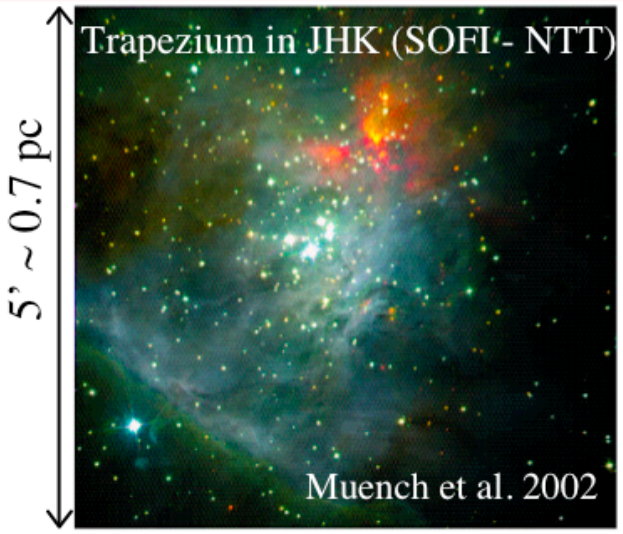
II. L'évolution stellaire (un aperçu)

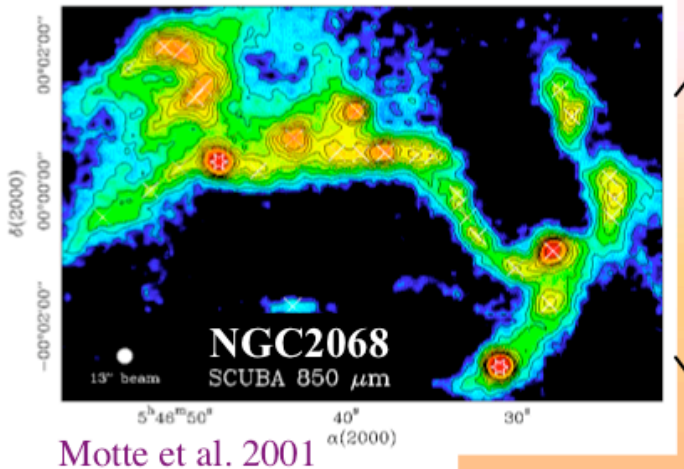
1. **L'initialisation de la formation stellaire**
   a. Le critère de Jeans
   b. La fragmentation des nuages moléculaires
   c. Le support des nuages moléculaires
2. **La contraction pré-Séquence Principale (PMS)**
   a. Chemin évolutif de Hayashi
   b. La différence étoiles/naines brunes
3. **La séquence principale**
   a. La ZAMS
   b. Evolution chimique & chemin évolutif
4. **L'évolution post-séquence principale**
   a. Les étoiles massives
   b. Les étoiles de faible masse
   c. La phase AGB
5. **Les phases ultimes**

1. L'initialisation de la formation stellaire

La majorité des étoiles se forment dans des amas

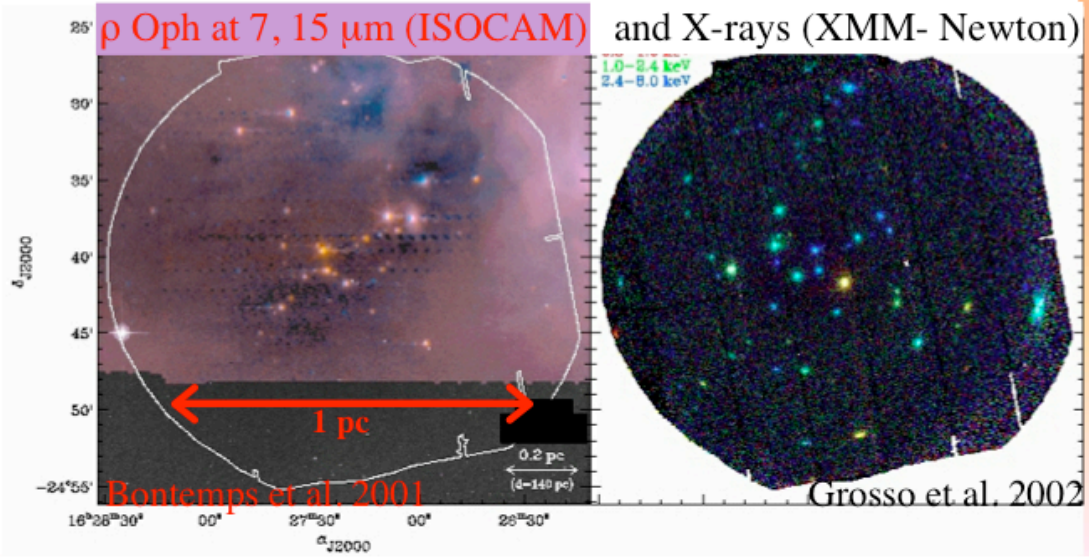
(e.g. Adams & Myers 2001; Lada & Lada 2003 ARA&A)





Orion

(d = 450 pc)



ρ Oph

(d = 150 pc)

X : activité magnétique de type solaire

IR proche : étoile jeune

IR moyen : disque

Submm : condensation/ enveloppe

Le critère de Jeans (dérivation 1)

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla\cdot\mathbf{v} = 0 \qquad \nabla^2\Phi = 4\pi G\rho \qquad \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P - \nabla\Phi + \nu\nabla^2\mathbf{v}$$

+ EOS isotherme: $P=C_s^2\rho$

Analyse de Jeans (1902) :

Propagation d'une onde sonore dans un milieu autogravitant infini

$$\omega^2 = C_s^2 k^2 - 4\pi\rho G \rightarrow \omega^2 < 0 \; si \; k < \sqrt{4\pi G\rho}/C_s$$

signifie :

temps de propagation du son plus petit que le temps d'effondrement

Longueur de Jeans : $\lambda_J = C_s\sqrt{\pi/(G\rho)}$ **décroît avec la densité**

Les grandes longueurs d'onde croissent plus vite que les petites (problématique pour la fragmentation)

pour $\rho = 10^4\ cm^{-3}$, $T=10\ K : \lambda_J = 0{,}2\ pc \;\; M_J = 1-2\ M_s$

Le critère de Jeans (dérivation 2)

Théorème du viriel: $\xi \equiv 3P/u\rho$ $\qquad \xi E_{\rm i} + E_{\rm g} = 0,$

Il y a effondrement si $\qquad \xi E_{\rm i} + E_{\rm g} < 0,$

Pour un gaz parfait: $\xi = 2$ $\qquad \dfrac{3M_{\rm c}kT}{\mu m_{\rm H}} < \dfrac{3}{5}\dfrac{GM_{\rm c}^2}{R_{\rm c}}$

D'où la masse de Jeans: $\qquad M_{\rm c} > M_{\rm J}$

$$M_{\rm J} = \left(\frac{5kT}{G\mu m_{\rm H}}\right)^{3/2}\left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2}$$

Le critère de Jeans

Critères pour l'effondrement

Masse et rayon de Jeans:

$$M_{\rm c} > M_{\rm J}$$

$$M_{\rm J} = \left(\frac{5kT}{G\mu m_{\rm H}}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2}$$

$$R_{\rm c} > R_{\rm J}$$

$$R_{\rm J} = \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_{\rm H}\rho_0}\right)^{1/2}$$

Masse de Bonnord-Ebert:
(on tient compte de la pression externe P_0)

$$M_{\rm BE} = \frac{C_{\rm BE}\, c_{\rm s}^4}{P_0^{1/2} G^{3/2}}$$

$$c_{\rm s} = \sqrt{kT/\mu m_{\rm H}} \qquad C_{\rm BE} \approx 1.18$$

L'effondrement homologue

Lorsque le critère d'effondrement gravitationnel est satisfait, en l'absence de rotation, turbulence ou champ magnétique, le nuage moléculaire s'effondre. Dans un premier temps, la température du gaz reste constante (effondrement isotherme). Dans ce cas, en supposant que les gradients de pression restent faibles et le système à symétrie sphérique:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -G\frac{M_r}{r^2}$$

D'où (après quelques calculs) le temps d'effondrement:

$$t_{\rm ff} = \left(\frac{3\pi}{32}\frac{1}{G\rho_0}\right)^{1/2}$$

Ex: En supposant $\varrho_0=3\text{x}10^{-17}$ g/cm^3, montrer que $t_{\rm ff}=3.8\text{x}10^5$ ans.

La fragmentation des nuages moléculaires

Masse de Jeans:

$$M_{\rm J} = \left(\frac{5kT}{G\mu m_{\rm H}}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2}$$

Dans la phase isotherme de l'effondrement:

$$T = \text{cte} \qquad M_{\rm J} \propto \rho^{-1/2}$$

=> Il y a fragmentation.

Dans une phase adiabatique:

$$T = K\rho^{\gamma-1} \qquad M_{\rm J} \propto \rho^{(3\gamma-4)/2}$$

$$\gamma = 5/3 \longrightarrow M_{\rm J} \propto \rho^{1/2}$$

=> La fragmentation s'arrête.

La fragmentation des nuages moléculaires

On cherche à estimer la masse minimale de fragmentation:

L'énergie gravitationnelle libérée est:

$$\Delta E_{\rm g} \approx \frac{3}{10}\frac{GM_{\rm J}^2}{R_{\rm J}}$$

D'où la luminosité:

$$L_{\rm ff} \approx \frac{\Delta E_{\rm g}}{t_{\rm ff}} \sim G^{3/2}\left(\frac{M_{\rm J}}{R_{\rm J}}\right)^{5/2}$$

Cette luminosité doit être transportée par radiation pour que la fragmentation continue. (On suppose un facteur d'efficacité 0<e<1)

$$L_{\rm rad} = 4\pi R^2 e\sigma T^4$$

On calcule la masse de Jeans critique telle que:

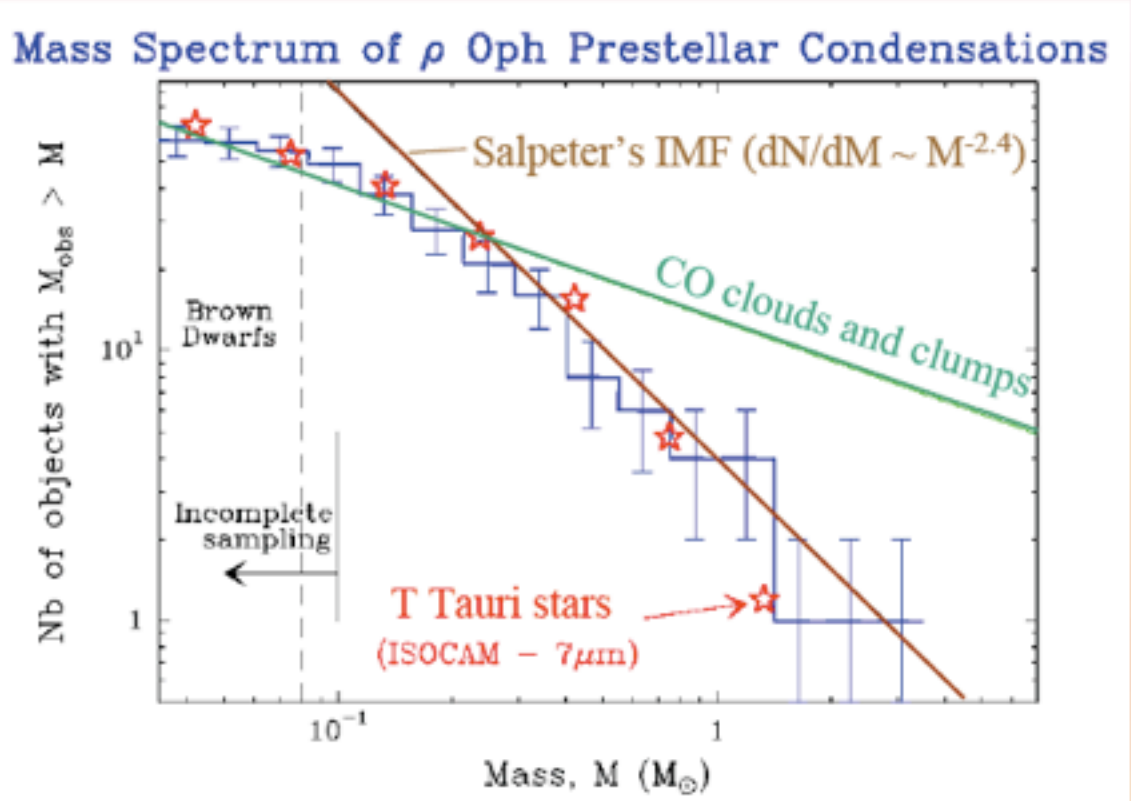
$$L_{\rm ff} = L_{\rm rad} \qquad M_{\rm J}^{5/2} = \frac{4\pi}{G^{3/2}} R_{\rm J}^{9/2} e\sigma T^4$$

D'où:

$$M_{\rm Jmin} = 0.03\left(\frac{T^{1/4}}{e^{1/2}\mu^{9/4}}\right)$$

A.N.: Pour μ~1, e~0.1 et T~1000K, MJmin~0.5 $M_\odot$

La distribution de masse des condensations pré-stellaires est compatible avec l'«IMF» des étoiles



