Accrétion

Sommaire

2.1 Introduction

Au cours des dernières années, les observations ont révélé que le processus d'accrétion agit autour d'étoiles de masse et de statut évolutif différents. L'accrétion sphérique, qui fut la première modélisée (Larson 1969), est généralement rencontrée dans les phases primitives de la formation stellaire et conduit à des conditions limites particulières de chocs (Stahler *et al.* 1980b,a, Palla & Stahler 1990, et références qui suivent).

Lorsque cette symétrie est brisée, l'apport de matière s'effectue au travers d'un disque d'accrétion. Dans ce scénario, la matière spirale dans le disque et vient se déposer dans une couche limite. Palla & Stahler (1992) jaugèrent l'effet de cette géométrie d'accrétion sur l'évolution d'une protoétoile en modifiant les conditions limites de leur problème. Ils remplacèrent ainsi les conditions de chocs par des conditions photosphériques standards. Leurs résultats montrent cependant peu de différences structurelles par rapport à une accrétion sphérique.

Les études concernant l'effet de l'accrétion sur l'évolution de la structure d'une étoile se sont généralement reportées sur des objets évolués, situés sur la séquence principale (Kippenhahn & Meyer-Hofmeister 1977, Shaviv & Starrfield 1988, Fujimoto & Iben 1989, Braun & Langer 1995) ou sur des objets compacts (Kippenhahn & Thomas 1978, Kutter & Sparks 1987, 1989, Fujimoto 1993). Les travaux consacrés aux étoiles jeunes demeurent quant à eux encore rares. Nous pouvons toutefois mentionner les recherches conduites par Mercer-Smith *et al.* (1984) qui montrèrent que les tracés dans le diagramme HR pouvaient être substantiellement affectés.

Dans la plupart des travaux visant à modéliser l'accrétion par un disque (références précédentes), il est généralement supposé que la matière se dépose “lentement” à la surface de l'étoile (c'est-à-dire sans énergie cinétique) et avec la même entropie que la dernière couche photosphérique de l'étoile. Mais comme l'ont fait remarquer Kippenhahn & Thomas (1978), le phénomène d'accrétion est très probablement accompagné d'un transport de moment angulaire et d'un mélange de la matière. Le cisaillement et la turbulence présents dans la couche limite en seraient responsables.

Une étape décisive dans la modélisation de la pénétration de la matière dans l'étoile revient à ces mêmes auteurs. Ils réussirent à donner des résultats quantitatifs sur la manière dont la matière accrétée se répartit à la surface d'une naine blanche. Cette idée guida Kutter & Sparks (1987, 1989) vers une description plus générale du phénomène et nous a convaincu qu'un tel mécanisme pouvait aussi s'adapter à des étoiles jeunes pré-séquence principale.

Dans une première partie, nous présenterons le modèle permettant de connaître la distribution de matière accrétée dans l'étoile. Nous parlerons ensuite de son incorporation dans le code d'évolution stellaire et nous attarderons sur le traitement du deutérium dont le brûlage nucléaire a dû être couplé aux équations de la structure stellaire.

2.2 L'Accrétion de Matière dans l'Étoile

Le modèle que nous allons décrire repose sur un formalisme développé originellement par Kippenhahn & Thomas (1978) et basé sur l'hypothèse que la matière accrétée dans l'atmosphère radiative des étoiles est marginalement stable par rapport au critère de Richardson. Ce critère exprime la condition d'existence d'instabilités de cisaillement qui prendraient naissance dans la couche limite, cette zone d'interaction entre l'étoile et le disque d'accrétion, et qui pourraient être inhibées par la force d'Archimède qui agit comme une force de rappel. Le formalisme que nous avons développé et qui est basé sur ce critère a l'originalité de ne plus considérer l'accrétion comme un phénomène de surface, mais au contraire de monter que ce processus agit sur l'ensemble de la structure de l'étoile (pour autant qu'elle soit convective). Ce modèle permet de tenir compte de la composition chimique de la matière accrétée, de son moment angulaire ainsi que de ses propriétés thermiques. L'apport de ce travail est l'extension des calculs à des zones convectives où le nombre de Richardson devient négatif et intervient comme un paramètre libre caractérisant l'efficacité du mélange. Dans cette section, je vais rappeler quelques notions sur les instabilités convectives et de cisaillement sur lesquelles repose notre modèle, puis je décrirai le formalisme utilisé. Dans une seconde partie nous analyserons l'effet des différents paramètres.

2.2.1 L'instabilité convective

Au cours d'un déplacement δr, un élément de matière d'origine stellaire ou provenant de l'accrétion est soumis à la force d'Archimède (Fig. 2.1). Si ρ_e est la densité de ce dernier et ρ_* celle du milieu environnant[1], le globule subit une force -g$(\rho_e - \rho_*)$. Un développement limité

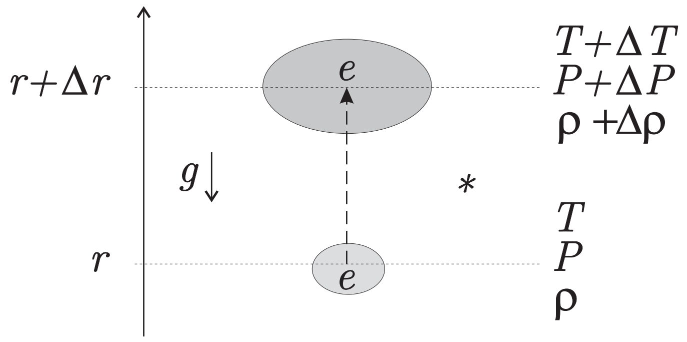

Figure 2.1 – *Mouvement ascendant d'un globule de matière échauffé, sous l'action de la poussé d'Archimède. Les lettres e et $*$ désignent des quantités propres respectivement à l'élément de matière et à l'étoile*

au premier ordre de cette expression donne

$$\rho_e - \rho_* = \left(\frac{\mathrm{d}\,\rho_e}{\mathrm{d}\,r} - \frac{\mathrm{d}\,\rho_*}{\mathrm{d}\,r}\right)\delta r\ .$$

En reportant cette expression dans l'équation du mouvement, on obtient

$$\rho_e \frac{\mathrm{d}\,^2\delta r}{\mathrm{d}\,t^2} + g\left(\frac{\mathrm{d}\,\rho_e}{\mathrm{d}\,r} - \frac{\mathrm{d}\,\rho_*}{\mathrm{d}\,r}\right)\delta r = 0\ . \tag{2.1}$$

C'est l'équation d'un pendule, dont la fréquence d'oscillation ou fréquence de Brunt Vaïsäla, N, est définie par

$$N^2 = g\left(\frac{\mathrm{d}\ln\rho_e}{\mathrm{d}\,r} - \frac{\mathrm{d}\ln\rho_*}{\mathrm{d}\,r}\right)\ .$$

En introduisant la hauteur de pression H_P définie par

$$H_P = -\frac{\mathrm{d}\,r}{\mathrm{d}\ln P}\ ,$$

cette expression prend la forme

$$N^2 = \frac{g}{H_P}(\nabla\rho_* - \nabla\rho_e)\ , \tag{2.2}$$

où $\nabla\rho = \left(\frac{\mathrm{d}\ln\rho}{\mathrm{d}\ln P}\right)$.

L'oscillation du globule sera finalement amortie par les pertes thermiques qui atténuent le contraste de densité entre les deux milieux.

Lorsque N^2 devient négatif, la perturbation δr croît exponentiellement sous l'effet déstabilisant de la force d'Archimède. Il y aura donc instabilité si

$$N^2 < 0\ . \tag{2.3}$$

1. Les indices e et $*$ feront constamment référence à des quantités propres respectivement à l'élément de matière et à l'étoile

Comme nous allons le voir maintenant, cette condition va nous permettre de retrouver les critères de Schwarzschild et de Ledoux.

Pour un fluide dont l'équation d'état est une fonction $P = P(\rho, T, \mu)$, les variables thermodynamiques sont reliées par la relation

$$\mathrm{d}\ln P \ = \ \chi_\rho \,\mathrm{d}\ln\rho \ + \ \chi_T \,\mathrm{d}\ln T \ + \ \chi_\mu \,\mathrm{d}\ln\mu \ , \tag{2.4}$$

avec

$$\chi_\rho = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln\rho}\right)_{\mu,T} \quad , \quad \chi_T = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln T}\right)_{\rho,\mu} \quad , \quad \chi_\mu = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln\mu}\right)_{\rho,T} .$$

Le terme $\mathrm{d}\ln\mu$, dans l'Eq.(2.4), regroupe des variations de μ liées à des processus physiques instantanés comme les phénomènes d'ionisation qui modifient localement l'équation d'état de la matière ($\mathrm{d}\ln\mu_{\text{ion}}$) et à des variations "non locales" ou spatiales ($\mathrm{d}\ln\mu_r$) qui traduisent un changement de composition chimique dues à la combustion nucléaire et/ou aux processus de mélange. Enfin, remarquons que les variables thermodynamiques χ reflètent les caractéristiques intrinsèques du plasma et ne tiennent donc pas compte des variations spatiales de μ. Elles sont reliées à des processus instantanés et dépendent seulement de ρ et T.
Compte tenu de ces remarques, on peut alors écrire

$$\mathrm{d}\ln\mu \ = \ \mathrm{d}\ln\mu_{\text{ion}} \ + \ \mathrm{d}\ln\mu_r \qquad \text{et} \qquad \mathrm{d}\ln\mu_{\text{ion}} \ = \ \zeta_\rho \,\mathrm{d}\ln\rho \ + \ \zeta_T \,\mathrm{d}\ln T \ ,$$

avec

$$\zeta_\rho \ = \ \left(\frac{\partial \ln\mu}{\partial \ln\rho}\right)_T \qquad \text{et} \qquad \zeta_T \ = \ \left(\frac{\partial \ln\mu}{\partial \ln T}\right)_\rho ,$$

ce qui conduit finalement à

$$\mathrm{d}\ln P \ = \ (\chi_\rho \ + \ \chi_\mu\zeta_\rho) \,\mathrm{d}\ln\rho \ + \ (\chi_T \ + \ \chi_\mu\zeta_T) \,\mathrm{d}\ln T + \chi_\mu \mathrm{d}\ln\mu_r \ .$$

La variation de densité entre l'élément et le milieu extérieur sur un déplacement δl s'écrit

$$\left(\frac{\mathrm{d}\ln\rho}{\mathrm{d}\,r}\right)_e - \left(\frac{\mathrm{d}\ln\rho}{\mathrm{d}\,r}\right)_* = \mathcal{Q}\Big[\left(\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\,r}\right)_* - \left(\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\,r}\right)_e\Big] + \phi\left(\frac{\mathrm{d}\ln\mu_r}{\mathrm{d}\,r}\right)_* \tag{2.5}$$

où

$$\mathcal{Q} \ = \ -\left(\frac{\mathrm{d}\ln\rho}{\mathrm{d}\ln T}\right)_{P,\mu} \ = \ \frac{\chi_T \ + \ \chi_\mu\zeta_T}{\chi_\rho \ + \ \chi_\mu\zeta_\rho} \qquad \text{et} \qquad \phi \ = \ -\left(\frac{\mathrm{d}\ln\rho}{\mathrm{d}\ln\mu}\right)_{P,T} \ = \ \frac{\chi_\mu}{\chi_\rho \ + \ \chi_\mu\zeta_\rho} \ .$$

Les variables thermodynamiques (χ, ζ) ne dépendent pas de l'endroit où l'on se situe mais uniquement de l'équation d'état du gaz ; elles sont donc égales dans l'étoile et dans le globule. L'équilibre de pression étant assuré à chaque instant pour des déplacements subsoniques, les termes ($\mathrm{d}\ln P$) s'éliminent et comme le globule garde son identité nous avons $(\mathrm{d}\ln\mu_r/\mathrm{d}\,r)_e = 0$. En combinant (2.5) et (2.2), nous obtenons une expression plus générale de la fréquence de Brunt Vaïsäla

$$N^2 = \frac{g}{H_P}\big(\mathcal{Q}(\nabla_e - \nabla_*) - \phi\nabla\mu_*\big) \ ,$$

qui fait apparaître une composante thermique

$$N_T^2 = \frac{g\,Q}{H_P}(\nabla_e - \nabla_*)$$

et un terme associé à la composition chimique

$$N_\mu^2 = -\frac{g\,\phi}{H_P}\nabla\mu\ .$$

Les notations sont standard est correspondent à

$$\nabla = \left(\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}\ln P}\right) \quad \text{et} \quad \nabla\mu_* = \left(\frac{\mathrm{d}\ln\mu_r}{\mathrm{d}\ln P}\right)_* \ .$$

La condition d'instabilité (2.3) devient alors

$$\nabla_{\mathrm{ad}} - \frac{\phi}{Q}\nabla\mu_* < \nabla_{\mathrm{rad}}\ ,$$

où $\nabla_* = \nabla_{\mathrm{rad}}$ représente le gradient d'un milieu radiatif stable. Ce critère a été écrit pour un déplacement adiabatique du globule ($\nabla_e = \nabla_{\mathrm{ad}}$) et constitue le critère d'instabilité de Ledoux.

2.2.2 L'instabilité de cisaillement

Cette instabilité se développe lorsqu'il existe un gradient de vitesse dans un écoulement laminaire. Le cisaillement extrait de la vorticité au courant qu'il transforme en tourbillons et génère ainsi la turbulence. De telles instabilités contribuent à la redistribution du moment angulaire et au mélange dans les régions radiatives (Knobloch & Spruit 1982, Zahn 1983). Dans cette section, nous allons nous concentrer sur les instabilités de cisaillement qui sont probablement dominantes à la surface d'une étoile entourée d'un disque d'accrétion. En effet, à travers la couche limite, la matière provenant du disque d'accrétion décélère brutalement depuis sa valeur Képlérienne jusqu'à la vitesse de rotation de l'étoile. Un fort gradient de vitesse angulaire s'établit et laisse présager le développement de telles instabilités.

Dans un milieu stratifié où la densité est une fonction décroissante de l'altitude (atmosphère stable), une particule fluide que la turbulence aura déplacée verticalement sera soumise à la force de rappel d'Archimède qui la ramènera à son niveau initial : les structures turbulentes doivent donc effectuer en permanence un travail contre la pesanteur et perdent en conséquence de l'énergie cinétique au profit de l'énergie potentielle. Dans la situation inverse, où la densité croît avec l'altitude, la stratification est instable. La force d'Archimède éloigne les particules de leur niveau initial, et l'énergie de la turbulence augmente aux dépens de l'énergie potentielle.

L'influence que ces effets de stratification exercent sur la turbulence dépend de la valeur relative de la quantité d'énergie ainsi consommée ou produite vis-à-vis de celle qui est empruntée à l'énergie cinétique du mouvement moyen. La mesure de ce rapport est donnée par le nombre de Richardson Ri

$$Ri = \frac{\text{Travail de la force d'Archimède}}{\text{Energie cinétique du mouvement moyen}}\ ,$$

qui s'écrit encore

$$Ri = \left(\frac{N}{\mathrm{d}\,U/\mathrm{d}\,z}\right)^2 ,$$

où U est la vitesse horizontale de l'écoulement, z la coordonnée verticale et N la fréquence de Brunt Vaïsäla. Dans le cas d'une étoile en rotation, Sung (1974) a montré que ce critère prenait la forme

$$Ri = \left(\frac{N}{\varpi \mathrm{d}\,\Omega/\mathrm{d}\,\varpi}\right)^2 ,$$

où Ω est la vitesse de rotation et ϖ la distance à l'axe de rotation.

Miles (1957) a prouvé qu'un tel écoulement est stable par rapport à des perturbations infinitésimales si ce nombre est partout supérieur à 1/4. Cette valeur critique a été vérifiée pour de nombreux écoulements avec une grande variété de profils de vitesse et de densité (Chandrasekhar 1961).

Lorsque le nombre de Richardson diminue, le niveau de la turbulence augmente et sa structure se modifie progressivement. En dessous de la valeur critique de 1/4, la turbulence subsiste. La transition se produit lorsque l'effet déstabilisateur lié à la présence d'un gradient de vitesse l'emporte sur l'effet stabilisateur d'un gradient de densité. A un état de stratification instable va alors correspondre un nombre de Richardson négatif (Favre *et al.* 1976) : la structure de la turbulence subit des modifications correspondant à une prépondérance de plus en plus marquée des mouvements verticaux d'origine convective vis-à-vis des mouvements horizontaux d'origine mécanique, à mesure que la valeur absolue de ce paramètre croît. Pour de fortes valeurs négatives, le régime de convection libre (adiabatique) est finalement atteint. Dans notre modèle nous imposerons donc la valeur du nombre de Richardson constante et négative dans une zone convective. Nous dénommerons ce paramètre le *nombre de Richardson de convection* et le noterons Ri^-.

Le critère de stabilité Ri > 1/4 a été établi pour un fluide non visqueux et sans échange de chaleur ($\nabla_e = \nabla_{\mathrm{ad}}$). Un écart au comportement adiabatique a pour effet d'affaiblir la force d'Archimède ce qui permet à l'instabilité de se développer pour des nombres de Richardson nettement plus élevés que 1/4.

Townsend (1958) montra que lorsque le temps de refroidissement du globule t_{cool} est très inférieur à la durée d'écoulement $t_{\mathrm{cis}} \approx (\mathrm{d}\,U/\mathrm{d}\,z)^{-1}$ le nombre de Richardson critique est augmenté d'un facteur $[t_{\mathrm{cool}}(\mathrm{d}\,U/\mathrm{d}\,z)]^{-1}$. Il faut toutefois remarquer que ce facteur n'affecte que la partie thermique de la fréquence de Brunt Vaïsäla N_T.

Pour estimer t_{cool}, Zahn (1974) proposa d'associer ce temps de refroidissement aux échelles les plus petites qui sont instables. Leur dimension l est telle que le nombre de Reynolds est tout juste critique, c'est-à-dire

$$\frac{l^2}{\nu}\frac{\mathrm{d}\,U}{\mathrm{d}\,z} = Re_c ,$$

où ν est la viscosité cinématique et Re_c le nombre de Reynolds critique. Les perturbations de cette taille ont un temps de refroidissement très court qui est estimé à $t_{\mathrm{cool}} = l^2/K$, où K est la diffusivité thermique du milieu. En introduisant le nombre de Prandtl, $Pr = \nu/K$, on obtient finalement

$$t_{\rm cool}/t_{\rm cis} \ = \ Pr\, Re_c \ = \ {\rm Pe} \ ,$$

où Pe est le nombre de Peclet. Finalement le nombre de Richardson prend la forme

$$Ri = \frac{N_T^2\,{\rm Pe} \ + \ N_\mu^2}{({\rm d}\,U/{\rm d}\,z)^2} \ .$$

Dans un cadre plus général où les pertes thermiques peuvent être moins importantes, Maeder (1995) a montré que la composante thermique de la force d'Archimède prenait la forme

$$\nabla_e - \nabla \ = \ \frac{\rm Pe}{{\rm Pe} + \dfrac{A\,l}{V}}\,(\nabla_{\rm ad} - \nabla) \ = \ \mathcal{E}(\nabla_{\rm ad} - \nabla) \ , \tag{2.6}$$

où A et V sont la surface et le volume de la cellule et où nous avons défini $\mathcal{E}$ comme

$$\mathcal{E} = \frac{\rm Pe}{{\rm Pe} + \dfrac{A\,l}{V}} \ .$$

Cette expression [Eq. (2.6)] montre que le gradient du globule est toujours compris entre le gradient adiabatique et le gradient du milieu. En effet, dans les situations où les pertes thermiques sont très faibles (Pe $\gg 1$) $\nabla_e \to \nabla_{\rm ad}$ et inversement, lorsque Pe $\ll 1$, la matière se thermalise et $\nabla_e \to \nabla$. La prise en compte de la diffusion de la chaleur conduit donc une nouvelle expression des gradients de densité

$$\nabla\rho_* - \nabla\rho_e = \mathcal{Q}(\nabla_e - \nabla_*)\mathcal{E} - \phi\nabla\mu_* \ , \tag{2.7}$$

et l'on obtient ainsi une expression plus générale du nombre Richardson

$$Ri \ = \ \frac{g}{H_P}\frac{\mathcal{Q}(\nabla_{\rm ad} - \nabla)\,\mathcal{E} \ - \phi\,\nabla\mu}{(\varpi\,\dfrac{{\rm d}\,\Omega}{{\rm d}\,\varpi})^2} \ .$$

2.2.3 Le formalisme du problème

Le nombre de Richardson peut s'écrire comme le rapport entre le travail des forces de pesanteur et l'énergie cinétique du mouvement moyen. Dans le cas d'une étoile en rotation, le globule de matière est soumis aussi à la force centrifuge. Nous avons donc modifié le nombre de Richardson en ajoutant au travail de la force d'Archimède, le travail de la force centrifuge. Cette idée fut initialement proposée par Kippenhahn & Thomas (1978) et permet de prendre en compte le moment angulaire de la matière accrétée.

Les forces d'Archimède $\vec{f_A}$ et centrifuge $\vec{f_c}$ (par unité de masse) qui s'appliquent à un élément de matière après un déplacement $\vec{\Delta l}$ (Fig. 2.2) sont données respectivement par

$$\vec{f_A} \ = \ \frac{D\rho}{\rho}(\vec{g}.\vec{e}_{\Delta l})\ \vec{\Delta l} \ = \ \frac{GM_r}{r^2}\Big(\frac{\rho'_a}{\rho} - \frac{\rho'_*}{\rho}\Big)\cos\alpha\ \vec{\Delta l} \ ,$$

et

$$\vec{f}_c = -\,\frac{D(r\Omega^2\rho)}{\rho}\,(\vec{e}_{\varpi}.\vec{e}_{\Delta l})\,\sin\theta\,\vec{\Delta l} \;=\; -\,\Omega^2\,r\,\sin(\theta+\alpha)\,\sin\theta\left(2\,\frac{\Omega'_a}{\Omega} - 2\frac{\Omega'_*}{\Omega} + \frac{\rho'_a}{\rho} - \frac{\rho'_*}{\rho}\right)\vec{\Delta l}\;.$$

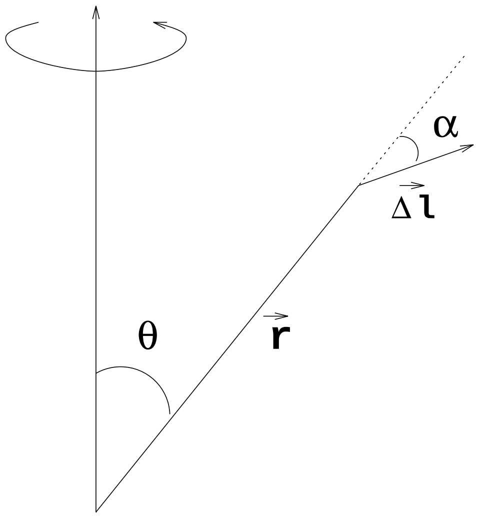

Figure 2.2 – *Géométrie du problème. Un élément de matière situé à une distance $\vec{r}$ du centre se déplace sur un chemin $\vec{\Delta l}$, formant un angle α avec la direction radiale, dans le plan méridien*

Dans ces expressions, nous avons substitué l'indice e par l'indice a de manière à faire référence au globule de matière accrétée. Nous utilisons les coordonnées sphériques $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ et le vecteur $\vec{e}_\varpi$ est un vecteur tournant perpendiculaire à l'axe de rotation. L'opérateur D(A)= A_a-A_* calcule la différence entre deux quantités propres à l'élément de matière accrétée et au milieu ambiant. Les quantités ρ' et Ω' sont les gradients de densité et de vitesse angulaire[1]. La force totale qui s'exerce sur le globule s'écrit finalement

$$\vec{f} \;=\; \Big[\frac{GM_r}{r^2}\Big(\frac{\rho'_a}{\rho} - \frac{\rho'_*}{\rho}\Big)\cos\alpha - \Omega^2\,r\,\sin(\theta+\alpha)\,\sin\theta\left(2\frac{\Omega'_a}{\Omega} - 2\frac{\Omega'_*}{\Omega} + \frac{\rho'_a}{\rho} - \frac{\rho'_*}{\rho}\right)\Big]\,\vec{\Delta l}\;. \tag{2.8}$$

Si on considère une distance l suffisamment petite pour que les quantités rentrant dans l'Eq. (2.8) puissent être considérées comme des valeurs moyennes, le travail W s'écrit alors

$$\begin{aligned} W \;=\; \int_0^l \vec{f}\,d(\vec{\Delta l}) \;&=\; \frac{1}{2}\,l^2\Big[\frac{GM_r}{r^2}\Big(\frac{\rho'_a}{\rho} - \frac{\rho'_*}{\rho}\Big)\cos\alpha \\ &-\; \Omega^2 r\sin(\theta+\alpha)\sin\theta\Big(2\frac{\Omega'_a}{\Omega} - 2\frac{\Omega'_*}{\Omega} + \frac{\rho'_a}{\rho} - \frac{\rho'_*}{\rho}\Big)\Big]\;. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Si nous supposons que le moment angulaire de l'élément est conservé, alors

$$j(r,\theta) = (r\,\sin\theta)^2\Omega_a \;=\; j(r\,+\,\Delta l) \;=\; [r\,\sin\theta\,+\,\Delta l\,\sin(\theta+\alpha)]^2(\Omega_a + \Omega'_a\,\Delta l)\;.$$

1. Toutes les dérivés se calculent suivant la direction du déplacement. Ainsi pour une fonction $\psi(r,\theta)$, on aura

$$\psi' \;=\; \Big(\frac{\partial\,\psi}{\partial r}\vec{e}_r \;+\; \frac{1}{r}\frac{\partial\,\psi}{\partial\theta}\vec{e}_\theta\Big)\,\vec{e}_{\Delta l} \;=\; \cos\alpha\,\frac{\partial\,\psi}{\partial r} \;+\; \sin\alpha\;\frac{1}{r}\frac{\partial\,\psi}{\partial\theta}$$

Or par définition, $\Omega_a = \Omega(r)$, ce qui conduit finalement à

$$\frac{\Omega_a'}{\Omega} = -\frac{2}{r}\frac{\sin(\theta+\alpha)}{\sin\theta} \ . \tag{2.10}$$

En reportant (2.7) et (2.10) dans (2.9) il vient

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} l^2 \left[\frac{GM_r}{r^2} \Big(\frac{\mathcal{Q}\cos\alpha}{H_P} (\nabla_{\rm ad} - \nabla)\, \mathcal{E}^a \ + \phi \frac{{\mu_*}'}{\mu_*} \Big) \cos\alpha + \Omega^2\, r\, \sin(\theta+\alpha)\, \sin\theta \right. \\ &\times \left. \Big(4\, \frac{\sin(\theta+\alpha)}{r\,\sin\theta} + 2\,\frac{\Omega_*'}{\Omega} - \frac{\mathcal{Q}\cos\alpha}{H_P} (\nabla_{\rm ad} - \nabla)\, \mathcal{E}^a \ - \phi \frac{{\mu_*}'}{\mu_*} \Big) \right] \end{aligned}$$

L'énergie cinétique de l'élément, par unité de masse, s'écrit $\mathrm{E} = \frac{1}{2} w^2$ où w est la vitesse relative du globule. En r, cette vitesse est donnée par $w(r) = (\Omega_a - \Omega)\, r\, \sin\theta \ = \ 0$ et en $r + \Delta l$ par $w(r+\Delta l) = (\Omega_a \ + \ \Omega_a' \Delta l \ - \ \Omega \ - \ \Omega' \Delta l)[r \sin\theta \ + \ \Delta l \sin(\theta+\alpha)]$. La vitesse acquise par l'élément au cours d'un déplacement Δl vaut donc $dw \ = \ (-2\,\Omega\, \sin(\theta+\alpha) \ - \ \Omega'\, r\, \sin\theta)\, \Delta l$. Pour obtenir cette expression nous avons utilisé la conservation du moment cinétique (2.10). La vitesse totale acquise sur la distance l vaut donc $w \ = \ \int_0^l \ dw$, ce qui donne une valeur de l'énergie cinétique égale à

$$E \ = \ \frac{1}{2}\, l^2\, (\, 2\Omega\, \sin(\theta\ +\ \alpha) + \Omega'\, r\, \sin\theta\,)^2 \ .$$

Comme par définition $\mathrm{Ri} = \dfrac{W}{E}$, on obtient finalement que

- dans le cas d'une instabilité radiale ($\alpha \ = \ 0°$)

$$\begin{aligned} Ri \ &= \ \frac{\dfrac{GM_r}{r^2}\Big(\dfrac{\mathcal{Q}}{H_P}(\nabla_{\rm ad} - \nabla)\mathcal{E}^a + \phi\dfrac{\partial\ln\mu}{\partial r}\Big)}{\Omega^2 \sin^2\theta\,\Big(2\ +\ \dfrac{\partial\ln\Omega}{\partial\ln r}\Big)^2} \\ &+ \ \frac{\Omega^2 r \sin^2\theta \Big(\dfrac{4}{r} + 2\dfrac{\Omega_*'}{\Omega} - \dfrac{\mathcal{Q}}{H_P}(\nabla_{\rm ad} - \nabla)\mathcal{E}^a - \phi\dfrac{\partial\ln\mu}{\partial r}\Big)}{\Omega^2 \sin^2\theta\,\Big(2\ +\ \dfrac{\partial\ln\Omega}{\partial\ln r}\Big)^2} \ , \end{aligned} \tag{2.11}$$

- et dans le cas d'une instabilité horizontale ($\alpha \ = \ 90°$)

$$Ri \ = \ \frac{2\,\cos\theta\Big(\, 2\,\cos\theta\ +\ \sin\theta\,\dfrac{\partial\ln\Omega}{\partial\theta}\ +\ \dfrac{\phi\,\sin\theta}{2}\,\dfrac{\partial\ln\mu}{\partial\theta}\Big)}{\Big(\,2\,\cos\theta\ +\ \sin\theta\,\dfrac{\partial\ln\Omega}{\partial\theta}\Big)^2} \ . \tag{2.12}$$

En toute rigueur, il faudrait définir deux valeurs de Ri propres à chacune des directions. Nous nous contenterons ici d'étudier uniquement le déplacement vertical de la matière dans la zone convective qui est caractérisée par le paramètre Ri^-.

2.2.4 Résolution du problème

Le problème consiste à évaluer la distribution de matière accrétée dans l'étoile. Les équations (2.11) et (2.12) font apparaître des paramètres liés au processus d'accrétion tels $\mathcal{E}^a$ ou Ri mais aussi des grandeurs inconnues comme Ω et μ. C'est donc au travers de ces variables que l'accrétion doit intervenir. D'une part, si l'étoile est dans une phase de brûlage nucléaire, sa composition chimique sera différente de celle de la matière accrétée qui reste inchangée. En conséquence on s'attend à des modifications de μ. D'autre part, l'apport de moment angulaire par l'accrétion doit aussi influencer la vitesse de rotation de l'étoile et donc Ω.

Ces considérations ont conduit Kippenhahn & Thomas (1978) à définir une fonction $f(r,\theta)$ qui établit la quantité de matière accrétée $\mathrm{d}\, m_r^a$ déposée à l'intérieur d'une couche de masse $\mathrm{d}\, m_r^*$

$$f \equiv \frac{\mathrm{d}\, m_r^a}{\mathrm{d}\, m_r^*} \, . \tag{2.13}$$

De façon évidente, la fonction f vérifie

$$\int_0^M f \, \mathrm{d}\, m_r^* = M_{\rm acc} = \dot{M}\, \Delta t \, , \tag{2.14}$$

où Δt est le pas de temps évolutif. Nous supposons aussi que le moment angulaire est déposé dans l'étoile de façon proportionnelle à la masse accrétée. On trouve ainsi que f satisfait à

$$j(r,\theta) \; = \Omega(r)\, r^2 \sin^2\theta \equiv \xi\, j_K\, f(r,\theta) \, , \tag{2.15}$$

où j_K est le moment angulaire Képlérien à la surface de l'étoile ($j_K = \sqrt{GM_* R_*}$) et ξ la fraction qui est emportée par la matière accrétée ($0 < \xi < 1$) au travers de la couche limite. Cette équation élimine déjà une des inconnues, à savoir Ω dont les dérivées sont données par

$$\frac{\partial \ln \Omega}{\partial \ln r} = \frac{\partial \ln f}{\partial \ln r} - 2 \tag{2.16}$$

$$\frac{\partial \ln \Omega}{\partial \theta} = \frac{\partial \ln f}{\partial \theta} - 2 \cot \theta \, . \tag{2.17}$$

Il nous reste maintenant à déterminer la valeur μ'.

Détermination de μ'

Le poids moléculaire moyen d'une masse m de gaz est défini par

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{\rm ion}} + \frac{1}{\mu_e} = \sum_i \bar{n}_i \frac{m_H}{m_i} + \frac{N_e\, m_H}{m} = \frac{m_H}{m} \sum_i N_i + \frac{N_e\, m_H}{m} \tag{2.18}$$

où $\bar{n}_i = (N_i\, m_i)/m$ est la fraction de masse de l'atome i de masse m_i, N_i le nombre de particules i, N_e nombre d'électrons et m_H la masse de l'hydrogène.
Comme nous le soulignions précédemment, μ' représente uniquement les variations spatiales de la composition chimique. C'est pourquoi nous ne retiendrons que la composante ionique

$1/\mu_{\rm ion}$ de l'équation (2.18).
Au cours du mélange, le nombre de particules d'un élément i à la profondeur r ($N^*_{i,r}$) devient, suite à l'accrétion, $N^{*+a}_{i,r} = N^*_{i,r} + N^a_i$, où N^a_i est le nombre de particules présentes dans la masse d m^a_r qui a été accrétée à cet endroit [1]. La masse de cette couche après le mélange est donnée par d $m^{*+a}_r = \mathrm{d}\, m^*_r + \mathrm{d}\, m^a_r$. Compte tenu de ces relations, le nouveau poids moléculaire moyen après le mélange s'écrit

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\mu^{*+a}_{\mathrm{ion},r}} &= \frac{m_H}{\mathrm{d}\, m^{*+a}_r} \sum_i N^{*+a}_{i,r} = \frac{\mathrm{d}\, m^*_r}{\mathrm{d}\, m^{*+a}_r} \frac{1}{\mu^*_{\mathrm{ion},r}} + \frac{\mathrm{d}\, m^a_r}{\mathrm{d}\, m^{*+a}_r} \frac{1}{\mu^a_{\mathrm{ion},r}} \\
&= \frac{1}{1+f}\left(\frac{f}{\mu^a_{\mathrm{ion},r}} + \frac{1}{\mu^*_{\mathrm{ion},r}} \right) .
\end{aligned}$$

Dans la suite de cette section, nous omettrons les indices ion.
La dérivation de cette expression nous permet finalement d'écrire

$$\nabla\mu^{*+a} = H_P \frac{\left(\dfrac{1}{\mu^a} - \dfrac{1}{\mu^*}\right)}{\dfrac{(1+f)^2}{\mu^{*+a}}} f' + \frac{\dfrac{\nabla\mu^*}{\mu^*}}{\dfrac{1+f}{\mu^{*+a}}} , \tag{2.19}$$

où $\nabla\mu^*$ est le gradient de composition chimique de la matière stellaire qui est nul dans une zone convective. Dans cette opération, nous avons imposé une valeur constante de μ^a_r puisque par hypothèse le globule garde son identité tout au long de son déplacement.

Nous possédons maintenant toutes les inconnues du problème , il nous reste à isoler la fonction f.

La fonction de pénétration dans la direction horizontale

Nous allons établir l'équation qui traduit la répartition horizontale de la matière, ce qui correspond à $\alpha = \pi/2$. On notera f_t cette composante. En reportant les Eqs. (2.17) et (2.19) dans (2.12) et en négligeant le terme $\partial\,\mu^*/\partial\,\theta$, on obtient finalement

$$\frac{\partial \ln f_t}{\partial\,\theta} = \frac{2}{Ri} \cot\theta \left[1 + \frac{\phi}{2} \frac{\left(\dfrac{1}{\mu^a} - \dfrac{1}{\mu^*}\right)}{\dfrac{(1+f_t)^2}{\mu^{*+a}}} \right] . \tag{2.20}$$

Dans une situation où la composition de la matière accrétée est proche de celle de l'étoile ($\mu^a = \mu^*$), l'Eq. (2.20) se ramène à

$$\frac{\partial \ln f_t}{\partial\,\theta} = \frac{2}{Ri} \cot\theta ,$$

dont l'intégration donne (pour des zones radiatives où $Ri = 1/4$)

$$f_t\,(r,\theta) = f_t\,(r,\pi/2) \sin^8\theta . \tag{2.21}$$

1. Par la suite, les indices ^{a} et * feront constamment référence à des quantités propres à la matière accrétée et à l'étoile. L'indice $^{*+a}$ est le résultat du mélange avec la matière accrétée

Cette expression montre qu'il n'y a pas de dépôt de matière aux pôles. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue que cette relation demeure une estimation grossière de la façon dont la matière se répartit car d'autres phénomènes de transport telle la circulation méridienne agissent aussi sur cette distribution.

La géométrie du processus d'accrétion (et le déplacement horizontal de la matière accrétée) se décide probablement dans les couches radiatives de l'étoile. Nous utiliserons alors l'Eq. (2.21) pour simuler le départ à la géométrie sphérique. Elle nous permettra notamment d'imposer la largeur de la couche limite et par la suite d'effectuer les moyennes angulaires de nos équations (Sect. 2.2.4)

La fonction de pénétration dans la direction verticale

Nous nous intéressons désormais à l'allure de la fonction f dans la direction radiale que nous noterons $f_\varpi(\theta) = f(r, \alpha = 0)$. En reportant les Eqs. (2.16) et (2.19) dans (2.11) on obtient l'équation différentielle suivante qu'il nous faudra résoudre à chaque rayon r

$$R_* Ri\, {f'_\varpi}^2 \;+\; B(f_\varpi)\, f'_\varpi \;+\; C(f_\varpi) = \;0, \tag{2.22}$$

où

$$B\,(f_\varpi) = (\frac{M_r \sin^2\theta}{\xi^2\, M_*} - \frac{R_*}{r}\, f_\varpi^2)\, \frac{\phi\Big(\dfrac{1}{\mu^a} - \dfrac{1}{\mu^*}\Big)}{\dfrac{(1+f_\varpi)^2}{\mu^{*+a}}} - 2\,\frac{R_*}{r}\, f_\varpi\ ,$$

et

$$C\,(f_\varpi) = -(\frac{M_r \sin^2\theta}{\xi^2\, M_*} - \frac{R_*}{r}\, f_\varpi^2)\Big[\frac{\dfrac{\phi}{\mu^*}\dfrac{\partial\,\mu^*}{\partial\, r}}{\dfrac{1+f_\varpi}{\mu^{*+a}}} + \frac{\mathcal{Q}}{H_P}(\nabla_{\rm ad} - \nabla)\,\mathcal{E}^a\Big]\ .$$

La solution de l'Eq. (2.22) est donnée par

$$\frac{\partial\, f_\varpi}{\partial\, r} = -\frac{B\,(f_\varpi)}{2RiR_*} + \left|\frac{\sqrt{B\,(f_\varpi)^2 - 4R_*Ri\,C\,(f_\varpi)}}{2RiR_*}\right|\ . \tag{2.23}$$

Nous avons le choix entre deux racines mais nous sélectionnerons toujours la valeur f'_ϖ positive pour deux raisons. Tout d'abord, il ne semble pas physique que la matière puisse s'accumuler préférentiellement à certains endroits plutôt qu'à d'autres. Ceci est d'autant plus justifié pour une structure convective qui tend à répartir uniformément la matière accrétée. D'autre part, en choisissant ${f_\varpi}' > 0$, on évite l'instabilité de Rayleigh-Solberg qui impose que le moment cinétique soit une fonction croissante du rayon, à savoir $\mathrm{d}\,(\varpi^2\Omega)^2/\mathrm{d}\,\varpi > 0$ (Macgregor & Brenner 1991).

Le départ à la sphéricité

Le code d'évolution stellaire étant à une dimension, nous devons faire des approximations et éliminer la dépendance angulaire. Lorsque la matière est accrétée, elle rencontre l'atmosphère radiative de l'étoile et se répartit horizontalement suivant la relation (2.21). Pour tenir compte de la non sphéricité du processus, nous avons défini un angle θ_H tel que

$$f_t\,(r,\theta_H) \;=\; \epsilon\, f_t\,(r,\pi/2) \;=\; f_t\,(r,\pi/2)\,\sin^8\theta_H \;, \tag{2.24}$$

où $0 \leq \epsilon < 1$. L'angle $\phi_H = \pi/2 - \theta_H$ représente la largeur angulaire de la couche limite comme l'indique la Fig. 2.3.

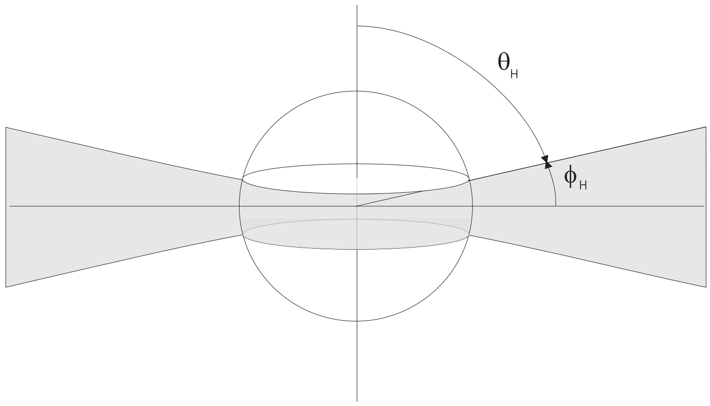

Figure 2.3 – *Géométrie de l'accrétion. L'angle ϕ_H désigne la largeur angulaire de la couche limite*

Une fois que ϕ_H est imposé, notre démarche est la suivante :

1. nous remplaçons la fonction f_ϖ par sa valeur moyenne $f_r\,\Theta$ définie par

$$\begin{aligned} < f_\varpi >_\theta &= \Omega\,(r)\,r^2\, < \sin^2\theta > \\ &= \Omega\,(r)\,r^2\,\frac{\int_{\theta_H}^{\pi/2}\sin^2\theta\,\sin\theta\,d\theta}{\int_{\theta_H}^{\pi/2}\sin\theta\,d\theta} \;=\; f_r\,\Theta\;, \end{aligned}$$

avec $f_r \;=\; \Omega\,(r)\,r^2$ et $\Theta \;=\; 1 - \dfrac{\sin^2\phi_H}{3}$

2. nous effectuons la moyenne de l'Eq. (2.22) sur θ ce qui revient à remplacer $\sin^2\theta$ par Θ,

3. enfin, la condition de normalisation [Eq. (2.14)] doit être multipliée par le rapport entre l'angle solide sous-tendu par la couche limite par rapport à 4π, ce qui se traduit par

$$\int_0^M f_r\,\Psi\,\mathrm{d}\,m \;=\; M_{\mathrm{acc}} \;=\; \dot{M}\,\Delta t\;, \tag{2.25}$$

où $\Psi = \Theta\,\sin\phi_H$.

2.2.5 Résultats numériques et rôle des paramètres

Le formalisme développé précédemment permet d'explorer un large domaine de la physique de l'accrétion. Avec l'ensemble des paramètres, il est possible d'analyser l'effet du transport d'énergie par la matière accrétée ($\mathcal{E}^a$), d'étudier l'influence de l'accrétion de moment cinétique (ξ) ou encore de jauger l'efficacité du mélange de la matière accrétée (Ri^-). Les simulations qui vont être présentées ont été réalisées sur une étoile très jeune complètement convective, de $0.2\,\mathrm{M}_\odot$. La composition chimique de l'astre est uniforme et correspond à une métallicité solaire. La faible température centrale ($2\,10^5$K) ne permet pas le brûlage nucléaire. Enfin l'étoile est entourée d'une fine atmosphère radiative et présente un rayon de $10.7\,\mathrm{R}_\odot$.

L'influence de la composition chimique

L'absence de réactions nucléaires dans le disque d'accrétion confère à la matière accrétée une composition chimique constante et inaltérable à la différence des intérieurs stellaires sujets à une nucléosynthèse importante. La phase pré-séquence principale est peu concernée par ces processus qui se résument au brûlage du deutérium et de quelques éléments légers comme le lithium ou le béryllium. Pour simuler l'effet d'une composition chimique différente entre l'étoile PMS et le disque, nous avons donc artificiellement modifié le poids moléculaire moyen de la matière accrétée (μ^a) en l'imposant aux valeurs suivantes : $0.8\mu^*$, μ^* et $1.2\mu^*$. Nous rappelons que l'étoile étant entièrement convective et la production d'énergie nucléaire absente, μ^* est constant dans toute l'étoile. Comme l'illustre la Fig. 2.4, une matière plus

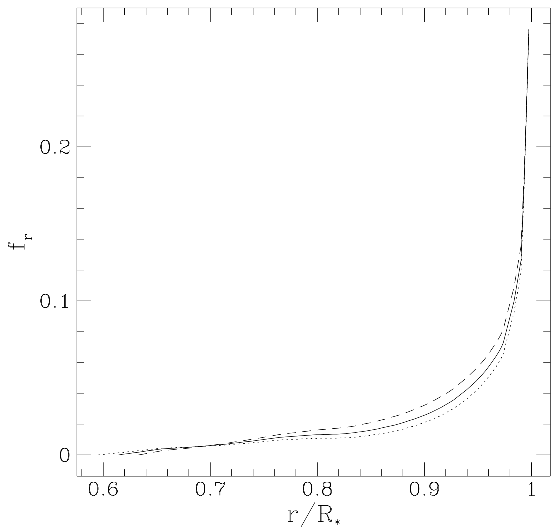

Figure 2.4 – *Influence de la composition chimique sur la distribution de matière accrétée. La courbe en trait plein correspond à une composition de la matière accrétée identique à celle de l'étoile ($\mu^a = \mu^*$). Les courbes en traits pointillés (hachurés) correspondent à des valeurs de μ^a égales à $0.8\mu^*$ ($1.2\mu^*$). Les autres paramètres sont imposés à $\mathcal{E}^a = 0.5$, $\epsilon = 0.5$, $\xi = 0.5$, $Ri^- = -10$. La masse accrétée est de 10^{29}g*

dense, c'est-à-dire avec un poids moléculaire plus grand, est attirée plus profondément dans l'étoile. On constate que l'influence de la composition chimique de la matière accrétée a peu d'effet sur la distribution de masse dans l'étoile mais ceci est aussi une conséquence de la structure convective de notre modèle. Dans des objets plus évolués (étoiles naines blanches par exemple), on peut s'attendre à ce que cet effet soit renforcé et que le gradient de composition chimique domine le processus de mélange (Kippenhahn & Thomas 1978, Kutter & Sparks 1987).