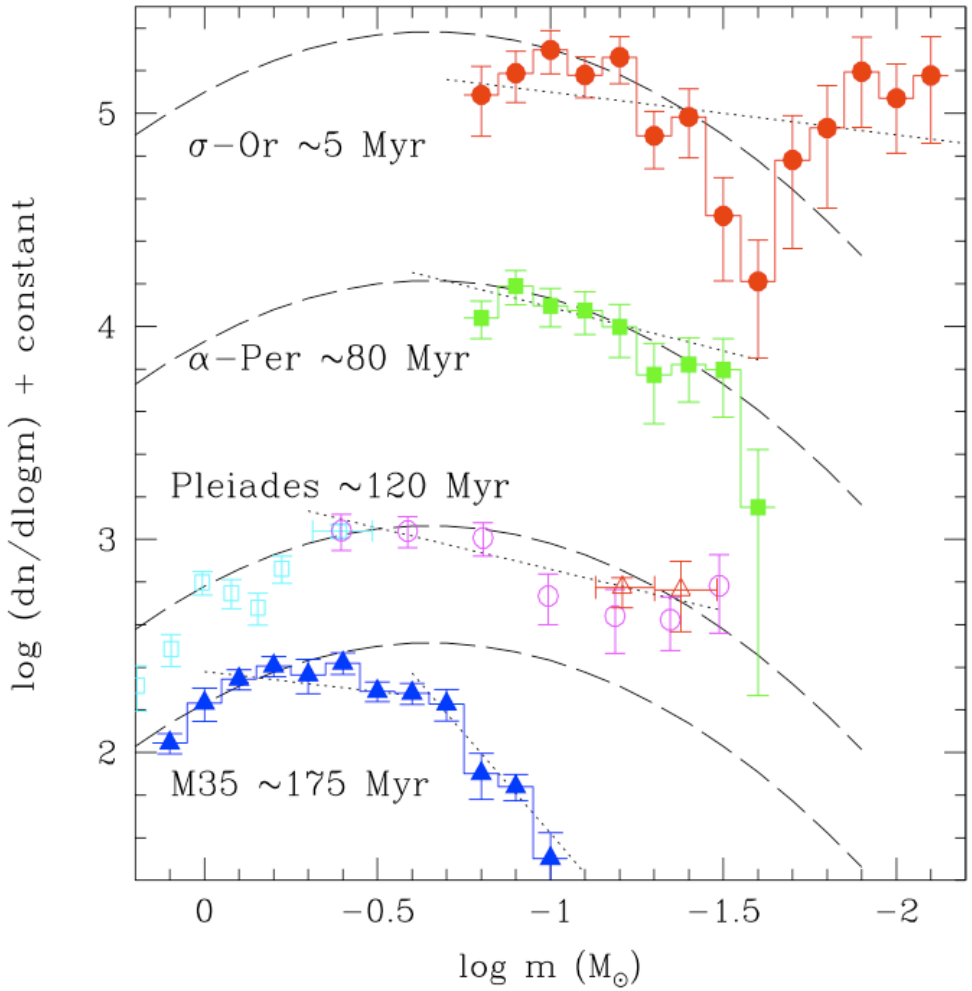
Motte, André, Neri 1998 + Bontemps et al. 2001

Voir aussi Testi & Sargent 1998, Johnstone et al. 2000 et Motte et al. 2001

➜ Suggère que l'IMF est en grande partie déterminée par fragmentation au stade pré-stellaire + conversion masse pré-stellaire -> stellaire élevée

A confirmer et étendre vers les petites/grandes masses avec ALMA et Herschel

La fragmentation des nuages moléculaires

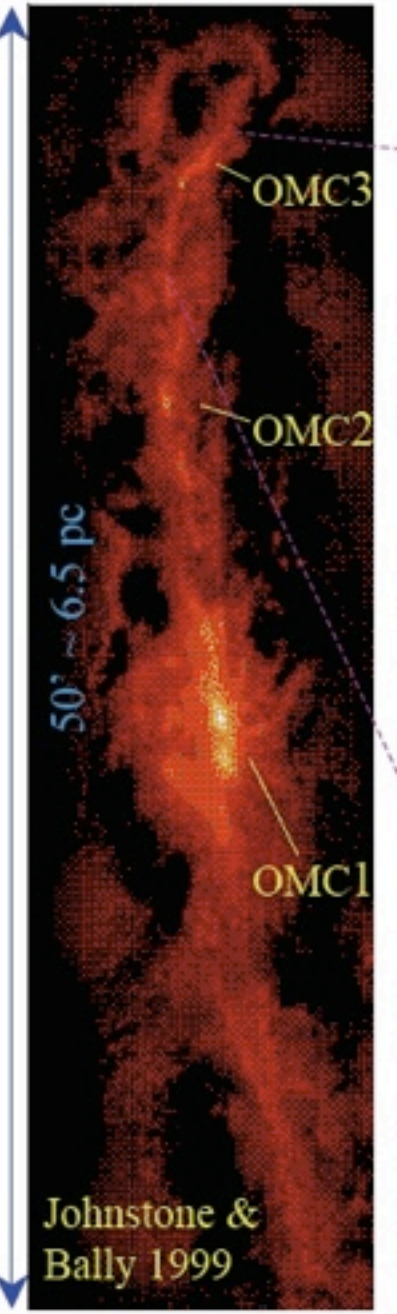


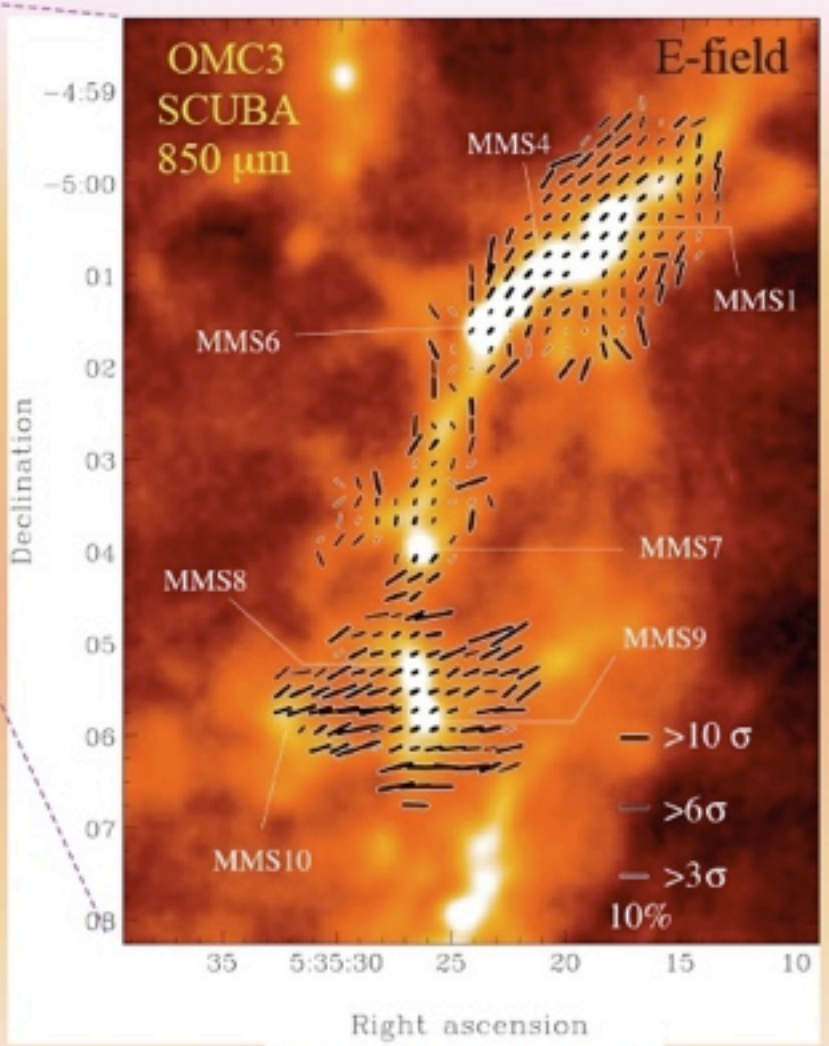
=> vers une distribution log-normale des masses dans le domaine des naines brunes. (figure d'après Chabrier 2003)

Le problème du support des nuages moléculaires

- La masse de gaz de densité >10^3 cm^{-3} dans la Galaxie:
  - ~10^9 $M_\odot$
- Temps de chute libre:
  - ~2x10^6 ans
- Il en résulte un taux de formation d'étoiles:
  - ~500 $M_\odot$/an! Plus de ~100 fois le taux observé
- Conclusion: le gaz ne s'effondre pas en un temps de chute libre
- Quelle est la nature du support? 2 Hypothèses proposées:
  - Le champ magnétique
  - La turbulence

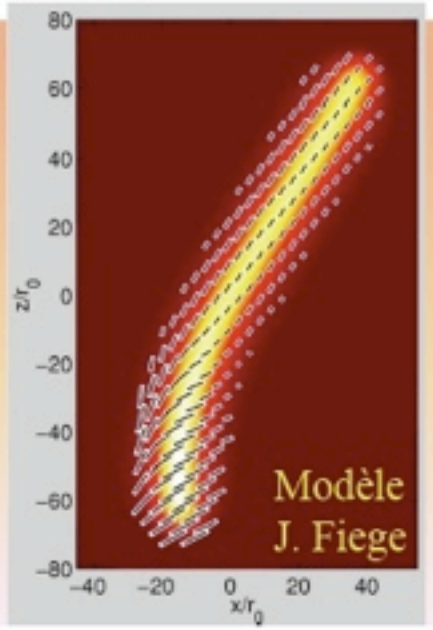
L'exemple des filaments d'Orion : un champ magnétique hélicoidal ?





Matthews et al. 2001

- Filaments avec un champ magnétique très organisé d'après les cartes de polarisation à 850 μm (*Matthews et al. 2001, 2002)*
- Dépolarisation vers le centre
- Peut s'expliquer avec un modèle de filament confiné par un champ B hélicoidal (*Fiege & Pudritz 2001)*

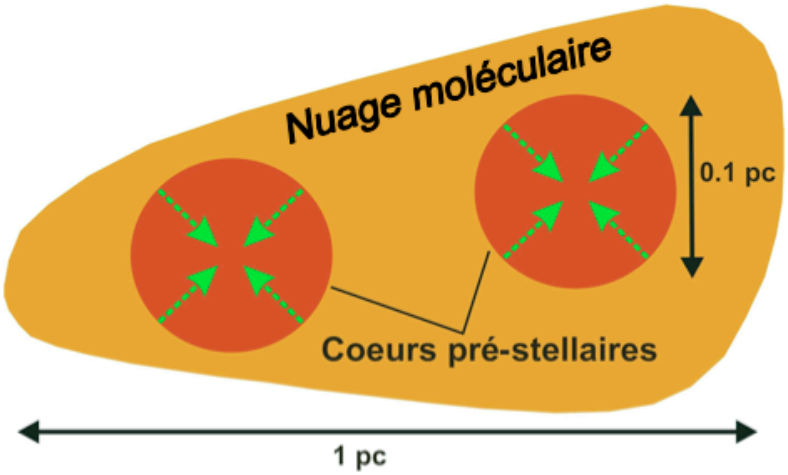


Scénario pour la formation des étoiles de type solaire

(modifié à partir de Shu et al. 1987 ARA&A - cf. Protostars & Planets IV)

A) Phase Pré-Stellaire (t ~ 10^6 ans)

Fragmentation et effondrement

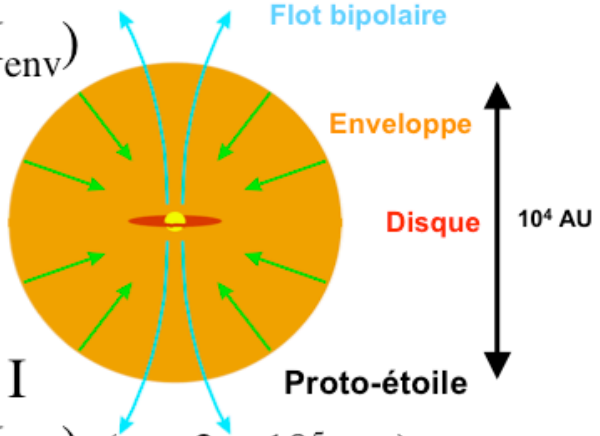


B) Phase Protostellaire (t ~ 10^5 ans)

Accrétion et éjection

Classe 0 (t ~ 3 x 10^4 ans)

($M_* < M_{env}$)

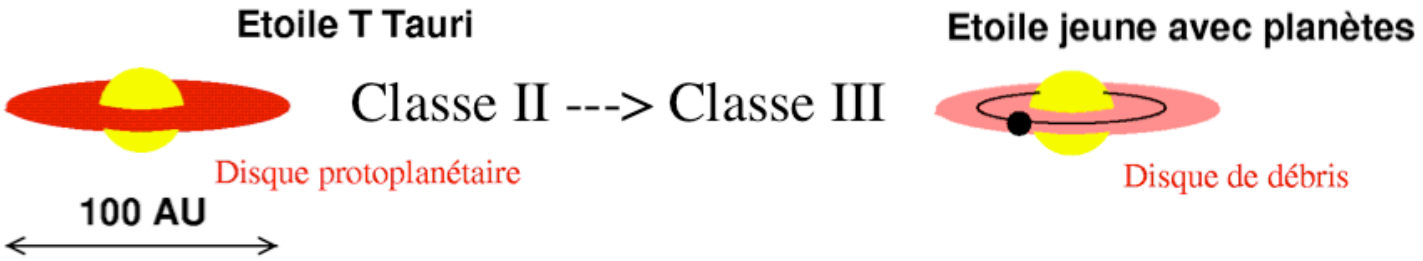


Classe I

($M_* > M_{env}$) (t ~ 2 x 10^5 ans)

C) Pré-Séquence Principale (t ~ 10^6-10^7 ans)