Bien que matière accrétée et matière stellaire aient une composition très proche, nous verrons cependant que l'alimentation continue de l'étoile en deutérium jouera un rôle essentiel sur son évolution, de par son impact énergétique.

L'influence du taux d'accrétion

Le pas de temps Δt étant fixé, modifier le taux d'accrétion revient à changer la quantité de matière qui est déposée durant cette période. La figure 2.5 montre que plus la masse accrétée est importante, plus la profondeur atteinte est grande. Nous étudierons dans la Sect. 2.2.6 les temps caractéristiques associés au mélange de cette matière. On note aussi que le profil de f est très aplati à l'intérieur de l'étoile ce qui reflète une distribution quasi-uniforme de la matière dans la zone convective.

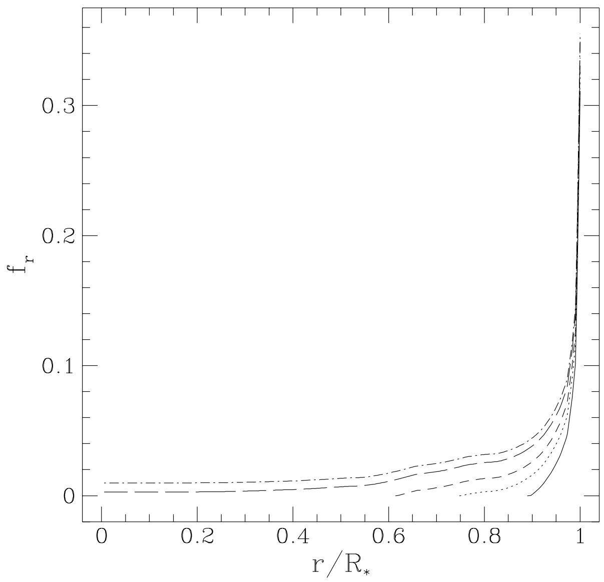

Figure 2.5 – *Influence du taux d'accrétion. Les courbes en traits plein, pointillés, hachurés -courts, -longs et en pointillés-hachurés correspondent respectivement à une masse accrétée de* 10^{27}, 10^{28}, 10^{29}, 10^{30} *et* $2\,10^{30}$*g. Les paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 2.4, avec* $\mu^a = \mu^*$

Le rôle de Pe^a

Le nombre de Peclet représente le rapport entre le temps de refroidissement et le temps de parcours du globule. Il prend donc des valeurs très élevées dans les intérieurs stellaires (10^9) lorsque le processus de transport de l'énergie se rapproche d'un transport adiabatique et des valeurs très faibles (10^{-3}) dans les couches externes des étoiles. Le traitement de la thermodynamique de la matière accrétée est une chose difficile à prendre en compte et dans notre approche simplifiée nous considérerons que le nombre de Peclet demeure constant dans le globule et à travers l'étoile. L'influence de ce paramètre sur le profil de f_r est montré dans la Fig. 2.6.

Lorsque la matière accrétée se thermalise rapidement ($\mathrm{Pe}^a \ll 1$ et $\mathcal{E}^a \ll 1$), elle pénètre plus profondément dans l'étoile car elle est assimilée très rapidement par l'étoile. La convection participe alors efficacement à son transport. Inversement, si le comportement de la matière accrété est adiabatique ($\mathrm{Pe}^a \gg 1$ et $\mathcal{E}^a \simeq 1$), le processus d'accrétion interfère avec la convection en transportant l'énergie à l'intérieur de l'étoile contre le gradient naturel de

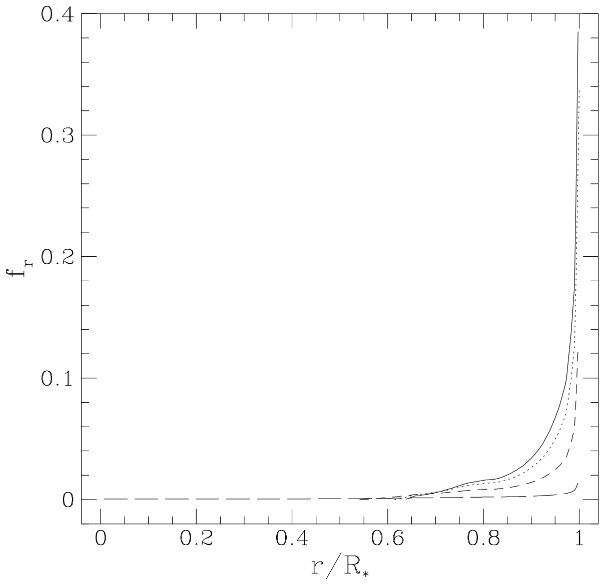

Figure 2.6 – *Profil de f pour différentes valeurs de $\mathcal{E}^a$ égales à 1 (trait plein), 0.5 (pointillés), 0.1 (hachurés-courts) et 0.001 (hachurés-longs). Les paramètres sont identiques à la Fig. 2.4, avec* $\mu^a = \mu^*$

température. En agissant de la sorte, la matière progresse moins profondément parce que la poussée d'Archimède est plus importante.

Le nombre de Richardson dans la zone convective

Avant d'analyser les effets de ce paramètre, revenons quelques instants sur sa signification. Comme nous l'avons vu au début, ce nombre caractérise les régions convectives de l'étoile où la matière est instable vis-à-vis de tout déplacement. Il semble raisonnable de penser que ce nombre doit être plus grand que l'unité (en valeur absolue). En effet, dans le traitement de la MLT (Böhm-Vitense 1958), on admet que chaque élément convectif se forme à un certain niveau et qu'il se déplace d'une certaine longueur Λ (appelée longueur de mélange) avant de se diluer ; tous ces éléments sont ainsi supposés avoir la même vitesse moyenne. Or cette vitesse moyenne est établie en écrivant que le travail des forces de pesanteur appliquées à l'élément au cours de son ascension est égal à l'énergie cinétique moyenne acquise par ce dernier. Nous voyons donc que le moteur de la convection est semblable au moteur de l'accrétion et repose sur le travail des forces d'Archimède. Il est donc impossible à la turbulence d'acquérir une énergie supérieure à celle qui est libérée pour la générer. Ceci conduit à un *nombre de Richardson inférieur à -1 dans la zone convective*. Dans les couches internes de l'étoile, là où la convection est libre, on peut s'attendre à des valeurs de Ri^- très négatives, valeurs qui diminuent au fur et à mesure qu'on se rapproche de la région de transition entre milieu convectif et radiatif (là où l'efficacité de la convection est faible).

La figure 2.7 montre que plus Ri^- devient négatif, c'est-à-dire dans un régime proche de la convection libre, plus l'accrétion s'effectue profondément dans l'étoile. L'énergie disponible (travail de la force d'Archimède) est principalement cédée à l'énergie cinétique des cellules et ce, au détriment de la turbulence. Ainsi, pour des valeurs suffisamment élevées de Ri^-, la matière accrétée, entraînée par une convection efficace, peut atteindre les régions centrales de

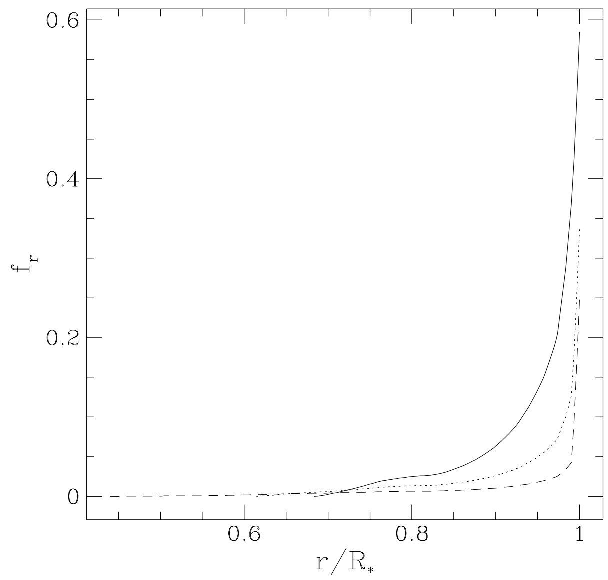

Figure 2.7 – *Effet de Ri^- sur la distribution de matière accrétée dans l'étoile. Les profils de f_r sont représentés pour des valeurs de Ri^- égales à -1 (trait plein),* -10 *(pointillés) et* -100 *(hachuré). Les paramètres sont identiques à la figure précédente, avec* $\mathcal{E}^a = 0.5$

l'étoile. On constate à ce sujet que lorsque Ri^- devient très grand ($Ri^- \to \infty$), l'Eq. (2.23) tend vers $f'_\varpi \simeq 0$. La distribution de la matière devient uniforme et traduit la puissance du moteur de la convection. Inversement, pour des valeurs plus faibles de Ri^-, l'efficacité du processus de mélange est diminuée. Le cisaillement devient plus important et stoppe la matière avant qu'elle n'atteigne le centre de l'étoile.

Le dépôt de moment angulaire

Notre ignorance de la physique et notamment des processus de transport prévalant dans la couche limite, nous ont conduit à introduire un nouveau paramètre ξ qui mesure la quantité de

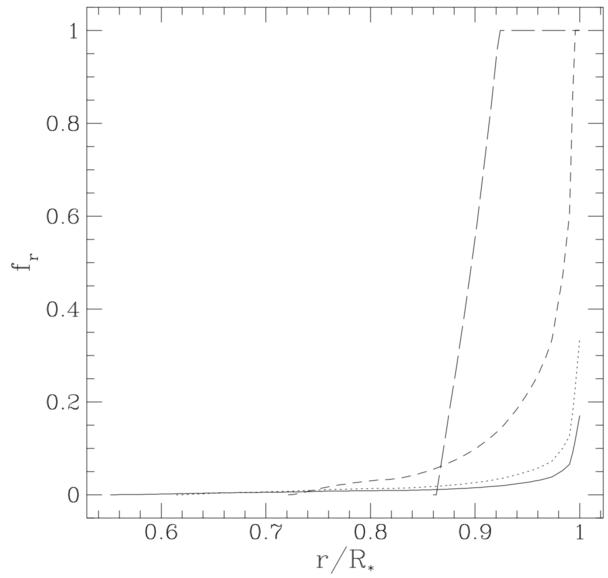

Figure 2.8 – *Influence de ξ sur le profil de f_r. Les courbes en traits plein, pointillés, hachurés -courts, -longs correspondent respectivement à des valeurs de ξ égales à 1, 0.5, 0.1 et 0.01. Les paramètres sont identiques à la Fig. 2.4, avec* $\mu^a = \mu^*$

moment angulaire qui est injecté dans l'étoile. Dans le formalisme que nous avons développé, le mélange de la matière résulte de la turbulence générée par le cisaillement dans une zone radiative et de l'interaction avec la convection dans les zones convectives de l'étoile. Une diminution de ξ réduit l'efficacité du mélange dans les régions radiatives de l'étoile ce qui force la matière à s'accumuler en surface (Fig. 2.8). Cette accumulation provoque une saturation de la fonction f_r, atteignant la valeur critique de $f_r = 1$. Dans cette situation, les couches superficielles de l'étoile sont en corotation avec la matière accrétée et le cisaillement disparaît. Le processus de mélange est rendu inefficace et la matière s'empile à la surface de l'étoile.

La géométrie du processus d'accrétion

Pour rendre compte du départ à la symétrie sphérique, nous avons effectué une moyenne angulaire des équations et avons introduit le paramètre ϵ [Eq. (2.24)] qui traduit l'épaisseur angulaire de la couche limite. Le cas $\epsilon = 0$ traduit une accrétion sphérique, sans toutefois condition limite de choc. L'effet de ce paramètre sur le profil de f_r est présenté par la Fig. 2.9. Comme nous pouvons le voir, lorsque la taille de la couche limite diminue, la matière s'enfonce plus profondément dans l'étoile de manière à satisfaire l'Eq. (2.14). Mais cet effet demeure peu important, notamment parce que la quantité de matière accrétée est faible (10^{29}g) et représente approximativement la masse des couches centrales de l'étoile. En conséquence pour observer de fortes variations de la fonction f, il faut envisager des situations où ϵ est très proche de l'unité. Finalement, nous retiendrons que ce paramètre a une faible influence sur nos simulations.

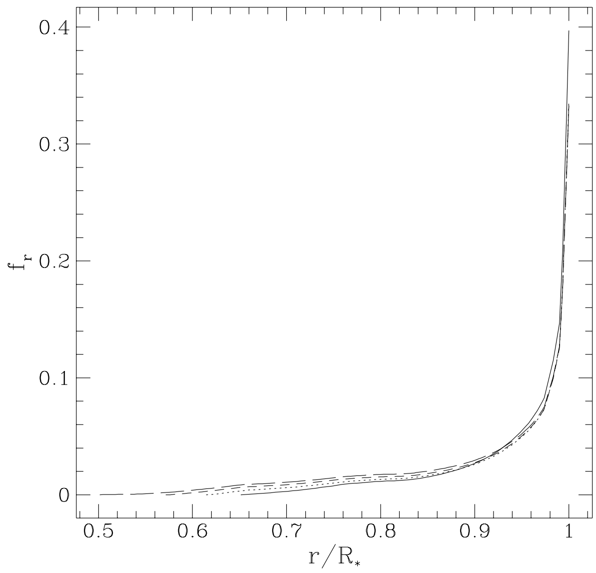

Figure 2.9 – *Influence de la géométrie sur le profil de f_r. La courbe en trait plein correspond à $\epsilon = 0$ ($\phi_H = 90°$), les pointillés à 0.5 (23.5°), les traits hachurés -courts -longs à 0.8 (13.5°) et 0.9 (9.3°), respectivement. Les paramètres sont identiques à la Fig. 2.4, avec $\mu^a = \mu^*$*

2.2.6 Conclusions

Le modèle que nous avons développé suppose que le mélange dans une zone radiative résulte d'une instabilité de cisaillement. Dans ces régions, nous avons supposé que la matière est marginalement stable vis-à-vis du critère de Richardson, c'est-à-dire en imposant $Ri = 1/4$. Lorsque la convection apparaît, l'instabilité de cisaillement est concurrencée et le mélange résulte aussi des mouvements convectifs de la matière stellaire. Le nombre de Richardson devient alors un paramètre libre, Ri^-, qui permet de jauger l'importance relative de ces deux instabilités et modes de mélange. Ce nombre est probablement élevé ce qui impose une distribution presque uniforme de la matière accrétée dans la zone convective.

Les résultats de nos simulations, qui portent sur un modèle d'étoile entièrement convectif, montrent que la géométrie de l'accrétion et la composition chimique de la matière accrétée ont une faible influence sur le profil de f_r en comparaison des effets produits par $\mathcal{E}^a$, Ri^- ou encore ξ. On note aussi l'apparition d'une saturation ($f_r = 1$) lorsque l'apport de moment angulaire est important.

On peut trouver contestable la valeur imposée du nombre de Richardson dans une zone radiative. Cependant l'influence de ce paramètre est réduite dans le sens où il n'affecte qu'une région très peu étendue de l'étoile à savoir l'atmosphère. Une augmentation de Ri à des valeurs supérieures à $1/4$ repousse l'instabilité ce qui a pour effet de stopper encore plus nettement la pénétration de la matière. Les zones radiatives étendues agissent comme de véritables barrières à la progression de la matière. Comme l'illustre la Fig. 2.10, lorsque l'étoile a développé un coeur radiatif, la matière accrétée se dépose en totalité dans l'enveloppe convective.

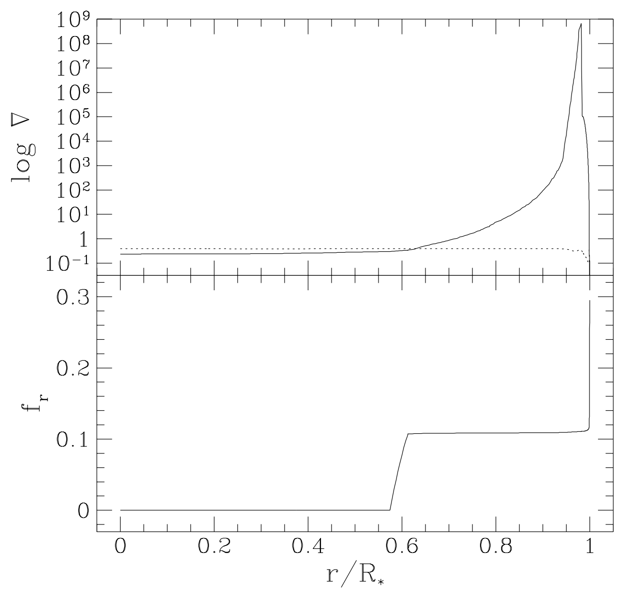

Figure 2.10 – *Comportement de la fonction f_r lorsque l'étoile présente un coeur radiatif. Dans la figure du dessus sont représentés en traits plein et en pointillés les gradients radiatif $\nabla_{\rm rad}$ et adiabatique $\nabla_{\rm ad}$. L'instabilité convective se développe lorsque $\nabla_{\rm ad} < \nabla_{\rm rad}$*

Malgré d'importants progrès dans l'étude du transport de moment angulaire dans les intérieurs stellaires (Spiegel & Zahn 1992, Zahn 1992), de nombreuses questions demeurent et notre simple modèle n'a pas la prétention de reproduire la distribution de moment angulaire dans l'étoile. Les processus de redistribution ou de perte de moment angulaire ne sont pas pris en compte dans notre formalisme. Toutefois, le moment angulaire global de l'étoile, couplé à l'évolution de la structure, représente des quantités intéressantes qui nous permettrons de suivre l'évolution de la rotation de l'astre. Cet aspect du modèle sera développé dans le Chap. 3 page 121.

Mais au-delà de ces considérations, reste la question fondamentale de savoir comment la rotation interagit avec la convection. Les observations du Soleil indiquent une rotation différentielle en latitude à l'intérieur de l'enveloppe convective et une rotation solide dans le coeur radiatif (Brown & Morrow 1987). Des caractéristiques similaires semblent aussi avoir été observées dans d'autres étoiles de type solaire (Donahue & Baliunas 1992).

Pour montrer ce qu'apporte notre modèle à cette question, nous allons comparer le temps convectif $\tau_{\rm conv} = H_P/v_{\rm conv}$ où $v_{\rm conv}$ est la vitesse convective et le temps de cisaillement $\tau_{\rm cis} = (dV/dr)^{-1} \sim \Omega^{-1}$ qui représente aussi le temps de mélange de la matière accrétée. Comme Ri^- joue un rôle crucial dans la détermination des profils de f_r, nous considérons deux situations. Dans le premier cas, caractérisé par $Ri^- = -10^3$, on constate (Fig. 2.11)

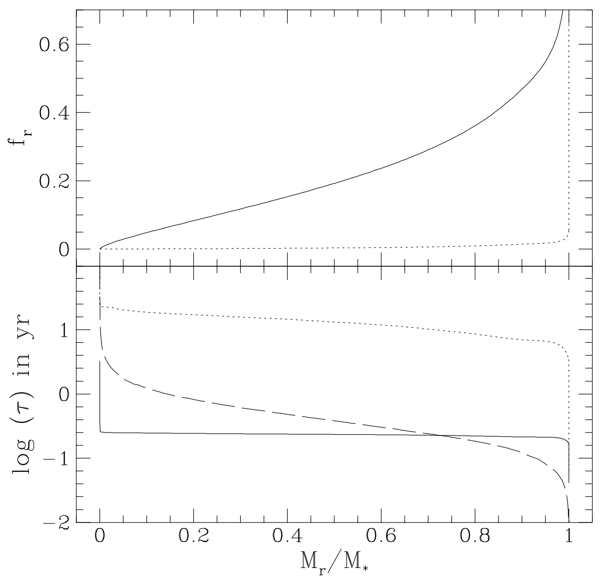

Figure 2.11 – *Temps caractéristiques de mélange. Les courbes en traits plein et pointillés (cadran supérieur) montrent la profil de f_r pour des valeurs de Ri^- égales à -10 et -10^3. Dans le cadran inférieur, en trait plein et pointillé est représenté le temps caractéristique de mélange $\tau_{\rm cis}$ pour les mêmes valeurs de Ri^-. La courbe en trait hachurés représente le temps convectif $\tau_{\rm conv}$. Les paramètres sont fixés à $\xi = 0.3$, $\epsilon = 0.5$, $\mathcal{E}^a = 0.5$ et $\mu^a = \mu^*$*

que $\tau_{\rm cis}$ est systématiquement plus grand que $\tau_{\rm conv}$ par environ deux ordres de grandeur et que le profil de f_r est très aplati. Cette situation ($Ri^- \gg 1$) caractérise un régime où la convection participe efficacement au mélange et contribue à une répartition uniforme de la matière accrétée dans l'étoile. Le cisaillement agissant sur des temps beaucoup plus longs, il intervient peu dans le processus de mélange. Par contre, dans une situation où $Ri^- = -10$, on observe que la distribution de la matière n'est plus uniforme. La convection influence donc moins le mélange et cette simulation traduit l'effet du cisaillement dans le dépôt de matière accrétée dans l'étoile. L'importance de la rotation est particulièrement mise en évidence lorsque l'on analyse les ordres de grandeur des temps caractéristiques. On constate en effet que $\tau_{\rm cis}$ est inférieur à $\tau_{\rm conv}$ dans une partie importante de l'étoile. Le mélange convectif prend plus de temps, il est donc moins efficace.

Nous voyons donc qu'en fonction des valeurs de Ri^-, notre modèle permet de reproduire des situations où la convection libre assure efficacement la répartition de la matière accrétée ce qui impose très probablement une redistribution efficace du moment angulaire, ou au contraire, donner plus d'importance au cisaillement et forcer la matière à ne plus se déposer uniformément. Dans cette dernière situation, on peut s'attendre à une rotation différentielle importante dans la zone convective.

Enfin, si le temps d'accrétion $\tau_{\rm acc}$ ($\sim \dot{M}/M$) est grand devant le temps de mélange, nous pouvons dire que le processus d'accrétion est bien décrit par le nombre de Richardson car le mélange a le temps de s'opérer dans la direction verticale. Dans le cas contraire, ($\tau_{\rm cis} > \tau_{\rm acc}$), la matière ne fait que s'empiler à la surface de l'étoile sans effet de mélange. Notre étude indique bien que l'application du critère de Richardson est pleinement justifiée, car nous sommes toujours dans une situation où $\tau_{\rm cis} \ll \tau_{\rm acc}$ (pour des taux d'accrétion compris entre 10^{-6} et $10^{-8}\,{\rm M}_\odot\ {\rm yr}^{-1}$, $\tau_{\rm acc} \approx 10^6 - 10^8$ ans).

2.3 L'Incorporation de l'Accrétion

L'incorporation du processus d'accrétion dans le code d'évolution stellaire affecte les équations mécaniques, énergétiques et chimiques de la structure stellaire. Nous allons aborder consécutivement ces différents points.

2.3.1 Le répartition de matière dans l'étoile

La première étape du calcul consiste à déterminer la fonction f de manière à établir la nouvelle répartition de matière dans l'étoile. Mais avant de procéder à la résolution de l'Eq. (2.23) nous devons calculer toutes les variables thermodynamiques entrant dans cette expression ($\mathcal{Q}$, $\phi, \nabla_{\rm ad}, ...$).

Une fois que m'était donnée la fonction $f' = g(f, r, M_r, \nabla_{\rm ad}, ..)$ [Eq. (2.23)], j'ai procédé à son intégration par la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4. J'impose la valeur du nombre de Richardson à Ri^- dans les zones convectives et dès que le milieu devient radiatif, ce nombre prend la valeur 1/4. L'intégration s'effectue à partir du centre parce que nous ne savons pas a priori jusqu'à quelle profondeur la matière se dépose dans l'étoile. La procédure est donc itérative et se déroule dans la chronologie suivante. Dans un premier temps, j'évalue la quantité de matière déposée dans chaque couche de l'étoile et l'additionne à sa valeur précédente. Si cette valeur dépasse $M_{\rm acc}$ [Eq. (2.25)], je recommence alors l'itération en démarrant moins profondément dans l'étoile. Si par contre cette valeur est inférieure à $M_{\rm acc}$, je démarre le calcul avec une valeur non nulle de f au centre. Finalement, le processus a convergé lorsque la masse $M_{\rm acc}$ a été accrétée entre le point de départ et la surface de l'étoile.

Lorsque f_r est calculée, la nouvelle distribution de masse à l'intérieur de l'étoile devient

$$\mathrm{d}\, m_r^{*+a} \;=\; (1 + f_r\, \Psi)\, \mathrm{d}\, m_r^* \;. \tag{2.26}$$

A partir de maintenant et pour simplifier l'écriture nous désignerons par f la fonction $f = f_r\, \Psi$.

Lors de la résolution des équations de la structure stellaire, l'apport de matière modifie la masse des couches et déplace l'équilibre hydrostatique de l'étoile (Eq. 1.3 page 50). Le code calcule ensuite le travail des forces de pression, détermine la nouvelle répartition de matière et on obtient ainsi la nouvelle structure de l'étoile dans laquelle l'accrétion de matière est maintenant prise en compte.

2.3.2 L'énergétique de l'accrétion

Les modèles d'accrétion ont souvent omis le fait que la matière accrétée puisse apporter de l'énergie thermique. Si l'on néglige cet apport de chaleur, l'augmentation de l'énergie interne des couches provient alors uniquement (1) du travail des forces de pression qui comprime ces couches par l'apport de matière, (2) du flux d'énergie provenant de l'intérieur de l'astre et (3) de la production d'énergie nucléaire qui peut s'y produire. Cependant, et comme l'ont fait remarquer différents auteurs (Prialnik & Livio 1985, Shaviv & Starrfield 1988), il existe une quatrième source d'énergie. En effet, durant le processus d'accrétion, une quantité importante d'énergie potentielle est libérée. Si la matière accrétée transite par un disque, nous pouvons montrer (e.g., Frank *et al.* 1985) que la moitié de la luminosité d'accrétion est rayonnée par le disque tandis que l'autre moitié $L_{\rm bl}$ est déposée dans la couche limite

$$L_{\rm bl} = \frac{1}{2} L_{\rm acc} = \frac{\mathcal{G} M_* \dot{M}}{2\, R_*} \;.$$

Généralement, on suppose que la matière accrétée possède la même entropie que la matière à la surface de l'étoile (Kippenhahn & Meyer-Hofmeister 1977, Mercer-Smith *et al.* 1984, Braun & Langer 1995) mais cette hypothèse néglige la contribution provenant de la couche limite. Pour tenir compte de cette source d'énergie, nous avons défini un nouveau paramètre α, compris entre 0 et 1, qui représente la fraction de $L_{\rm bl}$ qui est transférée à l'étoile depuis la couche limite. L'étoile absorbe donc par unité de temps une quantité d'énergie

$$L_{\rm acc,*} = \alpha\ L_{\rm bl} \;,$$

le reste $(1 - \alpha) L_{\rm bl}$ étant rayonné vers l'extérieur. Cette énergie est convertie en énergie interne et déposée dans l'étoile par le processus d'accrétion. Dans une situation où $\alpha = 0$, toute l'énergie est rayonnée par la couche limite et la matière accrétée possède alors la même entropie que la matière stellaire. Inversement, si $\alpha = 1$, toute l'énergie d'accrétion est transférée à l'étoile.

Durant un intervalle de temps Δt, une masse $M_{\rm acc} = \dot{M}\Delta t$ et une quantité d'énergie $\alpha\, L_{\rm bl}\, \Delta t$ rentrent dans l'étoile. En supposant que la répartition de chaleur soit instantanée et uniforme, chaque gramme de matière accrétée libère en moyenne dans l'étoile une énergie $\varepsilon_{\rm acc} = \alpha L_{\rm bl}/M_{\rm acc}$ par seconde. Cette énergie étant déposée par la matière accrété, la distribution de $\varepsilon_{\rm acc}$ s'écrit

$$\varepsilon_{\rm acc} = \alpha\, \frac{\mathcal{G} M_*}{2\, R_* \Delta t}\, \frac{f}{1+f}\ . \tag{2.27}$$

Le facteur $(1+f)^{-1}$ prend en compte les modifications de la répartition de masse dans l'étoile dues à l'accrétion. On vérifie aisément que

$$\int_0^M \varepsilon_{\rm acc}\ {\rm d}\, m^{*+a} = L_{{\rm acc},*}\ .$$

En ordre de grandeur, et dans l'hypothèse où f est constante ($\int f {\rm d}\, m = \dot{M}\,\Delta\, t \simeq \bar{f} M_*$), $\varepsilon_{\rm acc}$ est une source non négligeable d'énergie, puisque

$$\varepsilon_{\rm acc} \simeq \frac{\mathcal{G} M_*}{R_*\, \Delta t}\, \frac{\bar{f}}{1+\bar{f}} \simeq \alpha\, \frac{\mathcal{G}\dot{M}}{2\, R_*} \simeq 3\, \alpha\, \frac{R_\odot}{R_*}\, \frac{\dot{M}}{10^{-7}}\ {\rm erg\, g^{-1} s^{-1}}\ .$$

Finalement l'accrétion modifie l'équation de conservation de l'énergie (Eq. 1.4 page 50) qui devient

$$\frac{\partial L_r}{\partial m}\ =\ \varepsilon_{\rm nuc} + \varepsilon_{\rm grav} + \varepsilon_{\rm acc}\ , \tag{2.28}$$

dont l'intégrale sur l'étoile donne

$$L_*\ =\ L_{\rm nuc}\ +\ L_{\rm grav}\ +\ \alpha\, L_{bl} \tag{2.29}$$

2.3.3 Les modifications de la composition chimique

En apportant une matière qui n'est pas affectée par le brûlage nucléaire, l'accrétion contribue au renouvellement de certains éléments chimiques et modifie la composition chimique des couches de l'étoile.
Si l'on considère une espèce chimique i, dont les fractions de masse, dans la matière accrétée et dans l'étoile au rayon r, sont données par $X^a_{i,r}$ et $X^*_{i,r}$, la masse totale de cet élément après mélange, M_i^{*+a}, s'écrit

$$\begin{aligned} M_i^{*+a} &= M_i^* + M_i^a \\ &= \int_0^M X_{i,r}^{*+a} {\rm d}\, m_r^{*+a} = \int_0^M X_{i,r}^{*+a} (1+f)\, {\rm d}\, m_r^* \\ &= \int_0^M X_{i,r}^* {\rm d}\, m_r^* + \int_0^M f\, X_{i,r}^a {\rm d}\, m_r^*\ . \end{aligned}$$

L'identification des deux dernières expressions conduit à

$$\int_0^M X_{i,r}^{*+a} (1+f)\, {\rm d}\, m_r^* = \int_0^M (X_{i,r}^* + f\, X_{i,r}^a) {\rm d}\, m_r^*\ ,$$

d'où l'on tire

$$X_{i,r}^{*+a} = \frac{X_{i,r}^{*} + f\,X_{i,r}^{a}}{1+f}\,. \tag{2.30}$$

Dans notre modèle, nous supposons que la cellule accrétée garde son identité jusqu'au lieu de mélange. Sa composition ne varie donc par avec le rayon et nous pouvons écrire que $X_{i,r}^{a} = X_{i}^{a}$. Nous pouvons vérifier que si la composition stellaire ne diffère pas de celle de la matière accrétée ($X_{i,r}^{*} = X_{i}^{a}$), il n'y a bien sur pas de modification de la composition chimique finale.

2.4 Le Traitement du Brûlage du Deutérium

La seule étape nucléaire modifiant l'évolution structurelle d'une étoile pré-séquence principale est la combustion du deutérium. Lorsque cet élément est détruit, la contraction de l'astre est profondément ralentie et la luminosité stellaire est alors assurée à 90% par le brûlage nucléaire. Cet effet énergétique est encore renforcé par le fait que l'étoile est entièrement convective et que l'ensemble du deutérium stellaire participe à la combustion, ce qui en soit est un cas unique en évolution stellaire.

En présence d'accrétion, nous nous retrouvons dans une situation très particulière. D'une part l'apport substantiel de combustible permet de maintenir la production d'énergie nucléaire et donc de conserver le deutérium comme l'élément clé de l'évolution mais d'autre part sa durée de vie est très courte, de l'ordre de quelques jours dans les intérieurs stellaires. Pour résoudre cet épineux problème, nous avons été obligés de coupler l'évolution de la nucléosynthèse de cet atome avec les équations de la structure stellaire.

2.4.1 Les hypothèses simplificatrices

La comparaison des flux des diverses réactions montre que la réaction

$$^{1}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow \gamma + {}^{3}\mathrm{He} \tag{2.31}$$

est nettement plus rapide et énergétique que les autres. Nous simplifierons donc notre traitement du deutérium en négligeant les autres réactions de destruction telles $2\,{}^{2}\mathrm{H}(\gamma,\mathrm{n})^{3}\mathrm{He}$ qui est la plus rapide après ${}^{2}\mathrm{H}(\mathrm{p},\gamma)^{3}\mathrm{He}$ mais qui reste toutefois 100 fois plus lente. De la même façon, les réactions de production du deutérium[1] pourront être négligées devant le terme source provenant de l'accrétion.

Enfin, il convient d'insister sur l'opportunité et la possibilité du découplage. Le problème consiste donc à traiter l'évolution de l'abondance chimique du deutérium. Ce traitement est simplifié car on ne considère qu'une seule réaction. De plus, à cette phase le deutérium n'intervient pas dans d'autres réactions nucléaires et en ce sens ne modifie pas le réseau nucléaire. Et d'autre part l'hydrogène qui peut intervenir dans d'autres réactions (brûlage du

1. Ces réactions se limitent à $2\,\mathrm{p}\,(\gamma\,,\,\nu)^{2}\mathrm{H}$ et ${}^{9}\mathrm{Be}\,(\mathrm{p}\,,{}^{2}\mathrm{H})2\,{}^{4}\mathrm{He}$

lithium par exemple) conserve une abondance pratiquement constante ($X_H/X_{\mathrm{D}} \sim 15000$). Enfin, l'évolution de l'abondance d'^{3}He, qui est produit par la réaction (2.31) et qui réagit ensuite dans la chaîne PPI est recalculée en fin de modèle de manière consistante par la méthode de Wagoner (1969).

2.4.2 Les équations de la nucléosynthèse

De manière générale, l'équation d'évolution d'une espèce X s'écrit

$$\frac{\mathrm{d}\, n_X}{\mathrm{d}\, t} = -\text{flux des réactions détruisant X} + \text{flux des réactions produisant X} \ ,$$

où n_X est l'abondance volumique du noyau X. Les flux des réactions étant proportionnels à l'abondance des noyaux cibles (Annexe A.2), cette équation peut se mettre sous la forme

$$\frac{\mathrm{d}\, n_X}{\mathrm{d}\, t} = -\frac{n_X}{\tau_{\mathrm{dest}}} + \frac{\tilde{n}}{\tau_{\mathrm{prod}}} \ , \tag{2.32}$$

où $\tilde{n}$ représente l'abondance volumique moyenne des constituants conduisant à la création du noyau X. τ_{dest} et τ_{prod} sont les temps caractéristiques de destruction et de production de cet élément. La résolution de cette équation passe toutefois par une approximation de taille qui concerne la dérivée $\mathrm{d}n_X/\mathrm{d}t$. Rappelons que l'abondance volumique est liée à la fraction de masse X_X par la relation

$$n_X \ = \ \mathcal{N}_{av}\rho\frac{X_X}{A_X} \ = \ \mathcal{N}_{av}\rho Y_X \ ,$$

où $\mathcal{N}_{av}$ est le nombre d'Avogadro, ρ la masse volumique du milieu, A_X le nombre de masse de l'espèce X et Y_X l'abondance volumique par unité de masse. Avec cette définition on trouve que

$$\frac{\mathrm{d}\, n_X}{\mathrm{d}\, t} = \mathcal{N}_{av}\left(Y_X\frac{\mathrm{d}\,\rho}{\mathrm{d}\, t} + \rho\frac{\mathrm{d}\, Y_X}{\mathrm{d}\, t}\right) \ .$$

Cette expression montre que l'évolution de la composition chimique est couplée à l'évolution de la structure de l'étoile, par le terme $\mathrm{d}\,\rho/\mathrm{d}\, t$. En toute rigueur, il conviendrait donc de résoudre les équations de la nucléosynthèse en même temps que les équations de la structure stellaire. Mais en pratique, on s'arrange pour qu'entre deux pas de temps consécutifs séparés de Δt, la condition

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\mathrm{d}\,\rho}{\mathrm{d}\, t}\frac{\Delta t}{\rho} < 10\% \ ,$$

soit vérifiée dans chaque couche nucléairement active de l'étoile. Avec cette condition, le terme $\mathrm{d}\,\rho/\mathrm{d}\, t$ pourra être négligé. Cette simplification permet alors d'écrire

$$\frac{\mathrm{d}\, Y_X}{\mathrm{d}\, t} = -\frac{Y_X}{\tau_{\mathrm{dest}}} + \frac{\tilde{Y}}{\tau_{\mathrm{prod}}} \ . \tag{2.33}$$

2.4.3 Le couplage de la nucléosynthèse du deutérium

Lorsque, momentanément la principale source d'énergie de l'étoile devient le brûlage nucléaire du deutérium, si nous voulons découpler la nucléosynthèse de cet élément des équations de la structure stellaire il faut s'assurer que sur un intervalle de temps Δt, son abondance soit peu modifiée. Formellement, il faut prendre des pas de temps $\Delta t < \tau_{\rm dest}$. Mais, lorsque $\tau_{\rm dest}$ est de l'ordre de quelques dizaines d'années, il devient nécessaire de coupler l'évolution du deutérium aux équations de la structure stellaire.

La production de deutérium par l'étoile étant négligeable par rapport à la quantité apportée par la matière circumstellaire, le terme source dans l'équation (2.33) se limitera au terme d'accrétion.

Sur un intervalle de temps Δt, il se dépose une quantité de matière $M_{\rm acc} = \dot{M}\Delta t$ et un nombre d'atomes de deutérium $n^a_{\rm D} = X^a_{\rm D}\dot{M}\Delta t \propto \Delta t$ (dans la suite j'omettrai l'indice D qui fait référence au deutérium). Le temps caractéristique de "production de deutérium" est donc le pas de temps d'intégration.
Ainsi l'équation d'équilibre du deutérium s'écrit

$$\frac{{\rm d}\, n^{*+a}}{{\rm d}\, t} = -\frac{n^*}{\tau_{\rm dest}} + X^a\dot{M} \;=\; -\frac{n^*}{\tau_{\rm dest}} + \frac{n^a}{\Delta t}$$

qui se traduit en terme d'abondance molaire volumique par

$$\frac{{\rm d}\, Y^{*+a}}{{\rm d}\, t} = -\frac{\tilde{Y}^*}{\tau_{\rm dest}} + \frac{\tilde{Y}^a}{\Delta t}\ , \tag{2.34}$$

où $\tilde{Y}^*$ et $\tilde{Y}^a$ sont définies par

$$\tilde{Y}^* \equiv \frac{\rho^*}{\rho^{*+a}}Y^* \quad \text{et} \quad \tilde{Y}^a \equiv \frac{\rho^a}{\rho^{*+a}}Y^a\ . \tag{2.35}$$

Ces variables traduisent la "dilution" du milieu par l'apport de matière.
La solution de l'Eq. (2.34) est donnée formellement par

$$Y_{\rm D} = Y^{*+a}_{t+\Delta t} = \tilde{Y}^*_t \exp\Big(\frac{-\Delta t}{\tau_{\rm dest}}\Big) + \tilde{Y}^a\frac{\tau_{\rm dest}}{\Delta t}\Big[1-\exp\Big(\frac{-\Delta t}{\tau_{\rm dest}}\Big)\Big]\ , \tag{2.36}$$

et constituera l'équation d'évolution du deutérium. Elle fait apparaître deux termes. Un premier terme qui traduit le brûlage du deutérium stellaire, caractérisé par une décroissance exponentielle de l'abondance sur un temps caractéristique $\tau_{\rm dest}$ et un second terme qui représente l'apport de deutérium par l'accrétion moins ce qui a été détruit sur le pas de temps Δt.

Lorsque la température centrale ne permet pas le brûlage du deutérium ($\tau_{\rm dest} \gg \Delta t$), la composition chimique de l'étoile n'a pas changé ($Y^*_t \sim Y^a$) et l'Eq. (2.36) s'écrit

$$Y^{*+a}_{t+\Delta t} \sim \tilde{Y}^*_t + \tilde{Y}^a \sim Y^a\ ,$$

valeur inchangée à laquelle on s'attend en l'absence de combustion nucléaire.
Inversement, dans une situation où $\tau_{\rm dest} \ll \Delta t$, l'abondance de deutérium atteint une valeur

limite définie par

$$Y_{\rm eq} = \lim_{\tau_{\rm dest}\to 0} Y^{*+a}_{t+\Delta t} \;\sim\; \tilde{Y}^{a}\frac{\tau_{\rm dest}}{\Delta t} \; . \tag{2.37}$$

Plus le temps de destruction est petit, plus cette abondance diminue.

Finalement, le taux de production d'énergie nucléaire $\varepsilon_{\rm nuc}$ généré par le brûlage du deutérium (Eq. A.13 page 174) s'écrit

$$\varepsilon_{\rm nuc} = \frac{\mathcal{N}_{av} Y_{\rm D}\, Q}{\tau_{\rm dest}} \; , \tag{2.38}$$

équation qui établit clairement le couplage entre la nucléosynthèse ($Y_{\rm D}$) et l'énergétique de l'étoile.

2.4.4 Le traitement des zones radiatives et convectives

Le calcul de l'énergie nucléaire est traité différemment suivant que l'on se trouve dans une région radiative ou convective.

Dans le premier cas de figure, l'énergie nucléaire est évaluée localement. Les quantités (2.35) étant définies par

$$\tilde{Y}^{*}_{\rm rad} \equiv \frac{1}{1+f}\, Y^{*} \quad \text{et} \quad \tilde{Y}^{a}_{\rm rad} \equiv \frac{f}{1+f}\, Y^{a} \; , \tag{2.39}$$

sont ensuite introduites dans l'Eq. (2.36). Le temps de destruction est un temps de destruction local, différent dans chaque couche de l'étoile.

En revanche, dans une zone convective mélangée ($Y^{*} = \bar{Y}^{*} = \text{cte}$), nous considérons des valeurs moyennes des expressions (2.35). Nous définissons ainsi

$$\bar{\tilde{Y}}^{*}_{\rm conv} \equiv \frac{\displaystyle\int_{\rm conv} Y^{*}\frac{{\rm d}\, m^{*+a}}{1+f}}{\int_{\rm conv} {\rm d}\, m^{*+a}} = \left(\frac{M^{*}}{M^{*+a}}\right)_{\rm conv} \bar{Y}^{*} \tag{2.40}$$

et

$$\bar{\tilde{Y}}^{a}_{\rm conv} \equiv \frac{\displaystyle\int_{\rm conv} Y^{a}\frac{f\, {\rm d}\, m^{*+a}}{1+f}}{\int_{\rm conv} {\rm d}\, m^{*+a}} = \left(\frac{M^{a}}{M^{*+a}}\right)_{\rm conv} \bar{Y}^{a} \; , \tag{2.41}$$

qui sont équivalentes aux Eqs. (2.39) pour un milieu convectif. L'indice conv représente l'étendue des zones convectives.

De la même manière, nous définissons un temps de destruction moyen

$$\bar{\tau}^{-1}_{\rm dest} = \frac{\int_{\rm conv} \tau^{-1}_{\rm dest}\, {\rm d}\, m^{*+a}}{\int_{\rm conv} {\rm d}\, m^{*+a}} \; , \tag{2.42}$$

qui traduit un flux moyen de réactions. Ce traitement moyen n'est toutefois justifié que si $\bar{\tau}_{\rm dest} \gg \tau_{\rm conv}$.

Finalement dans une zone convective, l'Eq. (2.36) s'écrit

$$Y_{\rm D} = \bar{\tilde{Y}}^{*}_{t} \exp\!\Big(\frac{-\Delta t}{\bar{\tau}_{\rm dest}}\Big) + \bar{\tilde{Y}}^{a}\frac{\bar{\tau}_{\rm dest}}{\Delta t}\Big[1 - \exp\!\Big(\frac{-\Delta t}{\bar{\tau}_{\rm dest}}\Big)\Big] \; . \tag{2.43}$$

On peut enfin remarquer que lorsque l'abondance de deutérium a atteint sa valeur d'équilibre (2.37), la luminosité nucléaire est alors donnée par

$$
\begin{aligned}
L_{\mathrm{eq}} &= \int_{\mathrm{rad}} \varepsilon_{\mathrm{nuc}} + \int_{\mathrm{conv}} \varepsilon_{\mathrm{nuc}} \\
&= \frac{\mathcal{N}_{av}\, Y^a\, Q}{\Delta t} \left[\int_{\mathrm{rad}} \frac{f}{1+f} \frac{\tau_{\mathrm{dest}}}{\tau_{\mathrm{dest}}}\, \mathrm{d}\, m^{*+a} \;+ \int_{\mathrm{conv}} \left(\frac{M^a}{M^{*+a}}\right)_{\mathrm{conv}} \frac{\bar{\tau}_{\mathrm{dest}}}{\tau_{\mathrm{dest}}}\, \mathrm{d}\, m^{*+a} \right] \\
&= \frac{\mathcal{N}_{av}\, Y^a\, Q}{\Delta t} \left(M_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{rad}} + M_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{conv}} \right) \\
&= \mathcal{N}_{av}\, Y^a\, Q\, \frac{M_{\mathrm{acc}}}{\Delta t} \;=\; \mathcal{N}_{av}\, Y^a\, Q\, \dot{M} \;. \qquad (2.44)
\end{aligned}
$$

Cette expression montre que la luminosité dépend uniquement du taux d'accrétion et de l'abondance en deutérium de la matière accrétée. Elle résulte simplement de la destruction totale du combustible accrété.

2.5 Les Étapes du Calcul

De façon synthétique, le calcul d'un modèle d'évolution stellaire avec accrétion est présenté dans l'organigramme suivant.

Lecture des grilles des modèles d'atmosphère	$\mathcal{A}$
$\downarrow$	
Lecture des tables d'opacité	$\mathcal{B}$
$\downarrow$	
Lecture des tables des taux de réactions nucléaires	$\mathcal{C}$
$\downarrow$	
Lecture des tables des intégrales de Fermi-Dirac	$\mathcal{D}$
$\downarrow$	
Lecture de la carte des paramètres, de la liste des éléments chimiques et du réseau de réactions nucléaires	$\mathcal{E}$
$\downarrow$	
Lecture du modèle initial	$\mathcal{F}$
$\downarrow$	
Calcul de l'équation d'état, des variables thermodynamiques et de la structure des zones convectives	$\mathcal{G}$

Calcul de la distribution de matière accrétée dans l'étoile : fonction f — $\mathcal{H}$

$\downarrow$

Réorganisation optimale des couches de l'étoile (mesh point) — $\mathcal{I}$

$\downarrow$

Calcul de la perte et de l'apport de masse (Eq. 2.26) et de la nouvelle composition chimique des couches (Eq. 2.30) — $\mathcal{J}$

$\downarrow$

Calcul de la nucléosynthèse du deutérium (Eqs. 2.36 et 2.43) — $\mathcal{K}$

$\downarrow$

A nouveau calcul de l'équation d'état, des variables thermodynamiques et de la structure des zones convectives. C'est ici que se fait le couplage — $\mathcal{L}$

$\downarrow$

Détermination des conditions limites, des équations de la structure stellaire et de leurs dérivées — $\mathcal{M}$

$\downarrow$

Méthode de relaxation de Newton-Raphson pour obtenir les modifications de la structure sur le pas de temps considéré. Procédure itérative depuis $\mathcal{K}$. En cas de non convergence, changement du pas de temps et retour à $\mathcal{G}$ — $\mathcal{N}$

$\downarrow$

Calcul de la nucléosynthèse et/ou de la diffusion dans le nouveau modèle calculé. A la sortie de cette procédure les abondances en deutérium, hydrogène et ^{3}He prennent les valeurs établies dans l'étape $\mathcal{K}$ — $\mathcal{O}$

$\downarrow$

Calcul de la rotation — $\mathcal{P}$

$\downarrow$

Stockage des résultats — $\mathcal{Q}$

Troisième partie

L'Impact de l'Accrétion

Chapitre 1

Structure et Évolution Stellaire avec Accrétion

Sommaire

Après avoir décrit la distribution de la matière dans les intérieurs stellaires, nous allons maintenant nous plonger dans un contexte évolutif et analyser la réponse structurelle de l'étoile à l'accrétion. Nous débuterons par une description des conditions initiales et des paramètres de nos modèles puis nous aborderons l'étude détaillée de la structure. Nous verrons notamment que le brûlage du deutérium est la pierre angulaire de cette évolution et que l'accrétion provoque une dilatation de l'étoile sur la branche d'Hayashi. L'influence de la composition chimique, de la répartition de la matière accrétée dans l'étoile et de l'énergétique de l'accrétion sera entreprise dans la Sect. 1.3. Nous examinerons ensuite la phase d'ajustement structurel de l'étoile avec l'arrêt du processus d'accrétion (phase de relaxation) et terminerons cette partie par la représentation dans le diagramme HR, des tracés évolutifs de ces étoiles. L'ensemble de ces travaux a fait l'objet d'un publication sous la référence Siess *et al.* (1996b).

1.1 Les Conditions Initiales

La construction d'un modèle initial passe par la résolution des équations de Lane-Emden dans le cas d'un gaz polytropique d'indice $n = 1.5$. Nous fixons la masse de l'étoile et imposons un rayon stellaire aussi grand que possible de manière à débuter les calculs à des luminosités élevées (le plus haut possible dans le diagramme HR) mais surtout pour obtenir des températures centrales suffisamment basses ($T_c \lesssim 10^6$K) pour suivre la combustion du deutérium. Après convergence par le code d'évolution stellaire, l'étoile de 0.5 $M_\odot$ présente une température centrale d'environ $5\,10^5$K, un rayon de 5 $R_\odot$ pour une luminosité égale à 6.5 $L_\odot$. L'étoile est entièrement convective, entourée par une fine atmosphère radiative et affiche une température effective voisine de 4000K.

Pour étudier l'influence du taux d'accrétion sur l'évolution de l'étoile, nous avons envisagé trois situations (Fig. 1.1)

- Cas A

$$\dot{M} \;=\; 5\times10^{-6}\exp^{-t/4\,10^5} + 2\times10^{-7}\exp^{-t/2.5\,10^6}\ \mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$$

- Cas B

$$\dot{M} \;=\; 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}\ \text{tant que}\ M < 1.10\,M_\odot\ \ \text{puis}\ 10^{-6}\exp^{-t/10^5}\ \mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$$

- Cas C

$$\dot{M} \;=\; 10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}\ \text{tant que}\ M < 1.15\,M_\odot\ \ \text{puis}\ 10^{-7}\exp^{-t/5\,10^5}\ \mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$$

De manière à clairement faire ressortir l'influence de l'accrétion, nous avons imposé arbitrairement que chaque étoile accrète une quantité de matière égale à 0.7 $M_\odot$. Dans ce contexte, le processus d'accrétion agira durant $1.3\,10^7$ années dans le cas A, $7\,10^5$ ans dans le cas B et $7\,10^6$ ans dans le cas C. La première proposition décrit une accrétion forte durant les premiers 10^5 ans, suivie d'une activité lentement décroissante tandis que les cas B et C représentent des taux d'accrétion constants caractéristiques des CTTS et WTTS.

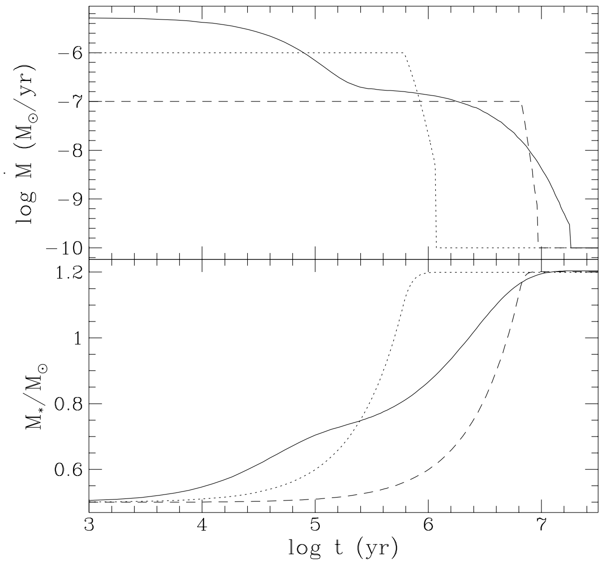

Figure 1.1 – *Évolution du taux d'accrétion et de la masse de l'étoile. Les lignes en traits continus, pointillés et hachurés correspondent respectivement aux lois A, B et C*

Les paramètres de contrôle du modèle d'accrétion sont fixés par défaut à $\xi = 0.01$, $\mathcal{E}^a = 0.8$, $Ri^- = -10^2$ et $\alpha = 0.01$. Ils contribuent à distribuer uniformément la matière accrétée dans l'étoile et supposent que la majeure partie de l'énergie déposée dans la couche limite est rayonnée vers l'extérieur.

1.2 Évolution Stellaire avec Accrétion

Dans cette section nous allons analyser la réponse structurelle de l'étoile à un flux de matière dont la composition chimique demeure constante. Comme nous l'avons laissé entendre dans la Sect. 2.4 (page 82), le deutérium va jouer un rôle clé dans l'évolution stellaire avec accrétion. En effet, la combustion de cet élément, qui repose principalement sur la réaction

$$^{1}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \gamma \ , \tag{1.1}$$

est très énergétique. Le maintien de cette production d'énergie par l'apport de combustible provenant du disque conduit à des réajustements structurels importants et très spécifiques au processus d'accrétion. Nous avons donc décomposé l'évolution de l'étoile en deux phases qui retracent en fait l'évolution de l'abondance du deutérium.

1.2.1 Le brûlage hors équilibre du deutérium

Cette phase est caractérisée par le fait que le temps caractéristique d'apport de la matière ($\tau_{\rm acc}$) est de l'ordre de grandeur du temps de destruction du deutérium ($\tau_{\rm dest}$). Dans ce cas de figure, le deutérium accrété n'est pas totalement détruit et l'évolution de son abondance est régie par l'équation générale (2.36 page 84).

L'étoile débute son évolution par une phase de contraction importante. La nature convective de l'objet permet d'établir une relation très simple reliant la masse, le rayon et la température centrale T_c de l'objet. Avec une bonne approximation, l'équation d'état peut se mettre

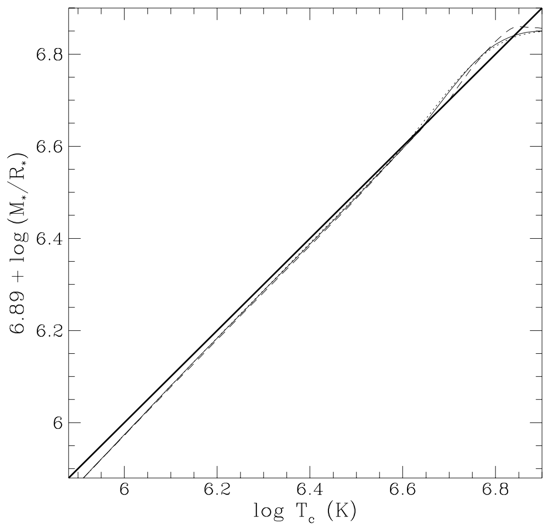

Figure 1.2 – *Relation entre la température centrale, la masse et le rayon externe de l'étoile. Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.1. En trait gras nous avons représenté l'équation (1.2). Le poids moléculaire moyen est pris égal à 0.647 et l'indice polytropique vaut 1.5. Au delà de* $\log T_c \sim 6.7$*, le coeur radiatif apparaît, l'indice polytropique change et les courbes s'écartent de la relation théorique* sous la forme

$$P = K\rho^{\frac{n+1}{n}} ,$$

où n est l'indice polytropique et K une constante qui dépend de la masse M et du rayon R. En combinant les équations (1.2) et (1.3) page 50, nous pouvons déterminer les fonctions $P(r)$, $\rho(r)$ et $M(r)$, indépendamment de la nature des sources d'énergie présentes dans l'étoile. La résolution de ces équations (Cox & Guili 1968) permet alors d'établir que

$$\mathrm{T}_c \approx 1.2 \times 10^7 \, \mu \, \frac{M}{M_\odot} \, \frac{R_\odot}{R} \; \mathrm{K} , \qquad (1.2)$$

où μ est le poids moléculaire moyen et où nous avons imposé un transport adiabatique de l'énergie ($n = 1.5$). La figure 1.2 montre clairement la validité de cette approximation par rapport aux modèles numériques.

Avec les conditions initiales de température, l'allumage des réactions de brûlage du deutérium s'effectue au bout de quelques 10^4 ans. Notons qu'un changement des conditions initiales (rayon plus grand par exemple) modifie très peu cette période car durant cette phase l'étoile évolue très rapidement. Ainsi peu de matière est accrétée avant le début de la combustion ($\lesssim 0.05\,\mathrm{M}_\odot$) et la structure de l'astre est faiblement perturbée. On note toutefois qu'un taux d'accrétion plus élevé accélère légèrement la contraction car l'apport de matière renforce le potentiel gravitationnel de l'étoile. La Fig. 1.3 montre en effet que durant cette courte période, la courbe en trait plein (loi A) est située légèrement sous les tracés correspondant aux lois B et C.

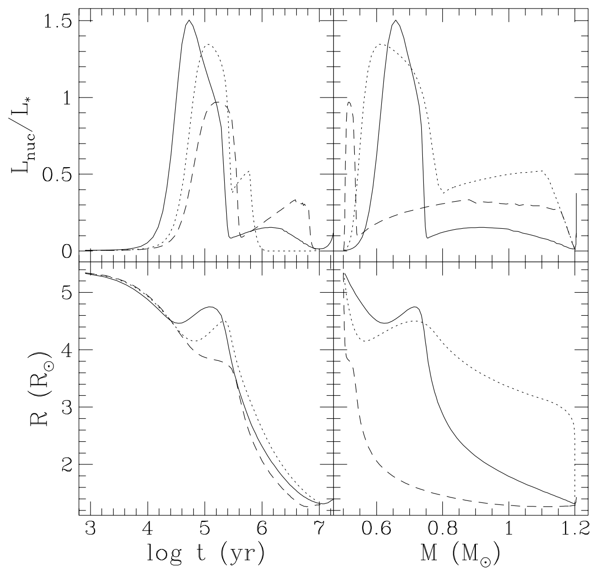

Figure 1.3 – *Évolution du rayon et de la luminosité nucléaire relative en fonction du temps et de la masse pour les trois taux d'accrétion envisagés. Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.1. On remarque que pour $L_{nuc} > L_*$ le rayon augmente*

Lorsque la température atteint $\sim 10^6$K, la production d'énergie nucléaire devient importante ($\varepsilon_{\rm nuc} > 1$ erg g^{-1}s^{-1}). Dans un schéma "standard", l'énergétique liée au brûlage du deutérium ralentit la contraction de l'astre mais en présence d'accrétion, on observe au contraire une dilatation de toute l'étoile (Fig. 1.3). L'explication de ce phénomène découle naturellement de l'Eq. (1.2). En effet, la dérivation de cette expression montre que

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathrm{T}_c}{\mathrm{T}_c} = \frac{\mathrm{d}\,M}{M} - \frac{\mathrm{d}\,R}{R}\ .$$

Si aucun apport de matière ne vient perturber l'évolution de l'étoile ($\mathrm{d}\,M = 0$), l'augmentation constante de la température centrale impose $\mathrm{d}\,R < 0$. Seule l'accrétion peut conciliablement assurer l'échauffement et la dilatation de l'astre. On note toutefois que cet effet est absent lorsque le taux d'accrétion est faible (Cas C dans la Fig. 1.3). Il existe donc une valeur critique du taux d'accrétion au-dessus de laquelle l'étoile se dilate. Pour tenter d'établir ce taux critique, nous allons nous placer dans deux situations particulières où l'énergétique est gouvernée à tour de rôle par $\varepsilon_{\rm grav}$ et $\varepsilon_{\rm nuc}$.

Dans le premier cas de figure, utilisons le fait que l'étoile peut être représentée en bonne approximation par un polytrope. Sous cette hypothèse, l'énergie gravitationnelle $E_{\rm grav}$ s'écrit (Kippenhahn & Weigert 1990)

$$E_{\rm grav} = -\frac{6}{7}\frac{\mathcal{G}M^2}{R}\ .$$

Dans une situation où les luminosités nucléaire et d'accrétion peuvent être négligées et en utilisant le théorème du Viriel, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit

$$L \approx -\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}\,E_{\rm grav}}{\mathrm{d}\,t} = \frac{3}{7}\left(\frac{2\mathcal{G}M\dot{M}}{R} - \frac{\mathcal{G}M^2\dot{R}}{R^2}\right)\ .$$

Cette équation permet d'isoler $\dot{R}$ et d'établir

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{2\,\dot{M}}{M} - \frac{L}{(3\,\mathcal{G}\,M^2/7\,R)}\ . \tag{1.3}$$

Cette expression implique que la contraction d'une étoile PMS le long de sa branche d'Hayashi peut être stoppée ($\dot{R} = 0$) lorsque le taux d'accrétion atteint la valeur critique $\dot{M}_{\rm grav}$ définie par

$$\frac{\dot{M}_{\rm grav}}{M} \sim \frac{7RL}{6\,\mathcal{G}M^2} \approx \frac{1}{2\,\tau_{\rm KH}}\ , \tag{1.4}$$

où $\tau_{\rm KH}$ est le temps de Kelvin-Helmholtz. Ce résultat (1.4) semble intuitivement raisonnable car il dit que l'évolution stellaire sera altérée lorsque la matière est accrétée à un taux tel, que la masse de l'étoile change de façon appréciable sur le temps de contraction ($\tau_{\rm KH}$). On peut remarquer d'après l'Eq. (1.3) que si $\dot{M} > \dot{M}_{\rm grav}$ la luminosité augmente. En ordre de grandeur, l'Eq. (1.4) s'écrit

$$\dot{M}_{\rm grav} \sim 3.7\,10^{-8}\frac{R}{R_\odot}\frac{L}{L_\odot}\frac{M_\odot}{M}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}\ . \tag{1.5}$$

Pour une étoile de $0.7\,\mathrm{M}_\odot$, dont la luminosité et le rayon sont voisins de $5\,\mathrm{L}_\odot$ et $5\,\mathrm{R}_\odot$ (Fig. 1.5), on obtient $\dot{M}_{\rm grav} \approx 1.3\,10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$.

Si nous considérons maintenant que la luminosité de l'étoile résulte principalement du brûlage nucléaire du deutérium ($L_{\rm grav}$ négligeable), nous sommes dans une situation où $L \simeq L_{\rm nuc}$. L'évolution de la luminosité dépend donc des variations de $L_{\rm nuc}$ et nous pouvons écrire

$$\dot{L} \;\simeq\; \dot{L}_{\rm nuc} \; . \tag{1.6}$$

Lorsque l'étoile parcourt la branche d'Hayashi, on peut montrer (Kippenhahn & Weigert 1990) que la température effective vérifie alors

$$\log {\rm T}_{\rm eff} = A \log L + B \log M + cte \; ,$$

qui, compte tenu de la relation $L = 4\pi R^2 \sigma {\rm T_{eff}}^4$ des corps noirs, devient

$$\log L = \frac{4B}{(1-4\,A)} \log M + \frac{2}{(1-4\,A)} \log R + cte \; , \tag{1.7}$$

où A et B sont des constantes qui dépendent notamment de la loi d'opacité dans la photosphère. Dans la littérature, en tenant compte d'une opacité due aux ions H^- (Sect. 2.2 page 27), les coefficients A et B ont des valeurs respectives voisines de 0.05 et 0.2 (Kippenhahn & Weigert 1990). En dérivant l'expression (1.7) on obtient finalement

$$\frac{\dot{L}}{L} = \frac{4B}{(1-4\,A)} \frac{\dot{M}}{M} + \frac{2}{(1-4\,A)} \frac{\dot{R}}{R} \; . \tag{1.8}$$

Il nous reste maintenant à évaluer le terme de droite de l'équation (1.6). Mais avant de calculer le taux de variation de la luminosité nucléaire il nous faut déterminer sur quelle échelle de temps cette luminosité évolue. Nous allons donc choisir un pas de temps Δt tel que (1) l'abondance de deutérium varie faiblement et que (2) la luminosité nucléaire ait le temps d'évoluer. Ainsi on se retrouve dans une situation caractéristique de la phase d'amorçage des réactions nucléaires (Fig. 1.5). Δt devra donc être suffisamment court pour satisfaire la condition (1) mais pas trop petit pour que (2) puisse aussi être vérifiée. Cette double condition est remplie lorsque

$$\Delta t \;\sim\; \bar{\tau}_{\rm dest} \; ,$$

où $\bar{\tau}_{\rm dest}$ est le temps de destruction moyen du deutérium à travers l'étoile (Eq. 2.42 page 85). Comme, nous l'avons déjà vu, le taux de production d'énergie nucléaire par unité de masse, $\varepsilon_{\rm nuc}$, s'écrit

$$\varepsilon_{\rm nuc} = \frac{\mathcal{N}_{av} Q Y_{\rm D}}{\tau_{\rm dest}} \; , \tag{1.9}$$

d'où nous en déduisons

$$L_{\rm nuc} = \int_0^M \varepsilon_{\rm nuc}\, {\rm d}\, m \approx \frac{\mathcal{N}_{av}\, Q\, Y_{\rm D} (M + \dot{M} \bar{\tau}_{\rm dest})}{\bar{\tau}_{\rm dest}} \; , \tag{1.10}$$

Pour établir cette relation nous nous sommes servis du fait que l'étoile est entièrement convective et donc que $Y_{\rm D}$ est constant à travers la structure. De plus nous avons tenu compte de l'accrétion de matière ($\dot{M}\Delta t$) sur Δt. L'Eq. (1.10) nous permet alors d'extraire $\bar{\tau}_{\rm dest}$ dont l'expression est donnée par

$$\bar{\tau}_{\rm dest} = \frac{\mathcal{N}_{av}\, Q\, Y_{\rm D}\, M}{L_{\rm nuc} - \mathcal{N}_{av}\, Q\, Y_{\rm D}\, \dot{M}} \tag{1.11}$$

En première approximation et compte tenu de l'hypothèse (2), le taux de variation de $L_{\rm nuc}$ peut s'écrire

$$\frac{{\rm d}\, L_{\rm nuc}}{{\rm d}\, t} \approx \frac{L_{\rm nuc}}{\bar{\tau}_{\rm dest}}\,. \tag{1.12}$$

Finalement, en combinant les Eqs. (1.11) et (1.12), on obtient

$$\frac{{\rm d}\, L_{\rm nuc}}{{\rm d}\, t} \approx \frac{L_{\rm nuc}(L_{\rm nuc} - \mathcal{N}_{av}\, Q\, Y_{\rm D}\, \dot{M})}{\mathcal{N}_{av}\, Q\, Y_{\rm D}\, M}\,. \tag{1.13}$$

La dilatation de l'étoile $\dot{R} \geq 0$ se produira dès que $L_{\rm nuc} \gtrsim L$. Dans une telle situation l'excès d'énergie dû à la combustion nucléaire sera converti en travail contre la force de gravité et se traduira par une augmentation du rayon. Nous pouvons en effet observer sur la Fig. 1.3 que la structure réagit de la sorte. Ainsi, à la limite où $\dot{R} \sim 0$, $L_{\rm nuc} \sim L$. En remplaçant donc $L_{\rm nuc}$ par L et en égalant les expressions (1.8) et (1.13), on trouve finalement un taux d'accrétion limite $\dot{M}_{\rm nuc}$ défini par

$$\dot{M}_{\rm nuc} \sim \frac{1-4\,A}{\big(1+4(B-A)\big)}\frac{L}{\mathcal{N}_{av}\, Q\, Y_{\rm D}}\,, \tag{1.14}$$

ce qui en ordre de grandeur équivaut à

$$\dot{M}_{\rm nuc} \sim 2.5\, 10^{-7}\frac{L}{L_\odot}\frac{Y_{\rm D,\odot}}{Y_{\rm D}}\ {\rm M}_\odot\, {\rm yr}^{-1}. \tag{1.15}$$

Pour une valeur de $L \sim 5\,{\rm L}_\odot$, on trouve un taux d'accrétion critique voisin de $1.2\,10^{-6}\,{\rm M}_\odot$ ${\rm yr}^{-1}$. Ainsi, pour des valeurs de $\dot{M} > \dot{M}_{\rm nuc}$, le brûlage nucléaire du deutérium accrété est en mesure de dilater l'étoile. Cette expression (1.14) montre aussi la dépendance du taux d'accrétion en l'abondance en deutérium. Ainsi, plus cet élément est abondant, plus l'énergie nucléaire libérée est importante et la dilatation se produira pour des taux d'accrétion moins élevés.

En réalité, la dilatation de l'étoile résulte des effets gravitationnels, liés à l'apport de matière ($\dot{M}_{\rm grav}$), et nucléaires provenant du brûlage du deutérium ($\dot{M}_{\rm nuc}$). Les taux d'accrétion que nous avons déduits représentent donc des limites supérieures car ils ne prennent pas en compte les influences conjuguées des effets mécaniques et nucléaires.

L'analyse précédente des conditions critiques conduisant à une dilatation de l'étoile donne des ordres de grandeur corrects, appuyés par les résultats numériques. On constate en effet que dans nos simulations (Fig. 1.3) la dilatation de l'étoile s'effectue pour des taux d'accrétion $\dot{M} \gtrsim 10^{-6}\,{\rm M}_\odot$ ${\rm yr}^{-1}$en accord avec les valeurs déterminées auparavant.

Enfin, pour jauger l'influence respective de ces deux processus, nous allons égaler les expressions (1.5) et (1.15). En utilisant la relation (1.2), on peut alors définir une température centrale critique

$$\mathrm{T}_{c,\mathrm{crit}} \sim 1.1\,10^6 \frac{Y_{\mathrm{D}}}{Y_{\mathrm{D},\odot}} \frac{Q}{Q_{\mathrm{D}}}\,\mathrm{K} \;,$$

qui correspond justement à la température de brûlage du deutérium. On remarque que cette expression est spécifique au deutérium car elle fait intervenir explicitement le Q de la réaction (1.1). Pour $\mathrm{T}_c > \mathrm{T}_{c,\mathrm{crit}}$, la contribution de l'énergie nucléaire à la luminosité totale de l'étoile dépasse l'énergie libérée par la contraction gravitationnelle. Dans cette situation l'évolution de l'étoile est gouvernée par le brûlage nucléaire du deutérium.

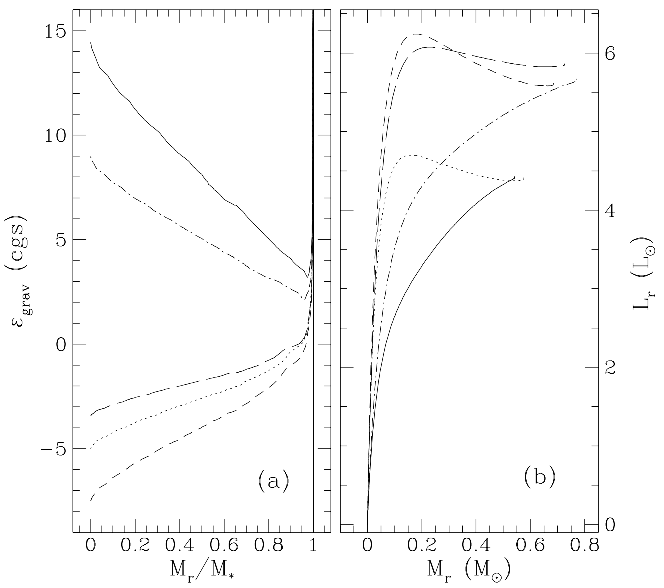

Figure 1.4 – *Évolution du profil de la luminosité et du taux de production d'énergie gravitationnelle $\varepsilon_{\mathrm{grav}}$ pour une étoile accrétant à un taux de $10^{-6}\,M_\odot\ yr^{-1}$ (Cas B). Les différentes courbes, par masse croissante, correspondent à des âges donnés respectivement par t = $4.3\,10^4$, $7.2\,10^4$, $1.9\,10^5$, $2.5\,10^5$ et $2.7\,10^5$ ans. Pendant la combustion du deutérium, la totalité de l'étoile se dilate ($\varepsilon_{\mathrm{grav}} < 0$). Les courbes sont tracées avec les mêmes conventions dans les deux cadrans*

Pour analyser plus en détail la dilatation de l'étoile, nous avons représenté sur la Fig. 1.4 les profils de luminosité et de $\varepsilon_{\mathrm{grav}}$. Nous constatons que l'énorme quantité d'énergie libérée par la combustion du deutérium provoque l'expansion de l'ensemble des couches de l'étoile ($\varepsilon_{\mathrm{grav}} < 0$). L'énergie nucléaire est convertie majoritairement en travail contre les forces de pression et diffuse à travers l'étoile. Or le temps caractéristique d'apport d'énergie est nettement inférieur au temps d'ajustement thermique de la structure. L'enveloppe absorbe cette luminosité mais ne peut l'évacuer d'où la bosse présente dans le profil de L (Fig. 1.4b). Le maximum de luminosité augmente dans un premier temps, comme le fait L_{nuc} (Fig. 1.5) et se déplace ensuite vers la surface. La réaction structurelle de l'étoile se traduit alors par une augmentation du rayon et de la luminosité (durant cette phase convective $\mathrm{T_{eff}} \sim cte$). Lorsque le profil de L redevient monotone croissant (Fig. 1.4b), un nouvel équilibre thermique est atteint et la contraction peut reprendre. Cette phase dure typiquement $1.25\,10^5$ et $1.83\,10^5$ ans dans les cas A et B, respectivement. De manière plus concise, la dilatation de l'étoile correspond au moment où la luminosité générée par la brûlage nucléaire excède la luminosité

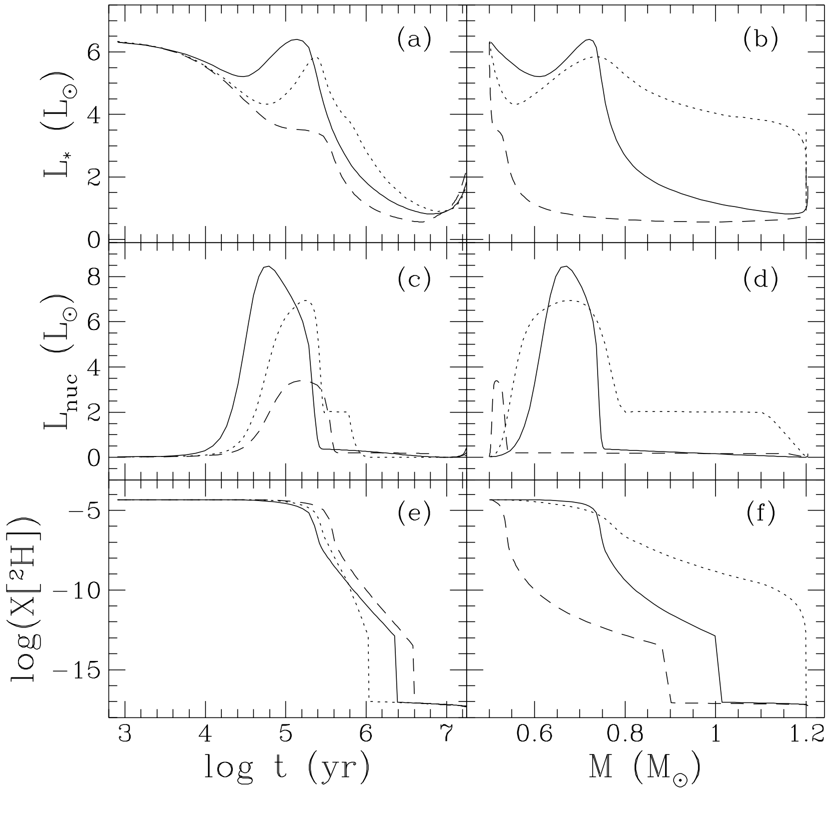

Figure 1.5 – *Évolution des luminosités photosphérique et nucléaire et de l'abondance centrale de deutérium (X[^{2}H]) en présence d'accrétion. La diminution brutale du deutérium après 10^6ans résulte de la fin de l'accrétion (Cas B) ou de l'apparition du coeur radiatif (Cas A et C). Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.1*

totale de l'astre (Fig. 1.3).

On constate sur la Fig. 1.5 que le maximum de luminosité est obtenu pour les taux d'accrétion les plus élevés. En augmentant $\dot{M}$ on apporte plus de combustible, la production d'énergie est donc plus importante. Elle se déroule d'ailleurs dans des étoiles plus massives (Fig. 1.5d). On remarque aussi qu'un taux d'accrétion plus élevé provoque un démarrage plus tôt des réactions nucléaires. En effet la masse augmentant plus rapidement, la température centrale ($\propto M/R$) atteint le seuil de combustion beaucoup plus vite. La Fig. 1.6 indique en effet que T_c dépasse 10^6K au bout de $1.6\,10^4$, $3.2\,10^4$ et $4.6\,10^4$ ans dans les cas A, B et C, respectivement.

Lorsque l'activité nucléaire débute, la température centrale croît d'abord lentement puis se stabilise (Fig. 1.6). Nous remarquons que ce palier coïncide avec la période où $L_{\rm nuc}$ est maximale. Cette évolution très lente de la température résulte de l'effet thermostatique de la combustion du deutérium. En effet, si la température augmentait soudainement, la très forte sensibilité du taux de production d'énergie en cette variable provoquerait un emballement des réactions. L'énergie libérée produirait un soulèvement important des régions productrices d'énergie, ce qui en retour, abaisserait la température et donc la production d'énergie nucléaire. Du fait de cette forte dépendance, la température centrale est maintenue pratiquement constante.

Sur la Fig. 1.6, la situation où T_c évolue lentement se rencontre (pour la loi B) lorsque la masse de l'étoile est comprise entre $0.55\,M_\odot$ et $0.70\,M_\odot$. Cet intervalle de masse correspond à l'époque où $L_{\rm nuc} > L_*$ et où la densité centrale ρ_c diminue. Durant cette phase de dilatation où l'étoile est thermalisée, l'abondance de deutérium est pratiquement constante et sa combustion est alors optimale.

Bien que l'effet thermostatique limite l'augmentation de la température, cette dernière continue cependant à croître. Le temps de destruction du deutérium devient de plus en plus court et conduit finalement à la situation où $\tau_{\rm dest} < \tau_{\rm acc}$. Dans ce contexte, l'accrétion n'est plus en mesure de maintenir une abondance de deutérium proche de sa valeur initiale et consécutivement $L_{\rm nuc}$ diminue. Avec l'épuisement du combustible, la température augmente rapidement car pour maintenir un taux de production important, l'étoile est alors obligée de

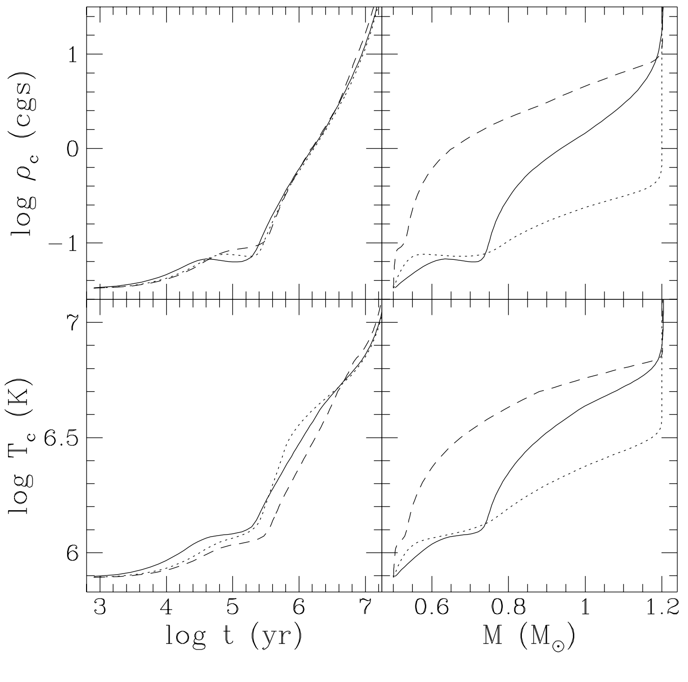

Figure 1.6 – *Évolution de la température et de la densité centrales en fonction du temps et de la masse de l'étoile. Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.1*

brûler son carburant à un taux plus élevé. Notons toutefois que dans la loi A, la diminution de l'abondance de deutérium est accélérée par le fait que $\dot{M}$ diminue aussi (cet effet est particulièrement marqué sur la Fig. 1.5f). Enfin lorsque la luminosité nucléaire devient inférieure à L_*, la contraction reprend.

Durant cette phase de brûlage hors équilibre, qui s'étale entre $2.5\,10^5$ et $4\,10^5$ ans pour les différents taux d'accrétion, on assiste en fait à une séquence principale du deutérium où la structure est thermalisée ($T_c \sim cte$) et la production d'énergie assurée par le brûlage nucléaire. Cette phase est aussi marquée par la dilatation de l'étoile.

1.2.2 Le brûlage à l'équilibre du deutérium

L'augmentation de la température centrale et donc du taux de combustion du deutérium diminue considérablement l'abondance de cet élément. Mais, l'apport continu de matière provenant du disque permet de maintenir une abondance de deutérium supérieure à sa valeur résultant d'une évolution standard. Dans la limite où le temps de destruction devient très court ($\tau_{\rm dest} \longrightarrow 0$), la luminosité nucléaire atteint alors sa valeur d'équilibre $L_{\rm eq}$ définie par (Eq. 2.44 page 85)

$$L_{\rm eq} \;=\; \mathcal{N}_{av} Y_{\rm D}^{a}\, Q_{\rm D}\, \dot{M} \;\sim 0.2\, \frac{\dot{M}}{10^{-7}\ {\rm M}_\odot\,{\rm yr}^{-1}}\, L_\odot\ . \tag{1.16}$$

Il est important de souligner que cette luminosité dépend seulement de l'abondance en deutérium de la matière accrétée et du taux d'accrétion. Si ce dernier est constant, comme c'est effectivement le cas dans les lois B et C, la luminosité nucléaire se stabilise et son profil présente un plateau qui apparaît sur la Fig. 1.5(c-d). Durant cette phase de brûlage à l'équilibre, la contraction se poursuit, et consécutivement la température et la densité centrales augmentent (Fig. 1.6). On constate que pour des taux d'accrétion plus élevés, la combustion nucléaire se déroule dans des objets plus massifs et plus chauds, ce qui a pour effet d'accélérer encore la destruction de cet élément. La Fig. 1.5 montre en effet que l'abondance de deutérium est diminuée d'un facteur 10 au bout de respectivement $2\,10^5$, $2.4\,10^5$ et $3.2\,10^5$ ans dans les cas A, B et C.

Finalement, lorsque l'accrétion se termine le deutérium est entièrement détruit et sa fraction de masse se stabilise autour de $X_{\rm D} \approx 10^{-17}$. Le terme source que représentait l'accrétion disparaît pour être remplacé par la réaction $\rm p(p, e^+)^2H$. Il s'établit alors un équilibre nucléaire entre cette réaction de production et la réaction de destruction (1.1). Cependant, si le processus d'accrétion est prolongé suffisamment longtemps (au-delà de 10^6ans), la dispa-

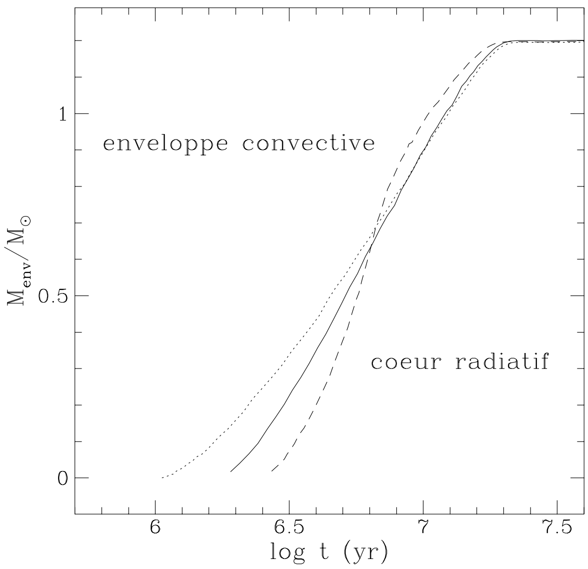

Figure 1.7 – *Développement du coeur radiatif. Ces courbes montrent qu'un taux d'accrétion plus élevé retarde le développement de ce dernier. Dans le cas B toutefois (traits pointillés), l'accrétion est achevée lorsque le coeur apparaît. Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.1* rition du deutérium au centre de l'étoile résulte alors de l'apparition du coeur radiatif. En effet tant que la convection est présente, les parties centrales de l'étoile sont alimentées par l'accrétion. Mais lorsque le coeur radiatif se développe il forme une "barrière radiative" qui isole les régions internes de l'étoile. Cet élément disparaît alors rapidement.

L'accrétion perturbe toutefois ce réajustement structurel dans la mesure où elle modifie le gradient radiatif $\nabla_{\rm rad}$ qui, comme nous le rappelons, est proportionnel à l'opacité et à la luminosité ($\nabla_{\rm rad} \propto \kappa L_r$). En effet, le brûlage nucléaire permet de maintenir L_r à une valeur relativement élevée ($\sim L_{\rm eq}$). Ainsi, l'inégalité de Schwarzschild permettant le retour à un transport radiatif ($\nabla_{\rm rad} < \nabla_{\rm ad}$) ne pourra être restaurée que par une baisse plus importante de κ. Cette diminution nécessite des températures plus élevées qui ne sont atteintes qu'au bout d'un temps plus long. En conclusion, le développement du coeur radiatif sera d'autant plus retardé que $\dot{M}$ est élevé (Fig. 1.7) car un taux d'accrétion plus grand implique une luminosité d'équilibre plus importante et donc un gradient radiatif plus élevé.

1.3 L'Effet des Paramètres

1.3.1 L'influence de l'abondance initiale de deutérium

Dans cette section, nous analysons l'influence de la concentration initiale de deutérium sur l'évolution de l'étoile. Nous restreignons notre étude au cas B, et envisageons 3 compositions chimiques différentes, définies par $X_{\rm D,\odot}/10$, $X_{\rm D,\odot}$ et $10\,X_{\rm D,\odot}$. Comme il a été rappelé précédemment, le taux de production d'énergie nucléaire spécifique $\varepsilon_{\rm nuc}$ est proportionnel à l'abondance des réactifs [Eq. (1.9)]. Une abondance plus élevée libère donc une quantité d'énergie plus importante (Fig. 1.8) et maintient plus longtemps l'effet thermostatique de la combustion du deutérium (Fig. 1.9). En effet, pour éviter un emballement de la production d'énergie due à la présence abondante de deutérium, l'étoile réagit en brûlant cet élément à

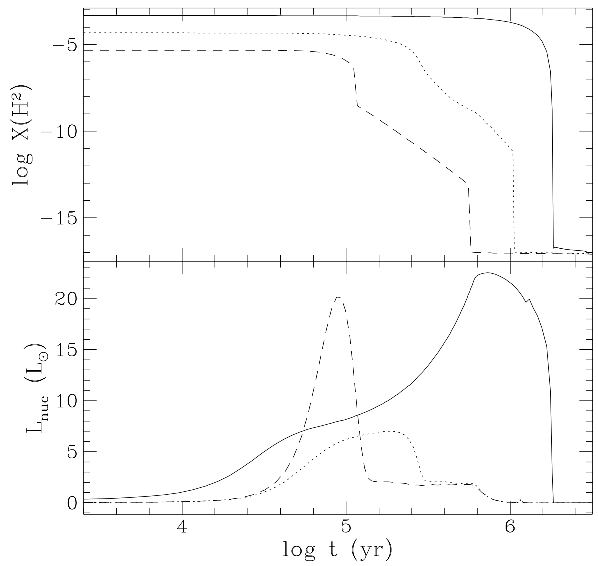

Figure 1.8 – *Évolution de la luminosité nucléaire et de l'abondance de deutérium en fonction de le concentration initiale de ^2H. Les courbes en traits continus, pointillés et hachurés correspondent à des abondances respectives de $4.65\,10^{-4}$, $4.65\,10^{-5}$ et $4.65\,10^{-6}$. Le profil de luminosité en traits hachurés a été artificiellement multiplié par 10. Les modèles ont été calculés avec un taux d'accrétion constant égal à $10^{-6}\,M_\odot$ yr^{-1} (Cas B)* un rythme plus lent. En conséquence, la température centrale et l'abondance de deutérium évoluent plus lentement. On remarque à ce sujet (Fig. 1.8) que pour $X_{\rm D} = 10\, X_{\rm D,\odot}$ la relation masse-rayon est linéaire ($\mathrm{T}_c \propto M/R$) et que sur la durée du processus d'accrétion ($\sim 10^6$ ans) l'abondance de deutérium est maintenue constante. On note d'ailleurs l'absence de brûlage à l'équilibre de cet élément (pas de plateau dans $L_{\rm nuc}$). La production d'énergie nucléaire dilate fortement l'étoile mais on observe que cet effet disparaît pour une abondance initiale égale à $X_{\rm D,\odot}/10$. En effet, si l'on reporte cette valeur dans l'Eq. (1.15) et en prenant une valeur de la luminosité égale à $5\,\mathrm{L}_\odot$, on obtient un taux d'accrétion critique $\dot{M}_{\rm nuc}$ de l'ordre de $10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$, valeur nettement supérieure à celle utilisée dans cette section. Ainsi le brûlage du deutérium accrété ne pourra donc pas dilater l'étoile, ce que confirment nos simulations. Notons qu'avec une si faible abondance, la luminosité nucléaire atteint un maximum de $2\,\mathrm{L}_\odot$, ce qui représente à cette époque 60% de la luminosité photosphérique contre près de 140% dans les mêmes circonstances pour les autres abondances.