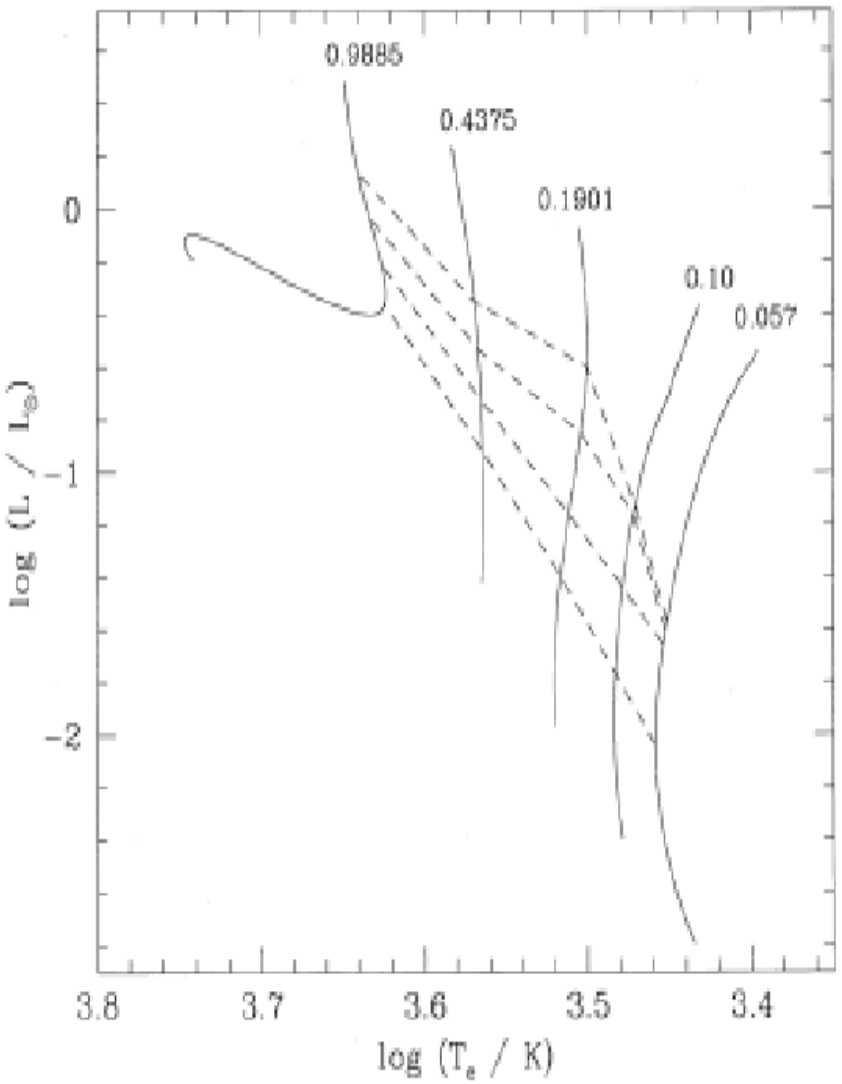
Contraction gravitationnelle



3. L'évolution pré-Séquence Principale

Les chemins évolutifs de Hayashi

- Avant l'amorçage des réactions de fusion de H
- L'étoile est entièrement convective
  - Structure homogène
- Le chemin d'évolution est dit « chemin de Hayashi » (d'après Hayashi (1961)
- La zone à droite du chemin de Hayashi dans un diagramme HR classique est une zone interdite à masse et composition donnée



Les chemins évolutifs de Hayashi

Etoile entièrement convective + ~GP => polytrope n~3/2

$$\Rightarrow \log P = cte - (n-3)\log R - (n-1)\log M + (1+n)\log T$$

Lien avec la condition limite atmosphérique ($T_0=T_{eff}$; $P_0=2/3\ g/\kappa$):

$$\kappa = \kappa_0 P^a T^b \Rightarrow P_0 = cte\left(\frac{M}{R^2} T_{eff}^{-b}\right)^{1/(a+1)}$$

$$\Rightarrow \log P_0 = cte - \frac{2}{a+1}\log R - \frac{1}{a+1}\log M - \frac{b}{a+1}\log T_{eff}$$

En utilisant la définition de la luminosité

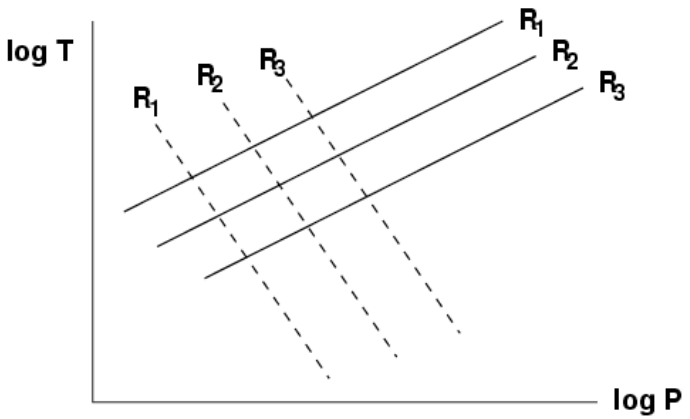
=> $\log R = cte + 1/2 \log L - 2\log T_{eff}$

Et en égalant les deux expressions P(T) pour P=P0 et T=Teff, on trouve:

$$\log T_{eff} = \tilde{A}\log L + \tilde{B}\log M + cte$$

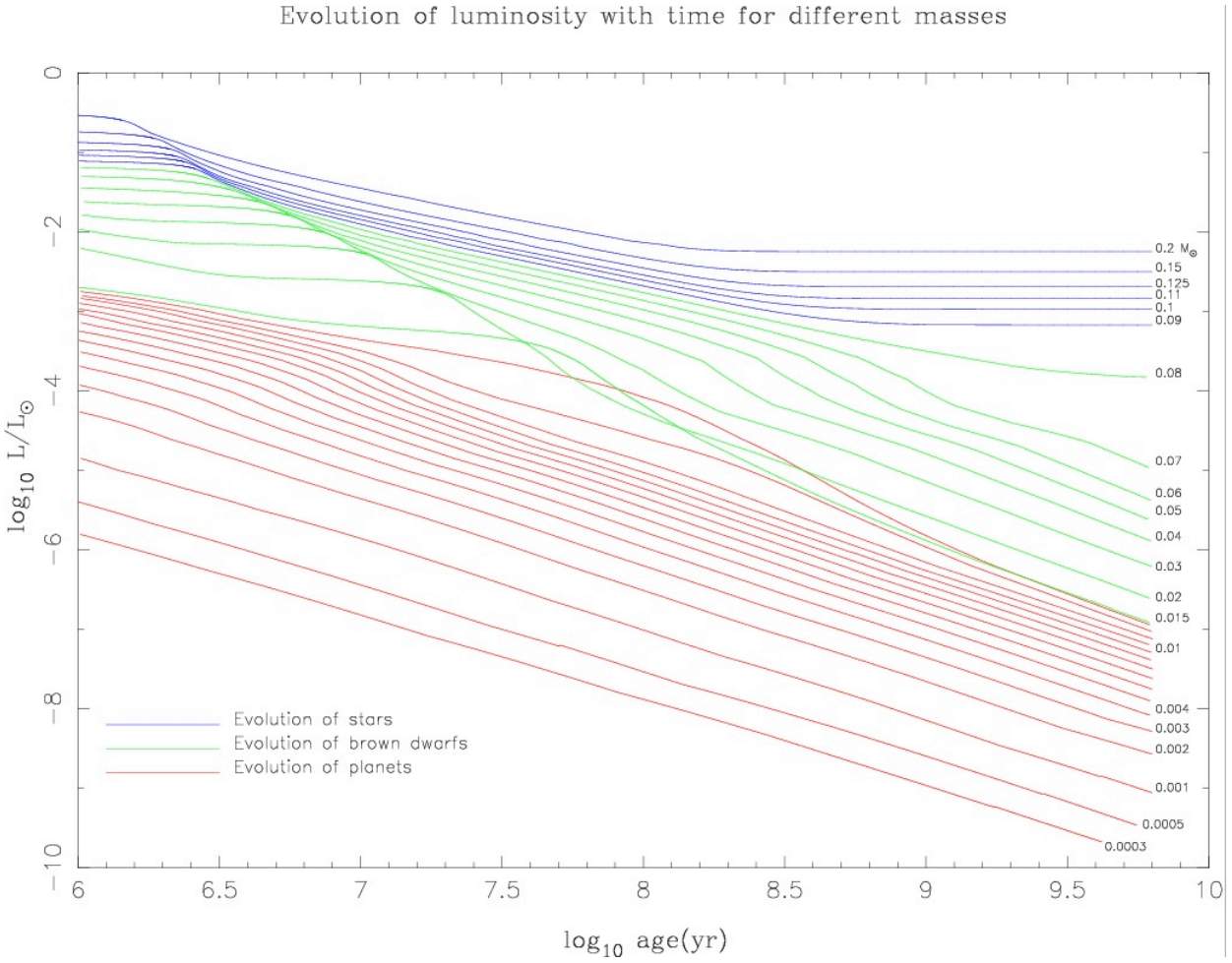
$$\tilde{A} = \frac{3/4\,a - 1/4}{(4+n)a + b + n}; \tilde{B} = \frac{1/2\,a + 3/2}{(4+n)a + b + n}$$

$$n \approx 3/2, a \approx 1, b \approx 3 \Rightarrow \tilde{A} \approx 0.05; \tilde{B} \approx 0.2$$



Les naines brunes

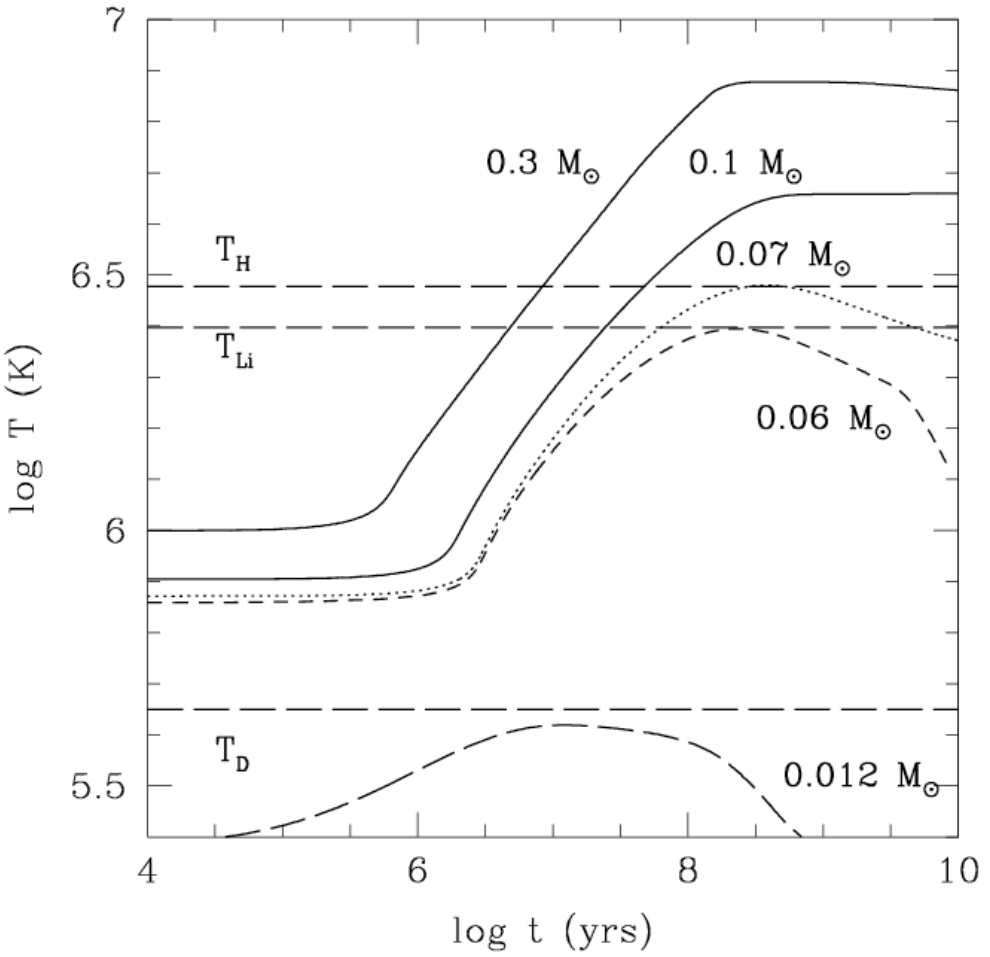
- Pas de séquence principale de fusion de l'hydrogène
- Evolution similaire à une PMS stellaire
- M< 0.075 $M_\odot$
- Noter la fusion du deutérium pour M>0.013 $M_\odot$



Burrows et al. 1997

Les naines brunes

- Pas de séquence principale de fusion de l'hydrogène
- Evolution similaire à une PMS stellaire
- M< 0.075 $M_\odot$
- Noter la fusion du deutérium pour M>0.013 $M_\odot$



Chabrier & Baraffe 2000

4. La Séquence Principale

La « ZAMS »

Lorsque la fusion de l'hydrogène apparaît:

$$\dot{\varepsilon} >> -T\frac{\partial S}{\partial t}$$

$$\tau_{nuc} >> \tau_{KH}$$

D'où les modèles de ZAMS (Zero Age Main Sequence)

- composition homogène
- pas d'évolution temporelle

$$R \propto M^{0.6} \quad M \leq \mathrm{M}_{\odot} \qquad L \propto M^{3.2} \quad M \leq 20\ \mathrm{M}_{\odot}$$