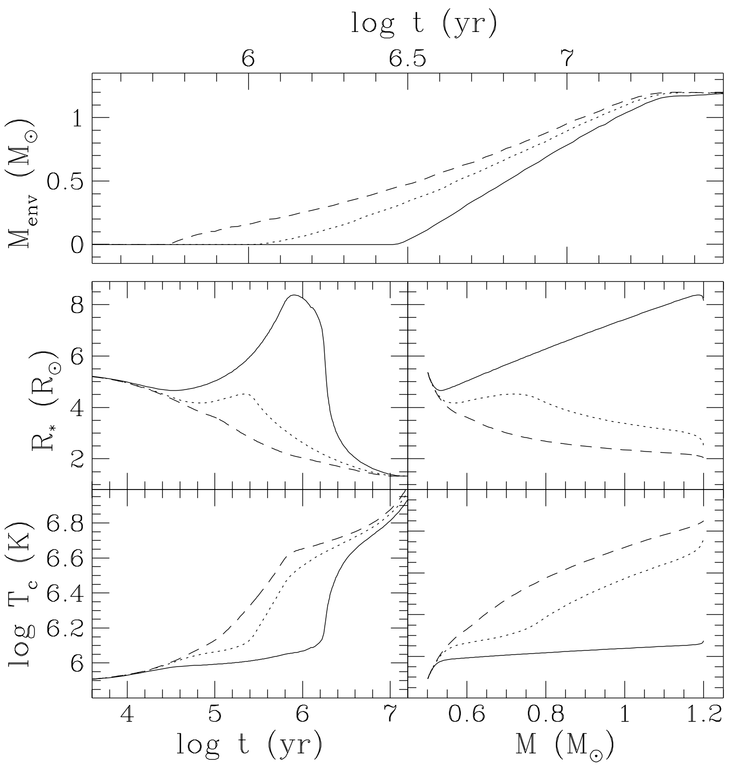

Figure 1.9 – *Effet de la concentration initiale de deutérium sur le développement du coeur radiatif et sur l'évolution du rayon et de la température centrale. On remarque l'effet thermostatique du brûlage du deutérium qui maintient T_c approximativement constante (trait continu). Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.8*

En dernier lieu, on notera que l'augmentation de la concentration initiale de deutérium retarde le développement du coeur radiatif. En effet, dans une telle situation, le brûlage nucléaire est prolongé et le gradient radiatif est maintenu à une valeur élevée. Ce décalage en temps est relativement important puisque le coeur apparaît respectivement à $t = 5.6\,10^5$, $1.1\,10^6$ et $3\,10^6$ ans pour des abondances égales à $X_{\rm D,\odot}/10$, $X_{\rm D,\odot}$ et $10\,X_{\rm D,\odot}$.

1.3.2 L'influence énergétique de l'accrétion

Le paramètre de contrôle α, défini dans la Sect. 2.3.2 (page 80), nous permet de traiter l'accrétion non seulement comme une contrainte mécanique de la structure, mais aussi comme un processus d'apport d'énergie. Pour illustrer l'effet de ce paramètre, nous proposons d'étudier l'évolution d'une étoile qui accrète à un taux dicté par la loi B ($\dot{M} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$) et où α prendra les valeurs suivantes : 0.5, 0.1, 0.01 et 0.

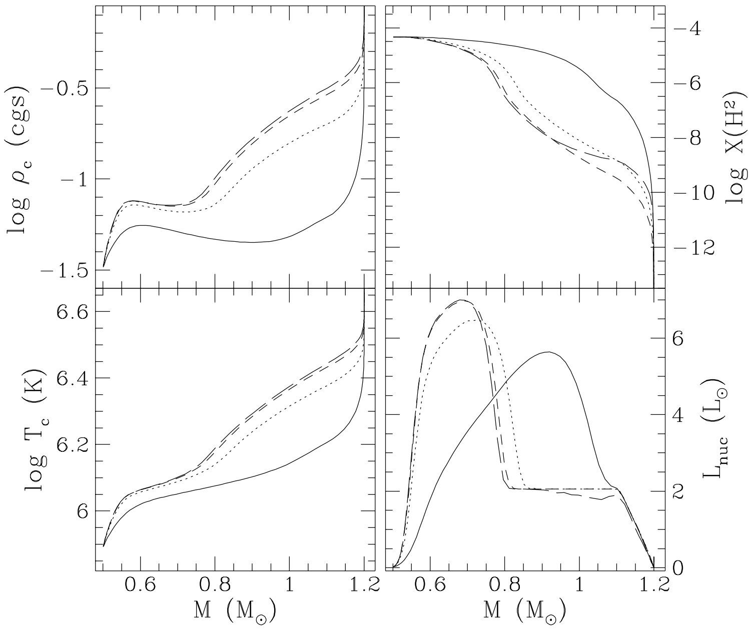

Figure 1.10 – *Effet de l'énergétique de l'accrétion sur l'évolution de ρ_c, T_c, ^2H et L_{nuc}. Les courbes en traits continus, pointillés, hachurés - courts et -longs correspondent à des valeurs respectives de α égales à 0.5, 0.1, 0.01 et 0. Les paramètres sont $\dot{M} = 10^{-6}$ $M_\odot$ yr^{-1}, $Ri^- = -10^3$, $\mathcal{E}^a = 0.9$ et $\xi = 0.01$*

Face à un apport important d'énergie provenant de l'accrétion, l'étoile réagit par une conversion importante de $\varepsilon_{\rm acc}$ en travail contre la force de pesanteur plutôt qu'en énergie interne qui échaufferait l'étoile. On remarque en effet que cette arrivée d'énergie limite au maximum l'élévation de la température centrale (Fig. 1.10). Cet effet est particulièrement significatif dès que $\alpha \gtrsim 0.01$. Dans une étoile de $1\,\mathrm{M}_\odot$ par exemple, la température centrale est de $1.4\,10^6$K dans le cas $\alpha = 0.5$ contre $2\,10^6$K pour $\alpha = 0.01$. Cette conversion importante de l'énergie d'accrétion provoque une augmentation du rayon et de la luminosité. A cette même époque la densité centrale diminue (Fig. 1.11). On remarque le comportement similaire du rayon et de la luminosité qui trahit la présence de l'étoile sur la branche d'Hayashi ($\mathrm{T}_{\rm eff} \sim cte$). La dilatation de l'étoile contribue donc à diminuer le temps de relaxation thermique [$\tau_{\rm KH} \propto (RL)^{-1}$] mais aussi l'énergie d'accrétion ($L_{\rm acc,*} \propto R^{-1}$). La structure s'adapte de manière à pouvoir (1) absorber les sources d'énergie nucléaire et d'accrétion et (2) à diminuer $\varepsilon_{\rm acc}$. La luminosité déposée dans l'étoile dépend de la valeur de R et représente en quelque sorte une "condition limite" à notre problème. L'évolution de l'abondance du deutérium et de la luminosité nucléaire reflètent l'influence de la thermalisation du coeur de l'étoile (Fig. 1.10). Lorsque la valeur de α est élevée, cet élément est détruit lentement et la luminosité nucléaire augmente de façon moins rapide. On observe d'ailleurs que pour $\alpha = 0.5$, la luminosité

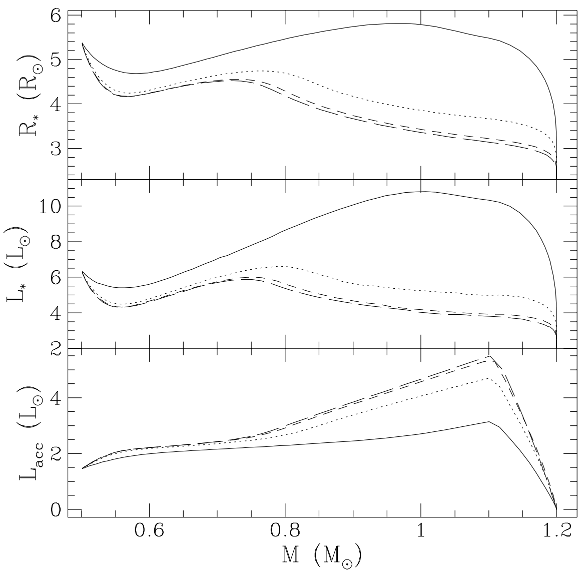

Figure 1.11 – *Effet de l'énergétique de l'accrétion sur l'évolution du rayon et des luminosités photosphériques et d'accrétion. Les courbes sont tracées avec les mêmes conventions que la Fig. 1.10*

nucléaire atteint sa valeur d'équilibre peu de temps avant la fin de l'accrétion ($M \sim 1.1\,\mathrm{M}_\odot$) alors que dans les autres cas le brûlage à l'équilibre du deutérium s'instaure au bout de $3.5\,10^5$ ans environ ($M \sim 0.85\,\mathrm{M}_\odot$).

L'évolution de la structure est donc très sensible à α mais il est encore difficile de fournir des contraintes sur la valeur de ce paramètre car les conditions physiques prévalant dans la couche limite sont encore sujet à de nombreuses incertitudes liées aux flux de chaleur notamment (Popham *et al.* 1993, Regev & Bertout 1995).

1.3.3 L'influence de la répartition de matière accrétée dans l'étoile

Dans le cadre de cette étude, nous proposons d'analyser deux situations caractérisées par une accrétion profonde avec $Ri^- = -10^3$ et plus superficielle avec $Ri^- = -10$. Dans chacune des configurations, nous examinerons la réponse de l'étoile à un dépôt d'énergie équivalent à $\alpha = 0$ et $\alpha = 0.3$. Les autres paramètres prennent par défaut les valeurs suivantes : $\xi = 0.01$, $\mathcal{E}^a = 0.5$ et $\dot{M} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$(loi B).

Dans la situation où $\alpha = 0$, la distribution de matière à l'intérieur de l'étoile a peu d'influence sur l'évolution de la structure (Fig. 1.12). En effet, l'énergétique qui est gouvernée par le brûlage nucléaire du deutérium est peu modifiée. Même si la matière pénètre moins profondément dans l'étoile ($Ri^- = -10$), elle atteint tout de même la zone convective et alimente ainsi les régions productrices d'énergie. En conséquence, la luminosité nucléaire n'est pas altérée (Fig. 1.13). Lorsque la masse se dépose dans les régions centrales ($Ri^- = -10^3$), on constate que la gravité effective est plus élevée (Fig. 1.12) car le dépôt de matière au centre a augmenté le potentiel gravitationnel de l'étoile. La force attractive est plus importante et en conséquence l'étoile se dilatera moins et se contractera plus efficacement. La luminosité émergente sera donc plus faible. Comme l'illustre la Fig. 1.12, le rayon est effectivement plus petit lorsque la matière se dépose au centre (courbe en pointillés) mais les écarts restent

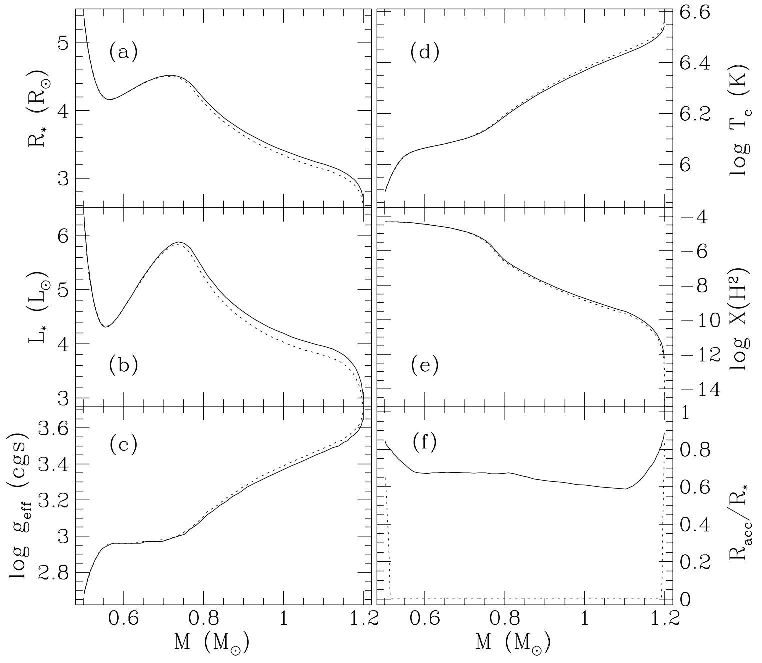

Figure 1.12 – *Effet de la distribution de la matière accrétée sur l'évolution du rayon, de la luminosité photosphérique, de la gravité effective, de* T_c *et de l'abondance centrale de deutérium* $X[^2H]$. *Les courbes en traits continus correspondent à des modèles calculés avec* $Ri^- = -10$, *les courbes en pointillés avec* $Ri^- = -10^3$. *Le taux d'accrétion suit la loi B* (10^{-6} $M_\odot$ yr^{-1}) *et* $\alpha = 0$. *La profondeur de l'accrétion est décrite par* R_{acc}. *Par convention* $R_{acc} = 0$ *signifie que la matière atteint le centre de l'étoile*

faibles. Pour une masse $M \sim 1\,\mathrm{M}_\odot$, on note une différence de rayon de l'ordre de 3%. La Fig. 1.13 montre plus clairement cet effet en présentant les profils de $\varepsilon_{\rm nuc}$, $\varepsilon_{\rm grav}$ et L, lorsque la masse de l'étoile atteint $1\,\mathrm{M}_\odot$. On constate que dans le cas $Ri^- = -10^3$ (courbe en traits pointillés), l'énergie gravitationnelle est plus élevée au centre de l'étoile, la matière est globalement plus liée à l'étoile. Dans cette configuration, la température centrale est plus élevée ($\mathrm{T}_c \propto R^{-1}$ et R plus petit) et le deutérium détruit plus rapidement. Nous remarquons aussi (Fig. 1.13) que le profil de L (qui représente l'intégrale sur la masse de $\varepsilon_{\rm nuc} + \varepsilon_{\rm grav}$) augmente d'abord plus rapidement dans le cas $Ri^- = -10^3$ puis rejoint une valeur en surface plus faible. Cet effet est dû au dépôt plus profond de matière qui augmente $\varepsilon_{\rm grav}$ au centre. En surface, l'énergie gravitationnelle est plus faible, le profil de L et atteint finalement une valeur plus faible à un rayon plus petit.

Si l'on tient compte d'un apport extérieur d'énergie ($\alpha = 0.3$), les effets sont inversés. Dans la situation où l'accrétion affecte l'ensemble de la structure de l'étoile ($Ri^- = -10^3$, traits pointillés), en plus de l'augmentation du potentiel gravitationnel, on dépose une quantité importante d'énergie. L'entropie augmente dans la région convective, ce qui entraîne une élévation de la luminosité. Comme la température effective est bloquée (ligne d'Hayashi),

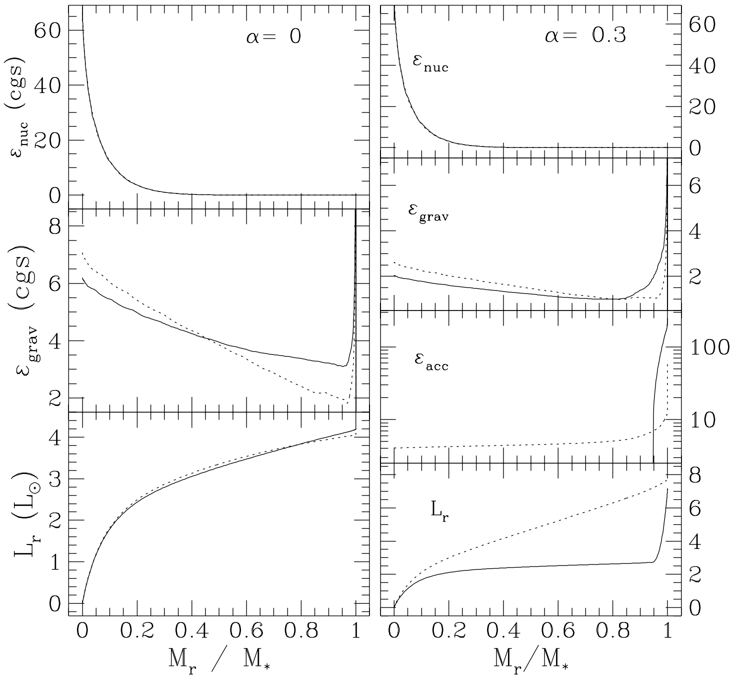

Figure 1.13 – *Influence de la distribution de la matière accrétée sur les profils d'énergie nucléaire (quasiment identiques dans les 2 cas), gravitationnelle, d'accrétion et de luminosité pour deux valeurs de α. Les courbes sont tracées avec les mêmes conventions que la Fig. 1.12. Ces profils proviennent d'une étoile de 1.0* $M_{\odot}$ *, âgée de* $5\,10^5$ *ans*

l'étoile se dilate pour faire face à l'accroissement de L. Lorsque la structure a finalement rejoint un nouvel équilibre thermique et que la contraction a repris, on remarque que les tracés de la Fig. 1.14 conserve un écart en rayon a peu près constant. On note aussi en comparant les Figs. 1.12 et 1.14 que les courbes se séparent plus tôt que dans le cas $\alpha = 0$. Inversement, si $\varepsilon_{\rm acc}$ est déposée principalement en surface ($Ri^- = -10$, traits continus), une fraction importante de cette luminosité peut être rayonnée vers l'extérieur à travers

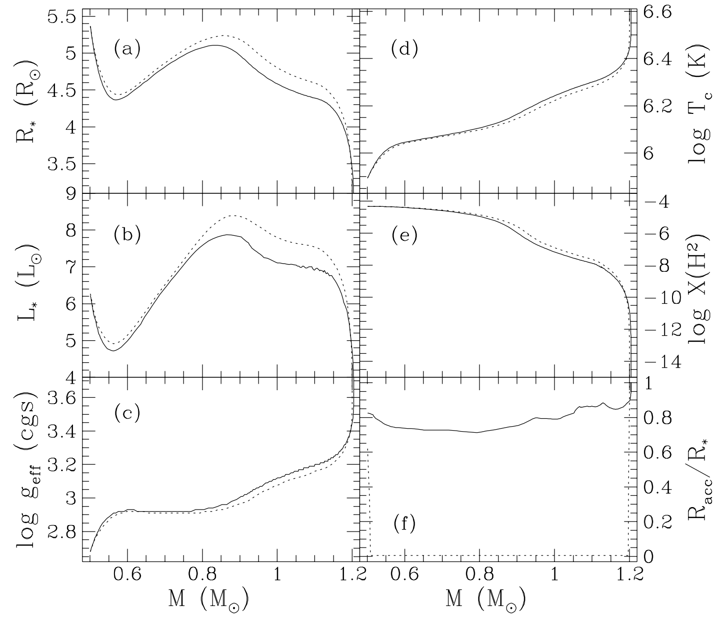

Figure 1.14 – *Étude semblable à la Fig. 1.12 mais avec* $\alpha = 0.3$

des couches optiquement minces et l'étoile se contracte plus efficacement. La conversion de l'énergie d'accrétion en travail contre la force de gravité n'affecte que les couches superficielles peu massives de l'étoile alors que dans le cas $Ri^- = -10^3$ toute l'étoile peut s'opposer à la contraction. Comme on le remarque sur la Fig. 1.13 dans le cas $Ri^- = -10$, la luminosité augmente considérablement dans les couches superficielles, là où $\varepsilon_{\rm acc}$ est déposée. A la surface de l'étoile on note que $\varepsilon_{\rm acc}$ vaut environ 250 erg g^{-1} s^{-1} dans le cas $Ri^- = -10$ contre 20 erg g^{-1} s^{-1} dans le cas $Ri^- = -10^3$. Le rayon plus petit consécutif à un dépôt d'énergie dans les couches superficielles de l'étoile conduit à une température centrale plus élevée (Fig. 1.14) et accélère donc la destruction du deutérium.

En conclusion, l'influence de la distribution de la matière dans l'étoile sur l'évolution de la structure dépend très fortement de l'énergie qu'on associe à cette matière (α) et conduit à des effets structurels très différents.

1.4 La Relaxation de l'Étoile

A la fin du processus d'accrétion, l'étoile présente des différences structurelles par rapport à une évolution standard qui mettent un certain temps à disparaître. Cette phase de réajustement s'achève avec l'arrivée de l'étoile sur la ZAMS. A cet instant, l'astre a alors accumulé $0.7\,M_\odot$ et sa structure est radiative en son centre, semblable au cas standard.
L'arrêt de l'accrétion provoque la disparition immédiate du deutérium ($X_{\rm D} \approx 10^{-17}$) et marque la fin de la production d'énergie nucléaire. L'étoile équilibre désormais ses pertes radiatives par la contraction gravitationnelle. Les différences structurelles présentes à cette époque (luminosité plus faible, rayon plus petit et température centrale généralement plus élevée que le modèle standard) disparaissent lorsque les cycles de réactions de brûlage de

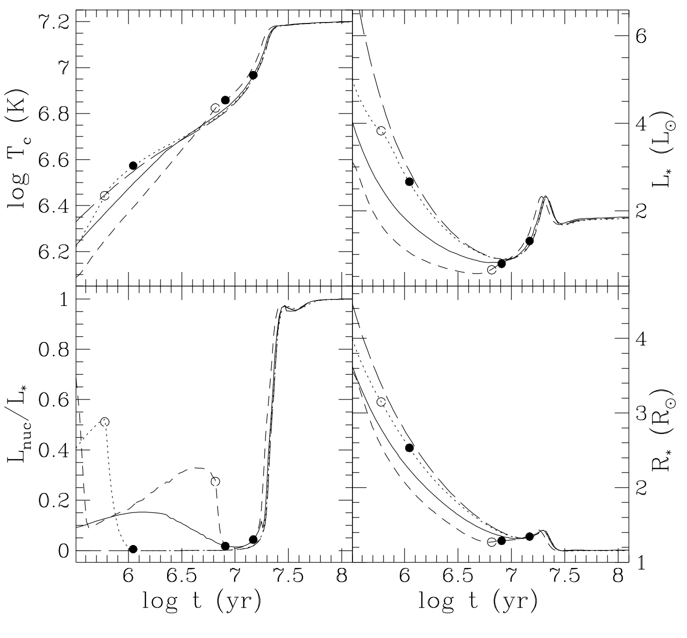

Figure 1.15 – *Évolution du rayon, de la température centrale et des luminosités photosphérique et nucléaire lorsque l'accrétion est terminée. Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.1. Les courbes en trait hachurés -long correspondent à une étoile standard de $1.2\,M_\odot$. Les cercles vides indiquent l'âge où le taux d'accrétion entame sa décroissance exponentielle pour les cas B et C, les ronds noirs marquent l'arrêt de l'accrétion* l'hydrogène s'amorcent (Fig. 1.15). Finalement, à un âge d'environ $2.5\,10^7$ ans, l'étoile de $1.2\,M_\odot$ a développé un coeur convectif et a rejoint la séquence principale. A partir de cet instant l'astre est en équilibre complet (mécanique et thermique) et les différences présentes à la fin de l'accrétion ont maintenant totalement disparu.

1.5 Le Diagramme Hertzsprung-Russell

Le chemin parcouru dans le diagramme HR par des étoiles qui accrètent est présenté dans la Fig. 1.16. L'étoile débute son évolution sur la ligne d'Hayashi et entreprend sa rapide contraction jusqu'à ce que la température centrale atteigne 10^6K et que le brûlage du deuté-

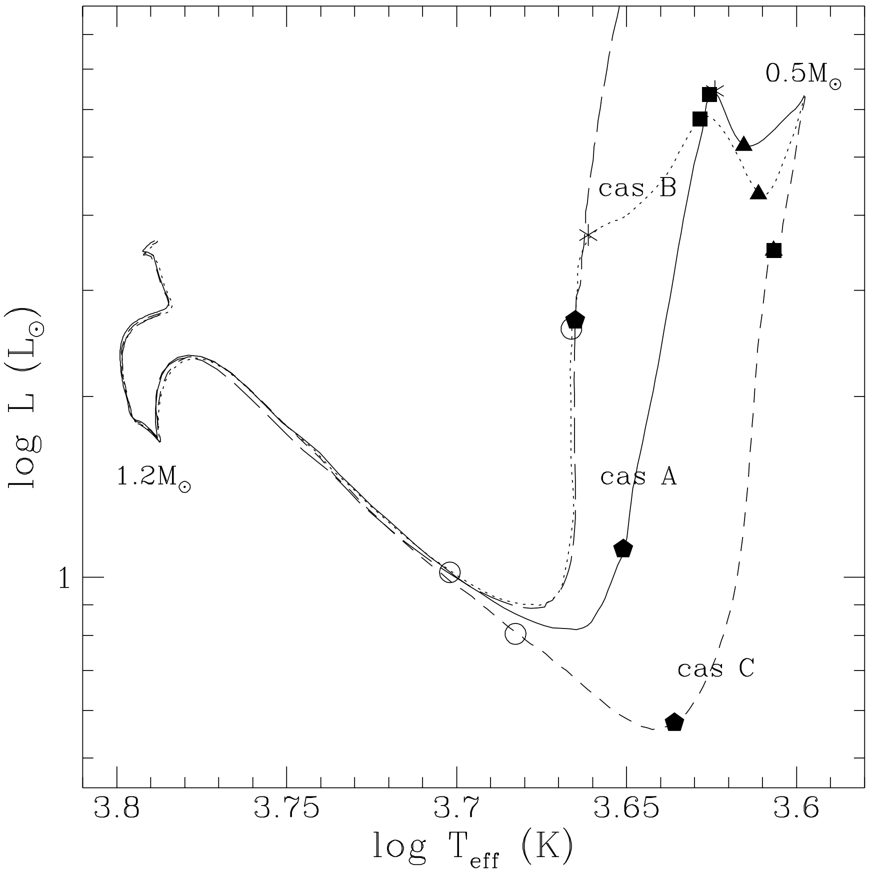

Figure 1.16 – *Diagramme HR des étoiles avec accrétion. Les conventions sont identiques à celles de la Fig. 1.15. Les triangles marquent le début de l'expansion de l'étoile ($L_{nuc} > L_*$) et les carrés, le retour à la contraction ($L_{grav} > 0$). L'apparition du coeur radiatif coïncide avec les pentagones et les cercles vides marquent la fin de l'accrétion. Dans le cas d'une faible accrétion (cas C), triangle et carré sont confondus et représentent le maximum de L_{nuc}. Enfin, les astérisques indiquent la position où le taux d'accrétion descend en dessous de $5\,10^{-7}\,M_\odot$ yr^{-1}*

rium s'amorce. En quelques milliers d'années, la luminosité nucléaire devient très importante et parvient même à dépasser la luminosité stellaire (triangle). A partir de ce moment, l'étoile se dilate et entame une remontée dans le diagramme HR. En effet, pour des objets entièrement convectifs, la température effective ne peut subir de grandes variations et en conséquence, l'expansion provoque une augmentation de la luminosité. On observe à cet instant un coude dans le diagramme HR. Avec l'augmentation de la température, le temps de destruction du deutérium devient nettement plus petit que le temps d'apport de la matière, l'abondance de deutérium diminue et la production d'énergie nucléaire s'effondre (carré). L'astre rentre dans une nouvelle phase de contraction et la luminosité se remet à décroître. Finalement le coeur radiatif apparaît (pentagones), l'accrétion se termine (cercles) et l'étoile relaxe sur le tracé standard correspondant à sa masse finale.
La comparaison de ces différents tracés montre que le chemin parcouru par l'étoile dans le diagramme HR est toujours situé entre les tracés standards correspondant à sa masse initiale et à sa masse finale. D'autre part tous les modèles convergent vers le tracé standard correspondant à la masse finale de l'étoile.

Enfin, rappelons que la luminosité qui est représentée dans la Fig. 1.16 correspond à la luminosité photosphérique uniquement. Nous ne considérons pas ici l'émission provenant du disque d'accrétion et de la couche limite. La luminosité totale du système $L_{\rm tot}$ est en fait la résultante de différentes sources

$$L_{\rm tot} = L_* + (1-\alpha)L_{\rm bl} + L_{\rm disk} \ ,$$

où $L_{\rm disk}$ est la luminosité intrinsèque du disque. Toutes ces composantes peuvent potentiellement modifier la luminosité du système, étoile plus environnement. L'étude de Kenyon & Hartmann (1990) a montré que des effets liés à l'occultation de l'étoile par le disque, à la réémission de la lumière stellaire par ce dernier ou encore par l'émission propre de la couche limite peuvent engendrer une grande dispersion dans l'estimation de la luminosité apparente de ces objets.

Chapitre 2

La Ligne des Naissances

Sommaire

Dans un papier paru en 1977, Shu a montré que l'effondrement d'une masse de gaz isotherme et sans rotation s'effectue à un taux dicté par

$$\dot{M} \sim a_T^3/\mathcal{G}$$

où a_T est la vitesse du son isotherme ($a_T \sim \sqrt{T}$). Cette relation, bien qu'indépendante de la masse et de la taille du nuage, reste toutefois sensible aux conditions initiales. Pour des températures réalistes comprises entre 10 et 100K, on obtient des taux d'accrétion de l'ordre de $2\,10^{-6}$ à $10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$. Ce chapitre traite de l'évolution spécifique des étoiles soumises à de tels flux de matière. Dans une première partie, nous analyserons l'évolution de ces objets jusqu'à la formation d'une étoile d'environ $9\,\mathrm{M}_\odot$. Nous comparerons ensuite nos résultats avec les travaux antérieurs et décrirons finalement le parcours évolutif de ces objets dans le diagramme HR. Nous montrerons enfin que ces tracés définissent le lieu de naissance des étoiles (*birthline*).

2.1 La Relation Masse-Rayon

Nos simulations débutent avec une protoétoile de $0.5\,\mathrm{M}_\odot$, entièrement convective. La température centrale est de $5\,10^5$K, pour un rayon de $5.42\,\mathrm{R}_\odot$ et un luminosité de $6.38\,\mathrm{L}_\odot$. Les paramètres caractérisant l'accrétion sont $\dot{M} = 10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$, $\alpha = 0.01$, $\mathcal{E}^a = 0.95$, $\xi = 0.01$ et $Ri^- = -10^3$.

Dans cette partie, nous allons étudier l'évolution de la protoétoile à travers la relation masse-rayon (Fig. 2.1). Cette évolution se décompose en quatre grandes étapes.

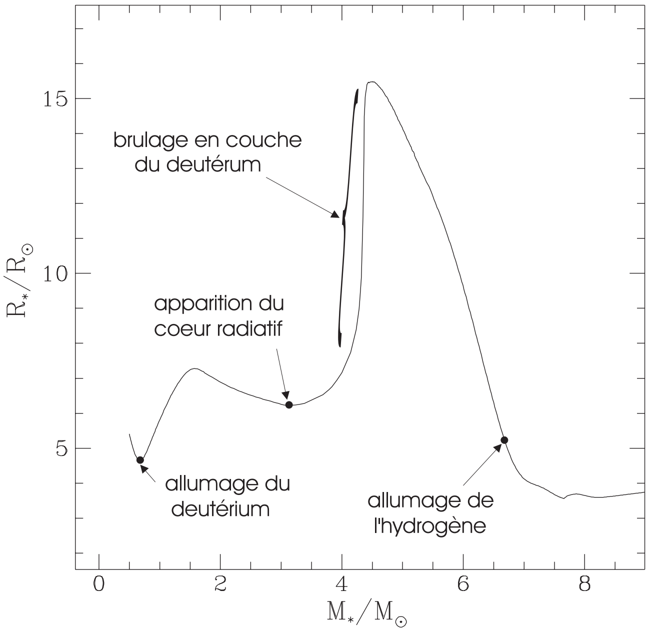

Figure 2.1 – *Évolution du rayon de l'étoile en fonction de la masse. Les différentes étapes de l'évolution (contraction initiale, brûlage convectif du deutérium, brûlage en couche du deutérium et allumage de la combustion de l'hydrogène) sont représentés sur cette figure. On remarque l'importante dilatation de l'astre avec l'apparition du coeur radiatif*

Phase I : la contraction initiale de l'astre

Cette brève période (environ $2\,10^4$ ans) est caractérisée par une contraction importante de l'étoile qui est accélérée par l'accrétion de matière. La température centrale augmente et atteint rapidement le seuil de brûlage du deutérium. A partir de cet instant, nous rentrons dans une phase où l'évolution de l'étoile est gouvernée par la production d'énergie nucléaire.

Phase II : le brûlage convectif du deutérium

En quelques milliers d'années la luminosité nucléaire dépasse la luminosité de l'étoile et l'astre se dilate considérablement. On constate que durant la phase d'expansion ($\approx 9\,10^4$

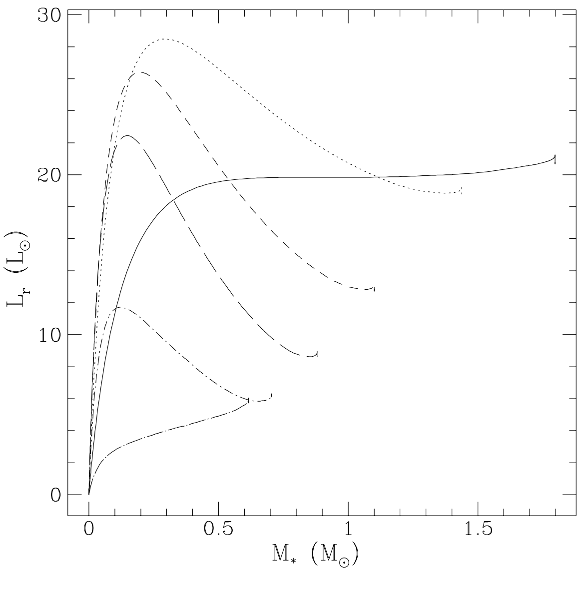

Figure 2.2 – *Évolution du profil de luminosité à travers les phases de contraction initiale ($M \lesssim 0.7\,M_\odot$), d'expansion ($0.7\,M_\odot \lesssim M \lesssim 1.6\,M_\odot$) et de retour à la contraction ($M \gtrsim 1.6\,M_\odot$). On remarque le profond déséquilibre thermique de l'étoile avec la présence d'une bosse dans le profil de luminosité* ans), le rayon croit de façon linéaire avec la masse (Fig. 2.1) ce qui témoigne de l'effet thermostatique de la combustion du deutérium ($T_c \propto M/R$). Enfin, lorsque la masse atteint $1.6\,\mathrm{M}_\odot$, la luminosité s'est adaptée à la production d'énergie nucléaire ($L_{\rm nuc}/L_* \simeq 1$), le profil de luminosité est désormais monotone croissant (Fig. 2.2) et la contraction se rétablit. La fin de la dilatation marque aussi le déclin de la luminosité nucléaire car à partir de ce moment le temps de destruction du deutérium devient nettement plus court que le temps d'apport de la matière et son abondance diminue (Fig. 2.3). L'énergie nucléaire se stabilise finalement à sa valeur d'équilibre $L_{\rm eq}$ aux alentours de $20 L_\odot$ (Sect. 1.2.2 page 100), après être montée toutefois jusqu'à $40\,\mathrm{L}_\odot$.

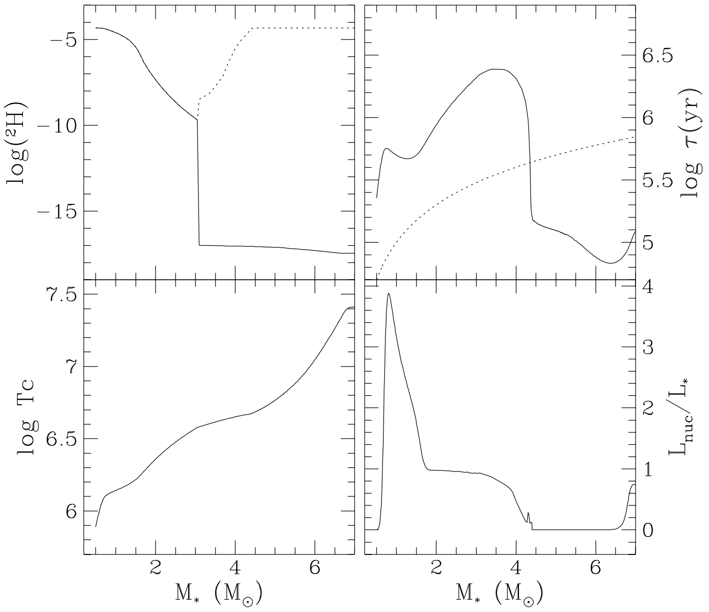

Figure 2.3 – *Évolution de la luminosité nucléaire, de l'abondance de deutérium au centre (trait plein) et en surface de l'étoile (pointillés), de la température centrale et des temps caractéristiques de Kelvin-Helmholtz τ_{KH} (trait plein) et d'accrétion $\tau_{\rm acc}$ (pointillés). On remarque qu'avec l'apparition du coeur radiatif ($M \simeq 3\,M_\odot$) la progressive remontée de l'abondance de deutérium dans l'enveloppe*

Indépendamment, la température centrale continue d'augmenter et le transport convectif disparaît bientôt des régions centrales de l'étoile ($M \simeq 3.05\,\mathrm{M}_\odot$). La matière accrétée est désormais stoppée par une "barrière radiative" et le deutérium contenu dans le coeur est entièrement détruit.

Phase III : le brûlage en couche du deutérium

L'opacité centrale est désormais si faible que la luminosité nucléaire ne parvient plus à empêcher la progression du coeur, et lorsque la masse atteint $4.35\,\mathrm{M}_\odot$, la zone radiative a rejoint la surface de l'étoile. Durant la phase de développement du coeur, la matière accrétée s'accumule dans l'enveloppe convective où le deutérium est maintenant brûlé. La faible température de combustion de cet élément permet une production d'énergie nucléaire jusque dans les couches superficielles, à une profondeur limite de $M_{\rm burn}/M_* \simeq 0.99$. L'énergie libérée par la combustion pousse alors les couches externes de l'étoile et le rayon passe très rapidement de $6.2\,\mathrm{R}_\odot$ à $15.5\,\mathrm{R}_\odot$. Lorsque la masse atteint finalement $4.17\,\mathrm{M}_\odot$, la zone radiative a rejoint la surface et la production d'énergie nucléaire s'éteint. L'expansion est alors stoppée et la contraction reprend son cours. La figure 2.4 montre l'effet de cette couche en fusion dans le profil de luminosité. On remarque le déplacement de l'excès d'énergie vers la surface au

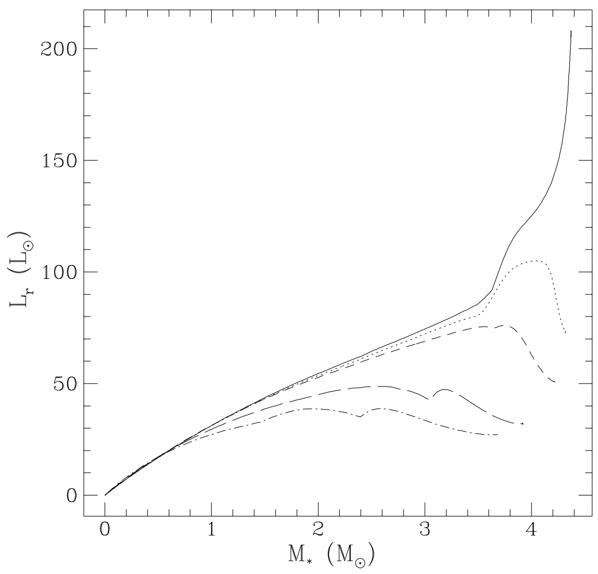

Figure 2.4 – *Évolution du profil de luminosité lors du brûlage en couche du deutérium.*

cours de la progression de la zone radiative. L'énergie qui est libérée est de moins en moins absorbée par l'étoile et la luminosité augmente alors considérablement. Elle passe en effet de 50 $L_\odot$ à près de 205 $L_\odot$ en l'espace de quelques 10^4 ans.
Lorsque le brûlage en couche s'arrête, l'accrétion n'influence plus la structure interne de l'astre. Cet effacement progressif de l'effet de l'accrétion est dû à l'augmentation de la luminosité qui abaisse le temps de Kelvin-Helmholtz en dessous du temps d'accrétion ($\tau_{\rm KH} < \tau_{\rm acc}$). L'énergie qui se dépose dans l'étoile est désormais rapidement rayonnée à travers les couches superficielles optiquement minces. On se retrouve alors dans des conditions proches de celles d'étoiles standards pré-séquence principales où l'énergie est maintenant principalement fournie par la contraction gravitationnelle. Seul l'apport de matière et donc l'effet mécanique vient cependant altérer cette évolution.
Enfin, avec l'extinction progressive de la couche en fusion, le deutérium apparaît de nouveau à la surface de l'étoile (Fig. 2.3).

Phase IV : la combustion de l'hydrogène

Lorsque la température centrale atteint $T_c \simeq 1.3\,10^7$K, la masse de l'étoile est de 6.20 $M_\odot$ et la combustion de l'hydrogène débute. La réaction ^{12}C(p, γ)^{13}N s'amorce et provoque l'apparition d'un coeur convectif (à $M \simeq 6.67\,M_\odot$). L'évolution ultérieure est alors comparable à celle d'une étoile standard lors de son arrivée sur la séquence principale (Sect. 2.4 page 30). La mise à l'équilibre du cycle CNO a lieu pour $M \approx 8\,M_\odot$.

2.2 L'Influence du Taux d'Accrétion et de α

Les effets du taux d'accrétion et de α sont présentés dans la Fig. 2.5. Nous constatons tout d'abord que l'allure générale des différentes courbes est respectée et présente de grandes similitudes avec les travaux de Palla & Stahler (1990) (voir section suivante).

L'effet d'augmenter α déplace les courbes vers des rayons plus importants pour une masse donnée. En effet, une plus grande quantité d'énergie ($\varepsilon_{\rm acc}$) est alors convertie en travail contre la force de gravité et consécutivement, le rayon augmente. Ce paramètre permet donc de contrôler l'amplitude maximale du rayon ($R_{\rm max}$) lors de la combustion en couche et on remarque que cette valeur dépend peu de la masse de l'étoile (courbes en traits pleins et pointillés). Le retour à la contraction se produit pour des masses proches de $5\,{\rm M}_\odot$ et on observe que pour $\alpha = 0.1$ ($\alpha = 0.01$), $R_{\rm max}$ est de l'ordre de $19\,{\rm R}_\odot$ ($15.5\,{\rm R}_\odot$). Comme nous l'avons vu dans la Sect. 1.3.2 page 103, lorsque α est élevé, l'effet thermostatique du

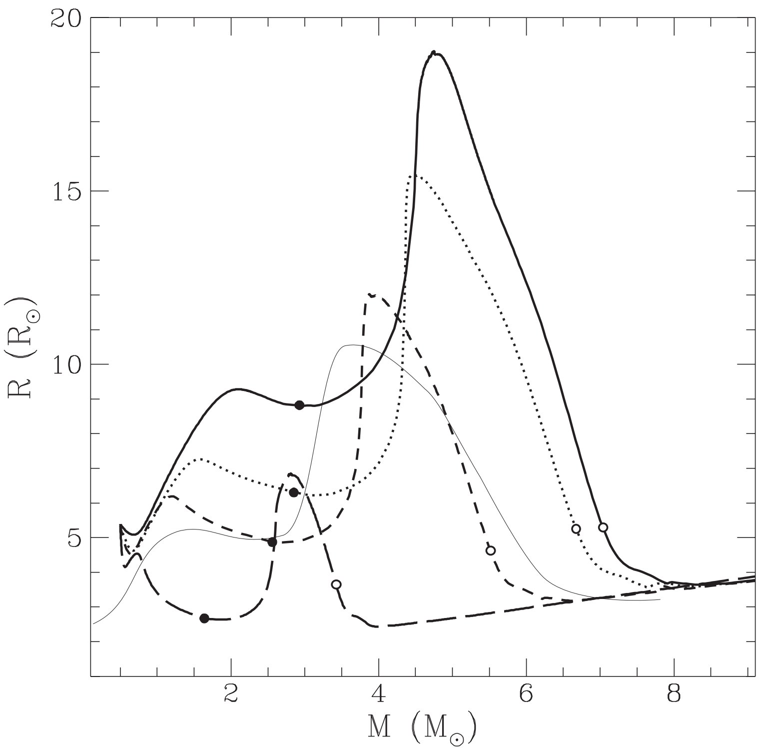

Figure 2.5 – *Effets du taux d'accrétion et de α sur la relation masse-rayon. La courbe en trait fin représente la relation obtenue par Palla & Stahler (1990). Les tracés en gras en traits continus et pointillés correspondent à des taux d'accrétion de $10^{-5}\,M_\odot\,yr^{-1}$et à des valeurs de α égales à 0.1 et 0.01, respectivement. Les courbes en tirets -courts et -longs ont été calculées avec une même valeur de $\alpha = 0.01$ mais pour des taux d'accrétion égaux respectivement à $5\,10^{-6}$ et $10^{-6}\,M_\odot\,yr^{-1}$. Les cercles pleins et creux marquent respectivement le début du brûlage en couche du deutérium (apparition du coeur radiatif) et l'allumage des réactions de combustion de l'hydrogène* brûlage du deutérium est renforcé ce qui permet le maintien d'une température plus faible. L'opacité est donc plus grande (dans ce régime l'opacité est une fonction décroissante de la température) et le gradient radiatif garde ainsi une valeur plus élevée. Cet effet de α est visible dans la relation masse-rayon comme l'illustrent les points noirs. On observe en effet que pour des valeurs de α plus grandes, le coeur radiatif se développe légèrement plus tard (à $M = 3.92\,\mathrm{M}_\odot$ pour $\alpha = 0.1$ et $M = 3.85\,\mathrm{M}_\odot$ pour $\alpha = 0.01$).

La modification du taux d'accrétion peut être interprétée par exemple par des conditions initiales de températures différentes dans le nuage protostellaire. L'effet de ce paramètre est plus prononcé que α et conduit à deux constatations.
Une diminution du taux d'accrétion abaisse la valeur de R_{max} car moins d'énergie est déposée dans l'étoile ($L_{\mathrm{eq}} \propto \dot{M}$). La dilatation est donc moins importante et la température centrale plus élevée. En conséquence, le coeur radiatif se développe plus tôt. Le brûlage en couche du deutérium responsable de la forte dilatation est donc avancé dans le temps et en masse. On constate en effet que la couche en fusion de deutérium apparaît à $M = 2.55\,\mathrm{M}_\odot$ pour $\dot{M} = 5\,10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$contre $M = 1.64\,\mathrm{M}_\odot$ pour $\dot{M} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$. Enfin, on remarque que pour des taux d'accrétion plus élevés, le brûlage de l'hydrogène a lieu dans des objets plus massifs. Par exemple, une étoile qui accrète à un taux donné par $\dot{M} = 10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$atteint la séquence principale pour une masse $M \simeq 8\,\mathrm{M}_\odot$ contre $4\,\mathrm{M}_\odot$ pour $\dot{M} = 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$. En résumé, une augmentation de $\dot{M}$ déplace tous les évènements (apparition du coeur radiatif, rayon maximum, brûlage de l'hydrogène) vers des masses plus élevées et provoque une dilatation plus importante.

2.3 Les Comparaisons Théoriques

Les travaux concernant cette phase primitive sont principalement dûs à Palla & Stahler. Leur modèle (Palla & Stahler 1990, et références qui suivent) considère une accrétion sphérique et impose des conditions limites de choc (température de choc et pression cinétique à la surface de l'étoile). Leurs simulations débutent par des conditions initiales semblables, à savoir une protoétoile d'une masse solaire entièrement convective.

Les résultats évolutifs présentés par ces auteurs diffèrent des nôtres à partir de l'apparition du coeur radiatif. Dans leurs modèles, la disparition du combustible dans les parties internes de l'étoile résulte de l'apparition soudaine d'une couche radiative à l'intérieur de l'étoile, en M_r/M=0.71 qui empêche la matière d'être accrétée au centre de l'étoile. A l'intérieur de l'étoile, en dessous de cette “barrière radiative”, le deutérium est rapidement détruit par le mélange convectif. Comme le notent les auteurs, l'origine exacte de cette “irrégularité est due en partie à des discontinuités numériques dans leur équation d'état”. Ainsi la localisation exacte de cette barrière radiative, si son existence est bien réelle, reste très approximative. Peu de temps après l'arrêt de la production d'énergie nucléaire au centre de l'étoile, un coeur radiatif d'une masse M_r/M=0.71 s'établit. Le deutérium est maintenant accrété dans l'enveloppe convective et quand la température à la base atteint 10^6K une couche en fusion apparaît. L'évolution ultérieure est alors identique à nos travaux.

Dans un article ultérieur, Palla & Stahler (1992) ont regardé l'influence de la géométrie de l'accrétion. Substituant des conditions limites de choc par des conditions photosphériques, ils ont ainsi tenté de reproduire l'effet d'un disque d'accrétion. Le résultat majeur de leurs investigations est que l'évolution globale de l'étoile reste inchangée : (1) phase de brûlage convectif, (2) apparition d'une barrière radiative, (3) développement d'une couche en fusion de deutérium et (4) combustion centrale de l'hydrogène comme conséquence d'une importante contraction gravitationnelle. Dans cette configuration, une plus grande partie de l'énergie peut être rayonnée vers l'extérieur. La luminosité n'est plus piégée par le choc et l'étoile se dévoile plus brillante avec un rayon plus petit.

La principale différence entre ces modèles est l'absence d'une zone radiative intermédiaire dans nos simulations. En ce qui concerne l'évolution globale, les résultats sont très comparables. Notons que l'effet taux d'accrétion a aussi été analysé par ces auteurs et que leur étude conduit aux mêmes conclusions à savoir un déplacement de la relation masse-rayon vers des masses supérieures lorsque le taux d'accrétion augmente. Comme l'indique la Fig. 2.5, la morphologie et les grandeurs caractéristiques de la relation masse-rayon sont très semblables. On constate toutefois que pour reproduire leur tracé, nous devons imposer un taux d'accrétion moins élevé. Pour une valeur de $\dot{M} = 10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$, Palla & Stahler trouvent une valeur de $\mathrm{R}_{\mathrm{max}}$ égale à $10.5\,\mathrm{R}_\odot$ pour $M = 3.5\,\mathrm{M}_\odot$ alors que nos modèles situent plutôt cet événement à $M = 4.5\,\mathrm{M}_\odot$ pour $\mathrm{R}_{\mathrm{max}} = 15.5\,\mathrm{R}_\odot$. Ces différences ont de multiples origines, dues notamment aux tables d'opacité, aux conditions limites (modèles d'atmosphère), à l'équation d'état quoique son influence soit moins importante dans cette gamme de masse, ou encore au traitement de la convection.

Notons enfin que nos modèles permettent d'établir de façon consistante la position dans le diagramme HR de la ligne des naissances. En effet, dans leurs travaux Palla & Stahler positionnent pour chaque valeur de la masse le point du tracé PMS où le rayon stellaire correspond à la valeur donnée par la relation masse-rayon. Cette étape indirecte suppose que l'accrétion s'arrête brutalement et que la relation masse-rayon est conservée pendant la phase où l'étoile devient visible.

2.4 Représentation dans le Diagramme HR

Nous constatons que pour les taux d'accrétion invoqués, la localisation dans le diagramme HR des étoiles précédemment étudiées (Fig. 2.6) représente un enveloppe supérieure de toute la population pré-séquence principale. Ce tracé est communément appelé "*birthline*", d'après le travail originel de Stahler (1983). Il faut interpréter cette ligne des naissances comme étant l'endroit où l'étoile devient pour la première fois visible. En effet, durant la phase de constitution de la protoétoile, le flux important de matière masque l'objet central enfoui au sein de son nuage géniteur. Il émet principalement dans le domaine millimétrique et IR et correspond aux classes 0 définies par André *et al.* (1993). Les taux d'accrétion que nous avons employé correspondent effectivement aux estimations données par ces derniers auteurs ($4\,10^{-6} \lesssim \dot{M} \lesssim 2\,10^{-5}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$). Lorsque ce processus s'arrête, d'une manière non encore bien établie, l'étoile se révèle en place et lieu de la birthline. On suppose que les jets et flots moléculaires qui prennent naissance très tôt sont responsables de la dispersion de l'enveloppe.

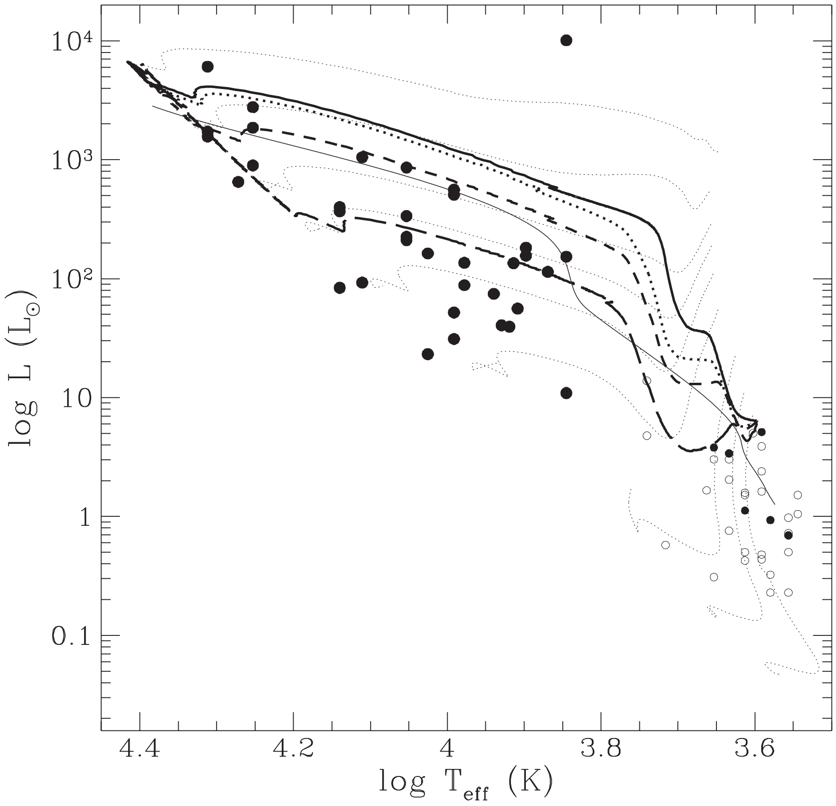

Figure 2.6 – *Lignes des naissances (birthline). Les courbes en traits épais ont été tracées avec les mêmes conventions que la Fig. 2.5. Les grands cercles noirs représentent des étoiles de Herbig AeBe (Berrilli* et al. *1992), les petits cercles des étoiles T Tauri (Magazzu* et al. *1992). Les cercles creux correspondent aux WTTS et les cercles pleins aux CTTS. Enfin, de bas en haut, en traits fins, sont indiqués les tracés standards de masse correspondant à des étoiles de 0.55, 0.7, 1, 2, 3, 4, 5, 7* et *10* $M_\odot$

On observe sur la Fig. 2.6 que les étoiles T Tauri, regroupées à droite du diagramme HR, sont situées proches de la ligne des naissances mais toutefois en dessous. Il en est de même pour les étoiles de Herbig (grands cercles noirs) qui peuplent les régions où les luminosités sont élevées. On remarque aussi que les tracés présentent un coude entre 1 et $3\,\mathrm{M}_\odot$ qui correspond à la phase qui précède le brûlage en couche du deutérium. Notre étude montre aussi que des taux d'accrétion supérieurs à $5\,10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$sont nécessaires pour reproduire une enveloppe supérieure de la distribution stellaire. Notons que la ligne des naissances tronque sévèrement les tracés évolutifs des étoiles de masse intermédiaire. Ainsi, les étoiles de Herbig apparaissent dans le diagramme HR avec un coeur radiatif déjà formé. Finalement, on observe que les astres de plus de $8\,\mathrm{M}_\odot$ n'ont pas de phase pré-séquence principale (pour un taux d'accrétion de $10^{-5}\,M_\odot$ yr^{-1})[1]. Ceci implique que les étoiles plus massives se forment avec des taux d'accrétion plus élevés ou qu'elles accrètent encore sur la séquence principale ou encore que la masse initiale de la protoétoile est plus élevée.

Par rapport aux tracés de Palla & Stahler, pour le même taux d'accrétion, notre ligne des naissances est localisée plus haut dans le diagramme HR. On constate notamment que pour des températures effectives comprises entre 5000 et 8000K, nous nous situons significativement au dessus de leur tracé. Mais dès que $T_{eff} \gtrsim 10^4$K (après l'extinction de la couche en fusion), les courbes sont très similaires (même pente et écart constant en luminosité)

La proximité de cette ligne des naissances avec des étoiles de masse intermédiaire implique que ces dernières ont dû se former peu de temps auparavant. Ce fait est appuyé par la présence de jets et de flots moléculaires dans leur entourage mais aussi par le fait qu'elles se trouvent au sein d'amas (associations OB). Finalement, lorsque l'étoile quitte la birthline, l'étoile se réajuste thermiquement et rejoint finalement le tracé standard correspondant à sa masse finale.

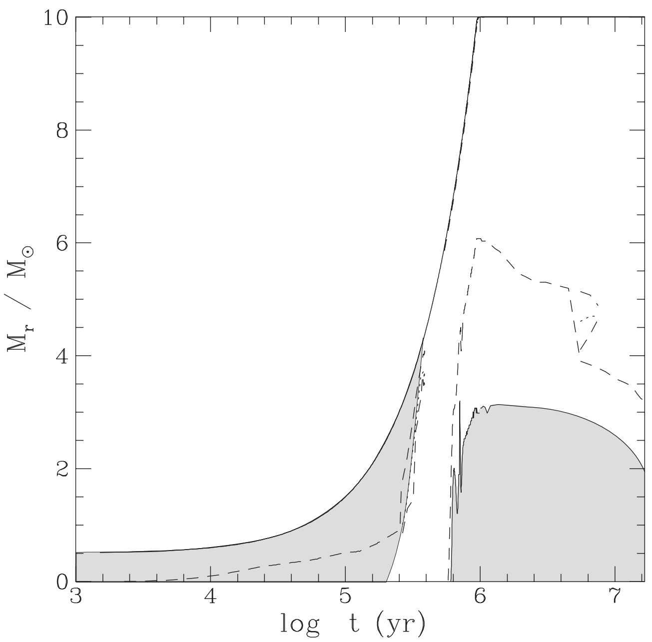

Figure 2.7 – *Diagramme de Kippenhahn d'une protoétoile. Les zones grises représentent les régions convectives. Le taux d'accrétion est de $10^{-5}\,M_\odot$ yr^{-1}et $\alpha = 0.01$. Les traits hachurés représentent les limites du brûlage nucléaire. On remarque l'absence d'enveloppe convective profonde lorsque le coeur radiatif s'est développé et la combustion en couche du deutérium qui longe l'enveloppe convective*

Enfin, notons que pour des taux d'accrétion aussi élevés, on ne peut maintenir une enveloppe convective profonde pour des températures effectives supérieures à 6000K. L'activité de surface des étoiles de Herbig AeBe ne peut donc pas être attribuée un effet dynamo reposant sur une enveloppe convective épaisse (Fig. 2.7). En effet, ces étoiles ont une chromosphère étendue et développent de puissants vents dont la présence suggère qu'une quantité appréciable d'énergie est déposée sous la photosphère. On suppose que la source d'énergie est reliée à la présence du champ magnétique qui serait généré par effet dynamo dans une enveloppe convective suffisamment étendue (Catala 1989). Cette étude n'apporte donc pas de solution à cet épineux problème.

1. Un résultat identique a été obtenu par Palla & Stahler (1993)

Chapitre 3

Comparaisons aux Tracés Standards

Sommaire

3.1 Les Grilles d'Évolution avec accrétion

De manière à avoir une vue plus générale de l'effet de l'accrétion sur la structure des étoiles PMS, nous avons entrepris le calcul de grilles d'évolution pour deux taux d'accrétion différents, et pour un ensemble d'étoiles dont les masses initiales s'échelonnent entre 0.1 et $2.5\,M_\odot$. Ces calculs vont nous permettre de tirer certaines conclusions quant à l'influence de ce processus sur l'évolution stellaire par comparaison aux tracés standards. Dans une première partie, nous présenterons les conditions initiales de nos modèles puis nous analyserons aux travers des diagrammes HR les différences occasionnées par cet apport de matière.

3.1.1 Les modèles et paramètres initiaux

Nous avons calculé l'évolution pré-séquence principale d'étoiles de masse initiale égale à 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.7, 2.0, et $2.5\,M_\odot$. La métallicité est solaire et correspond à $Y = 0.293$ et $Z = 0.02$ (Anders & Grevesse 1989). De même que dans le Chap. 1.1 (page 91), nos modèles initiaux proviennent d'une étoile polytropique d'indice $n = 1.5$ qui a convergé au moins une fois dans notre code d'évolution stellaire. La température centrale varie entre $2\,10^5$K pour les étoiles de plus faible masse et 10^6K pour les composantes plus massives ($M \gtrsim 1.5\,M_\odot$).

Les paramètres du modèle d'accrétion ont été imposés à $Ri^- = -10^4$, $\mathcal{E}^a = 0.75$, $\alpha = 0.1$ et $\xi = 0.01$. Ils sont choisis de telle manière à reproduire une distribution uniforme de la matière accrétée au sein de l'étoile. La valeur $\alpha = 0.1$ indique qu'une contribution significative de la luminosité rayonnée dans la couche limite est effectivement absorbée par l'étoile.

Si nous considérons un taux d'accrétion de $10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$, communément observé autour des étoiles T Tauri et imposons que le processus d'accrétion agisse typiquement $5\,10^6$ ans (Sect. 1.6.1 page 21), l'étoile durant sa phase PMS accumule environ $0.5\,\mathrm{M}_\odot$. Tenant compte de ces données, nous avons plus précisément choisi deux taux d'accrétion définis par

- Cas D : un taux d'accrétion constant de $10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$pendant $4.5\,10^6$ ans, suivi d'une rapide décroissance exponentielle durant $5\,10^5$ ans

- Cas E : une loi bi-exponentielle donnée par $\dot{M} = 10^{-6}\mathrm{exp}^{-t/2.10^5} + 10^{-7}\mathrm{exp}^{-t/3.10^6}\,\mathrm{M}_\odot$ yr^{-1}. Cette loi permet l'accrétion d'une masse importante au début de la formation stellaire, suivie d'une activité lentement décroissante.

Dans tous les scénarii, la masse totale accrétée est de $0.5\,\mathrm{M}_\odot$. Notons que ce processus agit tant que $\dot{M} > 10^{-9}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$, ce qui correspond approximativement à des durées d'accrétion de $6.3\,10^6$ et $1.5\,10^7$ ans dans les cas D et E respectivement.

3.1.2 Évolution générale

Le diagramme HR correspondant à la phase PMS de ces étoiles est représenté sur la Fig. 3.1. A titre de comparaison, nous avons rajouté les tracés standards provenant des grilles précédemment étudiées (Fig. 2.1 page 26).

Quelque soit la masse de l'étoile, l'évolution PMS se décompose toujours suivant les mêmes étapes. Dans un premier temps, l'astre équilibre ses pertes énergétiques par une contraction quasi-statique jusqu'à ce que la température centrale atteigne 10^6K. Le brûlage du deutérium débute et l'énergie libérée provoque le ralentissement, voire une dilatation de la structure. Toutefois si l'étoile est suffisamment lumineuse, la luminosité nucléaire est négligeable devant la luminosité photosphérique et l'astre ne se dilate pas. Dans un schéma standard, le deutérium est entièrement converti en ^{3}He en quelques 10^5 ans mais l'apport de matière riche en cet élément par l'accrétion maintient la production d'énergie nucléaire. La luminosité nucléaire se stabilise alors à sa valeur d'équilibre L_{eq} (Eq. 1.16 page 100) et l'étoile reprend sa contraction. Avec l'augmentation de la température centrale, l'opacité diminue et un coeur radiatif se développe. Durant cette période, le brûlage des éléments légers s'opère dans les régions centrales (successivement ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{11}B et ^{10}B). Enfin, lorsque la température centrale atteint $\simeq 1.3\,10^7$K, les cycles de brûlage de l'hydrogène démarrent et l'étoile arrive sur la ZAMS.

Il est important de noter que dans le cas E, le processus d'accrétion est maintenu pendant approximativement $1.5\,10^7$ ans. A cette époque, les étoiles de plus de $2\,\mathrm{M}_\odot$ ont déjà rejoint la ZAMS. Elle continuent donc à gagner de la masse sur la séquence principale.

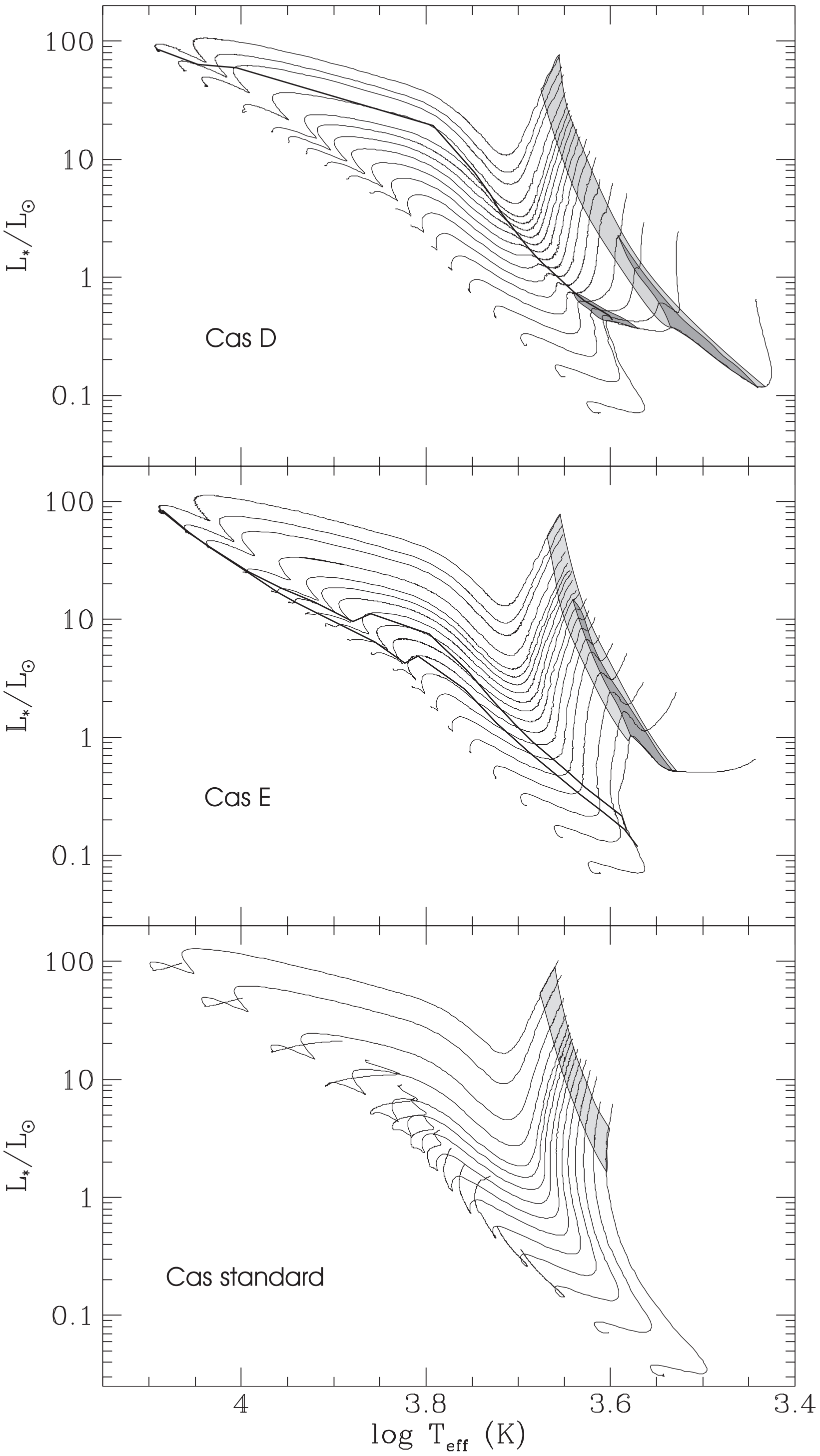

Figure 3.1 – *Diagrammes HR de la phase PMS d'étoiles de métallicité solaire (Z = 0.02) avec accrétion (Cas D et E) et dans le cas standard. Les masses finales (sur la ZAMS) sont, de la droite vers la gauche, respectivement de 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 2.0, 2.2, 2.5, 2.7 et 3.0* $M_\odot$. *Les isochrones (traits gras) correspondent à des âges* $t = 5\,10^6$ *ans (Cas D) et de* 10^7 *et* $1.5\,10^7$ *ans (Cas E). Elles correspondent à la fin du processus d'accrétion. Les parties hachurées en clair indiquent les zones de brûlage du deutérium stellaire, les parties sombres les régions où* $L_{grav} < 0$

3.1.3 Les différences morphologiques

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.1, les différences morphologiques affectent principalement les tracés à faible masse. L'influence de l'accrétion se traduit principalement par le maintien de la production d'énergie nucléaire et pour illustrer les différentes étapes de cette histoire nucléaire, nous avons représenté en gris clair les zones de brûlage du deutérium stellaire. Cette région est délimitée par $L_{\mathrm{nuc}} > 0.01\,L_*$ et se termine lorsque $L_{\mathrm{nuc}} = L_{\mathrm{eq}}$. Nous constatons que pour des taux d'accrétion plus élevés, cette zone est décalée vers des luminosités plus grandes ce qui correspond en fait à l'allumage des réactions nucléaires dans des étoiles plus massives. A titre de comparaison, la phase de combustion du deutérium dans le premier tracé à $0.1\,\mathrm{M}_\odot$ débute lorsque la masse atteint $0.13\,\mathrm{M}_\odot$ (0.2) dans le cas D (E) et dure $1.2\,10^6$ ans ($5.3\,10^5$). Nous avons aussi indiqué les régions dans le diagramme HR où l'étoile subit une dilatation globale caractérisée par $L_{\mathrm{grav}} < 0$ (zones sombres). Cette phase d'expansion est prolongée dans les étoiles de faible masse parce qu'elles brûlent leur carburant à un taux plus faible (T_c est moins élevée) ce qui permet de maintenir la production d'énergie nucléaire plus longtemps mais aussi parce que dans ces objets, l'énergie apportée par l'accrétion ($\alpha\, L_{\mathrm{bl}}$) représente une fraction importante de la luminosité totale. Elle contribue ainsi à rendre L_{grav} encore plus négatif ($L_{\mathrm{grav}} = L_* - L_{\mathrm{nuc}} - \alpha L_{\mathrm{bl}}$). Lorsque cette situation se présente, on observe une remontée de l'étoile dans le diagramme HR, coude qui devient de moins en moins perceptible au fur et à mesure que la masse augmente. Cet effet disparaît pour des étoiles dont la masse initiale est supérieure à $0.4\,\mathrm{M}_\odot$ dans le cas D et $1.0\,\mathrm{M}_\odot$ dans le cas E. Lorsque l'abondance de deutérium diminue, la luminosité nucléaire chute, la contraction reprend et l'étoile poursuit sa descente le long de la ligne d'Hayashi qui correspond à sa masse instantanée. Éventuellement, la luminosité stellaire devient inférieure à $L_{\mathrm{nuc}} + \alpha L_{\mathrm{bl}}$ et l'étoile se dilate à nouveau. Ce phénomène est indiqué par la seconde zone sombre dans la Fig. 3.1, cas D et ne concerne que des étoiles dont la masse est inférieure à une masse solaire.

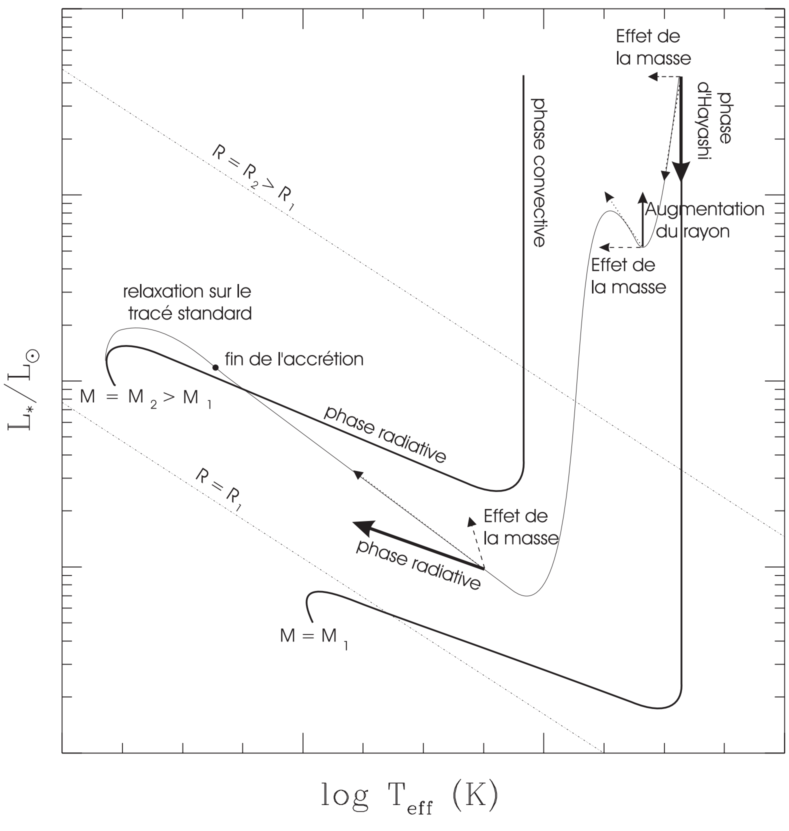

Figure 3.2 – *Représentation schématique du tracé évolutif d'une étoile qui accrète*

Enfin, toutes les étoiles relaxent sur leur tracé standard dès que l'accrétion est terminée. L'allumage des cycles de combustion de l'hydrogène rétablit une structure conforme à une évolution standard et efface un passé mouvementé.

Dans le diagramme HR, l'évolution d'une étoile peut se décomposer schématiquement de la façon suivante (Fig. 3.2) :

- durant la phase convective l'étoile subit un double déplacement; vertical et vers le bas le long de la ligne d'Hayashi et horizontal vers des températures effectives plus élevées en raison de l'accroissement de la masse. L'expansion, si elle se produit, provoque momentanément une remontée dans le diagramme HR, d'où le coude observé,

- lors de la phase radiative, l'influence de la masse se traduit par un décalage vertical vers le haut des tracés. L'évolution de l'étoile sur la branche radiative, combinée à un déplacement vers des luminosités plus élevées se traduit par un tracé globalement moins horizontal.

Le cheminement d'une étoile qui accrète dans le diagramme HR apparaît donc, à toutes les phases, plus incliné que dans un schéma standard. On note toutefois que pour des étoiles peu lumineuses, le tracé convectif présente un coude qui résulte de l'augmentation du rayon. Durant la phase radiative, les chemins évolutifs sont uniquement modifiés part l'apport de matière car la production d'énergie nucléaire est devenue très faible (brûlage peu efficace dans l'enveloppe seulement).

3.2 Comparaisons aux Tracés Standards

Les comparaisons avec des tracés standards peuvent être entreprises de deux manières différentes. Nous pouvons étudier les différences structurelles entre les modèles à un âge donné ou alors, d'un point de vue plus observationnel, faire des comparaisons d'après la position de l'étoile dans le diagramme HR. Nous allons entreprendre dans un premier temps l'étude comparée des étoiles en fonction du temps.

3.2.1 L'évolution structurelle

L'évolution stellaire avec accrétion est principalement modifiée par la combinaison de deux effets, à savoir (1) l'apport de masse qui contribue à renforcer le potentiel gravitationnel et (2) la production d'énergie nucléaire qui tend à ralentir la contraction voire même à dilater l'étoile.

Avant l'allumage des réactions de combustion du deutérium ($t < 10^5$ ans), l'accrétion de matière accélère la contraction de l'astre car elle augmente son potentiel gravitationnel. En conséquence la température centrale et la densité augmentent plus rapidement. Mais lorsque la combustion du deutérium débute, l'évolution de la structure devient beaucoup plus sensible aux paramètres du modèle, particulièrement au dépôt d'énergie dans l'étoile (Sect.

1.3.2). C'est pourquoi nous avons décomposé cette étude en deux parties, l'une concernant les étoiles de faible masse ($M \lesssim 1.3\,\mathrm{M}_\odot$) qui, du fait de leur faible luminosité, sont plus sensibles à α et d'autre part les étoiles de masse intermédiaire ($M \gtrsim 1.3\,\mathrm{M}_\odot$) pour lesquelles la contribution $\alpha\,L_{\mathrm{bl}}$ est négligeable devant leur luminosité photosphérique.

Les étoiles de faible masse

Comme l'indique la Fig. 3.3, en l'absence de dépôt d'énergie ($\alpha = 0.01$), une étoile qui accrète a un rayon systématiquement inférieur à celui d'une étoile standard. Cet écart est d'ailleurs plus prononcé lorsque le taux d'accrétion est plus élevé car l'effet mécanique est alors renforcé. On remarque aussi que la dilatation de l'étoile, conséquence du brûlage hors équilibre du deutérium, n'altère pas cette caractéristique. Ces objets présentent donc une

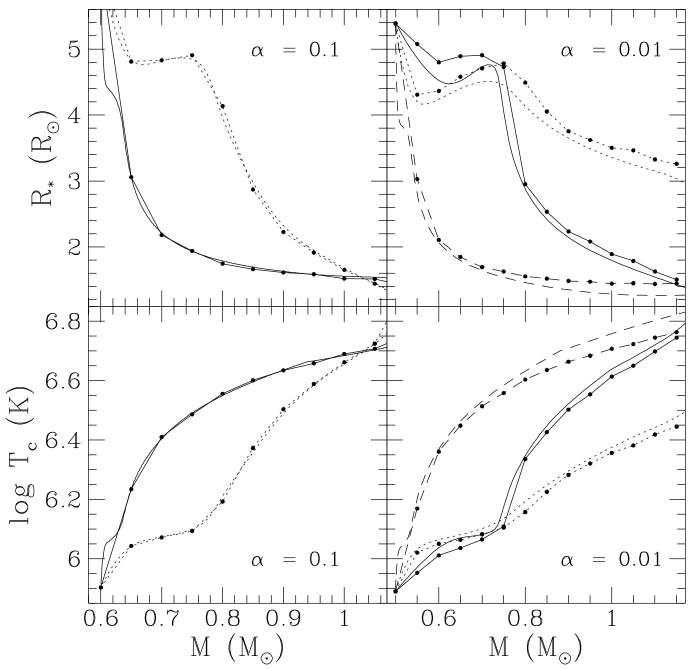

Figure 3.3 – *Comparaison de la température centrale et du rayon entre des étoiles qui accrètent et des étoiles standards. Les cadrans de gauche confrontent les modèles tirés des grilles d'accrétion avec $\alpha = 0.1$ (les traits pleins et hachurés correspondant aux cas D et E) avec les modèles standards (lignes brisées) tandis que les cadrans de droite correspondent aux modèles présentés dans le Chap. 1 avec $\alpha = 0.01$ (les courbes continues en traits pleins, pointillés et hachurés correspondent aux taux d'accrétion définis par les lois A, B et C, respectivement). Les lignes avec les points représentent les différentes valeurs de T_c et du rayon provenant des modèles standards ayant la même masse et le même âge que les modèles avec accrétion. Ces courbes doivent être comparées à leurs homologues ayant le même tracé (plein, pointillé et hachuré)* température centrale plus importante car le rayon est plus petit ($T_c \propto M/R$). Cependant cet effet est moins évident dès que α devient grand. L'apport d'énergie par l'accrétion est d'avantage converti en travail contre la force de gravité ce qui freine la contraction et provoque une dilatation plus importante de l'étoile durant la phase de brûlage nucléaire du deutérium. En conséquence le rayon se rapproche de la valeur des tracés standards. Dans cette situation nous ne pouvons tirer de réelles conclusions.

Les étoiles de masse intermédiaire

Dans des étoiles plus massives par contre, la luminosité nucléaire due à la combustion du deutérium et la luminosité injectée par l'accrétion ($\alpha\, L_{\rm bl}$) sont très inférieures à la luminosité émergeant de l'étoile. Le brûlage nucléaire ne provoque pas de dilatation de l'astre et les différentes valeurs de α ne viendront pas altérer nos conclusions. Comme le montre la Fig. 3.4, on voit que des taux d'accrétion plus importants conduisent à des températures centrales et des densités plus élevées. Cet effet est systématique pour des étoiles dont la masse est supérieure à environ 1.3 $M_\odot$ et résulte du fait que ces objets sont initialement peu compacts et que l'apport de matière accélère un taux de contraction déjà élevé. L'influence mécanique de l'accrétion ne peut être compensée par la production d'énergie nucléaire ou par l'apport d'énergie d'accrétion contrairement aux étoiles de masse inférieure à 1.3 $M_\odot$.

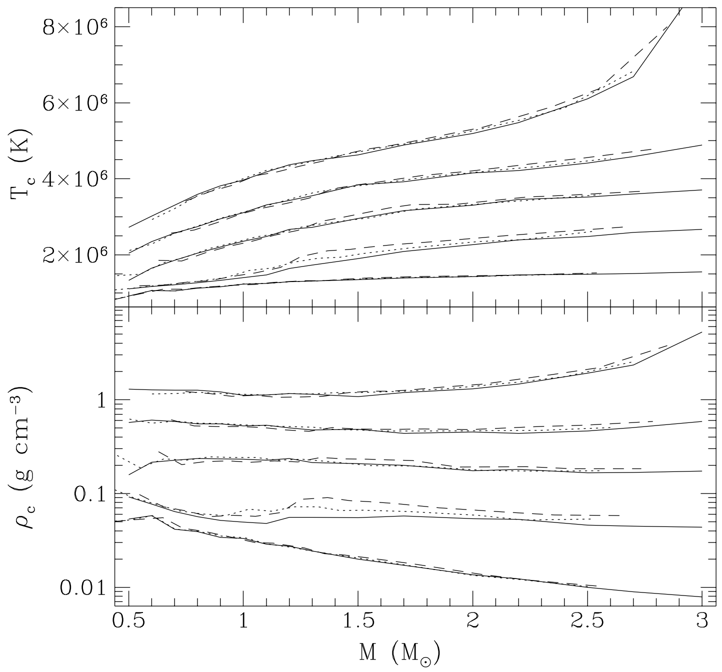

Figure 3.4 – *Température et densité centrale en fonction de la masse dans le cas d'une évolution standard (trait plein) ou d'une évolution avec des taux d'accrétion dictés par les lois D (pointillés) et E (hachurés). Les époques sélectionnées, par ordre de température et densité croissantes, sont respectivement de* $2\,10^4$, $2\,10^5$, $5\,10^5$, 10^6 *et* $2\,10^6$ *ans*

En résumé, les étoiles de masse intermédiaire qui accrètent ont des températures centrales plus élevées que dans les modèles standards.

Les tendances communes

Comme nous l'avons vu précédemment et si l'on considère que la température centrale est un indicateur de l'âge, les étoiles qui accrètent semblent évoluer plus rapidement que dans un schéma standard (pour autant que α soit petit ou que la masse soit suffisamment grande). Elles descendent alors plus rapidement leur tracé d'Hayashi et présentent donc une luminosité plus faible que dans une évolution conventionnelle comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.5. D'autre part, l'augmentation de la masse produit un déplacement horizontal dans le diagramme HR et contribue à augmenter leur température effective. Cet effet est clairement mis en évidence sur la Fig. 3.5. Ainsi, en présence d'accrétion, une étoile convective possède une température effective plus importante et une luminosité plus faible à un âge donné que dans un schéma standard. *Elle est donc plus jeune que sa position dans le diagramme HR ne le laisserait supposer dans une évolution standard.* Comme nous le verrons dans la section suivante, cette propriété peut être démontrée dans cette situation particulière où l'étoile est entièrement convective.

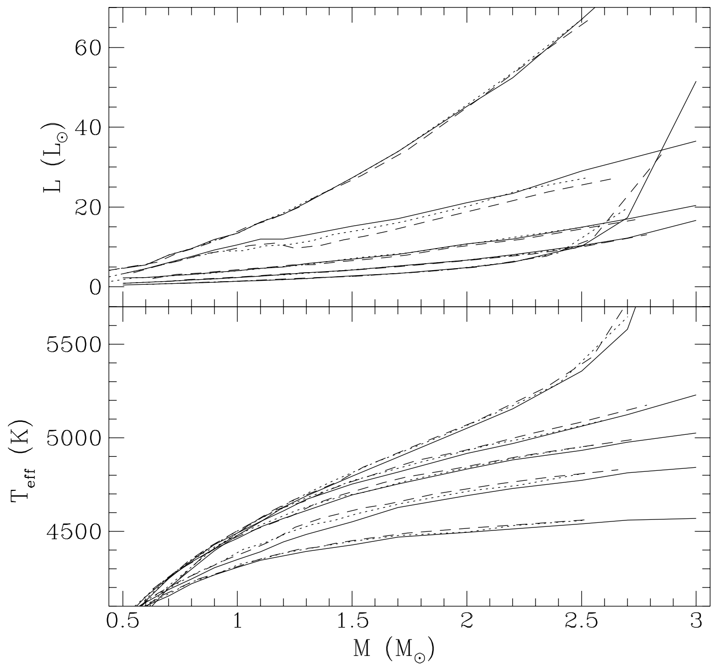

Figure 3.5 – *Température effective et luminosité en fonction de la masse de l'étoile. Les conventions et les âges sont identiques à ceux de la Fig. 3.4. L'étoile évolue vers des températures effectives croissantes et des luminosités décroissantes, chronologiquement vers le bas*

Nous allons maintenant nous intéresser à l'épaisseur de l'enveloppe convective. Comme nous l'avons vu précédemment, le développement du coeur radiatif est retardé par l'accrétion qui maintient le gradient radiatif à une valeur élevée par la présence du brûlage nucléaire du deutérium. Mais d'un autre coté, l'accrétion force l'étoile à évoluer plus rapidement ce qui a tendance à aller dans le sens inverse.

La Fig. 3.6 montre que l'accrétion accélère effectivement le développement du coeur radiatif : à tout âge, la masse à la base de l'enveloppe convective est supérieure à celle des tracés standards. Donc, pour les taux d'accrétion invoqués dans cette étude, le brûlage du deutérium,

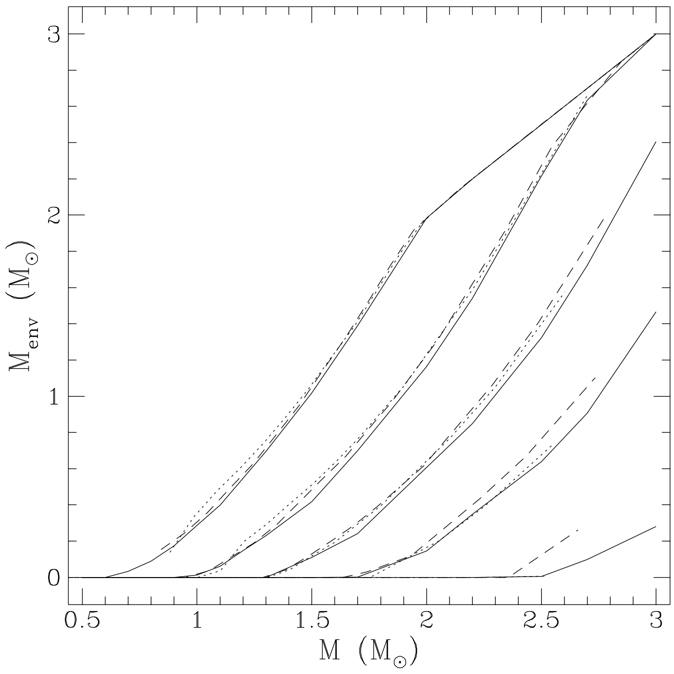

Figure 3.6 – *Masse à la base de l'enveloppe convective en fonction de la masse de l'étoile à différentes époques. Les conventions sont les mêmes que dans la Fig. 3.4. De droite à gauche, la masse croissante du coeur radiatif est représentée à des âges respectifs de* $2\,10^5$, $5\,10^5$, 10^6, $2\,10^6$ *et* $5\,10^6$ *ans*

même en couche, ne permet pas le maintien d'une enveloppe convective profonde.

3.2.2 Le statut évolutif

Dans cette partie, nous avons comparé diverses grandeurs entre les tracés standards et les tracés avec accrétion d'après la position de l'étoile dans le diagramme HR. Les résultats que nous présentons maintenant sont des tendances générales.

La comparaison des âges des étoiles avec ou sans accrétion est un tache difficile car aucune observation ne permet d'estimer cette valeur[1]. Il faut donc comparer la position de l'étoile dans le diagramme HR (avec les incertitudes inhérentes aux estimations de L_* et $T_{\rm eff}$) avec les tracés théoriques. Cependant nous pouvons toutefois tirer quelques règles générales. Considérons la position dans le diagramme HR où le chemin évolutif d'une étoile qui accrète rencontre un tracé standard. Les deux astres ont donc même température effective et luminosité, par conséquence le même rayon[2], c'est à dire

$$R^a(t^a) = R^s(t^s) \; , \tag{3.1}$$

où t est l'âge propre de l'étoile. Ainsi, en utilisant la relation $T_c \propto M/R$ et avec l'aide de l'Eq. (3.1), il vient

$$\frac{M^a(t^a)}{T_c^a(t^a)} = \frac{M^s}{T_c^s(t^s)} \; .$$

1. La présence de lithium dans les étoiles de faible masse représente seulement un indicateur du statut évolutif jeune de ces objets

2. Par la suite, les indices a et s feront référence respectivement à des grandeurs liées à des modèles avec et sans accrétion

Si les deux étoiles sont complètement convectives, elles se trouvent sur la même ligne d'Hayashi et pour autant que leur composition chimique soit identique, elles ont donc la même masse (théorème de Vogt Russell). Compte tenu de ce fait, nous obtenons

$$T_c^a(t^a) = T_c^s(t^s) \ . \tag{3.2}$$

Dans des conditions où la température centrale des étoiles qui accrètent est supérieure au cas standard,

$$T_c^a(M^a(t^a)) > T_c^s(M^s) \ , \tag{3.3}$$

et en imposant que T_c soit une fonction strictement croissante du temps (et aussi de la masse)

$$\frac{\mathrm{d}\, T_c}{\mathrm{d}\, t} \ > \ 0 \ , \tag{3.4}$$

il résulte, d'après la relation (3.2) et sous les conditions imposées par les Eqs. (3.3) et (3.4) que

$$t^s > t^a \ .$$

En d'autres termes et pour des objets entièrement convectifs, il faut moins de temps à une étoile qui accrète pour atteindre une température centrale donnée que dans un schéma standard.

De façon plus quantitative, durant la phase d'Hayashi, les écarts entre ces deux schémas évolutifs sont de l'ordre de 10^5 ans (les étoiles qui accrètent étant plus jeunes) et deviennent maximales lors de la phase de brûlage du deutérium (zone sombre dans la Fig. 3.1). Durant cette période, l'âge des étoiles qui accrètent est plus jeune d'un facteur 2-3. Quand l'étoile rentre dans son tracé radiatif, la détermination de l'âge devient difficile parce que dans cette partie du diagramme HR, les isochrones sont pratiquement parallèles aux tracés évolutifs. Nous constatons toutefois une écart de l'ordre de 5 à 10%, les étoiles accrétant apparaissant cette fois ci plus vieilles que dans le cas standard.

Nos travaux indiquent que la détermination de la masse d'une étoile qui accrète, d'après sa position dans le diagramme HR, est très comparable à celle d'une étoile standard, précisément quant l'astre est entièrement convectif (ceci est dû à la verticalité des tracés dans cette région)[1]. Nous observons une écart typiquement de l'ordre du pourcent par rapport au cas standard. Cependant, dès que l'étoile entre dans la branche radiative, la masse est systématiquement plus petite avec les tracés avec accrétion de quelques pourcents ($\Delta M/M \lesssim 5\%$). Cette différence est plus prononcée si le processus d'accrétion est maintenu plus longtemps comme dans le cas E et pour des étoiles plus massives. La masse d'une étoile qui accrète étant plus faible durant la phase radiative, elle évolue donc plus lentement et il faudra plus de temps pour qu'elle atteigne une position donnée dans le diagramme HR. Ceci explique pourquoi on détermine à cette phase des écarts d'âge avec les tracés standards. Nous allons illustrer maintenant ces différents résultats au travers de quelques étoiles spécifiques.