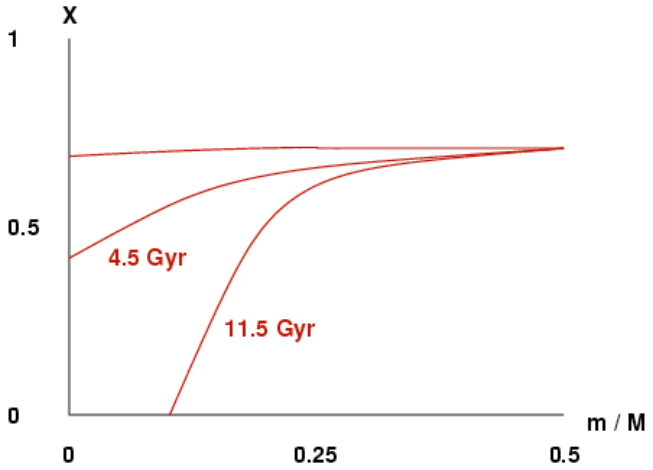
$$R \propto M^{0.8} \quad M \geq \mathrm{M}_{\odot} \qquad L \propto M \quad M \geq 20\ \mathrm{M}_{\odot}$$

Note importante:

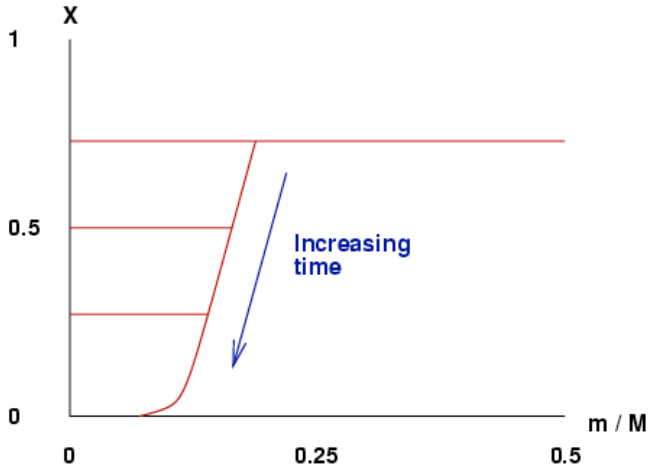
- Pour M<1.2 $M_{\odot}$: CNO<PP => coeur radiatif
- Pour M>1.2 $M_{\odot}$: CNO>PP => coeur convectif