1. La méthode utilisée pour déterminer les caractéristiques stellaires d'après la position de l'étoile dans le diagramme HR est présentée dans l'annexe C

3.2.3 Application à un échantillon d'étoiles

Pour étayer cette étude, nous présentons maintenant un échantillon d'étoiles jeunes pour lesquelles nous avons déterminé la masse et l'âge dans le cas standard et pour les différents taux d'accrétion proposés dans ce chapitre. Les données sont rapportées dans les tableaux suivants :

Tableau 3.1 – *Détermination de la masse de quelques étoiles T Tauri. Nous simulons une incertitude sur la détermination de la température effective ΔT_{eff} de $\pm 100K$. Nous obtenons ainsi 3 valeurs de la masse, correspondant à $T_{eff} + \Delta T_{eff}$, T_{eff} et $T_{eff} - \Delta T_{eff}$. HBC représente le numéro de l'étoile dans le Herbig Catalogue. Les données ont été fournies par Bertout (communication privée)*

	Observations			Estimation de la masse (en $M_\odot$)		
Star	HBC	T_{eff} (K)	L ($L_\odot$)	Tracés Standards	Tracés avec accrétion Loi D	Loi E
FM Tau	23	3920	0.20	0.72 > 0.69 > 0.61	0.72 > 0.67 > ind.	0.72 > 0.70 > ind.
V410 Tau	29	4000	1.70	0.56 > 0.49 > 0.43	0.56 > 0.49 > 0.42	0.58 > 0.51 > 0.44
P Tau	32	4000	0.96	0.59 > 0.51 > 0.45	0.59 > 0.51 > 0.44	0.61 > 0.52 > 0.43
DE Tau	33	3680	0.43	0.43 > 0.38 > 0.33	0.51 > 0.38 > 0.38	indéterminé
RY Tau	34	5780	6.51	1.87 > 1.79 > 1.72	1.85 > 1.78 > 1.71	1.85 > 1.77 > 1.70
T Tau	35	5099	8.81	2.36 > 2.35 > 2.26	2.43 > 2.33 > 2.28	2.42 > 2.36 > 2.28
DF Tau	36	3800	1.84	0.42 > 0.37 > 0.33	0.43 > 0.37 > 0.31	0.48 > 0.35 > 0.35
DG Tau	37	3959	1.35	0.54 > 0.46 > 0.40	0.54 > 0.47 > 0.41	0.55 > 0.47 > 0.43
DH Tau	38	3919	0.41	0.63 > 0.54 > 0.47	< 0.59	0.66 > 0.53 > ind.
DI Tau	39	3919	0.71	0.55 > 0.48 > 0.42	0.54 > 0.48 > 0.41	0.57 > 0.48 > 0.39
ux Tau A	43	4954	1.24	1.32 > 1.31 > 1.29	1.30 > 1.30 > 1.29	1.32 > 1.30 > 1.29
FX Tau	44	3680	0.63	0.40 > 0.35 > 0.30	0.39 > 0.35 > 0.33	indéterminé
DK Tau	45	4000	1.38	0.57 > 0.49 > 0.43	0.57 > 0.49 > 0.43	0.58 > 0.51 > 0.43
HL Tau	49	3959	1.22	0.54 > 0.47 > 0.41	0.54 > 0.47 > 0.34	0.56 > 0.49 > 0.44
GG Tau	54	3959	1.13	0.55 > 0.48 > 0.41	0.55 > 0.47 > 0.41	0.57 > 0.49 > 0.44
GH Tau	55	3499	0.69	0.31 > 0.27 > 0.24	0.31 > 0.27 > 0.23	0.33 > 0.31 > ind.
GI Tau	56	4000	0.83	0.60 > 0.52 > 0.46	0.62 > 0.53 > 0.46	0.62 > 0.54 > 0.45
GK Tau	57	4000	1.06	0.58 > 0.51 > 0.44	0.59 > 0.51 > 0.44	0.58 > 0.52 > 0.42
DL Tau	58	3680	1.03	0.38 > 0.33 > 0.29	0.37 > 0.32 > 0.29	0.37 > 0.36 > 0.33
CI Tau	61	4000	0.66	0.63 > 0.54 > 0.47	0.62 > 0.55 > 0.47	0.64 > 0.56 > 0.47
AA Tau	63	3959	0.76	0.58 > 0.50 > 0.44	0.59 > 0.50 > 0.43	0.59 > 0.51 > 0.42
DN Tau	65	3919	0.65	0.56 > 0.49 > 0.43	0.57 > 0.50 > 0.42	0.58 > 0.48 > ind.
DO Tau	67	3959	0.42	0.66 > 0.57 > 0.49	0.72 > 0.55 > 0.47	0.69 > 0.57 > ind.
VY Tau	68	3919	0.33	0.67 > 0.58 > 0.50	< 0.71	0.70 > 0.55 > ind.
Haro 6-3	73	4199	0.84	0.82 > 0.70 > 0.60	0.82 > 0.69 > 0.61	0.81 > 0.71 > 0.61
DR Tau	74	4400	1.06	1.05 > 0.92 > 0.79	1.04 > 0.91 > 0.77	1.03 > 0.90 > 0.78
DS Tau	75	4775	0.42	0.92 > 0.91 > 0.89	0.92 > 0.91 > 0.89	0.92 > 0.91 > 0.89
GM Aur	77	3959	0.75	0.58 > 0.50 > 0.44	0.58 > 0.50 > 0.44	0.60 > 0.50 > 0.41
SU Aur	79	5780	11.74	2.28 > 2.18 > 2.10	2.23 > 2.12 > 2.06	2.27 > 2.17 > 2.08
RW Aur	80	5099	4.47	1.97 > 1.97 > 1.92	2.01 > 2.01 > 1.92	2.04 > 2.04 > 1.85
034903+2	351	4400	0.43	0.94 > 0.93 > 0.90	0.95 > 0.93 > 0.90	0.93 > 0.91 > 0.88
V773 Tau	367	4775	5.59	1.83 > 1.61 > 1.40	1.81 > 1.57 > 1.39	1.79 > 1.60 > 1.39
LkCa-3	368	3680	1.24	0.37 > 0.32 > 0.28	0.36 > 0.31 > 0.27	0.35 > 0.35 > 0.27
LkCa-4	370	4000	0.81	0.60 > 0.52 > 0.46	0.62 > 0.53 > 0.46	0.61 > 0.53 > 0.45
041559+1	376	4000	0.48	0.67 > 0.58 > 0.50	0.75 > 0.65 > 0.65	0.71 > 0.61 > 0.50

Continue page suivante

Suite de la page précédente						
	Observations			Estimation de la masse (en $M_\odot$)		
Star	HBC	T_{eff} (K)	L ($L_\odot$)	Tracés Standards	Tracés avec accrétion Loi D	Loi E
V819 tau	378	4000	0.67	0.62 > 0.54 > 0.47	0.63 > 0.55 > 0.48	0.65 > 0.56 > 0.46
LkCa-7	379	4000	0.72	0.62 > 0.54 > 0.47	0.63 > 0.53 > 0.47	0.64 > 0.56 > 0.47
HDE 2835	380	5659	10.28	2.30 > 2.20 > 2.11	2.27 > 2.15 > 2.06	2.28 > 2.18 > 2.09
IP Tau	385	3919	0.36	0.65 > 0.56 > 0.48	< 0.65	0.68 > 0.52 > ind.
042835+1	392	4400	0.37	0.92 > 0.92 > 0.90	0.91 > 0.91 > 0.90	0.92 > 0.90 > 0.89
042916+1	397	4000	0.61	0.64 > 0.55 > 0.48	0.63 > 0.55 > 0.48	0.65 > 0.56 > 0.46
V827 Tau	399	3959	0.74	0.58 > 0.50 > 0.44	0.58 > 0.50 > 0.44	0.61 > 0.52 > 0.41
V826 Tau	400	3959	0.75	0.58 > 0.50 > 0.44	0.58 > 0.50 > 0.44	0.60 > 0.50 > 0.41
V830 Tau	405	3959	0.82	0.57 > 0.49 > 0.43	0.58 > 0.49 > 0.43	0.58 > 0.50 > 0.41
HP Tau/G	415	5899	11.24	2.14 > 2.06 > 1.98	2.08 > 2.02 > 1.96	2.12 > 2.04 > 1.96
LkCa-15	419	4400	0.53	1.01 > 0.98 > 0.89	1.02 > 0.97 > 0.89	0.99 > 0.97 > 0.88
IW Tau	420	4000	1.28	0.57 > 0.49 > 0.43	0.57 > 0.50 > 0.43	0.58 > 0.51 > 0.43
LkCa-19	426	5239	1.19	1.23 > 1.20 > 1.15	1.24 > 1.20 > 1.16	1.23 > 1.20 > 1.16
045251+3	427	4000	0.95	0.59 > 0.51 > 0.45	0.59 > 0.51 > 0.44	0.61 > 0.52 > 0.44
V836 Tau	429	3959	0.41	0.66 > 0.57 > 0.49	< 0.70	0.72 > 0.59 > ind.

Tableau 3.2 – *Idem que la table précédente mais pour la détermination de l'âge*

	Observations			Estimation de l'âge (en 10^6 ans)		
Star	HBC	T_{eff} (K)	L ($L_\odot$)	Tracés Standards	Tracés avec accrétion Loi D	Loi E
FM Tau	23	3920	0.20	16.33 > 11.85 > 8.11	16.55 > 11.94 > ind.	16.06 > 11.93 > ind.
V410 Tau	29	4000	1.70	0.63 > 0.59 > 0.56	0.63 > 0.50 > 0.40	0.56 > 0.47 > 0.39
P Tau	32	4000	0.96	1.17 > 0.96 > 0.86	1.19 > 0.91 > 0.71	1.23 > 0.97 > 0.76
DE Tau	33	3680	0.43	1.74 > 1.46 > 1.36	2.26 > 1.66 > 1.32	indéterminé
RY Tau	34	5780	6.51	7.39 > 6.61 > 5.62	7.27 > 6.49 > 5.64	7.28 > 6.42 > 5.47
T Tau	35	5099	8.81	1.64 > 1.29 > 1.00	1.57 > 1.21 > 0.94	1.51 > 1.18 > 0.89
DF Tau	36	3800	1.84	0.51 > 0.12 > 0.07	0.37 > 0.10 > 0.04	0.33 > 0.07 > 0.05
DG Tau	37	3959	1.35	0.74 > 0.69 > 0.68	0.71 > 0.55 > 0.46	0.70 > 0.57 > 0.47
DH Tau	38	3919	0.41	3.65 > 2.77 > 2.08	< 5.14	4.21 > 2.74 > ind.
DI Tau	39	3919	0.71	1.48 > 1.19 > 1.04	1.50 > 1.17 > 0.92	1.56 > 1.18 > 0.86
UX Tau A	43	4954	1.24	9.94 > 8.21 > 6.64	9.50 > 7.74 > 6.25	9.58 > 7.84 > 6.30
FX Tau	44	3680	0.63	1.10 > 1.10 > 1.09	1.01 > 0.85 > 0.72	indéterminé
DK Tau	45	4000	1.38	0.77 > 0.69 > 0.67	0.77 > 0.60 > 0.48	0.73 > 0.60 > 0.50
HL Tau	49	3959	1.22	0.83 > 0.75 > 0.72	0.80 > 0.61 > 0.51	0.81 > 0.67 > 0.51
GG Tau	54	3959	1.13	0.89 > 0.79 > 0.75	0.87 > 0.66 > 0.55	0.89 > 0.71 > 0.56
GH Tau	55	3499	0.69	1.01 > 0.41 > 0.15	0.64 > 0.27 > 0.13	0.13 > 0.13 > ind.
GI Tau	56	4000	0.83	1.45 > 1.16 > 0.99	1.49 > 1.13 > 0.87	1.57 > 1.19 > 0.91
GK Tau	57	4000	1.06	1.04 > 0.87 > 0.80	1.05 > 0.80 > 0.63	1.09 > 0.83 > 0.68
DL Tau	58	3680	1.03	0.75 > 0.61 > 0.13	0.54 > 0.34 > 0.11	0.48 > 0.18 > 0.09
CI Tau	61	4000	0.66	2.06 > 1.57 > 1.26	2.19 > 1.64 > 1.27	2.30 > 1.71 > 1.21
AA Tau	63	3959	0.76	1.49 > 1.18 > 1.03	1.52 > 1.17 > 0.92	1.58 > 1.25 > 0.89
DN Tau	65	3919	0.65	1.70 > 1.34 > 1.14	1.81 > 1.37 > 1.04	1.88 > 1.34 > ind.
DO Tau	67	3959	0.42	3.87 > 2.90 > 2.16	5.63 > 4.20 > 3.05	4.44 > 3.07 > ind.
VY Tau	68	3919	0.33	5.62 > 3.99 > 2.99	< 7.26	6.22 > 3.94 > ind.
Haro 6-3	73	4199	0.84	2.61 > 1.89 > 1.43	2.61 > 1.96 > 1.47	2.63 > 1.97 > 1.55
DR Tau	74	4400	1.06	3.31 > 2.43 > 1.78	3.22 > 2.35 > 1.71	3.34 > 2.54 > 1.81
DS Tau	75	4775	0.42	31.44 > 26.33 > 21.97	31.49 > 26.37 > 21.88	30.72 > 25.63 > 21.21
GM Aur	77	3959	0.75	1.53 > 1.21 > 1.05	1.57 > 1.20 > 0.94	1.68 > 1.29 > 0.91
						Continue page suivante

Suite de la page précédente						
	Observations			Estimation de l'âge (en 10^6 ans)		
Star	HBC	T_{eff} (K)	L ($L_\odot$)	Tracés Standards	Tracés avec accrétion Loi D	Loi E
SU Aur	79	5780	11.74	4.27 > 3.89 > 3.09	4.63 > 4.19 > 3.32	4.33 > 3.36 > 3.05
RW Aur	80	5099	4.47	3.16 > 2.51 > 1.99	3.02 > 2.37 > 1.83	2.99 > 2.35 > 1.80
034903+2	351	4400	0.43	14.30 > 11.18 > 8.34	14.08 > 11.08 > 8.52	13.60 > 10.58 > 7.96
V773 Tau	367	4775	5.59	1.11 > 0.81 > 0.61	1.03 > 0.78 > 0.59	0.98 > 0.77 > 0.56
LkCa-3	368	3680	1.24	0.64 > 0.16 > 0.09	0.43 > 0.11 > 0.07	0.34 > 0.10 > 0.07
LkCa-4	370	4000	0.81	1.50 > 1.19 > 1.01	1.54 > 1.17 > 0.91	1.60 > 1.26 > 0.92
041559+1	376	4000	0.48	3.46 > 2.58 > 1.94	4.94 > 3.37 > 2.43	3.94 > 2.98 > 1.91
V819 Tau	378	4000	0.67	2.00 > 1.53 > 1.23	2.12 > 1.60 > 1.22	2.25 > 1.67 > 1.19
LkCa-7	379	4000	0.72	1.81 > 1.40 > 1.15	1.89 > 1.42 > 1.10	2.01 > 1.51 > 1.10
HDE 2835	380	5659	10.28	4.14 > 3.31 > 2.92	4.45 > 3.52 > 3.03	4.12 > 3.24 > 2.83
IP Tau	385	3919	0.36	4.61 > 3.31 > 2.51	< 6.01	5.31 > 3.30 > ind.
042835+1	392	4400	0.37	18.29 > 14.48 > 11.10	18.20 > 14.42 > 11.19	17.48 > 13.70 > 10.43
042916+1	397	4000	0.61	2.34 > 1.76 > 1.39	2.61 > 1.92 > 1.45	2.61 > 1.93 > 1.34
V827 Tau	399	3959	0.74	1.54 > 1.22 > 1.05	1.58 > 1.21 > 0.94	1.70 > 1.29 > 0.92
V826 Tau	400	3959	0.75	1.52 > 1.21 > 1.04	1.55 > 1.19 > 0.93	1.61 > 1.28 > 0.91
V830 Tau	405	3959	0.82	1.34 > 1.08 > 0.96	1.35 > 1.03 > 0.81	1.40 > 1.13 > 0.80
HP Tau/G	415	5899	11.24	5.41 > 4.40 > 4.08	5.57 > 4.81 > 4.41	4.78 > 4.48 > 4.09
LkCa-15	419	4400	0.53	10.49 > 7.98 > 5.89	10.25 > 7.96 > 6.23	10.04 > 7.76 > 5.69
IW Tau	420	4000	1.28	0.83 > 0.73 > 0.71	0.84 > 0.65 > 0.52	0.82 > 0.67 > 0.54
LkCa-19	426	5239	1.19	17.66 > 14.81 > 12.51	17.17 > 14.35 > 11.96	17.27 > 14.28 > 12.07
045251+3	427	4000	0.95	1.19 > 0.98 > 0.87	1.21 > 0.92 > 0.72	1.26 > 0.99 > 0.77
V836 Tau	429	3959	0.41	4.08 > 3.01 > 2.25	< 5.88	4.64 > 3.32 > ind.

Les âges et les masses ont été déterminés d'après la position de l'étoile dans le diagramme HR. La luminosité L est maintenue constante mais nous simulons une incertitude sur la détermination de la température effective ΔT_{eff} de ± 100K. Nous obtenons ainsi 3 points pour chaque étoile mais comme on peut le remarquer dans les tableaux précédents, certains

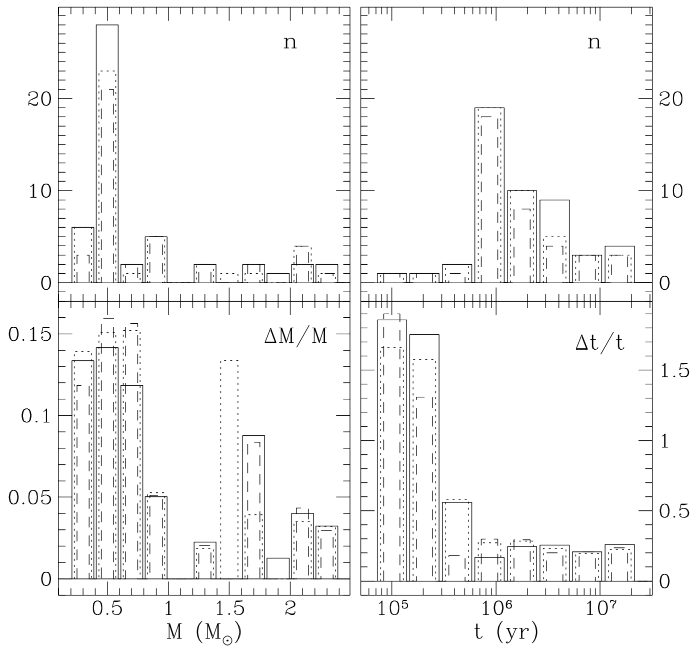

Figure 3.7 – *Écarts relatifs maxima sur les prédictions d'âge et de masse engendrés par une incertitude $\Delta T_{eff} = \pm 100K$ sur la détermination de la température effective. Les traits pleins, pointillés et hachurés correspondent respectivement aux incertitudes liées aux modèles standards et avec une accrétion suivant les lois D et E. Les cadrans supérieurs indiquent le nombre d'étoiles par bin, les cadrans inférieurs les incertitudes, moyennées sur le bin*

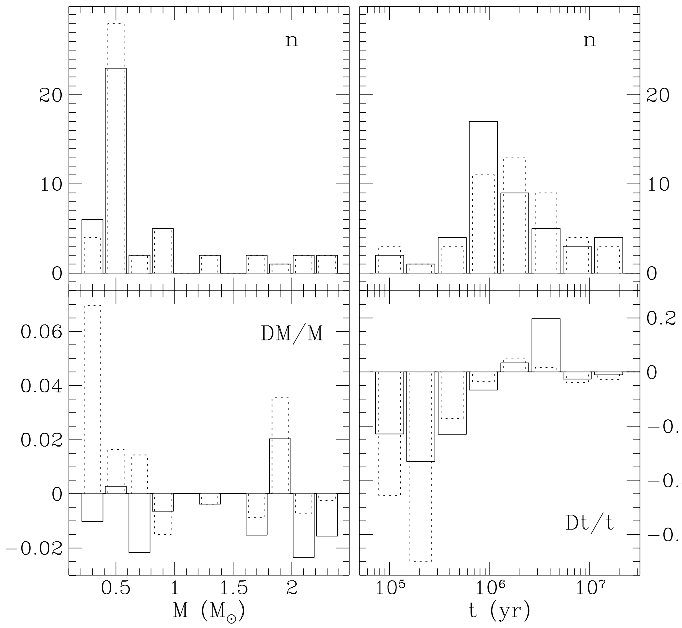

Figure 3.8 – *Écarts dans la détermination de la masse et de l'âge dans un échantillon d'étoiles jeunes. Chaque grandeur Dt et DM représente la différence entre la valeur estimée par les tracés avec accrétion et la valeur déterminée d'après les modèles standards* ($DX = X_{acc} - X_{stand}$)*. Les traits pleins et pointillés correspondent aux écarts liés aux modèles calculés respectivement avec les taux d'accrétion D et E. Les cadrans supérieurs représentent le nombre d'étoiles par bin*

de ces points sortent des tracés et conduisent à une indétermination (ind.). L'analyse de ces données nous amène tout d'abord à distinguer les incertitudes observationnelles dues aux différentes valeurs de T_{eff} à l'intérieur de mêmes tracés avec ou sans accrétion. Comme le montre la Fig. 3.7, l'accrétion tend à augmenter l'incertitude sur l'estimation de l'âge des étoiles, notamment sur des périodes s'étalant entre $5\,10^5$ et $3\,10^6$ans. Cette erreur est de l'ordre de 30% pour les tracés avec accrétion contre 20% pour les tracés standards. On peut aussi remarquer que lorsque le processus d'accrétion se termine ($t \gtrsim 5\,10^6$ans), les différences deviennent alors semblables, proches de 20%. En ce qui concerne les incertitudes liées à la détermination de la masse, on ne peut dégager une réelle tendance, les différents modèles donnant lieu à des incertitudes comparables.

Sinon, de manière générale pour l'ensemble des tracés avec et sans accrétion, les différences dans la détermination de la masse sont importantes pour des étoiles de faible masse ($M \lesssim 0.8\,M_\odot$), avec une barre d'erreur typique $\Delta M/M \sim 15\%$. On note toutefois que cette valeur s'abaisse brutalement à $\Delta M/M \sim 5\%$ dès que la masse dépasse $\sim 0.8\,M_\odot$. Ces incertitudes en T_{eff} affectent donc majoritairement la détermination de la masse des étoiles peu massives. En ce qui concerne les incertitudes relatives à l'estimation des âges, on constate de façon générale qu'elles sont d'autant plus importantes que l'étoile est jeune. On observe en effet que la datation devient approximative à un facteur 2 près pour des âges inférieurs à $\sim 5\,10^5$ans. Par contre, pour $t \gtrsim 5\,10^5$, ces différences se stabilisent aux alentours d'une valeur moyenne de $\Delta t/t \sim 20\%$.

Nous allons maintenant analyser les écarts d'âge et de masse pour l'ensemble de ces données entre les modèles avec accrétion et les modèles standards. D'après la Fig. 3.8, nous constatons que pour des âges $t \lesssim 10^6$ans, les étoiles qui accrètent apparaissent effectivement plus jeunes que les étoiles “standards”. Les écarts sont particulièrement significatifs pour les objets très jeunes avec Dt/t compris entre 30 et 60%. Cette différence s'amenuise au fur et à mesure que t augmente et pour $t \gtrsim 10^6$, l'étoile qui accrète apparaît plutôt légèrement plus âgée que dans une évolution standard. A cette époque, on évalue un écart de l'ordre de $Dt/t \sim 5 - 10\%$. On remarque aussi que ces écarts sont plus importants pour des taux d'accrétion plus élevés (traits pointillés). Les écarts concernant l'évaluation de la masse des étoiles sont variables et restent toujours faibles ($DM/M \lesssim$ 2-3%) sauf pour pour un nombre restreint de points. Les tracés standards et avec accrétion conduisent donc à une détermination semblable de la masse des étoiles. La Fig. 3.8 laisse aussi entrevoir la tendance suivant laquelle les étoiles plus massives ($M \gtrsim 1\,\mathrm{M}_\odot$) qui accrètent ont, toujours d'après leur position dans le diagramme HR, des masses plus faibles que celles déterminées à partir des tracés standards, l'écart demeurant dans un intervalle compris entre 2-3%.

Cette analyse illustre les conclusions précédemment énoncées sur les conséquences observationnelles de l'accrétion. Nous allons voir maintenant comment la présence de l'accrétion modifie les abondances chimiques de surface des éléments légers.

3.3 Effets de l'accrétion sur les abondances chimiques en surface

En raison de leur faible température de brûlage, seules quelques rares espèces chimiques peuvent être partiellement ou totalement détruites à la surface des étoiles PMS. On s'attend notamment à ce que l'accrétion d'une matière de composition chimique constante modifie les abondances de ^{2}H et ^{7}Li. Nous nous intéresserons donc à ces deux éléments dont les températures caractéristiques de brûlage sont respectivement de 10^6 et $3\,10^6$ K (Lumer *et al.* 1990) [1].

Nous devons considérer deux situations particulières. Soit la base de l'enveloppe convective est suffisamment chaude pour permettre aux réactions nucléaires d'avoir lieu et dans ce cas l'évolution de l'abondance de surface de ces éléments sera dictée par le rapport entre le temps de destruction ($\tau_{\rm dest}$) et le temps d'apport de la matière ($\tau_{\rm acc}$). Si l'accrétion permet de régénérer l'élément plus rapidement qu'il n'est détruit ($\tau_{\rm acc} < \tau_{\rm dest}$), alors son abondance demeure pratiquement constante. Dans le cas contraire, il est irrémédiablement brûlé et l'accrétion parvient juste à ralentir sa destruction.

Dans la situation inverse où la température à la base de l'enveloppe devient inférieure au seuil de brûlage, et si cet élément a été partiellement détruit durant sa phase convective, on s'attend alors à ce que l'accrétion augmente les abondances chimiques en surface. Nous avons représenté sur la Fig. 3.9, en fonction de la masse de l'étoile, l'âge à partir duquel la température à la base de l'enveloppe atteint les seuils de destruction du ^{7}Li et du deutérium. Dans la zone hachurée à droite, toute activité nucléaire a cessé dans l'enveloppe ($T_{\rm base} < 10^6$K) et le deutérium initialement présent a été totalement détruit. De même, dans la région

1. Ces températures sont indicatives et correspondent aux seuils de brûlage moyens rencontrés dans les régions convectives d'une étoile de $1\,\mathrm{M}_\odot$. Les conditions de température et de densité ne modifient que légèrement ces valeurs pour d'autres masses

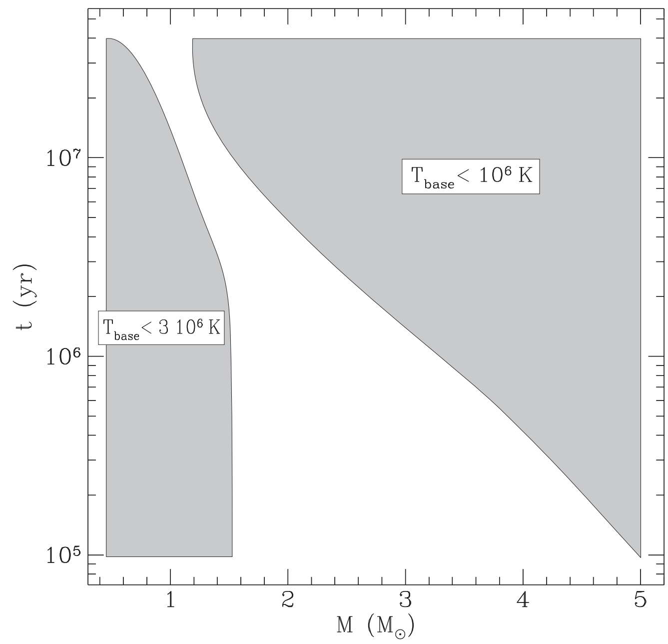

Figure 3.9 – *Ce graphe représente les régions où la température à la base de l'enveloppe convective devient inférieure à $3\,10^6$ (aire de gauche) et $10^6 K$ (aire de droite) en fonction de la masse de l'étoile. Ces températures correspondent au seuil au-dessus duquel ^7Li et ^2H sont nucléairement détruits. A l'intérieur de ces zones, l'accrétion modifie les abondances en surface de ces éléments*

située à gauche du diagramme, le brûlage du ^{7}Li a cessé dans l'enveloppe et l'abondance chimique de cet élément ne varie plus, pour autant que les processus de transport (diffusion, circulation méridienne) puissent être négligés. Cette figure nous apprend que dans des étoiles de masse $M \gtrsim 1.5\,\mathrm{M_\odot}$, le lithium n'est jamais brûlé dans l'enveloppe. Par contre, le deutérium ne peut survivre dans des étoiles de masse inférieure à $\approx 1.2\,\mathrm{M_\odot}$.

Nos calculs avec accrétion ont été prolongés dans les cas D et E jusqu'à des âges de l'ordre de $6.3\,10^6$ et $1.5\,10^7$ ans, respectivement. Nous pouvons alors lire sur la Fig. 3.9, que

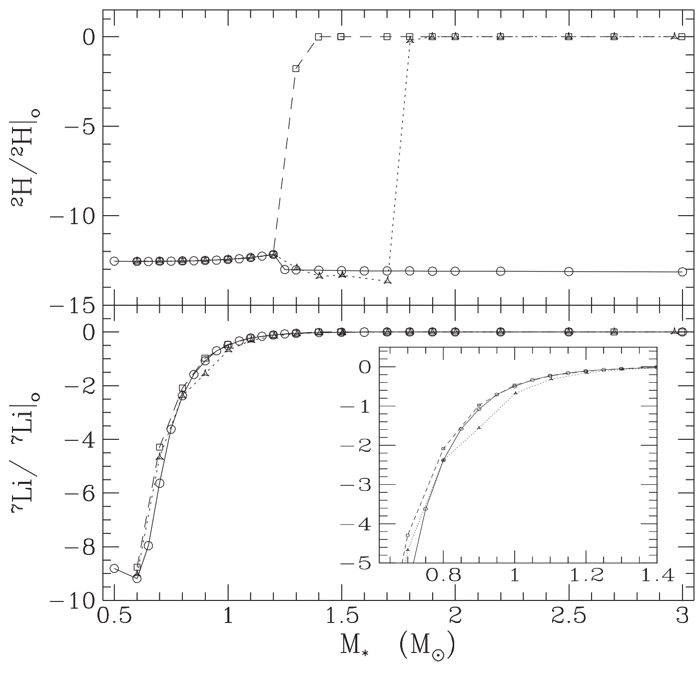

Figure 3.10 – *Abondances de surface de ^2H et ^7Li sur la ZAMS. La courbe en trait plein fait référence aux tracés standards, tandis que les courbes en traits pointillés et hachurés correspondent aux calculs avec accrétion dans les cas D et E, respectivement* l'accrétion modifiera l'abondance de ^{2}H pour des étoiles de masse supérieure à $\sim 1.8\,M_\odot$ et $\sim 1.3\,M_\odot$ dans les cas D et E respectivement. Ces résultats sont confirmés par la Fig. 3.10 qui présente cette même abondance lorsque l'étoile a atteint la ZAMS et que l'accrétion est terminée. Cette figure met particulièrement en évidence la signature de l'accrétion qui remonte l'abondance de deutérium à sa valeur initiale (interstellaire).

Nous remarquons cependant que l'apport de matière produit un effet pervers dans le sens où il échauffe d'avantage les parties centrales de l'étoile. L'accrétion accélère ainsi la destruction de ces éléments durant la phase convective et en conséquence on observe qu'une quantité plus grande de ^{7}Li a été brûlée. Cet effet diminue l'abondance de cet élément aux alentours de $1.0\,M_\odot$. Pour des étoiles de masse inférieure à $\sim 0.8\,M_\odot$, cette abondance est augmentée. En effet dans ces objets, l'accrétion a toujours lieu alors que la température à la base de l'enveloppe convective descend en dessous de $3\,10^6$K.

De façon plus synthétique, nous avons représenté sur la Fig. 3.11 les régions dans le diagramme HR où l'accrétion est susceptible de modifier l'abondance de surface de ces éléments.

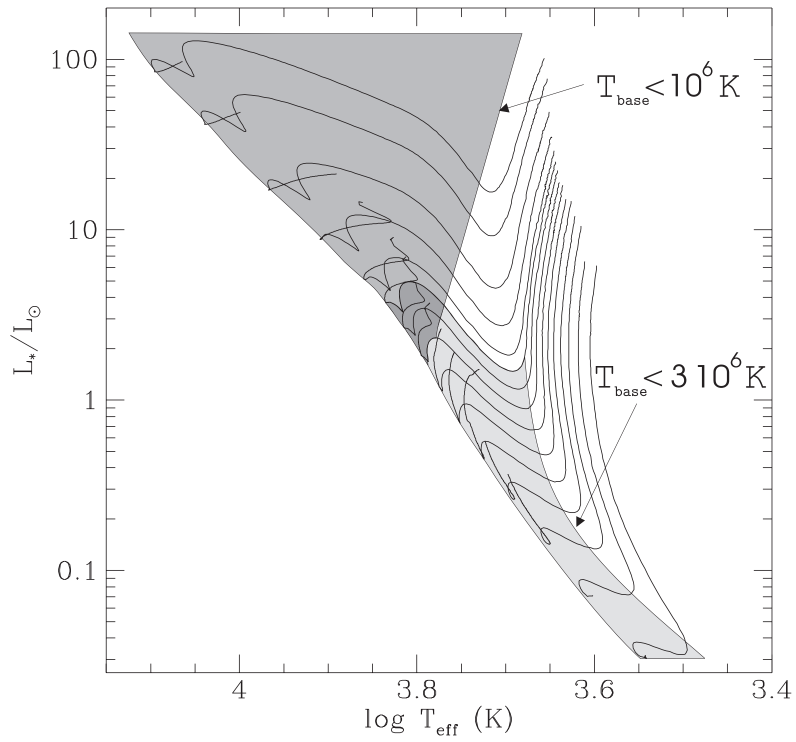

Figure 3.11 – *Diagramme HR montrant les régions où l'accrétion modifie les abondances de surface de ^{2}H et ^{7}Li. L'aire délimitée par $T_{base} < 3\,10^6$ (gris clair) correspond au domaine où l'abondance de surface de ^{7}Li est augmentée si l'accrétion a toujours lieu. La courbe s'arrête au tracé de $1.5\,M_\odot$ car pour des masses supérieures la température à la base de l'enveloppe n'atteint jamais $3\,10^6$K et le lithium n'est jamais détruit. De même, dans la région où $T_{base} < 10^6$ (gris foncé), le deutérium peut être observé dans l'enveloppe. Les tracés évolutifs correspondent aux masses indiquées dans la Fig. 3.1*

Il s'agit de la transcription de la Fig. 3.9 dans le plan (T_{eff} -L). Nous constatons qu'il existe un domaine restreint, situé entre 1.2 $M_\odot$ et 1.5 $M_\odot$ et localisé près de la ZAMS, où l'accrétion modifie à la fois ces deux espèces chimiques.

3.4 Conclusion

Les tracés dans le diagramme HR d'étoiles PMS qui accrètent de la matière provenant d'un disque d'accrétion apparaissent substantiellement modifiés par rapport à une évolution standard. Durant la phase convective, l'effet du brûlage du deutérium affecte principalement les chemins évolutifs des étoiles de faible masse. Pour les taux d'accrétion invoqués, la production d'énergie nucléaire provoque une dilatation de l'étoile (pour des étoiles de masse inférieure à 0.4 et 1.0 $M_\odot$ dans les cas D et E respectivement) qui se traduit par une remontée de la luminosité et un coude dans le diagramme HR. Cet effet est absent dans les étoiles de masse intermédiaire qui ont une luminosité élevée et où la contribution nucléaire est moins importante ($L_* > L_{\rm nuc}$). Globalement, les tracés évolutifs sont plus inclinés que les tracés standards, conséquence de l'effet de l'apport de masse (Fig. 3.2)

Les comparaisons avec des modèles standards montrent que globalement les étoiles se contractent plus efficacement et que l'évolution est accélérée (température centrale plus élevée). D'après la position dans le diagramme HR, les objets qui accrètent ont une température effective plus grande et durant la phase d'Hayashi une luminosité plus faible. Elles sont donc plus jeunes que leur position dans le diagramme HR ne le laisserait supposer par une évolution standard. Pendant cette phase convective, nous estimons des écarts d'âge de l'ordre de 10^5ans. Lorsque l'étoile rentre dans sa phase radiative, la différence d'âge est de l'ordre de 5-10%, mais cette fois ci elles sont plus vieilles. Durant la phase convective, la masse de ces étoiles est la même que dans les modèles standards. Sur la branche radiative, on note un écart de 5%, les étoiles qui accrètent étant moins massives que les étoiles standards. Enfin, l'accrétion est incapable de maintenir une enveloppe convective profonde dans les étoiles de masse intermédiaire.

La signature la plus flagrante de l'accrétion repose toutefois sur les abondances en surface des éléments légers. L'approvisionnement en matière par le disque d'accrétion altère l'évolution de l'abondance de surface du ^{7}Li et du deutérium. Les différences concernant le lithium sont faibles par rapport aux modèles standards parce que son brûlage se déroule tardivement, à une époque où l'accrétion se termine. Cependant si le processus d'accrétion dure suffisamment longtemps ($t \gtrsim 10^7$ ans), on contribuera d'avantage à modifier l'abondance de cet élément, notamment dans les étoiles de faible masse. On constate qu'autour de 1 $M_\odot$, l'accrétion augmente la température centrale plus rapidement que dans un schéma standard et contribue à détruire plus efficacement cet élément. Enfin, dans des étoiles de plus de 1.5 $M_\odot$, le ^{7}Li n'est jamais détruit durant la phase PMS.

La présence de deutérium à la surface des étoiles PMS, si elle est détectée, est la trace indéniable de l'accrétion. Nous montrons toutefois que dans des étoiles de masse inférieure à

$1.2\,M_\odot$, cet élément est perpétuellement détruit.

Notons que les comparaisons de ces prédictions avec des observations permettraient d'apporter des contraintes sur la durée du processus d'accrétion.

Chapitre 4

Rotation et Accrétion

Sommaire

L'évolution de la vitesse de rotation superficielle des objets jeunes est un problème complexe qui résulte du couplage de plusieurs phénomènes. D'une part, ces étoiles interagissent fortement avec le milieu qui les entoure (Bertout 1989). Il est donc probable que des échanges de moment angulaire s'effectuent entre le disque d'accrétion et l'étoile. D'autre part, elles sont dans une phase d'ajustement structurel important caractérisé par une forte contraction et par l'apparition d'un coeur radiatif.

Ce chapitre illustre les possibilités offertes par notre modèle et le rôle de l'accrétion dans l'évolution de la rotation. Toutefois, elle demeure incomplète à ce jour mais laisse entrevoir des perspectives intéressantes. Je résumerai brièvement les observations puis présenterai le modèle utilisé. Je souligne que le couplage coeur-enveloppe qui est décrit dans la Sect. 4.3 est en cours d'incorporation dans le code et ne fournit pas encore de résultats. Enfin, j'analyserai les influences de l'accrétion sur l'évolution de la vitesse de surface des étoiles dans le cadre d'une rotation solide et conclurai par les perspectives qu'ouvrent notre traitement de l'accrétion.

4.1 Les Observations

Les nombreuses campagnes d'observations effectuées dans diverses régions de formation stellaire (e.g. Bouvier *et al.* 1993, Soderblom & Mayor 1993, Allain *et al.* 1996) ont montré que les périodes de rotation des étoiles T Tauri couvrent un large domaine s'étalant entre 2 et 15 jours. Pour un rayon stellaire typique de l'ordre de $2\,R_\odot$, ces périodes correspondent à des vitesses équatoriales de 7 à 50 $km\,s^{-1}$. Elles se répartissent en deux groupes (Attridge & Herbst 1992, Bouvier *et al.* 1993). On trouve d'un coté une population de rotateurs lents avec des périodes supérieures à 5 jours et de l'autre des rotateurs rapides avec des périodes inférieures à 4 jours ; entre ces deux classes d'objets on dénombre peu d'étoiles. En analysant le spectre IR de ces objets, Edwards *et al.* (1993) ont montré que le groupe des rotateurs lents est principalement peuplé d'étoiles en phase d'accrétion apparentées à des étoiles T Tauri classiques (CTTS) alors que les rotateurs rapides semblent plutôt composés d'étoiles Tauri à faibles raies d'émission ou WTTS.

La faible vitesse de rotation observée dans les CTTS est interprétée comme résultant du couplage entre la magnétosphère de l'étoile et le disque d'accrétion. Ce modèle suppose que l'étoile possède un champ magnétique bipolaire et que les lignes de champ traversent le disque au-delà du rayon de corotation (rayon où la matière dans le disque est synchrone avec la rotation propre de l'astre). La rotation de l'étoile résulte alors d'un équilibre entre un couple qui tend à l'accélérer par l'apport de matière provenant du disque, et le couple de freinage dû aux lignes de champs ancrées dans une zone du disque où la rotation est faible. Ce modèle a été appliqué aux protoétoiles par Camenzind (1990) et Koenigl (1991). Leurs simulations indiquent qu'un champ magnétique minimum de l'ordre du kilogauss ou plus est nécessaire pour reproduire les rotateurs lents ($\lesssim 20$ $km\,s^{-1}$). Cependant, l'hypothèse d'un champ magnétique bipolaire semble critiquable car le développement récent de l'imagerie Doppler indique plutôt une structure magnétique disparate, localement active (Joncour *et al.* 1994). Ce modèle de couplage magnétique permet aussi d'expliquer pourquoi les CTTS tournent plus lentement (en moyenne) que les WTTS. En effet dans ces dernières, l'accrétion est moins active et le couplage avec le disque moins fort. La contraction de l'étoile sur la ligne d'Hayashi et, plus tard, le développement du coeur radiatif produisent alors l'accélération.

Enfin, les observations de Prosser (1992) montrent une plus grande dispersion de vitesses lorsque les étoiles arrivent sur la ZAMS ($t \sim 10^7$ ans) avec des $v \sin i$ compris entre 10 et 200 $km\,s^{-1}$alors que les étoiles situées sur la séquence principale ($t \gtrsim 3\,10^8$) ont des vitesses remarquablement uniformes et faibles ($\lesssim 10$ $km\,s^{-1}$).

Ce rapide résumé des données observationnelles montre que l'évolution de la rotation des étoiles se décompose en deux étapes. Une phase d'accélération durant le stade T Tauri qui permet aux étoiles d'atteindre des vitesses supérieures à 100 $km\,s^{-1}$et une phase de freinage efficace qui ramène ces dernières sur la séquence principale avec des vitesses très faibles. Nous allons voir maintenant les différents mécanismes à l'origine de cette évolution.

4.2 L'Apport de Moment Angulaire

Le modèle que j'ai développé prend en considération le moment angulaire de la matière accrétée et le dépose dans l'étoile proportionnellement à la masse. Cependant, l'influence de la rotation ne rentre pas dans les équations de la structure stellaire et les équipotentielles sont des sphères. A chaque pas de temps, l'étoile accrète un moment cinétique $\Delta J_{\rm acc}$ donné par

$$\begin{aligned} \Delta J_{\rm acc} &= \int_0^{R_*} \xi j_K\, f \,\mathrm{d}\, m = \xi j_K\, \dot{M}_{\rm acc} \Delta t \\ &= \Delta J_{\rm acc}^{\rm conv} + \Delta J_{\rm acc}^{\rm rad} \end{aligned}$$

qui s'ajoute au moment cinétique déjà présent. $\Delta J_{\rm acc}^{\rm conv}$ et $\Delta J_{\rm acc}^{\rm rad}$ représentent respectivement les contributions de $\Delta J_{\rm acc}$ dues aux zones convective et radiative. j_K est le moment angulaire spécifique Képlérien défini par $j_K = (GM_* R_*)^{1/2}$, et $\xi\, j_K$ la fraction effectivement accrétée par l'étoile ($0 < \xi \leq 1$).

La connaissance de f permet d'établir le profil de vitesse angulaire dans l'étoile $\Omega(r) = \xi j_K f(r)/r^2$. Cependant, ce modèle rencontre une singularité au centre car Ω tend vers l'infini quand f est non nulle. Cette défaillance réside dans l'approche simplificatrice du problème qui ne tient pas compte des processus de diffusion et de redistribution du moment angulaire. Pour "réparer" ce manque de consistance, nous supposerons qu'à chaque itération le moment angulaire est redistribué de telle manière qu'il conduit à une rotation solide dans chacune des zones de l'étoile.

4.3 Le Couplage Coeur - Enveloppe

La décélération rapide des étoiles entre la ZAMS et la séquence principale est souvent attribuée au couplage entre le coeur radiatif et l'enveloppe convective dont les vitesses de rotation (constantes avec nos hypothèses) $\Omega_{\rm conv}$ et $\Omega_{\rm rad}$ peuvent être différentes (e.g. Keppens *et al.* 1995). Dans le cadre de ce modèle, le couple exercé par le vent stellaire agit uniquement sur l'enveloppe et provoque une décélération efficace des couches superficielles moins massives de l'étoile. L'approche simplifiée de Macgregor & Brenner (1991) suppose que la quantité de moment angulaire ΔJ, définie par

$$\Delta J = \frac{I_{\rm conv} J_{\rm rad} - I_{\rm rad} J_{\rm conv}}{I_{\rm conv} + I_{\rm rad}} \ ,$$

est transférée du coeur vers l'enveloppe sur un temps caractéristique de couplage coeur-enveloppe τ_c. Cette valeur correspond au moment angulaire nécessaire pour équilibrer les vitesses de rotation $\Omega_{\rm conv}$ et $\Omega_{\rm rad}$. Les équations d'évolution du moment angulaire dans le coeur et l'enveloppe sont alors décrites par

$$\frac{\mathrm{d}\, J_{\rm rad}}{\mathrm{d}\, t} = \frac{\Delta J_{\rm acc}^{\rm rad}}{\Delta t} - \frac{\Delta J}{\tau_c} + j\, \frac{\mathrm{d}\, M_{\rm rad}}{\mathrm{d}\, t} \tag{4.1}$$

$$\frac{\mathrm{d}\, J_{\rm conv}}{\mathrm{d}\, t} = \frac{\Delta J_{\rm acc}^{\rm conv}}{\Delta t} + \frac{\Delta J}{\tau_c} - j\, \frac{\mathrm{d}\, M_{\rm rad}}{\mathrm{d}\, t} - \frac{J_{\rm conv}}{\tau_p} \ , \tag{4.2}$$

où j est le moment cinétique spécifique de la matière qui est en train d'être assimilée par le coeur

$$j = \frac{2}{3}\, \Omega_{\rm conv}\, R_{\rm conv}^2 \ .$$

τ_p représente le temps caractéristique de perte du moment angulaire en surface. Dans notre contexte, τ_c apparaît comme un paramètre critique qui est contraint à une faible plage de valeurs. En effet, il doit être à la fois suffisamment court pour que le transfert de moment du coeur vers la surface produise des rotateurs rapides mais pas trop petits pour permettre un ralentissement efficace de ces derniers. Typiquement $\tau_c \sim 10^7$ ans ; τ_p quant à lui résulte de modèles que nous présentons maintenant.

4.4 Les Lois de Freinage

4.4.1 Le couplage du disque

Les observations de Bouvier *et al.* (1993) montrent que les périodes de rotation dans les étoiles jeunes en phase d'accrétion (CTTS) demeurent approximativement constantes et lentes. Cet effet est interprété en terme de couplage entre la magnétosphère de l'étoile et le disque d'accrétion. Si $t_{\rm disk}$ est la durée du couplage, nous imposerons alors que la période de rotation de l'étoile soit constante sur cet intervalle et égale à $P_{\rm disk}$, ce qui se traduit par

$$P = P_{\rm disk} \qquad \text{si} \qquad t < t_{\rm disk} \; . \tag{4.3}$$

4.4.2 Le freinage du vent stellaire

Les mécanismes de perte du moment cinétique reposent sur le couplage du vent stellaire avec la magnétosphère d'une étoile en rotation (Weber & Davis 1967, et par la suite WD). En supposant que le champ magnétique généré par effet dynamo est proportionnel à la vitesse angulaire Ω, Charbonneau (1992) a établi une formulation analytique des lois de freinage prédites par le modèle de WD. Il trouve ainsi que le taux de ralentissement $\mathrm{d}\,\Omega/\mathrm{d}\,t$ tend asymptotiquement vers une loi en Ω^3 lorsque Ω est faible et en Ω^2 pour de fortes valeurs de Ω. Ce changement d'exposant dans la loi de freinage peut résulter d'une modification de la structure du champ magnétique (Belcher & Macgregor 1976) mais pourrait aussi provenir de la saturation de l'effet dynamo quand Ω est élevé. Ces lois de freinages sont supportées par les observations. En effet, pour les rotateurs lents, la relation $\dot\Omega \propto -\Omega^3$ permet de retrouver la loi empirique de Skumanich (1972) $\Omega \propto t^{-1/2}$ pour des étoiles de la séquence principale. D'autre part, la décroissance en Ω^2 a été confirmée observationnellement par Mayor & Mermillod (1991).

Dans notre modèle, nous utilisons la formulation paramétrique de Kawaler (1988) qui permet d'exprimer ces différentes lois de freinage et qui est donnée par

$$\frac{\mathrm{d}\,V_{\rm surf}}{\mathrm{d}\,t} = -K\,\frac{1}{k^2}\,V_{\rm surf}^{1+(4an/3)}\,R^{-n(1+4a/3)}\,\dot M^{1-(2n/3)}\,M^{-1-n/3} \;,$$

où $V_{\rm surf}$ est la vitesse à la surface de l'étoile et k est le rayon de giration ($I = k^2 M R^2$, où I est le moment d'inertie de l'étoile). a est le coefficient qui, dans la théorie de l'effet dynamo, relie le champ magnétique à la vitesse de rotation de l'étoile ($B \propto \Omega^a$) et n représente la structure du champ magnétique ($n = 2$ correspond à un champ radial et $n = 3/7$ à un champ bipolaire).

En suivant la formulation de Kawaler (1988), n est arbitrairement pris égal à 3/2, ce qui correspond à une structure magnétique intermédiaire entre un champ radial et dipolaire. Le choix de a est alors dicté par la dépendance en Ω de la loi de freinage, c'est-à-dire $a = 1$ pour les rotateurs lents et $a = 1/2$ pour les rotateurs rapides, ce qui conduit aux lois de freinage

$$\frac{\mathrm{d}\,V_{\rm surf}}{\mathrm{d}\,t} = -K_{\rm slow}\,\frac{1}{k^2}\,V_{\rm surf}^3\left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{-7/2}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-3/2} \quad \text{pour } V_{\rm surf} < V_{\rm crit} \tag{4.4}$$

$$\frac{\mathrm{d}\,V_{\rm surf}}{\mathrm{d}\,t} = -K_{\rm fast}\,\frac{1}{k^2}\,V_{\rm surf}^2\left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{-5/2}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-3/2} \quad \text{pour } V_{\rm surf} > V_{\rm crit} \tag{4.5}$$

où $K_{\rm slow}$ et $K_{\rm fast}$ sont des constantes et $V_{\rm crit}$ la vitesse qui définit la limite entre les deux régimes. Les valeurs de ces paramètres ont été déterminées par Bouvier (1994) et correspondent à $K_{\rm slow} = 1.5\,10^{-12}(\mathrm{km\,s^{-1}})^{-2}\mathrm{yr^{-1}}$, $K_{\rm fast} = 1.25\,10^{-11}(\mathrm{km\,s^{-1}})^{-1}\mathrm{yr^{-1}}$ et $V_{\rm crit} = 8$ km s^{-1}.

D'un point de vue plus informatique, le traitement de la rotation se déroule de la façon suivante. Dans une première étape nous établissons la quantité de moment angulaire accrété sur le pas de temps Δt dans chaque zone de l'étoile ($\Delta J_{\rm conv}$ et $\Delta J_{\rm rad}$) et l'ajoutons à la valeur précédente. Étant donné que la procédure de couplage coeur-enveloppe n'est pas encore opérationnelle, nous imposons une rotation solide dans toute l'étoile ce qui nous permet de trouver la vitesse de rotation en surface. Lorsque cette dernière a été calculée, nous appliquons le modèle de freinage [Eqs. (4.3), (4.4) ou (4.5)] sur la période Δt et obtenons ainsi la nouvelle vitesse angulaire. Cette valeur est ensuite retenue et intégrée dans la résolution de la fonction f au pas de temps suivant (la vitesse angulaire Ω devient en fait une vitesse angulaire relative dans l'Eq. 2.15 page 68).

4.5 L'Effet de l'Accrétion

Dans cette section, nous allons montrer les effets de l'accrétion par comparaison aux travaux de Bouvier (1994) et Bouvier & Forestini (1994). Nous restreignons notre analyse à l'évolution d'une étoile T Tauri de 1 M$_\odot$ et dans le cadre d'une rotation solide.

Pour étudier l'influence du taux d'accrétion, nous utilisons les lois D et E définies page 122 et une loi F consistant en une accrétion constante de 10^{-6} M$_\odot$ yr^{-1}pendant $4.5\,10^5$ ans suivie d'une décroissance exponentielle sur un temps caractéristique de 10^5 ans. Le processus d'accrétion agit respectivement pendant $6.3\,10^6$, $1.5\,10^7$ et $6.6\,10^5$ ans dans les cas D, E et F. Finalement, nous optons pour deux valeurs de ξ égales à 0.1 et 0.01 et dans cette première étude nous imposons le temps de couplage à $t_{\rm disk} = 5\,10^5$ ans ce qui permet d'illustrer plus nettement l'influence de l'apport de matière et de moment cinétique.

Les effets du taux d'accrétion et de ξ sur l'évolution de la vitesse de surface de l'étoile sont représentés sur la Fig. 4.1. A partir de l'instant du découplage ($t > t_{\rm disk}$), la vitesse de rotation de l'étoile augmente très rapidement en raison de la diminution importante de son moment d'inertie, qui résulte à la fois de la contraction mais aussi du développement du coeur radiatif.

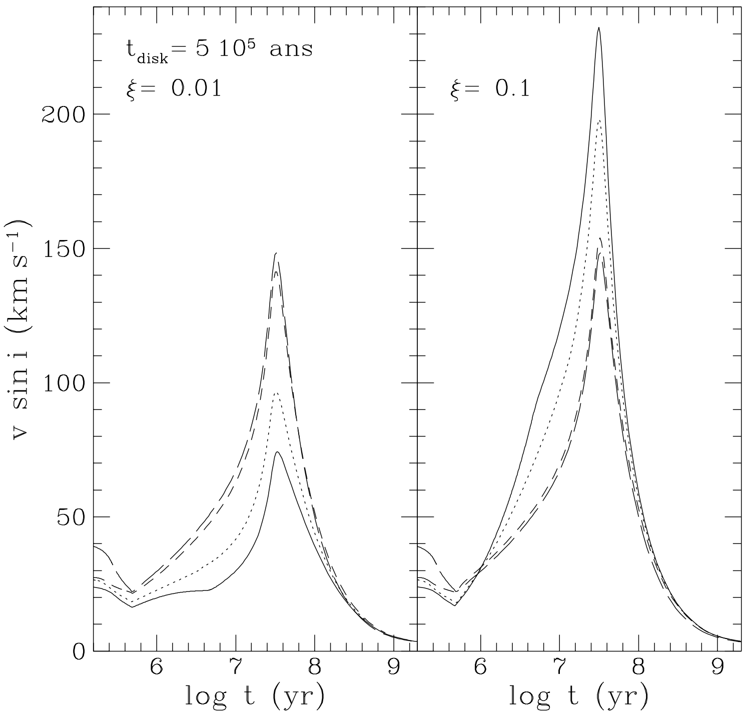

Figure 4.1 – *Évolution de la vitesse équatoriale en fonction du taux d'accrétion et de ξ. Les courbes en traits pleins, pointillés et hachurés correspondent respectivement à des taux d'accrétion dictés par les lois D, E et F. La courbe en trait hachurés-longs représente un modèle à masse constante ($M = 1\,M_\odot$)*

Durant cette phase ($\sim 10^7$ ans), les lois de freinage n'ont pas le temps d'opérer et l'étoile conserve pratiquement tout son moment cinétique. A l'arrivée sur la ZAMS ($t \simeq 1.8\,10^7$), la structure s'est stabilisée et le coeur radiatif est formé. L'astre évolue maintenant beaucoup plus lentement (la contraction est désormais achevée) et les processus de freinage agissent maintenant efficacement et ralentissent considérablement l'astre.

L'effet de l'accrétion se caractérise par la quantité de moment angulaire que le disque transfert à l'étoile

$$\mathcal{J}_{\rm acc} = \int_{t_{\rm disk}}^{\infty} \xi\, j_K\, \dot{M} {\rm d}\,t \;=\; \xi\, j_K\, (M_* - M_{\tau_{\rm disk}})\ ,$$

où M_* est la masse finale.

Dans le cas F, l'accrétion est très rapide et peu de moment angulaire est déposé après $t_{\rm disk}$. L'étoile acquièrt très rapidement sa masse finale et en conséquence l'influence des paramètres de l'accrétion est négligeable. L'effet devient par contre important pour les lois D et E où l'apport de matière et de moment angulaire sont prolongés bien après $t_{\rm disk}$. Logiquement, on observe que plus la valeur de ξ est élevée, plus la vitesse atteinte sur la ZAMS est importante. On constate d'ailleurs que pour de grands $v \sin i$, la descente sur la séquence principale est beaucoup plus rapide car dans ce régime de vitesses élevées, les lois de freinage sont très efficaces.

Par rapport à un tracé à masse constante (courbe hachurée-long), on peut faire deux remarques. Tout d'abord, l'accrétion permet facilement d'obtenir des rotateurs rapides. Il suffit pour cela de déterminer une combinaison de paramètres (ξ, $\dot{M}$) tel que $\mathcal{J}_{\rm acc}$ soit suffisamment grand. D'autre part, on peut facilement reproduire des rotateurs lents en employant de faibles valeurs de ξ et de $\dot{M}$. En effet, lorsque le taux d'accrétion est petit, les étoiles développent leur coeur radiatif beaucoup plus tard, l'accélération résulte alors uniquement de la contraction gravitationnelle et, en ce sens, elle est moins grande.

Cette analyse paramétrique de l'effet du taux d'accrétion et de ξ soulève néanmoins le problème de $t_{\rm disk}$. Quand le découplage avec le disque s'opère t-il ? Dépend-il du taux d'accrétion, de la masse du disque ? Ces questions sont essentielles dans ce contexte, mais jusqu'alors, peu d'observations permettent de donner des contraintes satisfaisantes. Les simulations de Cameron *et al.* (1995) ont toutefois montré que la vitesse de rotation de l'étoile sur la ZAMS dépend fortement de la masse initiale du disque. Notamment, ces auteurs montrent que des disques massifs conduisent à une situation où le couple magnétique et le couple résultant du processus d'accrétion s'équilibrent et maintiennent la vitesse angulaire de l'étoile quasiment constante. Par contre, lorsque la masse du disque diminue, l'équilibre est rompu et l'astre accélère. Cependant, ces résultats ne précisent pas les taux d'accrétion à partir desquels ce découplage se produit. En outre, comme nous l'avons vu dans la Sect. 1.6.1 (page 1.6.1 page 21), une quantité appréciable de matière transite par le disque. Ce dernier peut très bien conserver une masse relativement faible ($M_{\rm disk} \simeq 0.01\,{\rm M}_\odot$) mais être continuellement alimenté par la matière circumstellaire.

La Fig. 4.2 illustre l'effet de $t_{\rm disk}$. Comme attendu, le fait de découpler le disque plus

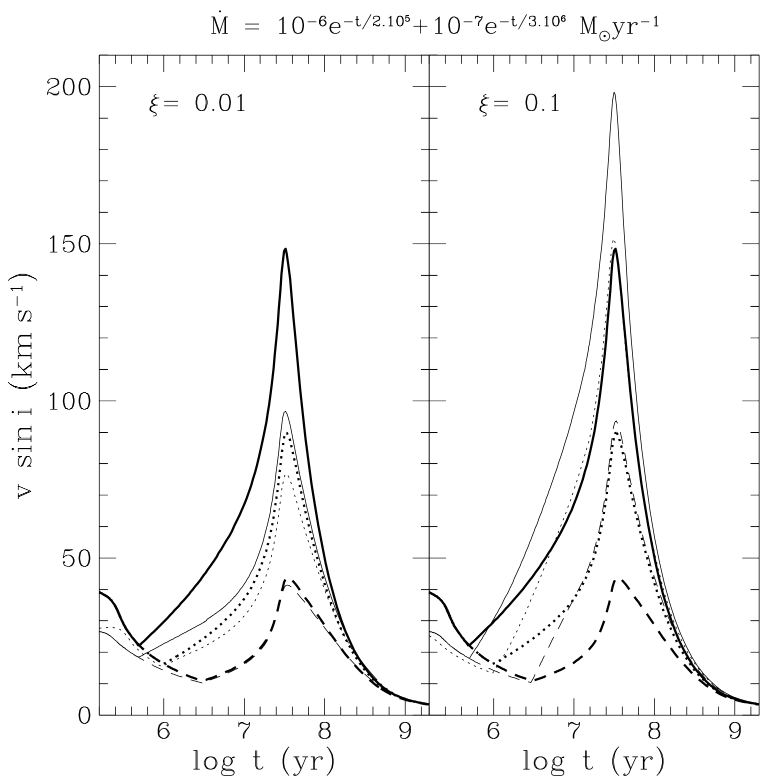

Figure 4.2 – *Évolution de la vitesse équatoriale pour différentes valeurs de t_{disk} ($5\,10^5$, 10^6 et $3\,10^6$ ans). Les courbes en traits fin (épais) correspondent aux modèles avec (sans) accrétion. Le taux d'accrétion est dicté par la loi E et les valeurs de ξ sont indiquées dans chaque cadran*

tôt permet à l'étoile d'accumuler plus de moment angulaire et ainsi d'accroître sa vitesse de rotation. De faibles valeurs de $t_{\rm disk}$ permettent ainsi de reproduire les rotateurs ultra-rapides de la ZAMS.

Par rapport aux tracés standards, on constate qu'à $t_{\rm disk}$ fixé, de faibles valeurs de ξ conduisent à des $v \sin i$ plus petits. Dans ce cas de figure, $\mathcal{J}_{\rm acc}$ joue un faible rôle et c'est surtout l'évolution de la structure qui produit l'accélération. Mais ces étoiles sont moins massives et ne développent pas de coeur radiatif rapidement. Leur moment d'inertie décroît plus lentement et la vitesse résultante est donc plus petite. Par contre si ξ est élevé, une quantité importante de moment angulaire est apportée par l'accrétion et la vitesse de rotation devient rapidement supérieure à la valeur provenant des tracés standards.

4.6 Perspectives

Nous avons analysé dans la section précédente les effets de l'accrétion, couplée à l'évolution de la structure, sur la vitesse de rotation des étoiles. Il faut maintenant nous retourner vers les observations et les comparer à nos modèles. La Fig. 4.3 retrace l'évolution de la vitesse de

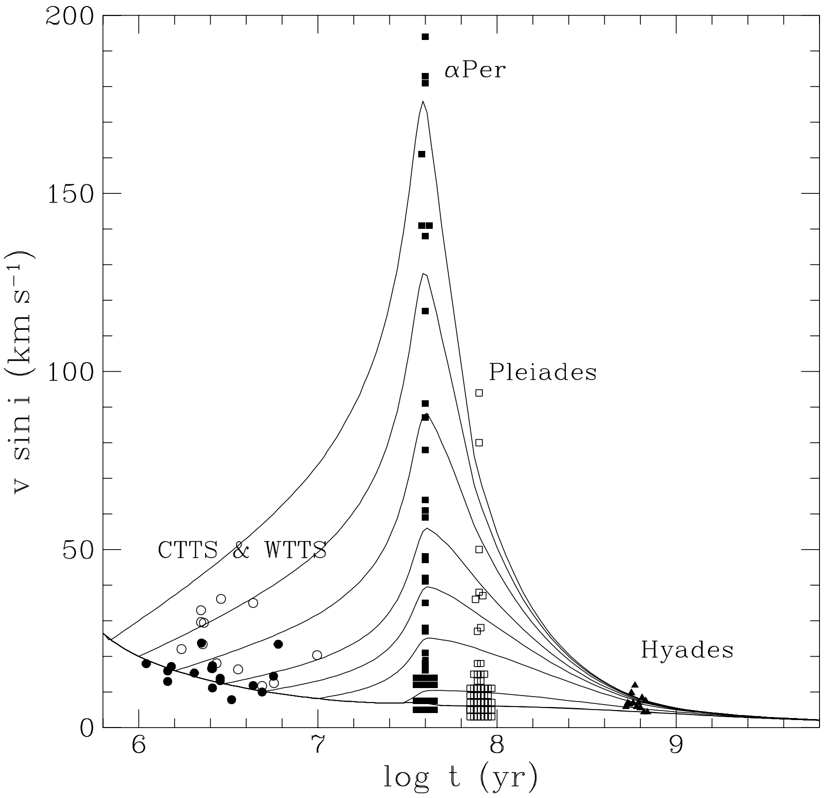

Figure 4.3 – *Évolution de la vitesse de rotation d'une étoile de* $1\,M_\odot$. *Nous avons aussi représenté les vitesses observées dans divers amas. Les temps de découplage sont respectivement de* 0.5, 1.0, 1.6, 3.0, 5.0, 10, 30 *et 50 millions d'années. Lorsque l'étoile est découplée la vitesse de rotation monte subitement. Adapté d'après Bouvier & Forestini (1994)* rotation d'une étoile de 1 $M_\odot$ et nous amène à plusieurs conclusions. Tout d'abord la durée du disque doit varier d'une étoile à l'autre pour reproduire la distribution de $v \sin i$ observée sur la ZAMS (à l'âge de α Per). D'autre part, une proportion relativement importante d'étoiles doit subir le couplage du disque d'accrétion pendant de longues périodes (10-20 millions d'années) pour reproduire les rotateurs lents. Cependant ce modèle ne permet pas de rendre compte des rotateurs ultra-lents ($v \sin i \leq 10$ km s^{-1}). On observe en effet dans les étoiles Post T Tauri (situées entre 10^7 et $4\,10^7$ ans) que ces objets représentent une proportion de l'ordre de 15% (Bouvier *et al.* 1996). Dans α Per, légèrement plus âgé ($4\,10^7$ ans), cette fraction est d'environ 25% (Prosser 1992, Stauffer *et al.* 1993) et à l'âge des Pléïades ($7\,10^7$ ans), près de 50% des étoiles de type solaire ont des vitesses comprises entre 5 et 20 km s^{-1}(Soderblom *et al.* 1993a, Allain *et al.* 1996). Ces chiffres suggèrent donc une progression régulière des rotateurs lents entre l'âge des étoiles Post T Tauri et l'âge des Pléïades. L'évolution depuis α Per jusqu'aux Pléïades peut être modélisée par le freinage magnétique agissant sur l'enveloppe convective de ces étoiles (Soderblom *et al.* 1993b). Cependant, pour augmenter le nombre de rotateurs ultra-lents entre 10 et 50 millions d'années, le problème est beaucoup plus difficile car c'est précisément durant cette période que le moment d'inertie d'une étoile de type solaire décroît de façon importante en raison du développement du coeur radiatif. Et à ce jour, la présence de rotateurs ultra-lents à l'âge de α Per pose un réel problème théorique.

Une réponse à ce problème pourrait provenir du découplage entre le coeur et l'enveloppe et de la prise en compte d'une évolution stellaire avec accrétion. En effet dans une telle situation, on produirait une croissance rapide de la vitesse en déposant le moment angulaire $\mathcal{J}_{\rm acc}$ préférentiellement dans l'enveloppe. La forte augmentation de la vitesse qui en résulterait permettrait aux lois de freinage d'agir plus tôt et plus efficacement. Les étoiles décéléreraient donc plus rapidement et avant leur arrivée sur la ZAMS. On espère de cette manière expliquer les rotateurs ultra-lents à l'âge de α Per. Mais ce travail reste encore à faire et nécessite tout d'abord l'incorporation des Eqs. (4.1) et (4.2) dans le code d'évolution stellaire. Il faudra ensuite calculer des grilles d'évolution pour différentes valeurs du taux d'accrétion, de ξ et de $t_{\rm disk}$.

Conclusion

Avec le développement des méthodes d'observation, nous pouvons maintenant avoir un regard plus critique sur l'évolution des étoiles jeunes. Enfouies au sein de leur cocon géniteur, elles développent rapidement de puissants jets qui dissipent l'environnement de gaz qui les accompagnent et deviennent alors visibles en temps qu'étoiles T Tauri ou étoiles de Herbig AeBe. L'un des apports majeurs de ces observations a été la mise en évidence d'une structure gazeuse aplatie, répartie dans le plan équatorial de l'étoile et qui constitue le disque d'accrétion.

D'un autre coté, les moyens de calculs et le développement des théories concernant la formation stellaire et l'évolution pré-séquence principale ont permis des avancées importantes dans la compréhension de leur structure. Cependant, peu de travaux ont tenté jusqu'alors d'étudier l'évolution de ces objets lorsque le processus d'accrétion agit. Cette thèse vise à apporter certains éléments de réponse concernant le couplage de l'accrétion avec l'évolution stellaire. Mais avant de récapituler ces résultats nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'évolution d'étoiles standards.

Nous avons calculé des grilles d'évolution des phases PMS et MS pour différentes métallicités. La comparaison de nos modèles avec d'autres travaux ont montré que la physique constitutive des codes d'évolution stellaire est particulièrement importante pour la modélisation des étoiles de très faibles masses ($M \lesssim 0.5\,\mathrm{M}_\odot$). Des effets liés à l'équation d'état et aux modèles d'atmosphères provoquent de grandes divergences dans les tracés et soulignent le fait que la physique de tels plasmas (froids et dégénérés) est encore approximative. Cet ensemble de grille a ensuite servi de support au développement de diagrammes HR synthétiques. Dans un modèle prenant en compte la fonction initiale de masse, la dispersion en âge du processus de formation stellaire, le taux d'étoiles binaires et les incertitudes observationnelles, nous avons pu déterminer certaines caractéristiques d'un amas ouvert, les Pléïades. Cet outil se révèle bien approprié pour étudier la morphologie observée de ces associations car l'effet spécifique des différents paramètres peut ainsi être clairement mis en évidence.

Cette étude de l'évolution stellaire standard nous a permis, par la suite, d'étudier les différences engendrées par l'accrétion de matière. Comme nous le soulignions auparavant, il est maintenant observationnellement prouvé que les disques d'accrétion sont présents autour d'un grand nombre d'étoiles jeunes (entre 25 et 50%) et qu'ils accompagnent l'astre durant des périodes relativement longues (typiquement entre 10^6 et 10^7 ans). Pour des taux d'accrétion caractéristiques compris entre 10^{-6} et $10^{-8}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$, on se rend compte qu'une fraction substantielle de matière vient alimenter l'étoile durant sa phase d'accrétion. Signalons que l'éjection de matière est négligeable devant l'apport de matière et ne modifie donc pas la valeur effective de $\dot{M}$. Notre premier objectif a tout d'abord été de décrire un modèle permettant d'établir la distribution de matière à l'intérieur de ces objets. Nous avons développé un formalisme basé sur le critère de Richardson. L'idée repose sur le fait que la matière provenant du disque d'accrétion génère un cisaillement important dans les couches radiatives superficielles de l'étoile qui permet ensuite le mélange de la matière accrétée. Nous avons étendu ce concept aux régions convectives en introduisant le nombre de Richardson pour la convection (Ri^-), qui détermine l'efficacité du mélange convectif par rapport au mélange résultant de l'instabilité de cisaillement. Ce modèle prend en compte les aspects mécanique, chimique et énergétique de l'accrétion. Il nous permet, entre autre, de fixer la profondeur de la pénétration de la matière dans l'étoile. Les résultats de ce modèle indiquent que la matière accrétée traverse facilement l'atmosphère radiative de l'étoile. On constate toutefois qu'une zone radiative étendue (comme la présence d'un coeur radiatif par exemple) agit comme une barrière et stoppe brutalement la progression de la matière accrétée. Enfin, dans les régions instables, la convection favorise plutôt une distribution uniforme de la matière accrétée.

L'incorporation de ce modèle dans le code d'évolution stellaire a nécessité le couplage de la nucléosynthèse du deutérium avec les équations de la structure stellaire. En effet, lorsque le brûlage nucléaire a lieu, la structure de l'étoile est alors gouvernée par la production d'énergie nucléaire qui dépend de l'abondance des réactifs. Comme le deutérium est détruit très rapidement et que d'autre part il est constamment approvisionné par l'accrétion, il faut donc résoudre simultanément l'équation de la nucléosynthèse de cet élément et l'énergétique de l'étoile.

Les calculs d'évolution ont été entrepris pour différents taux d'accrétion et ont montré que la vie d'une étoile jeune se décompose en quatre étapes principales. Dans une première phase où la température centrale demeure inférieure à 10^6 K, l'étoile accumule de la masse et se contracte rapidement. Mais au bout de quelques dizaines de milliers d'années, le brûlage nucléaire du deutérium débute. Pour des taux d'accrétion relativement élevés ($\dot{M} \gtrsim 10^{-6}\,\mathrm{M}_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$), l'énergie libérée provoque la dilatation globale de l'astre. Cet effet spécifique à l'accrétion caractérise une situation où l'apport d'énergie est plus rapide que le temps d'ajustement thermique de l'étoile. Par ailleurs, la température centrale continue d'augmenter et le temps de destruction du deutérium devient extrêmement court. L'abondance de cet élément diminue rapidement et consécutivement la production d'énergie s'effondre ; la contraction peut ainsi reprendre. L'étoile rentre alors dans une phase de brûlage de cet élément où la luminosité nucléaire atteint une valeur d'équilibre ne dépendant plus que du taux d'accrétion. Enfin, un coeur radiatif se développe et le deutérium se dépose alors uniquement dans l'enveloppe convective où il est détruit plus lentement. Finalement, lorsque le processus d'accrétion se termine, l'étoile relaxe sur le tracé standard correspondant à sa masse finale et à son arrivée sur la séquence principale, la structure ne présente plus de différences avec une évolution standard.

Différents paramètres influencent cette évolution. Le plus important demeure le taux d'accrétion qui permet la dilatation de l'astre et qui détermine la luminosité nucléaire d'équilibre ($L_{\rm eq}$). Nous avons montré que l'influence de la répartition de matière sur l'évolution de l'étoile dépend fortement de l'énergie thermique apportée par l'accrétion (paramètre α) et souligné à plusieurs reprises la forte dépendance en la température du taux de combustion du deutérium (effet thermostat).

Notre étude a aussi porté sur l'évolution des protoétoiles où les taux d'accrétion sont très élevés, supérieurs à $10^{-6}\,{\rm M}_\odot\,{\rm yr}^{-1}$comme semblent l'indiquer les observations des classe 0 (André *et al.* 1993). L'évolution de ces objets est caractérisée par l'apparition d'une couche en fusion de deutérium en bordure du coeur radiatif. Cette caractéristique est absente lorsque le taux d'accrétion est faible car dans cette situation la zone radiative centrale se développe plus rapidement et repousse le dépôt de matière dans des couches superficielles froides où le brûlage nucléaire est peu important. Cette combustion en couche provoque une dilatation rapide et importante de l'étoile. Enfin, lorsque le coeur radiatif a rejoint la surface, la production d'énergie nucléaire s'arrête, l'étoile retourne à une phase de contraction et arrive finalement sur la séquence principale. Les comparaisons de nos résultats avec d'autres travaux théoriques (Palla & Stahler 1990, 1991) montrent que notre relation masse-rayon présente les mêmes caractéristiques morphologiques et ordres de grandeurs. On constate toutefois qu'à la différence de ces auteurs, il n'apparaît pas de “barrière radiative” à l'intérieur de l'étoile mais c'est le développement naturel du coeur radiatif qui, dans nos modèles, donne naissance à la couche en fusion de deutérium. Notons enfin que nos calculs ne permettent pas le maintien d'une enveloppe convective profonde à la surface des étoiles de masse intermédiaire. L'accrétion ne résout donc pas le problème de la forte activité de surface observée dans ces étoiles que l'on attribue à l'existence d'un champ magnétique généré par effet dynamo dans une enveloppe convective profonde. Enfin, la localisation dans le diagramme HR de ces tracés évolutifs représente une enveloppe supérieure de toutes les étoiles jeunes observées et reproduit la *birthline* définie originellement par Stahler (1983).

L'étape suivante fut le calcul de grilles d'évolution avec accrétion et la comparaison de ces modèles avec les tracés standards. Les simulations montrent que si l'apport d'énergie par l'accrétion est faible ou si l'étoile est suffisamment lumineuse, le processus d'accrétion accélère l'évolution de l'astre. Ainsi les étoiles qui accrètent présentent globalement des températures centrales plus élevées et des rayons plus petits que ceux prédits par les modèles standards. Elles se contractent donc plus efficacement en dépit du brûlage nucléaire et leur luminosité est plus faible avec des températures effectives plus élevées. Ainsi, des étoiles entièrement convectives qui accrètent se retrouvent dans le diagramme HR à une position qui correspond à un statut évolutif plus avancé dans une évolution standard. Elles sont donc plus jeunes que les étoiles qui n'accrètent pas. Les écarts en âges demeurent cependant faibles, de l'ordre de 10^5 ans. Notons aussi que pour le domaine de masses étudié, nous n'avons pas observé d'accroissement de l'enveloppe convective. Mais l'effet le plus “visible” de l'accrétion est la modification de l'abondance de surface des éléments légers comme le deutérium et le lithium.

L'apport d'une matière de composition chimique constante provenant du disque d'accrétion permet en effet d'augmenter les abondances superficielles de ces éléments. En déterminant les conditions de brûlage de ces éléments, nous avons ainsi défini les régions dans le diagramme HR où l'accrétion modifie ces abondances.

Enfin, nous avons montré que l'évolution de la rotation était influencée par l'accrétion. Cependant un travail important reste à faire dans ce domaine, notamment en ce qui concerne les effets conjoints de l'accrétion et du découplage coeur-enveloppe. Ces travaux permettront peut être d'apporter un élément de réponse au problème posé par le grand nombre de rotateurs très lents observés sur la ZAMS.

Perspectives

Le modèle que nous avons développé est très général et permet aussi l'étude de l'accrétion autour d'étoiles plus évoluées. Il serait en effet très intéressant d'étendre cette étude à l'accrétion de matière sur des étoiles de la séquence principale ou autour des naines blanches.

Une autre perspective de travail serait d'incorporer le traitement de la rotation dans les équations de la structure stellaire et d'analyser l'effet de l'accrétion de matière et de moment cinétique. Mais, l'idéal serait un traitement bi-dimensionnel de la structure stellaire. Nous pensons que les algorithmes et les moyens de calcul permettent aujourd'hui des calculs dans des temps raisonnables. Nous avons en effet accès à une machine parallèle comprenant 32 processeurs (ou noeuds). Le problème consisterait donc à identifier un certain nombre de noeuds à un secteur angulaire de l'étoile dans lesquels on résoudrait simultanément les équations de la structure stellaire. Avec cette machine, si on se contente d'une résolution angulaire de 10 degrés, on occuperait alors 9 processeurs. Cette étape permettrait ainsi de traiter de façon plus réaliste le processus d'accrétion et de réellement étudier les effets de la géométrie.

Enfin, nous espérons pouvoir coupler ce code d'évolution stellaire avec un code hydrodynamique d'effondrement comme celui développé par Palla & Stahler (1990). Il faudrait dans un premier temps uniformiser la physique constitutive (équation d'état, tables d'opacité, traitement de la convection) ce qui nous permettrait ensuite de relier ces deux codes. On pourrait ainsi avoir une vision globale de l'évolution stellaire depuis les phases les plus primitives et arriver de façon consistante sur la séquence principale.

Références Bibliographiques

Adams, F. C., Emerson, J. P. et Fuller, G. A. 1990, Submillimeter photometry and disk masses of T Tauri disk systems, *Astrophysical Journal* **357**, 606.

Adams, F. C., Lada, C. J. et Shu, F. H. 1987, Spectral evolution of young stellar objects, *Astrophysical Journal* **312**, 788.

Alexander, D. et Ferguson, J. 1994, Low-temperature Rosseland opacities, *Astrophysical Journal* **437**, 879.

Allain, S., Fernandez, M., Martin, E. et Bouvier, J. 1996, COYOTTES III : Observational evidence for a lower limity to the rotational velocity of ZAMS G and K dwarfs, accepté *Astron. & Astrophys.* **mars**.

Allard, F. et Hauschildt, P. H. 1995, Model atmospheres for M (sub)dwarf stars. 1: The base model grid, *Astrophysical Journal* **445**, 433.

Anders, E. et Grevesse, N. 1989, Abundances of the elements - Meteoritic and solar, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197.

André, P. 1994, Observations of protostars and protostellar stages, dans *The Cold Universe; Proceedings of the XXVIIIth Rencontres de Moriond; eds T.Montmerle, C.J.Lada, I.F.Mirabel J.Tran Thanh Van, Editions Frontieres*, pp. 179–179.

André, P., Ward-Thompson, D. et Barsony, M. 1993, Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps, *Astrophysical Journal* **406**, 122.

Appenzeller, I., Oestreicher, R. et Jankovics, I. 1984, Forbidden-line profiles of T Tauri stars, *Astron. & Astrophys.* **141**, 108.

Arribas, S. et Martinez Roger, C. 1988, An empirical approach to the location of the theoretical isochrones in the observational plane, *Astron. & Astrophys.* **206**, 63.

Arribas, S. et Martinez Roger, C. 1989, An empirical color-T(eff) calibration for G and K dwarf and subdwarf stars, *Astron. & Astrophys.* **215**, 305.

Attridge, J. M. et Herbst, W. 1992, Rotation periods of T Tauri stars in the Orion Nebula Cluster - A bimodal frequency distribution, *Astrophysical Journal, Letters* **398**, L61.

Bachiller, R. et Gomez-Gonzales, J. 1992, Bipolar molecular outflows, *Astronomy and Astrophysics Reviews* **3**, 257.

Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. et Hauschildt, P. 1995, New Evolutionary Tracks for Very Low Mass Stars, *Astrophysical Journal, Letters* **446**, L35.

Basri, G. et Bertout, C. 1989, Accretion disks around T Tauri stars. II Balmer emission, *Astrophysical Journal* **341**, 340.

Bastien, P. et Menard, F. 1988, On the interpretation of polarization maps of young stellar objects, *Astrophysical Journal* **326**, 334.

Bastien, P. et Menard, F. 1990, Parameters of disks around young stellar objects from polarization observations, *Astrophysical Journal* **364**, 232.

Beckwith, S. V., Sargent, A. I., Chini, R. S. et Guesten, R. 1990, A survey for circumstellar disks around young stellar objects, *Astronomical Journal* **99**, 924.

Beckwith, S. V. W. et Sargent, A. I. 1993, The occurrence and properties of disks around young stars, dans *Protostars and planets III (A93-42937 17-90), p. 521-541.*, pp. 521–541.

Belcher, J. et Macgregor, K. 1976, Magnetic acceleration of winds from solar-type stars, *Astrophysical Journal* **210**, 498.

Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrosso, G., Lorenzetti, D. *et al.* 1992, Infrared emission from dust structures surrounding Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal* **398**, 254.

Bertout, C. 1989, T Tauri stars - Wild as dust, *Annual Review of Astron and Astrophys* **27**, 351.

Bertout, C., Basri, G. et Bouvier, J. 1988, Accretion disks around T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **330**, 350.

Bertout, C. et Bouvier, J. 1989, T Tauri disk models, dans *Low-Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects; ESO Proceedings N.33, ed Bo Reipurth.*, vol. 33, pp. 215–232.

Bessell, M. 1979, UBVRI photometry. II The Cousins VRI system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **91**, 589.

Bessell, M. 1991, The late-M dwarfs, *Astronomical Journal* **101**, 662.

Bodenheimer, P., Yorke, H. W., Rozyczka, M. et Tohline, J. E. 1990, The formation phase of the solar nebula, *Astrophysical Journal* **355**, 651.

Böhm-Vitense, E. 1958, *Zeitschrift fuer Astrophysik* **46**, 108.

Bontemps, S., André, P., Terebey, S. et Cabrit, S. 1996, Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects, *Astron. & Astrophys.* **311**, 856.

Bouvier, J. 1994, The Rotational Evolution of Low-Mass Pre-Main Sequence Stars, dans *The Eigth Cambridge Worshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. ASP conference Series, J.P. Caillault (ed)*, vol. 64, pp. 151–162.

Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. *et al.* 1993, COYOTES I : the photometric variability and rotational evolution of T Tauri stars, *Astron. & Astrophys.* **272**, 176.

Bouvier, J. et Forestini, M. 1994, Protoplanetary disk lifetime: Constraints from pre-main sequence spin-down, dans *The tenth IAP meeting on Circumstellar Dust Disk and Planetary Formation. Ferlet (ed)*, pp. 347–349.

Bouvier, J., Wichmann, R., Grankin, K., Allain, S. *et al.* 1996, COYOTTES IV: the rotational periods of low-mass Post T Tauri stars in Taurus, *Astron. & Astrophys.*soumis .

Braun, H. et Langer, N. 1995, Effects of accretion onto massive main sequence stars, *Astron. & Astrophys.* **297**, 483.

Brown, T. M. et Morrow, C. A. 1987, Depth and latitude dependence of solar rotation, *Astrophysical Journal, Letters* **314**, L21.

Cabrit, S., Guilloteau, S., André, P., Bertout, C. *et al.* 1996, Plateau de Bure observations of HL Tauri: outflow motions in a remnant circumstellar envelope, *Astron. & Astrophys.* **305**, 527.

Camenzind, M. 1990, Magnetized disk-winds and the origin of bipolar outflows, dans *Review in Modern Astrophysics, 3, Springer-Verlag, Berlin*, vol. 3.

Cameron, A., Campbell, C. et Quaintrell, H. 1995, Rotational evolution of magnetic T Tauri stars with accretion discs. II Approach to the main sequence, *Astron. & Astrophys.* **298**, 133.

Catala, C. 1989, Herbig Ae and Be Stars, dans *Low-Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects; ESO Proceedings N.33, ed Bo Reipurth.*, vol. 33, pp. 471–489.

Catala, C. et Bertout, C. 1990, Pre-main sequence stars, dans *ESA, Evolution in Astrophysics: IUE Astronomy in the Era of New Space Missions.*, pp. 11–22.

Catala, C. et Kunasz, P. 1987, Line formation in the winds of Herbig Ae/Be stars - The H-alpha line, *Astron. & Astrophys.* **174**, 158.

Caughlan, G. et Fowler, W. 1988, Thermonuclear reaction rates V, dans *Atomic Data Nucl.Data Tables*, vol. 40, pp. 283–283.

Chandrasekhar, S. 1961, The stability of superposed fluids : The Kelvin-Helmholtz instability, dans *Hydrodynamic and hydromagnetic stability.New York, Dover Publications, inc.*, pp. 480–480.

Charbonneau, P. 1992, Modeling Stellar Angular Momentum Evolution, dans *The Seventh Cambridge Worshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. ASP conference Series, Vol. 26. Marks S. Giampapa and Jay A. Bookbinder (eds)*, vol. 26, pp. 417–437.

Charbonnel, C. 1995, A Consistent Explanation for 12C/ 13C, 7Li and 3He Anomalies in Red Giant Stars, *Astrophysical Journal, Letters* **453**, L41.

Charbonnel, C. et Vauclair, S. 1992, New constraints on the rotation-induced mixing in stars, from lithium observations in main sequence F-type stars and subgiants, *Astron. & Astrophys.* **265**, 55.

Clayton, D. 1983, dans *Principles of Stellar Evolution and nucleosynthesis, 1983.Chicago, Il, The University of Chicago Press.*.

Cohen, M., Emerson, J. et Beichman, C. 1989, A reexamination of luminosity sources in T Tauri stars.I - Taurus-Auriga, *Astrophysical Journal* **339**, 455.

Cox, J. P. et Guili, T. R. 1968, dans *Principles of Stellar Structure.New York, Gordon and Breach Science Publishers*.

D'Antona, F. et Mazzitelli, I. 1994, New pre-main-sequence tracks for M less than or equal to 2.5 solar mass as tests of opacities and convection model, *Astrophysical Journal, Supplement* **90**, 467.

Deliyannis, C. P. et Demarque, P. 1991, Lithium in halo stars - Constraining the effects of helium diffusion on globular cluster ages and cosmology, *Astrophysical Journal* **379**, 216.

Donahue, R. A. et Baliunas, S. L. 1992, Evidence of differential surface rotation in the solar-type star HD 114710, *Astrophysical Journal, Letters* **393**, L63.

Donati, J. F., Brown, S. F., Semel, M., Rees, D. E. *et al.* 1992, Photospheric imaging of the RS CVn system HR 1099, *Astron. & Astrophys.* **265**, 682.

Dorman, B., Nelson, L. A. et Chau, W. 1989, Theoretical models of low-mass stars and brown dwarfs. I - The lower main sequence, *Astrophysical Journal* **342**, 1003.

Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., Heyer, I. *et al.* 1987, Forbidden line and H-alpha profiles in T Tauri star spectra - A probe of anisotropic mass outflows and circumstellar disks, *Astrophysical Journal* **321**, 473.

Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., Strom, K. M. *et al.* 1993, Angular momentum regulation in low-mass young stars surrounded by accretion disks, *Astronomical Journal* **106**, 372.

Elmegreen, B. et Lada, C. 1977, Sequential formation of subgroups in OB associations, *Astrophysical Journal* **214**, 725.

Evans, N. 1978, Star formation in molecular clouds, dans *Protostars and planets: Studies of star formation and of the origin of the solar system.Tucson, Ariz., University of Arizona Press*, pp. 153–164.

Favre, A.-P., Kovasznay, L., Dumas, R., Gaviglio, J. *et al.* 1976, Effets de la stratification de densité sur la turbulence de l'atmosphère, dans *La turbulence en Mécanique des Fluides; Gauthier-Villars, Editions Bordas*, pp. 306–309.

Ferreira, J. et Pelletier, G. 1993a, Magnetized accretion-ejection structures. I General statements, *Astron. & Astrophys.* **276**, 625.

Ferreira, J. et Pelletier, G. 1993b, Magnetized accretion-ejection structures. II Magnetic channeling around compact objects, *Astron. & Astrophys.* **276**, 637.

Ferreira, J. et Pelletier, G. 1995, Magnetized accretion-ejection structures. III Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows, *Astron. & Astrophys.* **295**, 807.

Finkenzeller, U. 1985, Rotational velocities, spectral types, and forbidden lines of Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **151**, 340.

Fitzgerald, M. 1970, The intrinsic colors of stars and two-color reddening lines, *Astron. & Astrophys.* **4**, 234.

Forestini, M. 1994, Low-mass stars: pre-main sequence evolution and nucleosynthesis, *Astron. & Astrophys.* **285**, 473.

Frank, J., King, A. et Raine, D. 1985, Accretion power in astrophysics, dans *Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1985*.

Fujimoto, M. 1993, The Evolution of Accreting Stars with Turbulent Mixing, *Astrophysical Journal* **419**, 768.

Fujimoto, M. Y. et Iben, Icko, J. 1989, Behavior of low-mass main-sequence stars in response to accretion, *Astrophysical Journal* **341**, 306.

Galli, D. et Shu, F. H. 1993, Collapse of Magnetized Molecular Cloud Cores. II Numerical Results, *Astrophysical Journal* **417**, 243.

Garcia Lopez, R. J. et Spruit, H. C. 1991, Li depletion in F stars by internal gravity waves, *Astrophysical Journal* **377**, 268.

Goldman, I. et Mazeh, T. 1994, The orbital evolution of highly eccentric binaries, *Astrophysical Journal* **429**, 362.

Goldsmith, P. F. 1987, Molecular clouds - An overview, dans *Interstellar processes; Proceedings of the Symposium, Grand Teton National Park, WY, July 1-7, 1986.Dordrecht, D.Reidel Publishing Co.*, pp. 51–70.

Graboske, H., DeWitt, H., Grossman, A. et Cooper, M. 1973, *Astrophysical Journal* **181**, 417.

Gray, R. et Corbally, C. 1994, The calibration of MK spectral classes using spectral synthesis.1: The effective temperature calibration of dwarf stars, *Astronomical Journal* **107**, 742.

Guesten, R. et Mezger, P. G. 1982, Star formation and abundance gradients in the galaxy, *Vistas in Astronomy* **26**, 159.