Evolution chimique & chemin évolutif

- Conséquence de la fusion de l'hydrogène: le coeur central devient plus dense



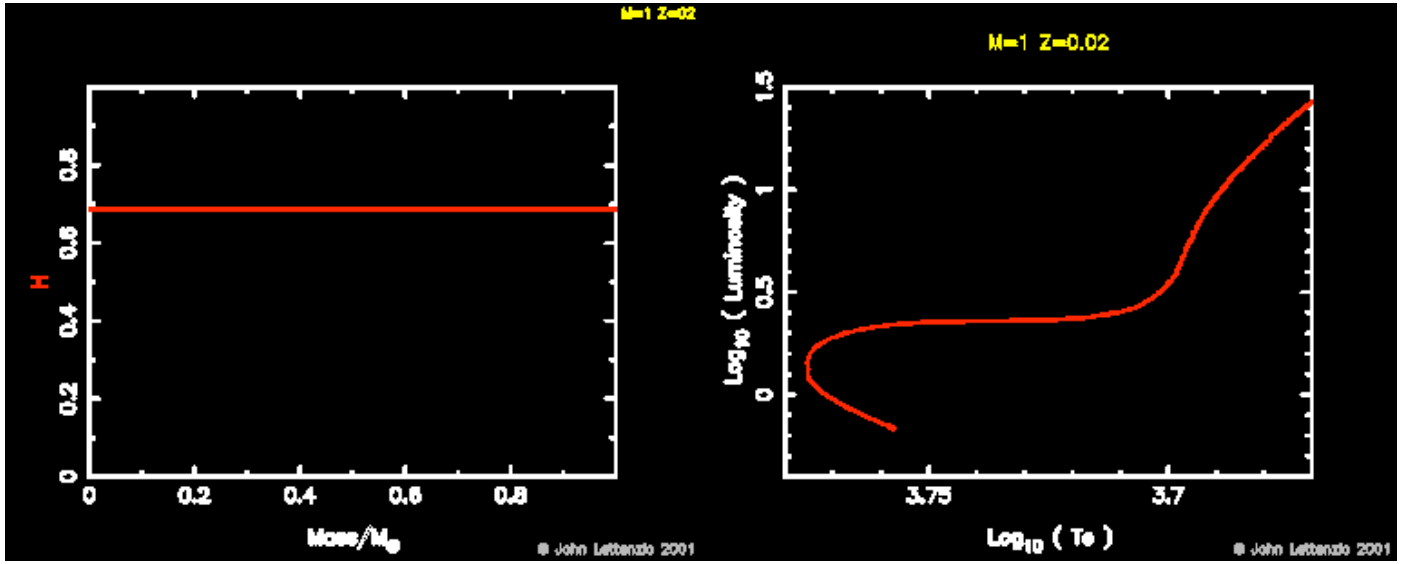
étoile de masse solaire



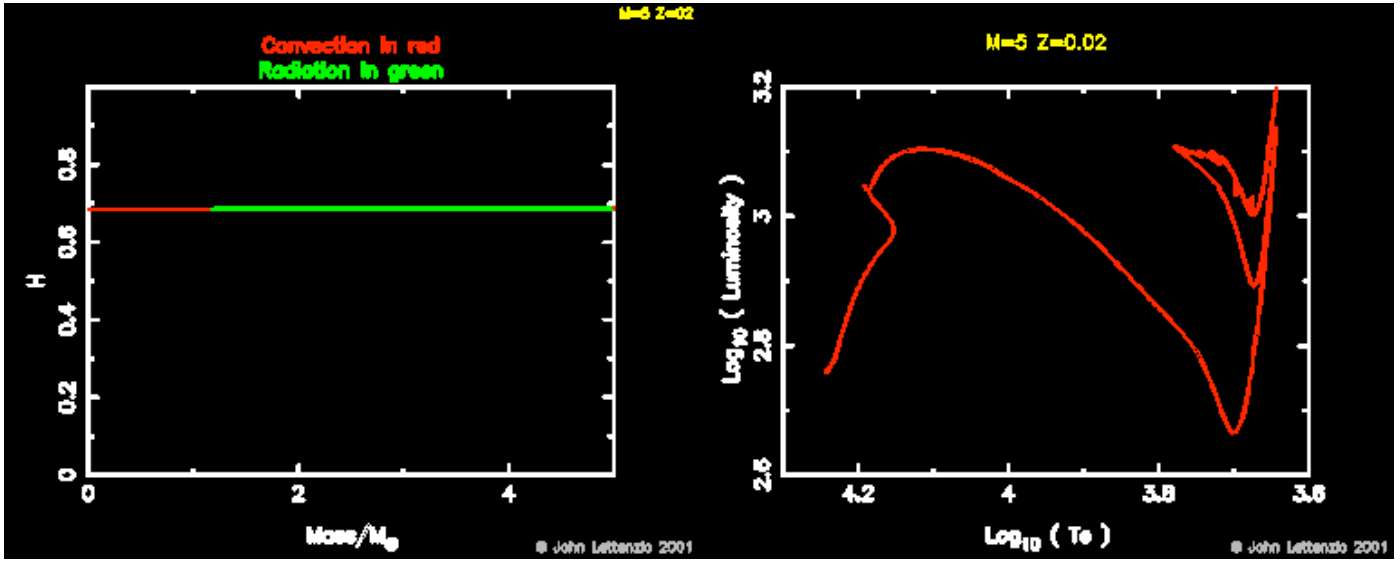
étoile de plusieurs masses solaires

Evolution chimique & chemin évolutif

$1M_\odot$

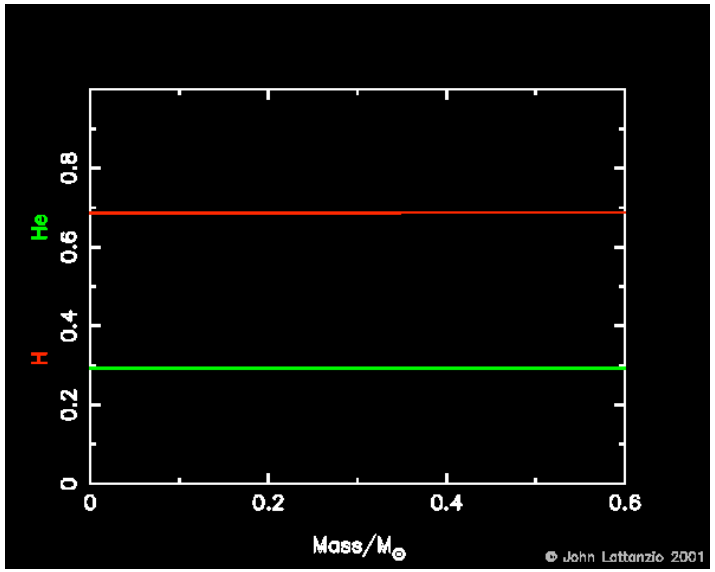


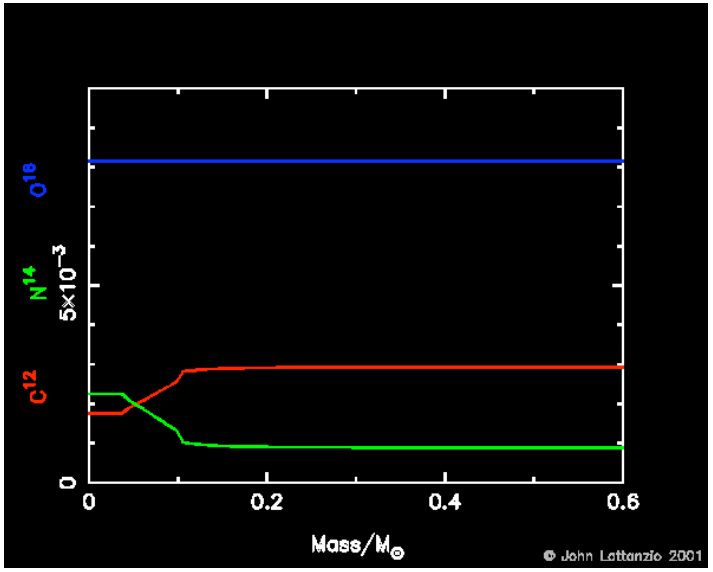
$5M_\odot$



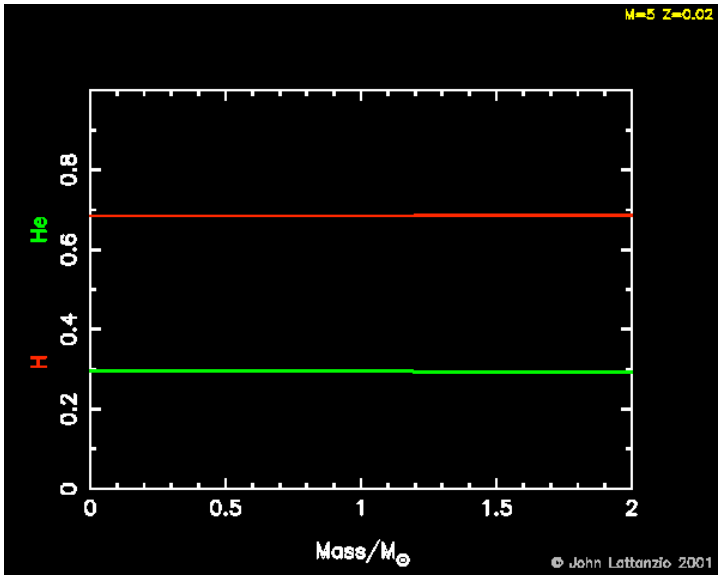
Evolution chimique & chemin évolutif

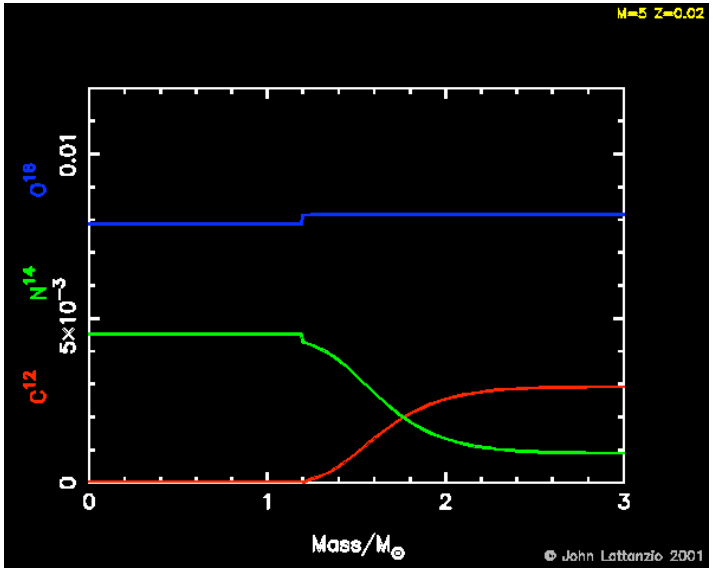
$1M_\odot$



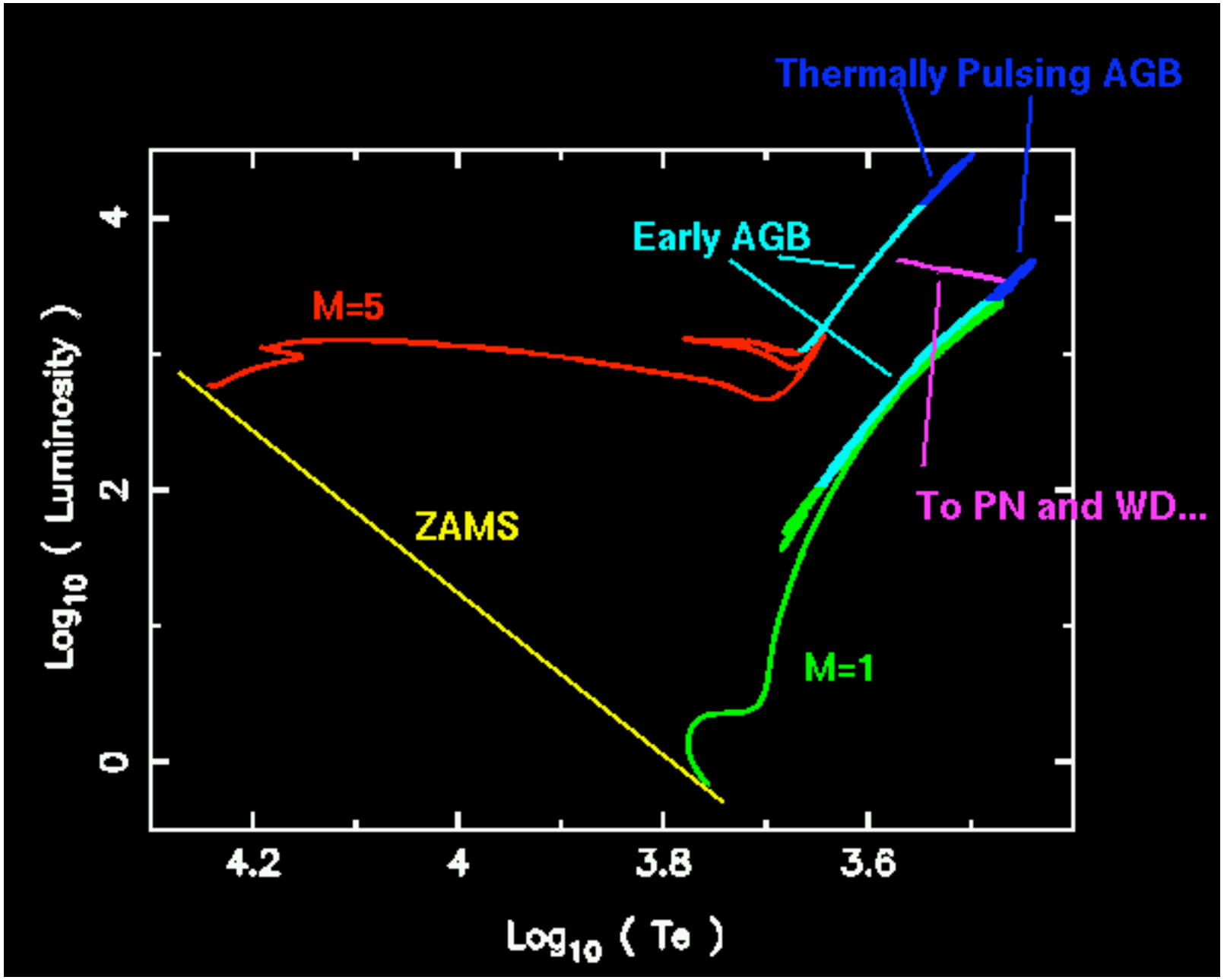


$5M_\odot$





5. L'évolution post-Séquence Principale


Thermally Pulsing AGB
Early AGB
M=5
ZAMS
To PN and WD...
M=1
Log10 (Luminosity)
4
2
0
4.2
4
3.8
3.6
Log10 (Te)

Les étoiles massives

- **H brûle en couches**
  - Coeur d'He isotherme
  - Equilibre coeur isotherme/enveloppe radiative => limite de Schoenberg-Chandrasekhar
  - Contraction du coeur d'He
    - Expansion de l'enveloppe
    - réactions He->C au centre
- **He brûle en couches**
  - L↗ => étoile convective
    - Ascension du diagramme HR le long du chemin de Hayashi

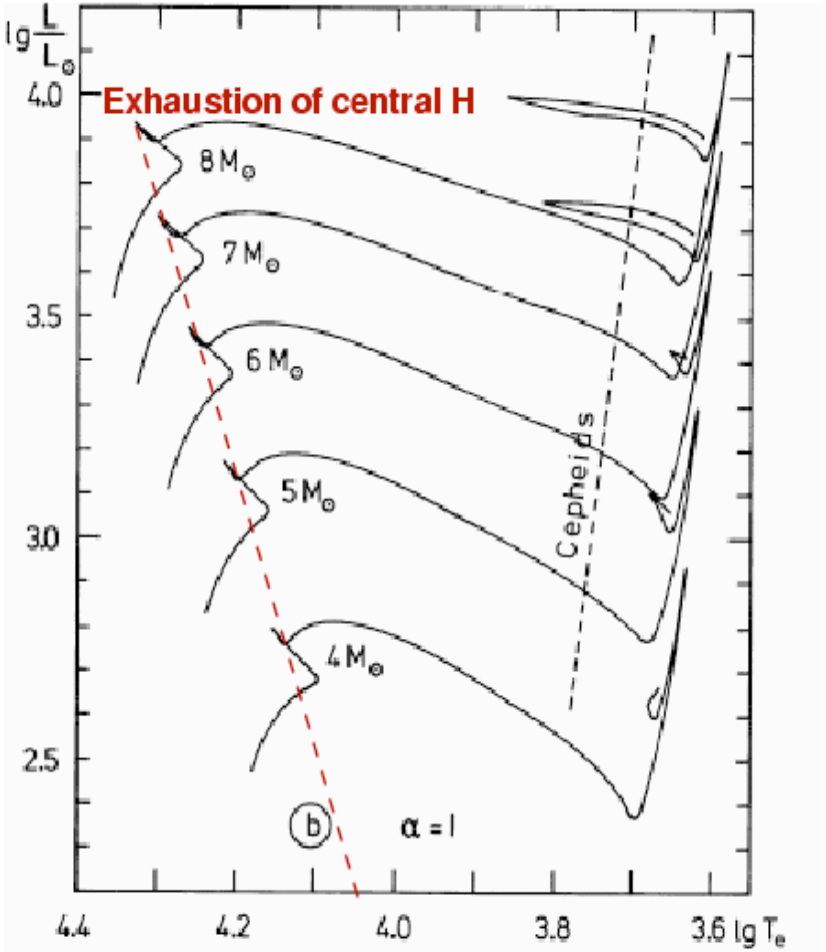
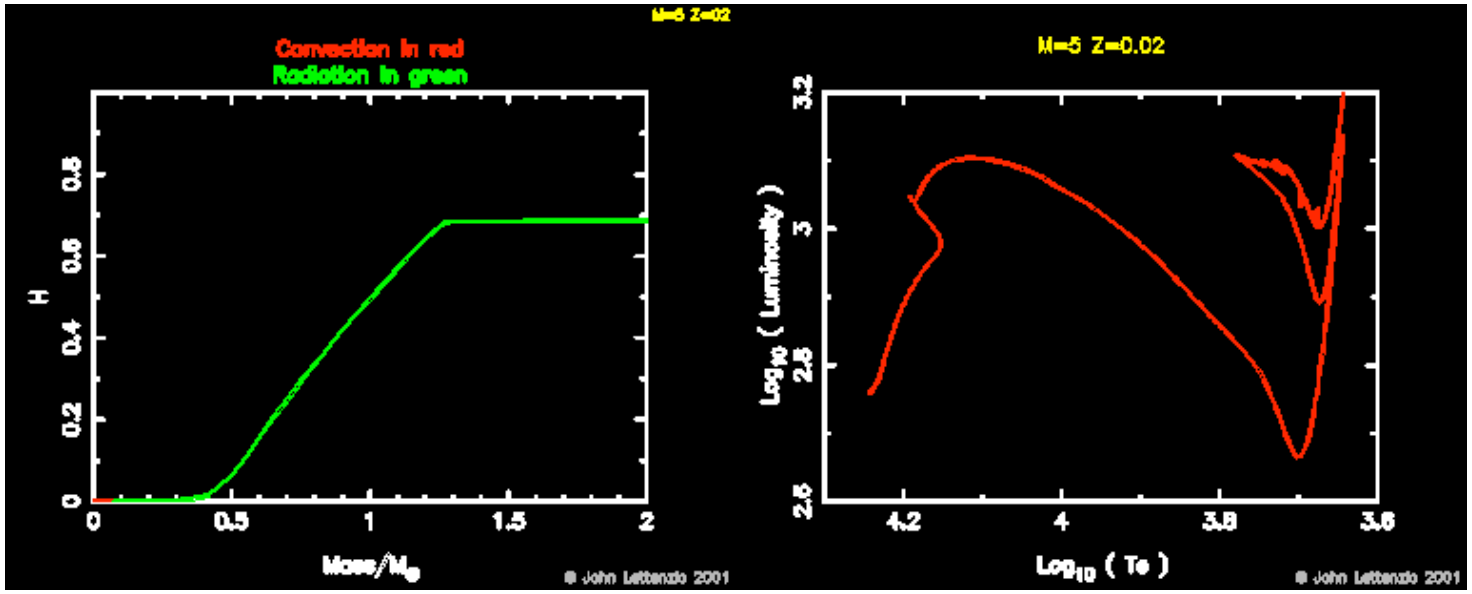
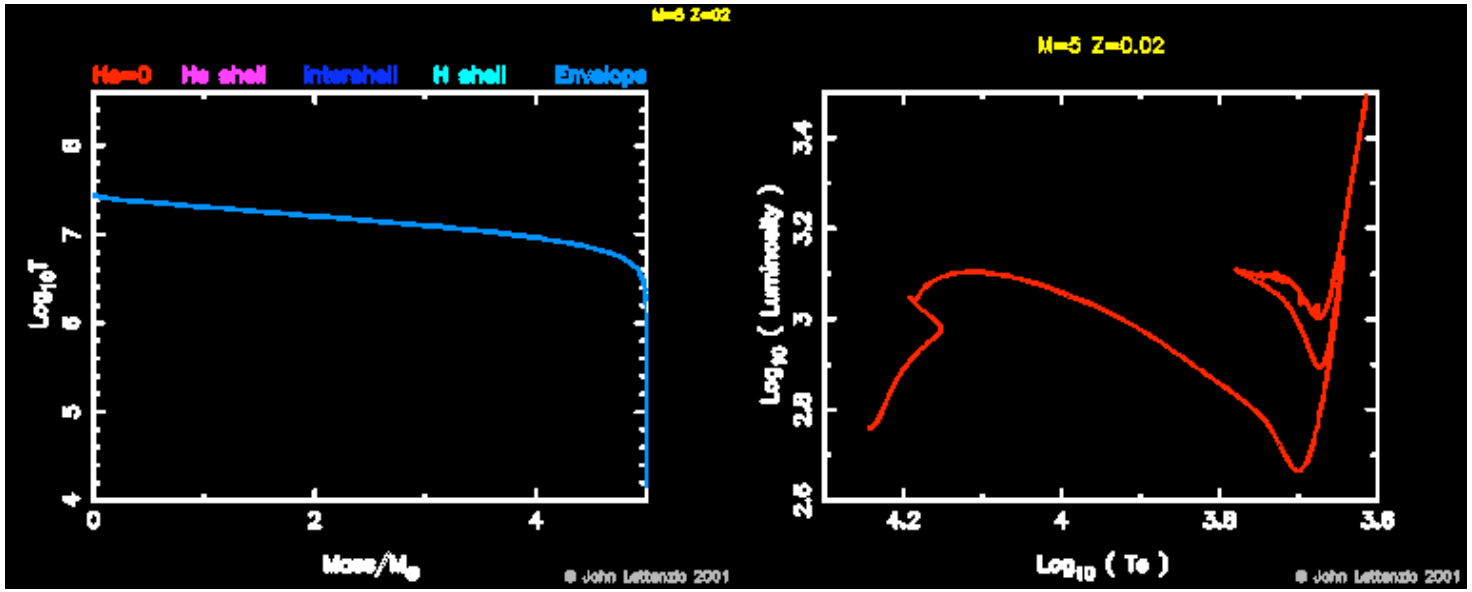


Fig. 4a and b. Evolutionary tracks through central He-burning; **a** without overshooting, **b** with overshooting ($\alpha = 1$) from the convective core during H-burning

Les étoiles massives





Les étoiles de faible masse (<2.3 $M_\odot$)

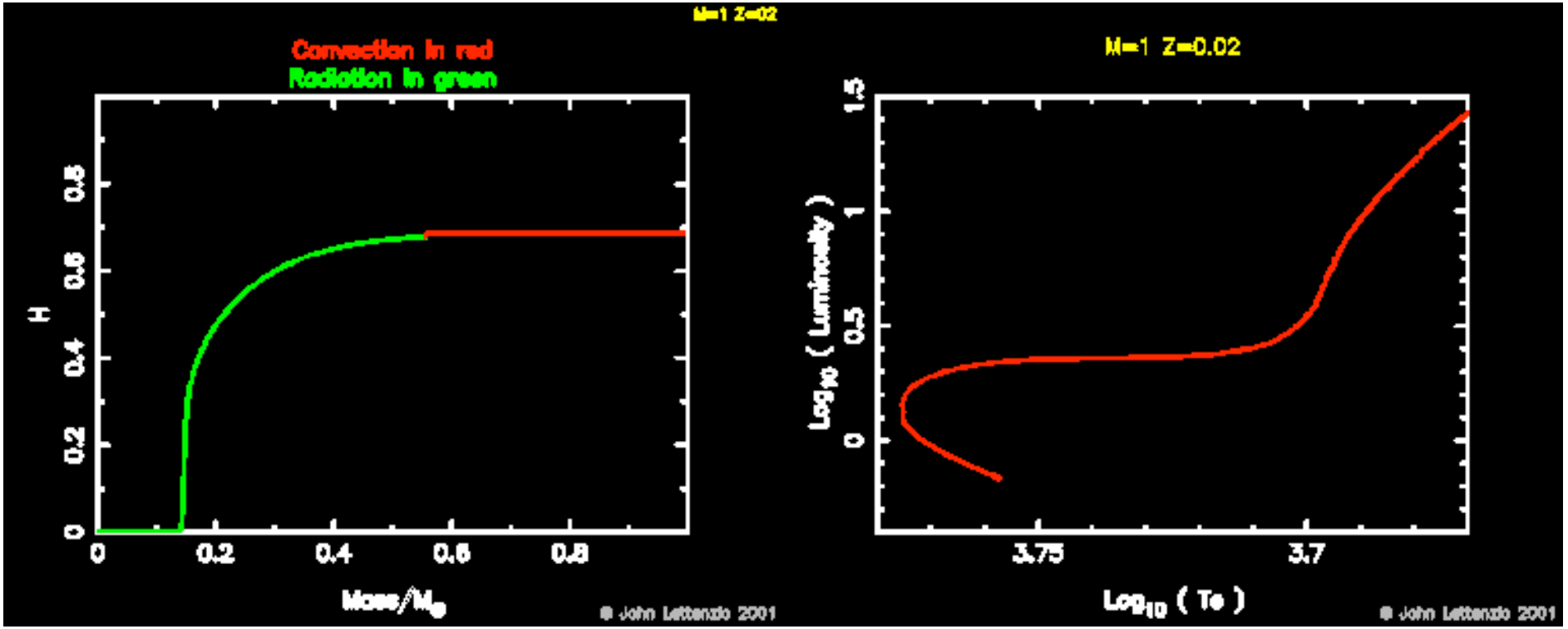
- SP: Coeur convectif absent ou petit
- Electrons dégénérés au centre
- Séquence principale proche du chemin de Hayashi

1. **H brûle en couches => coeur d'He isotherme**
2. **Contraction du coeur T_c ↗, M_c ↗ => ∇_T(enveloppe) ↗ => L'enveloppe devient convective**
3. **Ascension de la branche des géantes**
4. **Quand la zone convective atteint la couche de fusion**
   - Premier dragage convectif
   - μ↘, L↘ (temporaire)
5. **Flash(s) de l'hélium: M_c~0.45$M_\odot$, T_c~10^8 K**
   - Dégénérescence => T_c ↗, ρ_c~cte
   - Emballement thermique:
   - L~$10^{11}L_\odot$!!! pour quelques secondes

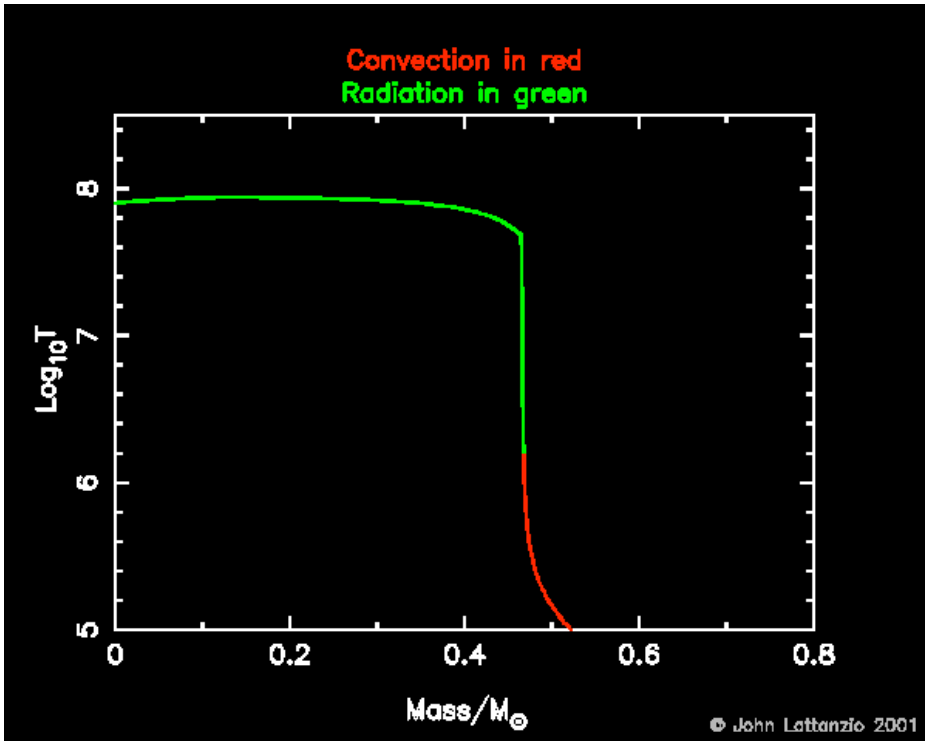
$$\rho C_P \frac{dT}{dt} \cong \rho\varepsilon - K\frac{T}{R_c^2} > 0$$

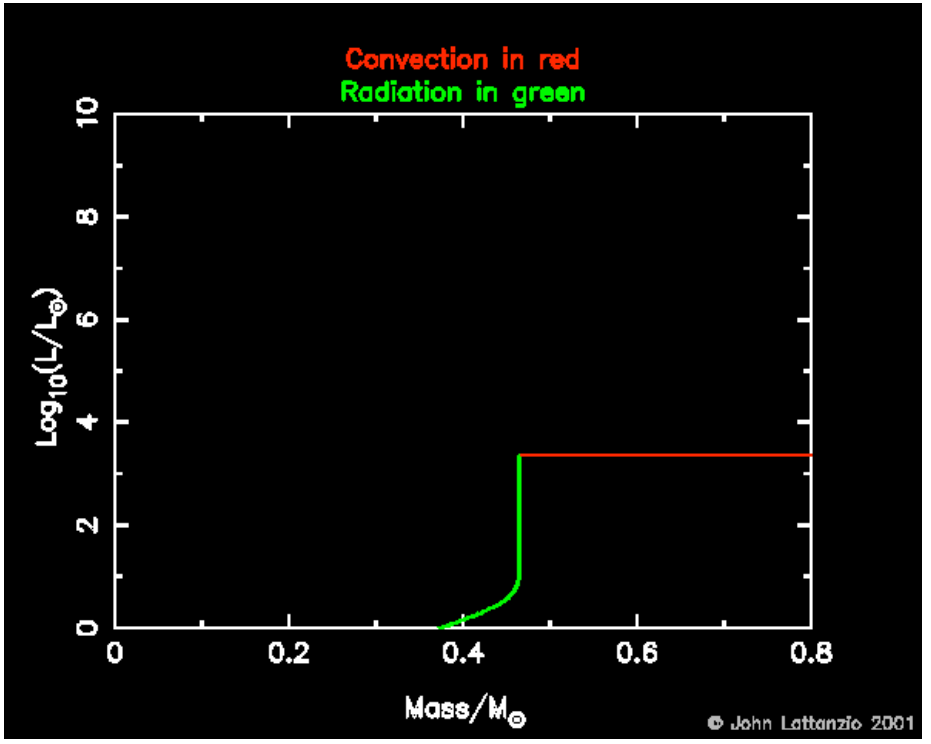
6. **Branche asymptotique des géantes**
7. **Pulses thermiques**
   - => NAINE BLANCHE

Les étoiles de faible masse: le premier dragage

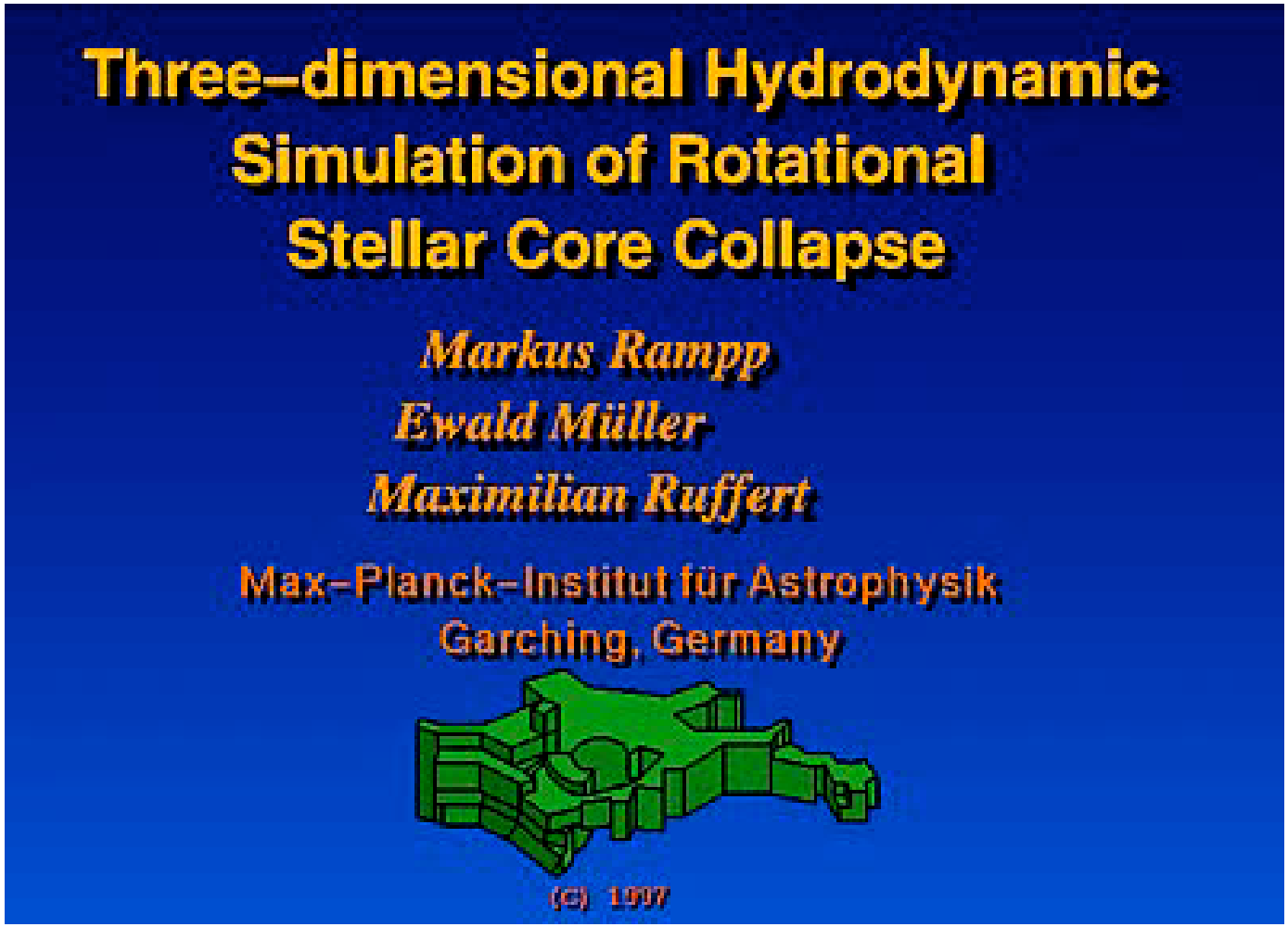


Les étoiles de faible masse: le flash de l'hélium



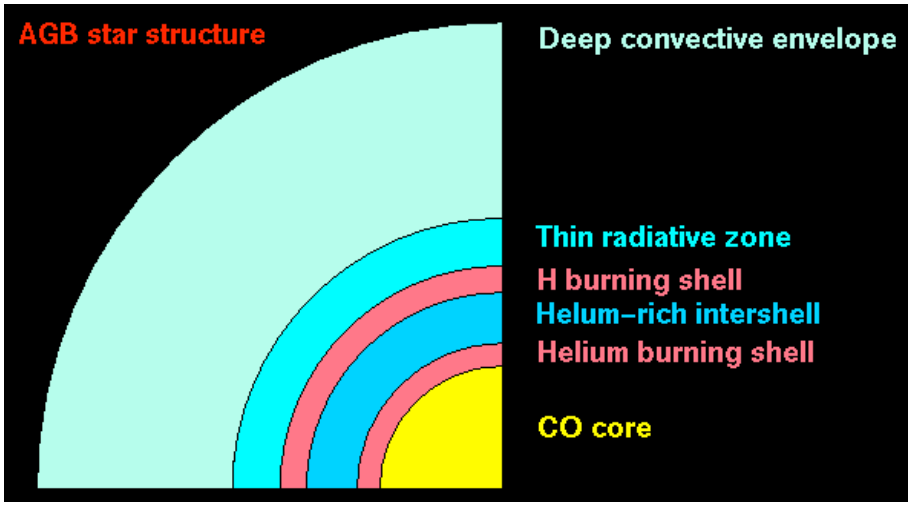


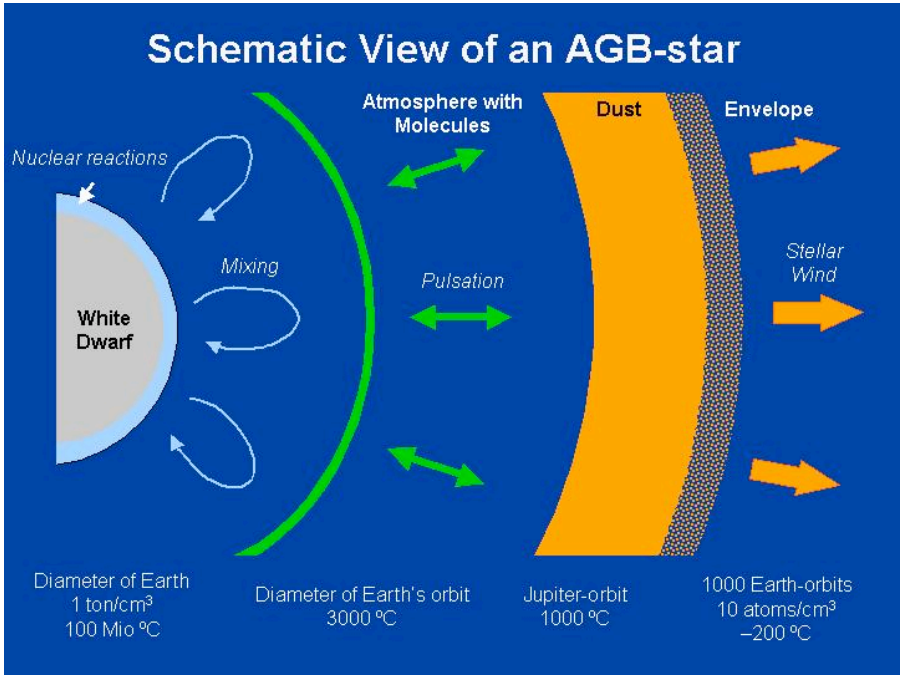
Les étoiles de faible masse: l'effondrement du coeur