Gulati, R., Malagnini, M. et Morossi, C. 1989, Empirical temperature calibrations for early-type stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **80**, 73.

Hartigan, P., Edwards, S. et Ghandour, L. 1995, Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars, *Astrophysical Journal* **452**, 736.

Hartigan, P., Strom, S. E., Edwards, S., Kenyon, S. J. *et al.* 1991, Optical excess emission in T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **382**, 617.

Hartmann, L. et Kenyon, S. 1985, On the nature of FU Orionis objects, *Astrophysical Journal* **299**, 462.

Hartmann, L. et Kenyon, S. 1987a, Further evidence for disk accretion in FU Orionis objects, *Astrophysical Journal* **312**, 243.

Hartmann, L. et Kenyon, S. 1987b, High spectral resolution infrared observations of V1057 Cygni, *Astrophysical Journal* **322**, 393.

Hartmann, L., Kenyon, S., Hewett, R., Edwards, S. *et al.* 1989, Pre-main-sequence disk accretion in Z Canis Majoris, *Astrophysical Journal* **338**, 1001.

Hartmann, L. W. et Kenyon, S. J. 1990, Optical veiling, disk accretion, and the evolution of T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **349**, 190.

Hayashi, C. 1961, Stellar Evolution in Early Phases of Gravitational Contraction, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **13**, 450.

Hayashi, C. et Hoshi, R. 1961, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **13**, 442.

Henyey, L., LeLevier, R. et Levee, R. 1955, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **67**, 154.

Herbig, G. 1959, The spectra of Be and Ae type stars associated with nebulosity, *Astrophysical Journal, Supplement* **4**, 337.

Herbig, G. 1962, dans *Adv.Astron.Astrophys.*, vol. 1, pp. 147–650.

Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J. et Keene, J. 1992, Herbig Ae/Be stars - Intermediate-mass stars surrounded by massive circumstellar accretion disks, *Astrophysical Journal* **397**, 613.

Hoyle, F. 1953, *Astrophysical Journal* **118**, 513.

Hubbard, W. et Lampe, M. 1969, *Astrophysical Journal, Supplement* **18**, 297.

Iben, I. 1965, Stellar evolution. I. Approach to the main sequence, *Astrophysical Journal* **141**, 993.

Jain, S., Bhatt, H. et Sagar, R. 1990, Measurements of linear polarization of some Herbig Ae/Be stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **83**, 237.

Jaschek, C. et Mermilliod, C. 1984, The width of the spectroscopically defined main-sequence, *Astron. & Astrophys.* **137**, 358.

Johnson, H. 1966, Astronomical measurements in the infrared, *Annual Review of Astron and Astrophys* **4**, 193.

Joncour, I., Bertout, C. et Bouvier, J. 1994, Doppler imaging of the T Tauri star HDE 283572, *Astron. & Astrophys.* **291**, L19.

Kawaler, S. D. 1988, Angular momentum loss in low-mass stars, *Astrophysical Journal* **333**, 236.

Kenyon, S. et Hartmann, L. 1987, Spectral energy distributions of T Tauri stars - Disk flaring and limits on accretion, *Astrophysical Journal* **323**, 714.

Kenyon, S. J. et Hartmann, L. W. 1990, On the apparent positions of T Tauri stars in the H-R diagram, *Astrophysical Journal* **349**, 197.

Keppens, R., MacGregor, K. et Charbonneau, P. 1995, On the evolution of rotational velocity distributions for solar-type stars, *Astron. & Astrophys.* **294**, 469.

Kippenhahn, R. et Meyer-Hofmeister, E. 1977, On the radii of accreting main sequence stars, *Astron. & Astrophys.* **54**, 539.

Kippenhahn, R. et Thomas, H.-C. 1978, Accretion belts on white dwarfs, *Astron. & Astrophys.* **63**, 265.

Kippenhahn, R. et Weigert, A. 1990, dans *Stellar Structure and Evolution.Springer-Verlag, Astronomy & Astrophysics Library*.

Kippenhahn, R., Weigert, A. et Hofmeister, E. 1968, dans *Methods of Computational Physics*, vol. 7, pp. 129–129.

Knapp, G. 1990, The interstellar medium in galaxies - An overview, dans *The interstellar medium in galaxies; Proceedings of the 2nd Teton Conference, Grand Teton National Park, WY, July 3-7, 1989.Dordrecht, Netherlands, Kluwer Academic Publishers.*, pp. 3–7.

Knobloch, E. et Spruit, H. 1982, Stability of differential rotation in stars, *Astron. & Astrophys.* **113**, 261.

Koenigl, A. 1991, Disk accretion onto magnetic T Tauri stars, *Astrophysical Journal, Letters* **370**, L39.

Koenigl, A. et Ruden, S. P. 1993, Origin of outflows and winds, dans *Protostars and planets III, p.641-687*, pp. 641–687.

Koester, D. 1976, Convective mixing and Accretion in white dwarf, *Astron. & Astrophys.* **52**, 415.

Kroupa, P., Tout, C. A. et Gilmore, G. 1993, The distribution of low-mass stars in the Galactic disc, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **262**, 545.

Kutter, G. et Sparks, W. M. 1987, Stellar accretion of matter possessing angular momentum, *Astrophysical Journal* **321**, 386.

Kutter, G. et Sparks, W. M. 1989, Modeling the classical nova outburst.I - Exploring the physics of a new mechanism, *Astrophysical Journal* **340**, 985.

Lada, C. 1985, Cold outflows, energetic winds, and enigmatic jets around young stellar objects, *Annual Review of Astron and Astrophys* **23**, 267.

Lada, C. J. 1987, Star formation - From OB associations to protostars, dans *Star forming regions; Proceedings of the Symposium, Tokyo, Japan, Nov.11-15, 1985.Dordrecht, D.Reidel Publishing Co.*, pp. 1–15.

Langer, W., Velusamy, T., Kuiper, T., Levin, S. *et al.* 1995, Study of Structure and Small-Scale Fragmentation in TMC-1, *Astrophysical Journal* **453**, 293.

Larson, R. 1969, Numerical calculations of the dynamics of a collapsing proto-star, *Memoirs of the Royal Astron. Soc.* **145**, 271.

Leggett, S. 1992, Infrared colors of low-mass stars, *Astrophysical Journal, Supplement* **82**, 351.

Lumer, E., Forestini, M. et Arnould, M. 1990, Application of an extended mixing length model to the convective envelope of the sun and its Li and Be content, *Astron. & Astrophys.* **240**, 515.

Lynden-Bell, D. et Pringle, J. 1974, The evolution of viscous disks and the origin of the nebular variables, *Memoirs of the Royal Astron. Soc.* **168**, 603.

Macgregor, K. et Brenner, M. 1991, Rotational evolution of solar-type stars.I - Main-sequence evolution, *Astrophysical Journal* **376**, 204.

Maddalena, R., Moscowitz, J., Thaddeus, P. et Morris, M. 1986, The large system of molecular clouds in Orion and Monoceros, *Astrophysical Journal* **303**, 375.

Maeder, A. 1995, On the Richardson criterion for shear instabilities in rotating stars, *Astron. & Astrophys.* **299**, 84.

Magazzu, A., Rebolo, R. et Pavlenko, I. V. 1992, Lithium abundances in classical and weak T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **392**, 159.

Margulis, M. et Snell, R. L. 1989, Very high velocity emission from molecular outflows, *Astrophysical Journal* **343**, 779.

Mayor, P. et Mermillod, J. 1991, Rotational Velocities of Stars in Open Clusters: The Time Dependence revisited, dans *Angular Momentum Evolution of Young Stars, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. Catalano and J.R. Stauffer (eds)*, vol. 340, pp. 143–150.

Mercer-Smith, J., Cameron, A. et Epstein, R. 1984, On the formation of stars from disk accretion, *Astrophysical Journal* **279**, 363.

Mermilliod, J. 1981, Comparative studies of young open clusters. III Empirical isochronous curves and the zero age main sequence, *Astron. & Astrophys.* **97**, 235.

Mermilliod, J. 1988, Description of a database for stars in open clusters, *Bull.Inf.Centre Donnees Stellaires* **35**, 77.

Mermilliod, J. C., Rosvick, J. M., Duquennoy, A. et Mayor, M. 1992, Investigation of the Pleiades cluster. II Binary stars in the F5-K0 spectral region, *Astron. & Astrophys.* **265**, 513.

Mestel, L. et Spitzer, L. 1956, *Memoirs of the Royal Astron. Soc.* **116**, 503.

Meynet, G., Mermilliod, J.-C. et Maeder, A. 1993, New dating of galactic open clusters, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **98**, 477.

Miles, J. 1957, On the generation of surface waves by shear flows, *Journal of Fluid Mechanics* **3**, 185.

Montmerle, T. et André, P. 1989, The evolutionary status of weak-line T Tauri stars, dans *Low-Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects; ESO Proceedings N.33, ed Bo Reipurth.*, vol. 33, pp. 407–422.

Mouschovias, T. et Spitzer, L., J. 1976, Note on the collapse of magnetic interstellar clouds, *Astrophysical Journal* **210**, 326.

Mundt, R., Buehrke, T., Solf, J., Ray, T. *et al.* 1990, Optical jets and outflows in the HL Tauri region, *Astron. & Astrophys.* **232**, 37.

Myers, P., Dame, T., Thaddeus, P., Cohen, R. *et al.* 1986, Molecular clouds and star formation in the inner galaxy - A comparison of CO, H II, and far-infrared surveys, *Astrophysical Journal* **301**, 398.

Pagel, B. et Kazlauskas, A. 1992, Primordial helium - The third decimal place, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **256**, 49.

Palla, F. et Stahler, S. W. 1990, The birthline for intermediate-mass stars, *Astrophysical Journal, Letters* **360**, L47.

Palla, F. et Stahler, S. W. 1991, The evolution of intermediate-mass protostars.I - Basic results, *Astrophysical Journal* **375**, 288.

Palla, F. et Stahler, S. W. 1992, The evolution of intermediate-mass protostars. II Influence of the accretion flow, *Astrophysical Journal* **392**, 667.

Palla, F. et Stahler, S. W. 1993, The Pre–Main-Sequence Evolution of Intermediate-Mass Stars, *Astrophysical Journal* **418**, 414.

Plez, B. 1992, Spherical opacity sampling model atmospheres for M-giants and supergiants. II A grid, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **94**, 527.

Popham, R., Narayan, R., Hartmann, L. et Kenyon, S. 1993, Boundary Layers in Pre–Main-Sequence Accretion Disks, *Astrophysical Journal, Letters* **415**, L127.

Press, W., Flannery, B., Teukolsky, S. et Vetterling, W. 1986, dans *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing.Cambridge University Press, Gordon and Breach Science Publishers*, p. 471.

Prialnik, D. et Livio, M. 1985, The outcome of accretion on to a fully convective star Expansion or contraction?, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **216**, 37.

Proffitt, C. R. et Michaud, G. 1991, Gravitational settling in solar models, *Astrophysical Journal* **380**, 238.

Proffitt, C. R., Michaud, G. et Richer, J. 1990, Diffusion in metal poor low mass stars, dans *Cool stars, stellar systems, and the sun; Proceedings of the 6th Cambridge Workshop, Seattle, WA, Sept.18-21, 1989.San Francisco, CA, Astronomical Society of the Pacific.*, pp. 351–353.

Prosser, C. F. 1992, Membership of low-mass stars in the open cluster Alpha Persei, *Astronomical Journal* **103**, 488.

Raga, A. et Cabrit, S. 1993, Molecular outflows entrained by jet bowshocks, *Astron. & Astrophys.* **278**, 267.

Reeves, H. 1992, Primordial nucleosynthesis, dans *Observational and physical cosmology*, pp. 71–113.

Regev, O. et Bertout, C. 1995, Asymptotic models of accretion disc boundary layers, *Memoirs of the Royal Astron. Soc.* **272**, 71.

Reynolds, R. 1984, A measurement of the hydrogen recombination rate in the diffuse interstellar medium, *Astrophysical Journal* **282**, 191.

Rogers, F. J. et Iglesias, C. A. 1992, Radiative atomic Rosseland mean opacity tables, *Astrophysical Journal, Supplement* **79**, 507.

Salpeter, E. 1955, *Astrophysical Journal* **121**, 161.

Sargent, A. 1977, Molecular clouds and star formation.I - Observations of the Cepheus OB3 molecular cloud, *Astrophysical Journal* **218**, 736.

Sato, S., Nagata, T., Nakajima, T., Nishida, M. *et al.* 1985, Polarimetry of infrared sources in bipolar CO flows, *Astrophysical Journal* **291**, 708.

Scalo, J. 1986, The stellar initial mass function, *Fundamentals of Cosmic Physics* **11**, 1.

Schatzman, E. 1991, On lithium depletion - A possible discrimination of the physical processes, *Memorie Societa Astronomica Italiana* **62**, 111.

Schmidt-Kaler, T. 1982, Stars and Star Clusters, dans *Physical Parameters of the Stars, Landolt-Bornstein New Series.Vol 2b, Astronony & Astrophysics.New-York, Springer-Verlag*.

Shakura, N. et Sunyaev, R. 1973, Black holes in binary systems.Observational appearance, *Astron. & Astrophys.* **24**, 337.

Shaviv, G. et Starrfield, S. 1988, Accretion onto main-sequence stars.I - The transient phase, *Astrophysical Journal* **335**, 383.

Shu, F. 1977, Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation, *Astrophysical Journal* **214**, 488.

Shu, F. H., Lizano, S. et Adams, F. C. 1987, Star formation in molecular cloud cores, dans *Star forming regions; Proceedings of the Symposium, Tokyo, Japan, Nov.11-15, 1985 .Dordrecht, D.Reidel Publishing Co.*, pp. 417–433.

Siess, L., Bertout, C. et Forestini, M. 1996a, Physics of accretion onto young stars. III Comparisons with Observations, soumis *Astron. & Astrophys.* .

Siess, L. et Forestini, M. 1996, Physics of accretion onto young stars. I Parametric models, *Astron. & Astrophys.* **308**, 472.

Siess, L., Forestini, M. et Bertout, C. 1996b, Physics of accretion onto young stars. II Structure and Evolution of Accreting Stars, soumis *Astron. & Astrophys.* .

Siess, L., Forestini, M. et Dougados, C. 1997, Synthetic Hertzsprung-Russell diagrams of Open Clusters, soumis *Astron. & Astrophys.* .

Skumanich, A. 1972, Time scales for Ca II emission decay, rotational braking, and lithium depletion, *Astrophysical Journal* **171**, 565.

Smith, B. et Terrile, R. 1984, A circumstellar disk around Beta Pictoris, *Science* **226**, 1421.

Soderblom, D. R. et Mayor, M. 1993, Rotation and activity among solar-type stars of the Ursa Major Group, *Astrophysical Journal, Letters* **402**, L5.

Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., Hudon, J. et Jones, B. F. 1993a, Rotation and chromospheric emission among F, G, and K dwarfs of the Pleiades, *Astrophysical Journal, Supplement* **85**, 315.

Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., Macgregor, K. B. et Jones, B. F. 1993b, The evolution of angular momentum among zero-age main-sequence solar-type stars, *Astrophysical Journal* **409**, 624.

Solomon, P., Scoville, N., Jefferts, K., Penzias, A. *et al.* 1972, Molecular clouds in the galactic center region : carbon monoxide observations at 2.6 millimeters, *Astrophysical Journal* **178**, 125.

Spiegel, E. et Zahn, J.-P. 1992, The solar tachocline, *Astron. & Astrophys.* **265**, 106.

Stahler, S. 1983, The birthline for low-mass stars, *Astrophysical Journal* **274**, 822.

Stahler, S., Shu, F. et Taam, R. 1980a, The evolution of protostars. II The hydrostatic core, *Astrophysical Journal* **242**, 226.

Stahler, S., Shu, F. et Taam, R. 1980b, The evolution of protostars.I - Global formulation and results, *Astrophysical Journal* **241**, 637.

Stahler, S. W. 1988, Deuterium and the stellar birthline, *Astrophysical Journal* **332**, 804.

Stauffer, J. R., Prosser, C. F., Giampapa, M. S., Soderblom, M. S. *et al.* 1993, Lithium and chromospheric activity in the Alpha Persei cluster, *Astronomical Journal* **106**, 229.

Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S. *et al.* 1989, Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the time scale for planet building, *Astronomical Journal* **97**, 1451.

Strom, K. M., Strom, S. E. et Merrill, K. 1993, Infrared luminosity functions for the young stellar population associated with the L1641 molecular cloud, *Astrophysical Journal* **412**, 233.

Sung, C.-H. 1974, The stability of differential rotation with non-axisymmetric perturbations.I - The Sufficient Conditions, *Astron. & Astrophys.* **33**, 99.

Swenson, F. J., Faulkner, J., Rogers, F. J. et Iglesias, C. A. 1994, The Hyades lithium problem revisited, *Astrophysical Journal* **425**, 286.

Townsend, A. 1958, The effects of radiative transfer on turbulent flow of a stratified flow, *Journal of Fluid Mechanics* **4**, 361.

Trimble, V. et Ostriker, J. 1978, Binaries in open clusters - The effects of rotation on determinations of frequency and mass ratio, *Astron. & Astrophys.* **63**, 433.

Wagoner, R. 1969, *Astrophysical Journal, Supplement* **18**, 247.

Weber, E. et Davis, L. 1967, The angular momentum of the solar wind, *Astrophysical Journal* **148**, 217.

Weiss, E. 1984, Photometric parallaxes for selected stars of color class m from the NLTT catalog, *Astrophysical Journal, Supplement* **55**, 289.

Wilking, B. A., Lada, C. J. et Young, E. T. 1989, IRAS observations of the Rho Ophiuchi infrared cluster - Spectral energy distributions and luminosity function, *Astrophysical Journal* **340**, 823.

Yorke, H. W., Bodenheimer, P. et Laughlin, G. 1993, The formation of protostellar disks.I - 1 M(solar), *Astrophysical Journal* **411**, 274.

Yorke, H. W., Bodenheimer, P. et Laughlin, G. 1995, The formation of protostellar disks.2: Disks around intermediate-mass stars, *Astrophysical Journal* **443**, 199.

Zahn, J. 1983, Instability and Mixing Processes in Upper Main Sequence Stars, dans *Astrophysical Processes in Upper Main Sequence Stars.13 th.Advanced Course of Saas Fee.Geneva Observatory Publisher*, pp. 253–329.

Zahn, J.-P. 1974, Rotational instabilities and stellar evolution, dans *Stellar instability and evolution; Proceedings of the Symposium, Canberra, Australia, August 16-18, 1973.Dordrecht, D.Reidel Publishing Co., 1974.*, pp. 185–194.

Zahn, J.-P. 1992, Circulation and turbulence in rotating stars, *Astron. & Astrophys.* **265**, 115.

Annexes

Annexe A

Compléments sur les Équations de la Structure Stellaire

A.1 Théorie de la Longueur de Mélange

La convection s'instaure dans une étoile lorsque les forces d'Archimède exercées par le milieu ambiant sur la cellule convective ne sont plus en mesure d'équilibrer la force gravitationnelle. Une condition nécessaire et suffisante pour que l'instabilité se développe est que le gradient de densité à l'intérieur du globule soit plus grand que celui du milieu dans lequel il est plongé (en supposant un équation d'état non dégénérée). Dans cette situation, l'élément convectif apparaît plus léger que son entourage; il s'élève et emporte avec lui une quantité importante d'énergie vers la surface de l'étoile.

La théorie de la longueur de mélange a pour objectif de déterminer le gradient de température lorsque le régime convectif est installé.

Le flux émergeant de toute couche de l'étoile est la somme d'un flux radiatif $F_{\rm rad}$

$$F_{\rm rad} = \frac{16\pi\sigma\,\mathcal{G}}{3}\frac{T^4 M_r}{\kappa\,P\,r^2}\,\nabla_* \tag{A.1}$$

et d'un flux convectif $F_{\rm conv}$

$$F_{\rm conv} = \rho\,v\,c_P\,DT$$

qui définissent le gradient radiatif $\nabla_{\rm rad}$

$$\begin{aligned} F_{\rm rad} + F_{\rm conv} &= \frac{L_r}{4\pi r^2} \\ &= \frac{16\pi\sigma\,\mathcal{G}}{3}\frac{T^4 M_r}{\kappa\,P\,r^2}\,\nabla_{\rm rad} \end{aligned} \tag{A.2}$$

nécessaire pour acheminer la luminosité L_r au rayon r. c_P est la chaleur spécifique à pression constante, v la vitesse des globules convectifs, DT la différence de température entre l'élément convectif et l'extérieur et ∇_* le gradient de température réel dans l'étoile lorsque le transport s'effectue par la radiation. Les autres quantités ont leur signification usuelle. La résolution de ce problème complexe nécessite des approximations et constitue la théorie de la longueur de mélange ou MLT (Mixing Length Theory).

La première de ces approximations consiste à définir un trajet Λ sur lequel le globule garde son identité avant de se mélanger au milieu ambiant. Sur cette longueur caractéristique, appelée *longueur de mélange*, l'élément conserve ses propriétés thermiques et mécaniques. Cette première simplification marque le passage d'un traitement local à une théorie non-locale. Dans le développement des calculs, nous supposerons en outre que le milieu est chimiquement homogène, à savoir $\nabla_\mu = 0$.

L'ascension du globule résulte de l'excès de chaleur qui le différencie du milieu extérieur. Dans l'approximation de la MLT, cet écart se conservera sur la distance Λ. Ainsi

$$\begin{aligned} DT &= T_e - T_* = \left| \left(\frac{\mathrm{d}\,T}{\mathrm{d}\,r}\right)_e - \left(\frac{\mathrm{d}\,T}{\mathrm{d}\,r}\right)_* \right| \Lambda \\ &= T\,\frac{\Lambda}{H_P}(\nabla_* - \nabla_e)\ , \end{aligned} \tag{A.3}$$

ce qui permet d'écrire le flux convectif sous la forme

$$F_{\mathrm{conv}} = \frac{\rho\, c_P\, T}{H_P}(\nabla_* - \nabla_e)\, v\,\Lambda\ . \tag{A.4}$$

Dans ce modèle, il n'y a pas de théorie qui permette de définir Λ et l'on paramétrise notre ignorance en posant $\Lambda = \alpha H_P$ ou α est un paramètre voisin de l'unité et H_P l'échelle de hauteur de pression définie par

$$H_P = -\,\frac{\mathrm{d}\,r}{\mathrm{d}\ln P}\ .$$

La vitesse convective est estimée en calculant le travail de la force d'Archimède sur une distance Λ, ce qui revient à intégrer l'équation du mouvement (Eq. 2.1 page 61)

$$v^2 = N^2 r^2 = gQ(\nabla_* - \nabla_e)\frac{r^2}{H_P}\ .$$

La valeur moyenne de v sur Λ est donnée par

$$\bar{v} = \frac{1}{\Lambda}\int v(r)\,\mathrm{d}\,r = \sqrt{\frac{gQ}{H_p}(\nabla_* - \nabla_e)}\ \frac{\Lambda}{2}\ . \tag{A.5}$$

Cette autre approximation est très forte puisqu'elle considère que sur la longueur H_P tous les globules de matière ont une vitesse constante et unique égale à $\bar{v}$. La thermodynamique de la bulle convective permet d'obtenir une autre relation. Au cours de son déplacement et avant de disparaître, le globule convectif laisse échapper un flux de chaleur F_e donné par

$$F_e = \frac{16\sigma T^3}{3\kappa\rho}\frac{\partial T}{\partial r} \simeq \frac{16\sigma T^3}{3\kappa\rho}\frac{DT}{\Lambda}\ .$$

La quantité de chaleur s'échappant par unité de temps à travers la surface S de la bulle vaut donc

$$\delta Q_e = F_e \times S = \frac{16\,\sigma\, S\, T^4}{3\,\kappa\,\rho\, H_P}(\nabla_* - \nabla_e)\ , \tag{A.6}$$

où nous avons substitué DT par son expression (A.3).

Si le globule n'échangeait pas de chaleur avec le milieu extérieur, son gradient de température serait le gradient adiabatique. Ainsi tout écart à cette valeur caractérise les pertes thermiques dont il fait l'objet. La variation de température interne au globule, DT_e, est donc donnée par

$$DT_e = \left[\left(\frac{\mathrm{d}\,T}{\mathrm{d}\,r}\right)_{\mathrm{ad}} - \left(\frac{\mathrm{d}\,T}{\mathrm{d}\,r}\right)_e\right]\Lambda\ ,$$

et la quantité de chaleur qu'il cède au milieu extérieur par unité de temps s'écrit alors

$$\delta Q_e = \rho V c_P \frac{\partial T_e}{\partial t} \simeq \rho V c_P DT_e \frac{\bar{v}}{\Lambda}\ ,$$

où V est le volume de l'élément. Après quelques remaniements, on trouve que

$$\delta Q_e = \frac{\rho\, \bar{v}\, c_P\, T\, V}{H_P}\,(\nabla_e - \nabla_{\mathrm{ad}})\ . \qquad \text{(A.7)}$$

En égalant les Eqs.(A.6) et (A.7), on obtient finalement l'identité

$$\frac{\nabla_e - \nabla_{\mathrm{ad}}}{\nabla_* - \nabla_e} = \frac{16 S \sigma T^3}{3\kappa\rho^2 c_P\, V \bar{v}}\ . \qquad \text{(A.8)}$$

Cette expression fait apparaître un "facteur de forme", S/V qui dépend de la géométrie du globule. Dans le cas sphérique, il vaut 1/6.

Nous disposons maintenant de toutes les équations nécessaires à la résolution du problème: nous avons cinq inconnues ($F_{\mathrm{rad}}, F_{\mathrm{conv}}, \nabla_e, \nabla_*, \bar{v}$) et cinq équations (A.1, A.2, A.4, A.5, A.8) pour autant que l'on connaisse ∇_{ad}, ∇_{rad}, g, P, T, ρ, L_r, M_r, et c_P.

A.2 Équations de la Nucléosynthèse

Une réaction nucléaire

$$i\ +\ j\ \rightleftharpoons\ k\ +\ l \quad \text{ou} \quad i\ (j,\ k)\ l \qquad \text{(A.9)}$$

peut être représentée symboliquement par

$$N_i({}^{A_i}Z_i) + N_j({}^{A_j}Z_j) \rightleftharpoons N_k({}^{A_k}Z_k) + N_l({}^{A_l}Z_l)\ ,$$

où A_i est le nombre de masse de l'espèce i, Z_i son nombre atomique et N_i le nombre de noyaux i intervenant dans la réaction. De façon générale, l'équation donnant l'évolution du nombre de particules i par unité de volume, n_i, s'écrit

$$\frac{Dn_i}{Dt} = \sum_{i,j,k} N_i\Big(-\frac{n_i^{N_i} n_j^{N_j}}{N_i! N_j!}\,[ij]_{kl} + \frac{n_k^{N_k} n_l^{N_l}}{N_k! N_l!}\,[kl]_{ij}\Big)\ , \qquad \text{(A.10)}$$

où

$$[ij]_{kl} \equiv \frac{1}{1+\delta_{ij}} < \sigma\, v[i(j,k)l] >$$

est le nombre moyen de réactions par particule, par unité de volume et de temps. σ et $v[i(j,k)l]$ représentent la section efficace et la vitesse de la réaction (A.9), $<\sigma\, v[i(j,k)l]>$ correspond la moyenne maxwelienne de ces grandeurs et δ_{ij} est défini par

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si} \quad i \neq j \\ 1 & \text{si} \quad i = j \end{cases} .$$

Le facteur 1/2 apparaît lorsque les deux réactifs sont identiques et évite ainsi le décompte double des évènements.

L'équation (A.10) peut toujours se mettre sous la forme

$$\frac{Dn_i}{Dt} = -\frac{n_i}{\tau_{\text{dest}}} + \frac{\tilde{n}}{\tau_{\text{prod}}} ,$$

où τ_{dest} et τ_{prod} représente les temps caractéristiques de destruction et de production de l'élément i, $\tilde{n}$ est l'abondance moyenne des réactifs amenant à la fabrication de i.

Dans le cas de la réaction de brûlage du deutérium D(p,γ)^{3}He, l'Eq.(A.10) s'écrit

$$\frac{Dn_{\mathrm{D}}}{Dt} = -n_{\mathrm{D}}\, n_p\, [Dp] ,$$

d'où on en tire le temps de destruction ; $\tau_{\text{dest}} = (n_p\, [Dp])^{-1}$. On peut remarquer que τ_{dest} ne dépend que de l'abondance des noyaux cibles.

A.3 Production d'Énergie Nucléaire

L'équation de production d'énergie nucléaire peut être déduite directement des Eq.(A.9) et (A.10), à savoir

$$\varepsilon_{\text{nuc}}[i(j,k)l] = \frac{1}{1+\delta_{ij}} \frac{n_i^{N_i} n_j^{N_j}}{N_i! N_j!} [ij]_{kl}\, Q_{ij} , \tag{A.11}$$

où Q_{ij} est l'énergie libérée par chaque réaction $i(j,k)l$.

Le flux de chaque réaction est alors simplement donné par

$$F_{ijkl} = \frac{\varepsilon_{\text{nuc}}[i(j,k)l]}{Q_{ij}} . \tag{A.12}$$

A titre d'exemple, la combustion du deutérium dégage une énergie par unité de masse et par seconde égale à

$$\varepsilon_{\text{nuc}} = n_{\mathrm{D}}\, n_p\, [Dp]\, Q_{Dp} = \frac{n_{\mathrm{D}}\, Q_{Dp}}{\tau_{\text{dest}}} . \tag{A.13}$$

A.4 Les Temps Caractéristiques

A.4.1 Les temps dynamiques

Les échelles de temps dynamiques découlent de l'équation du mouvement

$$\frac{D^2 r}{Dt^2} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\mathcal{G} M_r}{r^2} . \tag{A.14}$$

Si les forces de pression disparaissait soudainement, les couches de l'étoile subiraient une accélération importante de manière à rétablir rapidement un nouvel équilibre hydrostatique. L'échelle de temps caractéristique τ_{ff} sur laquelle l'étoile s'effondre est donnée par $|D^2r/Dt^2| = R/\tau_{ff}^2$.

En reportant cette expression dans l'Eq.(A.14), on obtient le temps de chute libre

$$\tau_{ff} \sim \left(\frac{R^3}{\mathcal{G}M}\right)^{-1/2} \sim (\mathcal{G}\rho)^{-1/2} \ .$$

De la même manière, si la force gravitationnelle devenait brusquement négligeable, sous l'effet de la pression gazeuse l'étoile se dilaterait. On définirait alors un temps caractéristique $\tau_{\rm exp}$ tel que $|D^2r/Dt^2| = R/\tau_{\rm exp}^2$. En approximant $\partial P/\partial r \sim P/R$, on trouve

$$\tau_{\rm exp} \sim R\left(\frac{\rho}{P}\right)^{1/2} \ .$$

Ce temps caractéristique est celui que mettrait une onde de choc pour traverser l'astre de part en part (dans le cas d'un gaz parfait, la vitesse du son est donnée par $\sqrt{P/\rho}$).

Dans une situation d'équilibre, ces temps caractéristiques sont du même ordre de grandeur et définissent un temps dynamique moyen $\tau_{\rm dyn} \approx \tau_{ff} \approx \tau_{\rm exp}$. Dans le cas du soleil $\tau_{\rm dyn}$ vaut environ 27 minutes et pour une étoile géante ($R \approx 100\,R_\odot, M \approx M_\odot$) il est de l'ordre de 18 jours. Ces ordres de grandeur montrent que tout écart à l'équilibre mécanique est très rapidement effacé par l'étoile. Ainsi, sur des échelles de temps Δt grandes devant $\tau_{\rm dyn}$, l'équilibre hydrostatique est assuré à tout instant et le terme d'inertie D^2r/Dt^2 peut être négligé dans l'équation du mouvement (A.14).

A.4.2 Le temps thermique

Supposons que le seul réservoir d'énergie dont dispose l'étoile soit le potentiel gravitationnel. Depuis sa formation et jusqu'à sa taille actuelle, l'étoile a emmagasiné une énergie gravitationnelle $E_g \approx \mathcal{G}M^2/R$. Or, d'après le théorème du Viriel et dans le cas d'un gaz parfait, la moitié de cette énergie est transférée à l'astre sous forme d'énergie interne E_i qui sert à le chauffer, tandis que l'autre moitié est rayonnée vers l'extérieur et produit la luminosité L observée. On peut ainsi définir un temps caractéristique $\tau_{\rm KH}$

$$\tau_{\rm KH} \sim \frac{E_i}{L} \sim \frac{E_g}{2L} \sim \frac{\mathcal{G}M^2}{2RL} \ ,$$

qui représente le temps de Kelvin-Helmholtz. Il indique la durée durant laquelle une étoile peut maintenir sa luminosité L, si la seule source d'énergie dont elle dispose est la contraction gravitationnelle. Traduit en unités solaires, $\tau_{\rm KH}$ vaut

$$\tau_{\rm KH} \simeq 1.6 \times 10^7\ \frac{R_\odot}{R}\frac{L_\odot}{L}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \ \text{ans} \ .$$

Nous allons montré que ce temps caractéristique correspond aussi au temps d'ajustement thermique global de l'étoile.

Si le transport de l'énergie est dû à la radiation, on peut écrire L_r [Eqs. (1.6 et 1.7)] sous la forme

$$L_r = -\frac{64\pi^2 r^4 acT^3}{3\kappa}\frac{\partial T}{\partial M_r} = -\sigma\frac{\partial T}{\partial M_r} \ . \tag{A.15}$$

En reportant cette expression dans l'équation de conservation de l'énergie (1.4), on obtient

$$\frac{\partial L_r}{\partial M_r} = -\frac{\partial}{\partial M_r}(\sigma\frac{\partial T}{\partial M_r}) = \left[\varepsilon_{\rm nuc} + \frac{P}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial t}\right] - c_v\frac{\partial T}{\partial t} \ . \tag{A.16}$$

Le terme entre crochet représente les sources d'énergie nucléaire et gravitationnelle qui sont produites dans l'étoile (nous avons négligé ici les pertes dues aux neutrinos, $\varepsilon_\nu = 0$). Comme nous nous intéressons à la propagation des perturbations thermiques, nous pouvons éliminer ce terme. L'équation (A.16) se ramène alors à une simple équation de diffusion

$$\frac{\partial}{\partial M_r}(\sigma\frac{\partial T}{\partial M_r}) = c_v\frac{\partial T}{\partial t} \ ,$$

dont le temps caractéristique associé est donné par

$$\tau_{\rm adj} \approx \frac{c_v M^2}{\bar{\sigma}} \ , \tag{A.17}$$

où $\bar{\sigma}$ est la moyenne de σ sur l'étoile. En approximation $L \sim \bar{\sigma}\bar{T}/M$ [Eq. (A.15)], où $\bar{T}$ est la température moyenne de l'étoile, et en reportant cette expression dans (A.17), on obtient finalement

$$\tau_{\rm adj} \approx \frac{Mc_v\bar{T}}{L} = \frac{E_i}{L} = \tau_{\rm KH} \ .$$

Cette relation montre que le temps d'ajustement thermique de toute l'étoile est du même ordre de grandeur que le temps de Kelvin-Helmholtz. Toutefois, localement σ et $\bar{\sigma}$ peuvent être très différents, et donc invalider la relation entre $\tau_{\rm adj}$ et $\tau_{\rm KH}$.

A.4.3 Le temps nucléaire

Supposons que l'étoile équilibre ses pertes radiatives par la production d'énergie nucléaire. L'astre pourra alors maintenir sa luminosité L constante sur une échelle de temps $\tau_{\rm nuc}$ définie par

$$\tau_{\rm nuc} \sim \frac{E_{\rm nuc}}{L} \ ,$$

où $E_{\rm nuc}$ est l'énergie libérée par l'ensemble des réactions nucléaires mais remarquons toutefois que seules quelques réactions contribuent effectivement à cette production d'énergie.

Dans le cas du soleil, lorsque le cycle PP est à l'équilibre, l'hydrogène est épuisé dans les régions centrales au bout de $\tau_{\rm nuc} \sim 10^{10}$ ans. Pour cette même étoile, la phase de combustion de l'hélium par la réaction 3α durera environ 4 fois moins longtemps, mais cette période reste toutefois très supérieure à tous les autres temps caractéristiques. Nous voyons donc que la structure évolue très lentement ($\tau_{\rm nuc} \gg \tau_{\rm KH}$), l'étoile est donc à chaque instant à l'équilibre thermique.

A.4.4 Le temps d'accrétion

L'accrétion fait apparaître de façon implicite un temps caractéristique τ_{acc} défini par

$$\tau_{\mathrm{acc}} \sim \frac{M}{\dot{M}} \ ,$$

où $\dot{M}$ est le taux d'accrétion. Pour maintenir l'équilibre hydrostatique de l'étoile, on doit toujours s'assurer que $\tau_{\mathrm{acc}} > \tau_{\mathit{ff}}$. On peut aussi remarquer que dans une situation où τ_{acc} est petit devant τ_{KH} le processus d'accrétion se rapproche d'un processus adiabatique, pour autant que l'accrétion affecte la globalité de l'étoile.

Annexe B

Table de Calibration

Nous avons utilisé les tables de calibration en température effective et en corrections bolométriques de Schmidt-Kaler (1982) pour des types spectraux antérieurs à K5 et celles de Bessell (1991) pour les étoiles de type K7 et ultérieurs. Les conversions entre les couleurs (B-V) et (U-B) dans le système Johnson et les types spectraux proviennent de Fitzgerald (1970). Les couleurs (V-R) et (R-I), transformées dans le système Cousin en adoptant les relations de Bessell (1979), proviennent de Bessell (1991) pour les types spectraux K7 et ultérieurs, Bessell (1979) et Johnson (1966) pour les types spectraux antérieurs.

Tableau B.1 – *Table de calibration utilisée pour les étoiles de la séquence principale. Les indices C et J réfèrent aux sytèmes Cousin et Johnson, respectivement*

Sp	log $T_{\rm eff}$	BC_V	$(U\text{-}B)_J$	$(B\text{-}V)_J$	$(V\text{-}R)_C$	$(R\text{-}I)_C$
O5	4.648	-4.28	-1.19	-0.32	-0.14	-0.20
O6	4.613	-3.81	-1.18	-0.32	-0.14	-0.20
O7	4.580	-3.56	-1.17	-0.32	-0.14	-0.20
O8	4.555	-3.43	-1.14	-0.31	-0.14	-0.20
O9	4.518	-3.21	-1.13	-0.31	-0.14	-0.20
B0	4.486	-3.04	-1.08	-0.30	-0.13	-0.17
B1	4.405	-2.58	-0.95	-0.26	-0.11	-0.15
B2	4.342	-2.23	-0.81	-0.24	-0.10	-0.13
B3	4.271	-1.82	-0.68	-0.20	-0.09	-0.10
B5	4.188	-1.34	-0.58	-0.16	-0.07	-0.09
B6	4.146	-1.09	-0.49	-0.14	-0.07	-0.07
B7	4.115	-0.90	-0.43	-0.13	-0.05	-0.07
B8	4.077	-0.68	-0.36	-0.11	-0.04	-0.05
B9	4.022	-0.39	-0.18	-0.07	-0.02	-0.03
A0	3.978	-0.18	-0.02	-0.01	-0.01	-0.01
A1	3.965	-0.11	0.01	0.02	0.01	0.01

voir page suivante

Suite de la page précédente

Sp	log T_{eff}	BC_V	$(U\text{-}B)_J$	$(B\text{-}V)_J$	$(V\text{-}R)_C$	$(R\text{-}I)_C$
A2	3.953	-0.08	0.05	0.05	0.03	0.04
A5	3.914	-0.03	0.09	0.15	0.07	0.08
A7	3.895	0.00	0.10	0.20	0.12	0.13
F0	3.857	0.03	0.03	0.32	0.16	0.17
F2	3.838	0.01	0.00	0.35	0.21	0.21
F5	3.809	-0.02	-0.02	0.45	0.27	0.25
F8	3.792	-0.04	0.02	0.53	0.31	0.28
G0	3.780	-0.06	0.06	0.60	0.32	0.30
G2	3.768	-0.08	0.09	0.63	0.36	0.31
G5	3.760	-0.09	0.20	0.68	0.36	0.33
G8	3.746	-0.13	0.30	0.74	0.39	0.36
K0	3.720	-0.19	0.44	0.81	0.44	0.38
K2	3.690	-0.30	0.67	0.92	0.51	0.43
K4	3.662	-0.43	1.00	1.00	0.60	0.51
K5	3.638	-0.60	1.06	1.15	0.69	0.57
K7	3.602	-0.98	1.21	1.33	0.83	0.77
M0	3.580	-1.21	1.23	1.41	0.89	0.91
M1	3.562	-1.39	1.18	1.48	0.94	1.02
M2	3.544	-1.61	1.15	1.52	1.00	1.16
M3	3.525	-2.03	1.17	1.55	1.10	1.37
M4	3.498	-2.56	1.07	1.60	1.23	1.63
M5	3.477	-3.34	1.23	1.82	1.48	1.91
M5.5	3.462	-3.83		1.94	1.69	2.06
M6	3.447	-4.43	1.28	2.06	1.91	2.22
M6.5	3.431	-5.10			2.12	2.38
M7	3.415	-5.50	1.37		2.18	2.32

Annexe C

Méthode de Détermination des Caractéristiques Stellaires

Pour déterminer l'âge d'une étoile d'après sa position dans le diagramme HR, nous procédons comme suit. Dans une première étape, nous définissons un pas de temps commun à tous les tracés (échelle logarithmique : $t_{i+1} = t_i + \Delta t_i$ et $\Delta t_i = a10^{b\times i}$). Typiquement, nous discrétisons nos tracés sur $\sim$ 1000 points. Cette opération permet un calcul immédiat des isochrones. Ensuite nous interpolons linéairement toutes les grandeurs associées à ces tracés (température effective, luminosité, rayon, masse...) aux âges précédemment définis. Maintenant, étant donné un couple ($\mathrm{T_{eff}}$, L), nous déterminons les deux tracés de masse initiale m_1 et m_2 et les deux isochrones d'âges t_1 et t_2 qui encadrent la donnée observationnelle (Fig. C.1). On obtient ainsi une boite constituée des points $A(t_1, m_1) = (x_A, y_A)$, $A'(t_2, m_1) = (x_{A'}, y_{A'})$, $B(t_1, m_2) = (x_B, y_B)$ et $B'(t_2, m_2) = (x_{B'}, y_{B'})$ entourant le point considéré $M_0(\mathrm{T_{eff}}, L) = (x_0, y_0)$. Pour déterminer l'isochrone passant par ce point, il faut alors résoudre le système d'équations suivant

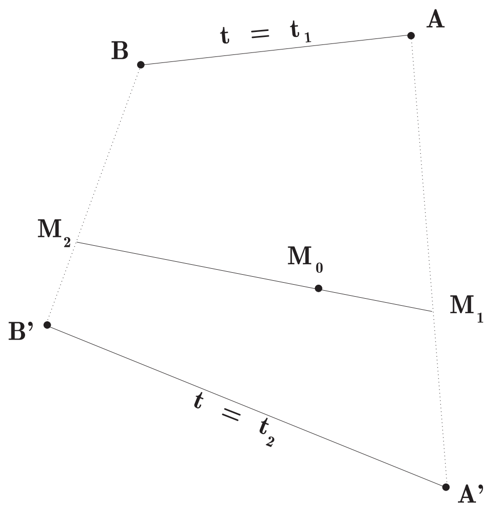

Figure C.1 – *Notations du problème*

$$\left\{\begin{array}{lcl} y_0 & = & \dfrac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}(x_0 - x_1) + y_1 \\ y_1 & = & \dfrac{y_{A'} - y_A}{x_{A'} - x_A}(x_1 - x_A) + y_A \\ y_2 & = & \dfrac{y_{B'} - y_B}{x_{B'} - x_B}(x_1 - x_B) + y_B \\ y_1 & = & \dfrac{y_{A'} - y_A}{t_2 - t_1}(t - t_1) + y_A \\ y_2 & = & \dfrac{y_{B'} - y_B}{t_2 - t_1}(t - t_1) + y_B \ , \end{array}\right.$$

où $M_1(x_1, y_1)$ et $M_2(x_2, y_2)$ correspondent aux points des tracés localisés sur l'isochrone passant par le point M_0. La résolution de ce système d'équations permet de déterminer l'isochrone t passant par le point M_0.

Pour déterminer la masse M_* et le rayon R_* (et d'autres quantités), nous opérons toutefois différemment. Nous interpolons linéairement M_* et R_* entre les valeurs attachées aux points des tracés les plus proches de M_0. En effet, pour des étoiles de masse intermédiaires, la structure entre deux tracés peut être très différente sur une même isochrone (par exemple la taille de la zone convective). Cette méthode a été testée en insérant comme points observationnels, des points provenant d'un modèle d'étoile. Les résultats montrent alors une très bonne précision ($< 5\%$) dans la détermination de la masse et des autres grandeurs tout aussi bien pour des étoiles complètement convectives ou situées sur leur tracé radiatif avant l'arrivée sur la ZAMS.

Annexe D

Publications

PHYSICS OF ACCRETION ONTO YOUNG STARS

I - Parametric Models, 1996, *Astron. & Astrophys.*, **308**, 472
Lionel Siess et Manuel Forestini

II - Structure and Evolution of accreting Stars, sous presse *Astron. & Astrophys.*
Lionel Siess, Manuel Forestini et Claude Bertout

III - Comparison with Observations, soumis *Astron. & Astrophys.*
Lionel Siess, Claude Bertout et Manuel Forestini

SYNTHETIC HERTZSPRUNG-RUSSEL DIAGRAMS OF YOUNG CLUSTERS, soumis *Astron. & Astrophys.*
Lionel Siess, Manuel Forestini et Catherine Dougados

DYNAMICS AND EVOLUTIONARY STATUS OF THE YOUNG TRIPLE STELLAR SYSTEM, TY Cra, sous presse *Astron. & Astrophys.*
Hervé Beust, Patrice Corporon, Lionel Siess, Manuel Forestini et Anne-Marie Lagrange