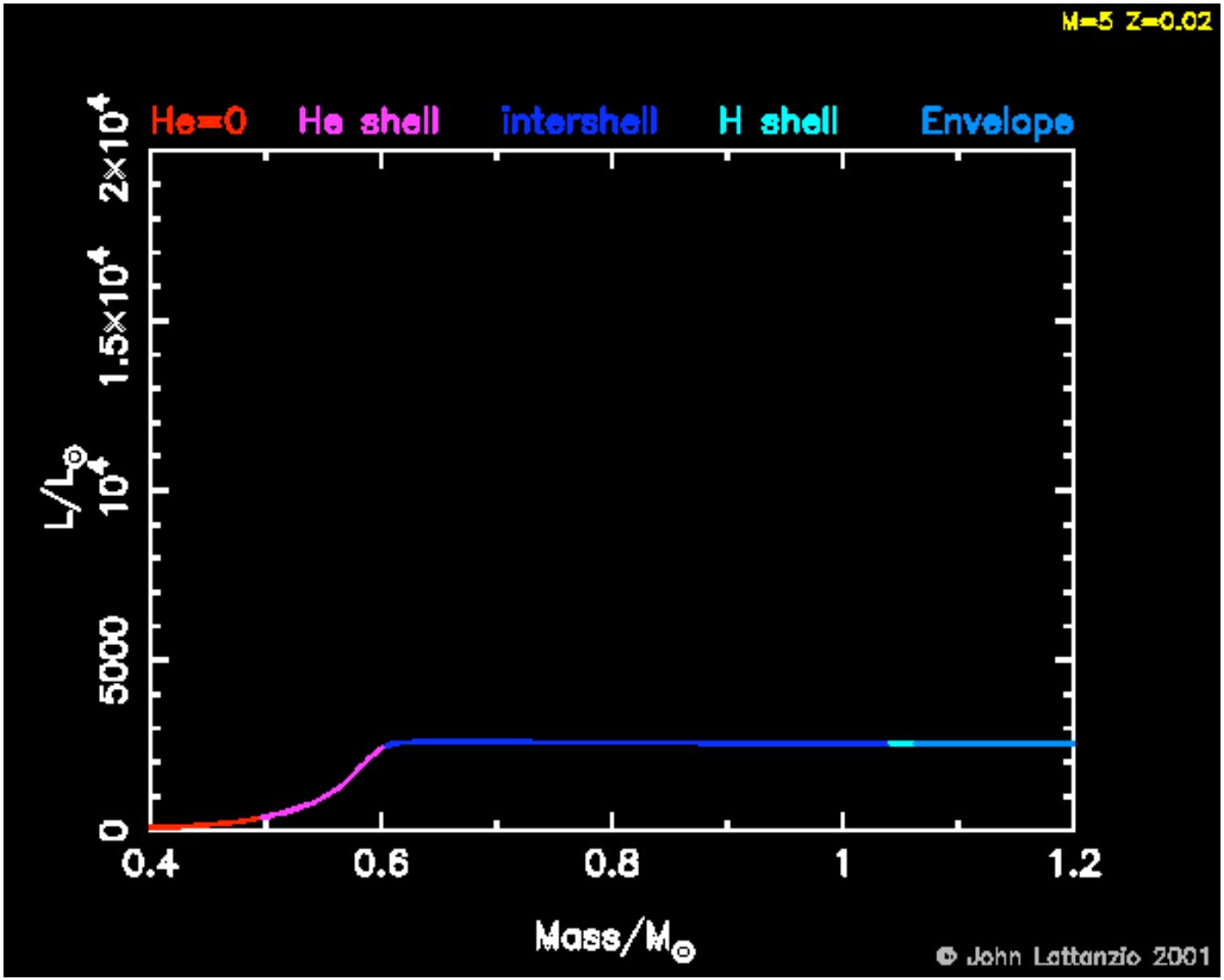
La phase AGB

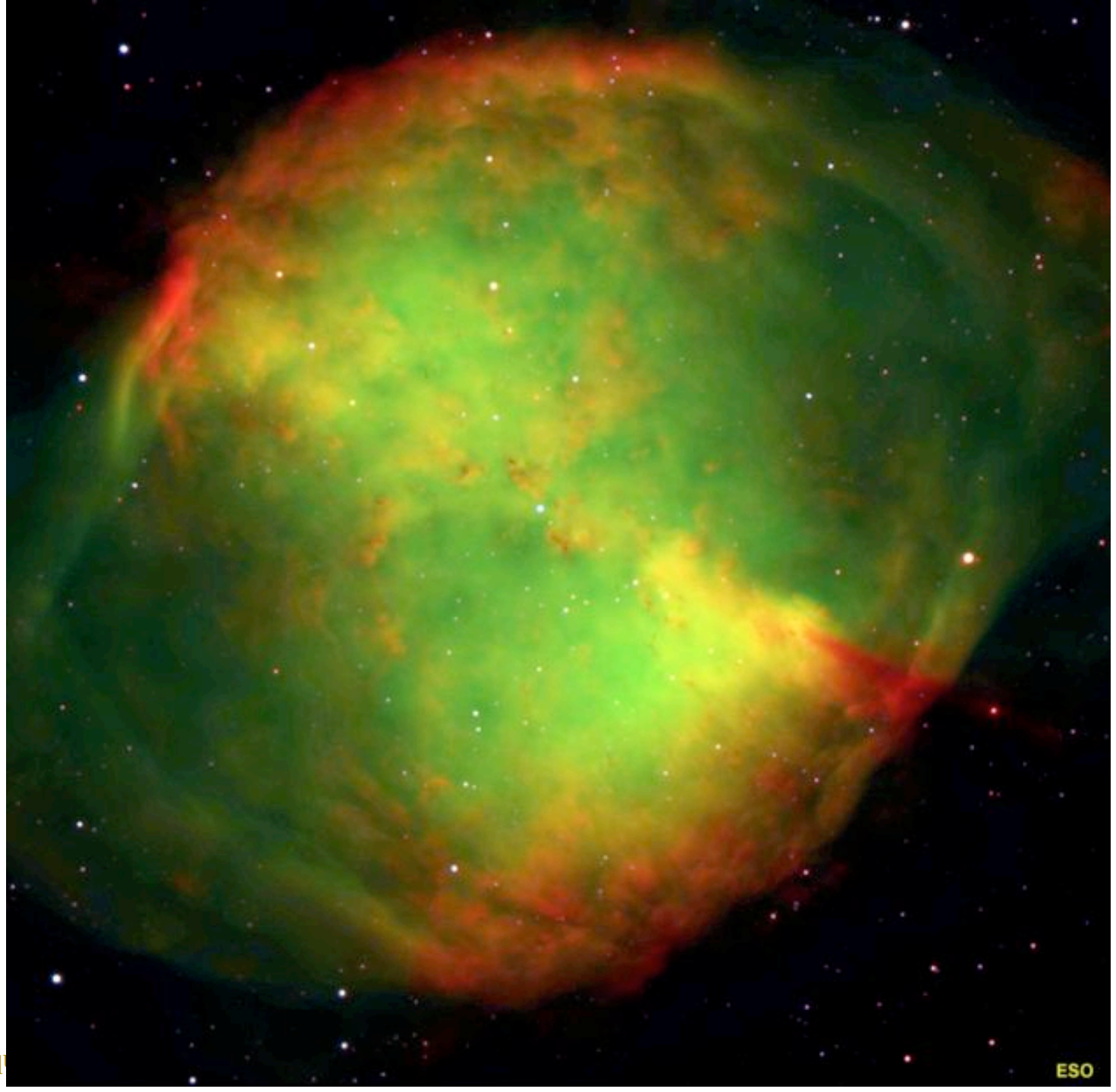
- **Arrivée sur l'AGB:**
  - après un second dragage convectif (« dredge-up ») ($M>4M_{\odot}$)
  - après le flash de l'hélium & la branche horizontale ($M<4M_{\odot}$)
- **He brûle en couche; haute luminosité => expansion de l'enveloppe**
- **Deux couches de fusion de H et He deviennent très proches**
  - Situation instables
  - Pulses thermiques
  - La luminosité de fusion de l'hélium peut atteindre qqs 10^5 $L_{\odot}$
- **La perte de masse devient importante**





La phase AGB

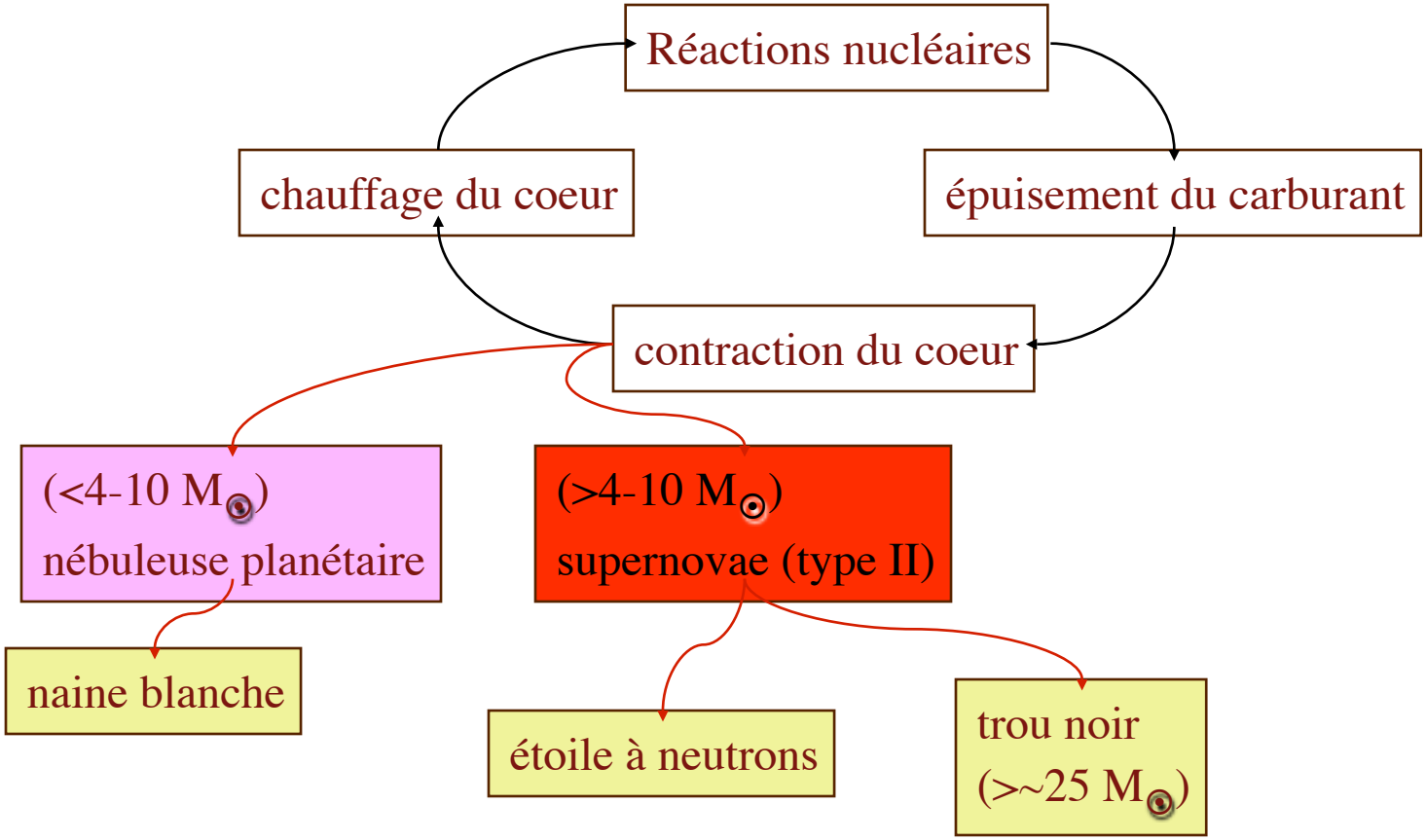

M=5 Z=0.02
He=0
He shell
intershell
H shell
Envelope
2×10⁴
1.5×10⁴
10⁴
5000
0
L/L⊙
0.4
0.6
0.8
1
1.2
Mass/M⊙
© John Lattanzio 2001


ESO

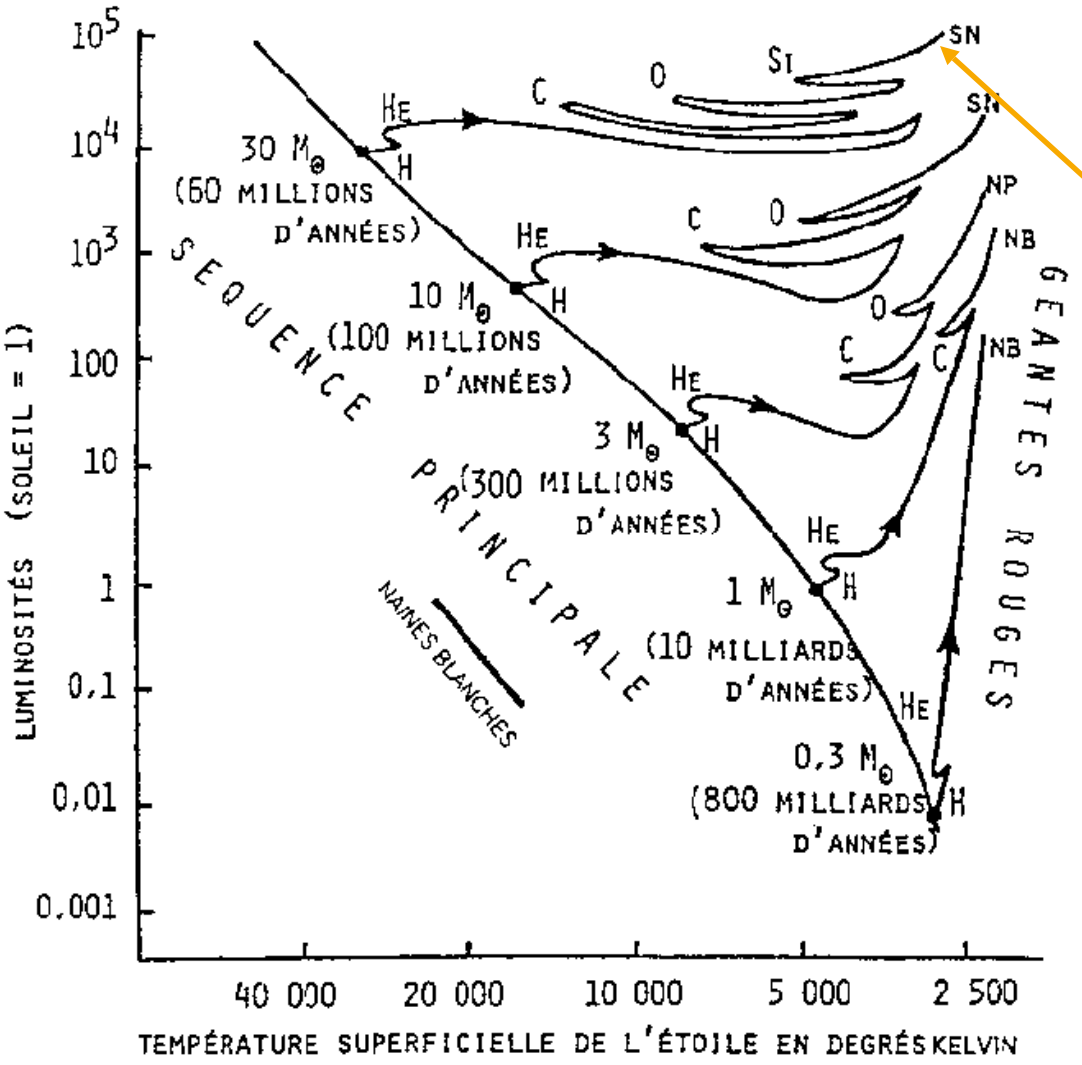

CREIDT: NASA / STScI

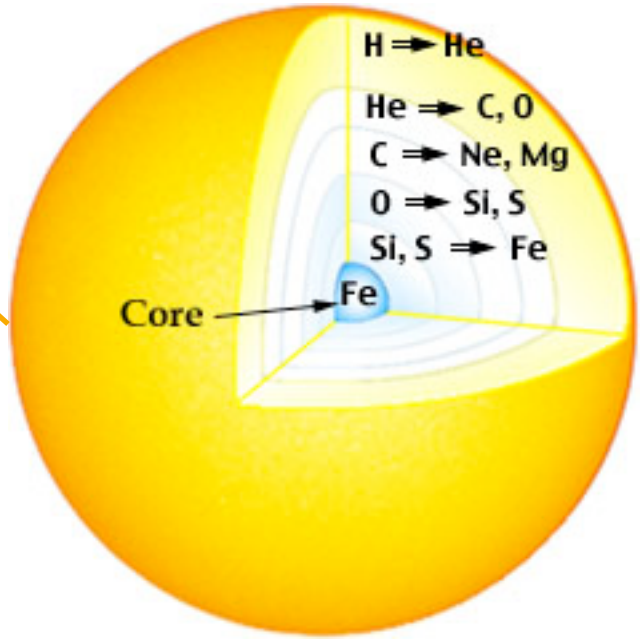
6. Les phases ultimes

Phases ultimes

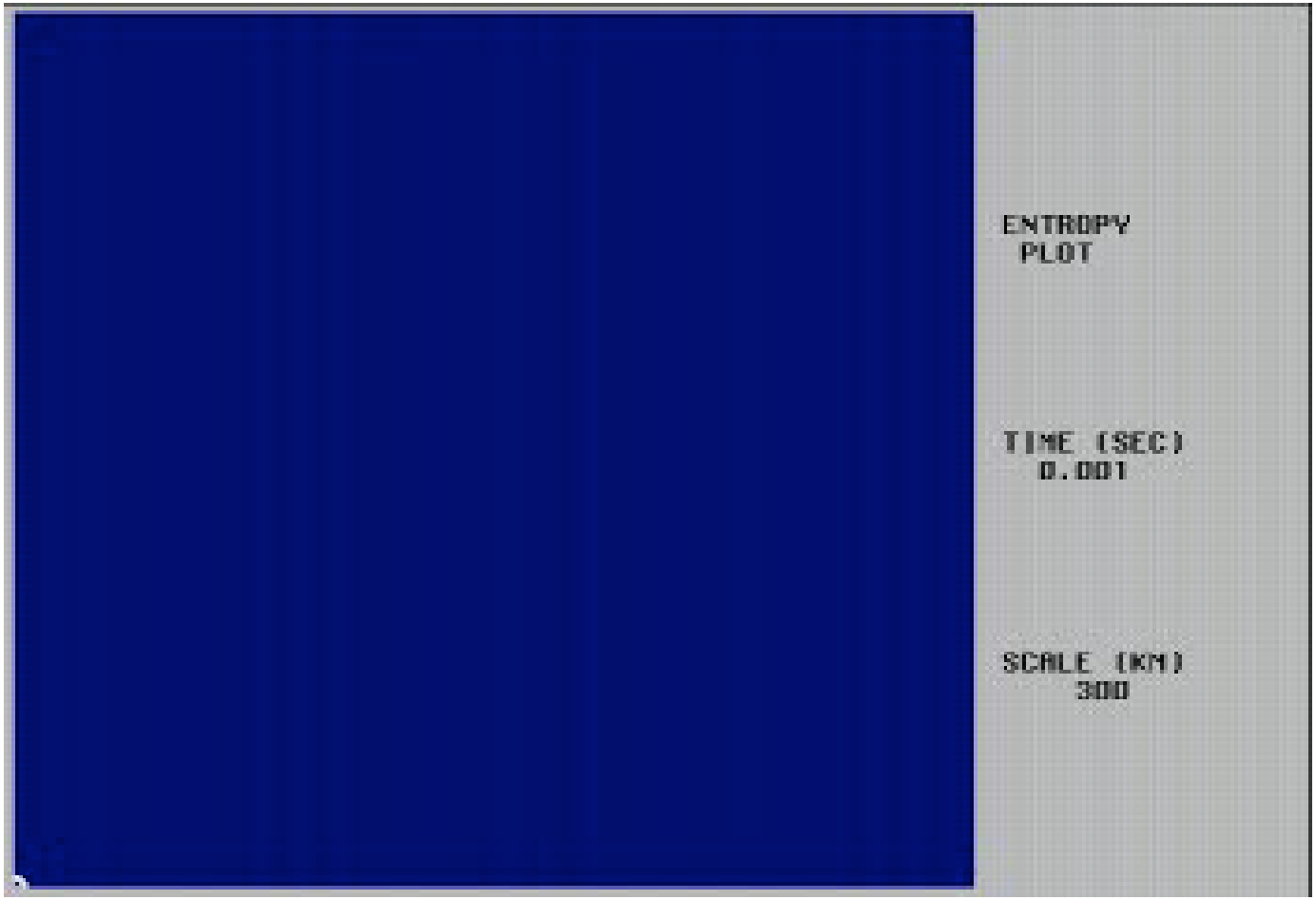


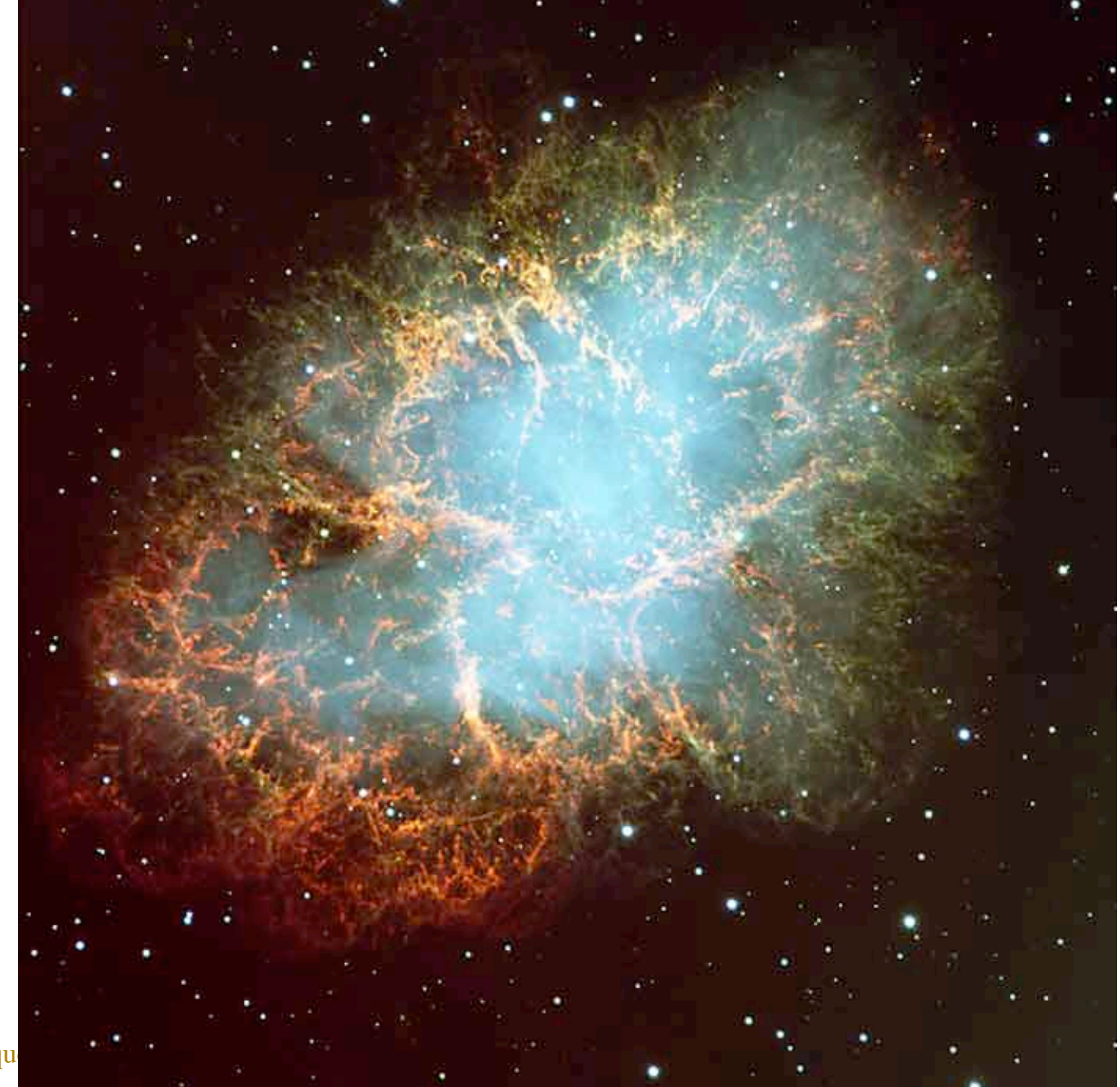
Phases ultimes





Supernovae de type II: une simulation





Références

- Quelques unes des animations ont été empruntées à
  - http://www.cantanout.com/
- Voir aussi
  - Hansen, Kawaler, Trimble « Stellar Interiors » (1994, 2004)
  - Kippenhahn, Weigert « Stellar evolution » (1992)
  - Carroll, Ostlie “An introduction to modern astrophysics” (2004)