INTRODUCTION à L'ASTROPHYSIQUE

Cours d'option de Licence Magistere Interuniversitaire de Physique.

2006–2007

Steven Balbus

4ème Cours 22 nov 2006: LA STRUCTURE DES ÉTOILES.

LA STRUCTURE D'UNE ÉTOILE TYPIQUE: LE SOLEIL

Le théorème du viriel nous fournit une méthode pour estimer la température d'une étoile. Soit $\bar{T}$ la température moyenne. Puisque $E_{therm} = -0.5$ EP,

$$\frac{3}{2}Nk\bar{T} \simeq \frac{1}{2}\frac{GM^2}{R}$$

où N est le nombre total de particules dans l'étoile. Donc

$$\bar{T} \simeq \frac{1}{3k}\frac{GM\mu}{R},$$

où μ est la masse moyenne par particule ($\sim 1.3m_p$). En utilisant les valeurs pour le soleil, on trouve $\bar{T} \simeq 10^7$ K. En fait, la température au coeur du soleil est à peu près de 1.5×10^7 K. Cela suffit pour avoir des réactions nucléaires.

LE CYCLE PP

$$H + H \rightarrow D + e^{+} + \bar{\nu}$$

$$D + H \rightarrow {}^{3}He + \gamma$$

$$^{3}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He + H + H$$

est appelé *le cycle pp*. Il décrit les réactions qui fournissent de l'énergie aux étoiles de faible masse (26.2 MeV/cycle). Pour les étolies massives, il y a un autre cycle, le cycle CNO, plus compliqué, qui fournit la plupart de l'énergie.

Pour commencer le cycle ($H + H \rightarrow D + ...$), la distance entre les deux protons doit être inférieure à 10^{-15} m. Mais $q^2/(4\pi\epsilon_0 kT) \sim 10^{-12}$ m!

La mécanique quantique joue ici un rôle central. A cause du principe d'incertitude de Heisenberg, il n'est pas possible de fixer la position d'une particule plus précisement que h/p. Il y a toujours une possibilité, très faible, que les particules soient separées d'une distance $\sim 10^{-15}$ m. C'est une possibilité très faible, mais ce n'est pas zéro! Et cela suffit.

La probabilité pour la "pénétration" de la barrière coulombienne, donnée par la mécanique quantique, est proportionelle à $\exp(-A/v)$ (le facteur de Gamow), où A est une constante et v est la vitesse rélative. Le nombre de particules ayant une vitesse relative v est proportionel à $\exp(-Bv^2)$ (Maxwellienne). Donc, la probabilité pour la pénétration de la barrière est proportionelle à

$$\exp[-Bv^2 - A/v]$$

Remarquez que la fonction $F(v) = Bv^2 + A/v$ a un minimum à $v^3 = A/2B$. La fonction $\exp[-F(v)]$ doit donc avoir un *maximum* très aigu à cette valeur. Ce pic (dit *le pic de Gamow*) démontre que il n'y a qu'une petite gamme de vitesses qui participent aux réactions thermonucléaires. Et parmi les particules ayant ces vitesses, la probabilité d'avoir une reaction est toujours très faible.

Réfléchissez-y: un noyau de H typique doit attendre $\sim 10^{10}$ ans avant de devenir de fusionner...

À l'extérieur du coeur de l'étoile, T est trop faible pour permettre les reactions nucléaires d'avoir lieu. L'énergie produite par le coeur est en fait diffusée très lentement à travers l'étoile.

La distance entre les interactions successives d'un photon est appelé *le libre parcours moyen*, λ. En général, si les particules cibles ont une section efficace σ, alors dans un volume $\sigma\lambda$ il y a une cible: $n_{cib}\sigma\lambda = 1$. Donc $\lambda = 1/(n_{cib}\sigma)$.

Le rayonnement est presque isotrope. Considérons une position r. Le flux en r, $\mathcal{F}(r)$ est donné par (approximativement):

$$c \times [\mathcal{E}(r - \lambda/2) - \mathcal{E}(r + \lambda/2)] \simeq -c\lambda \frac{d\mathcal{E}}{dr}$$

Un calcul plus précis (intégrale d'angles solides) donne

$$\mathcal{F} = -\frac{c\lambda}{\mathbf{3}}\frac{d\mathcal{E}}{dr}$$

Rappelons que

$$\lambda = \frac{1}{n_{cib}\sigma} = \frac{1}{(mn_{cib})(\sigma/m)} \equiv \frac{1}{\rho\kappa}$$

où ρ est la densité de masse et κ est l'opacité, ici définie comme la section efficace par unité de masse. Puisque la densité d'énergie est presque celle d'un corps noir, $\mathcal{E} = aT^4$, on trouve

$$\mathcal{F} = -\frac{4ac}{3\kappa\rho}T^3\frac{dT}{dr}$$

La luminosité L, qui est une constante hors du coeur, est simplement $4\pi r^2\mathcal{F}$.

ARGUMENTS D'ÉCHELLES

Il est possible d'apprendre beaucoup en faisant des arguments simples d'échelles. Par exemple, on écrit

$$\frac{dT}{dr} \sim \frac{T}{R}$$

où R est le rayon de l'étoile. Ce n'est pas une équation exacte, c'est une relation entre les échelles; on ne fait pas attention aux coefficients d'ordre ~ 1. Le rayon lui-même fixe l'échelle de longeur!

Pour la luminosité,

$$L \sim R^2 \mathcal{F} \sim R^2 \frac{T^3}{\kappa\rho} \frac{dT}{dR} \sim \frac{RT^4}{\kappa\rho}$$

$$L \sim \frac{RT^4}{\kappa\rho} \sim R\,(M/R)^4\,(R^3/\kappa M) \sim (M^3/\kappa)$$

Si l'opacité ne varie pas trop rapidement ($\kappa \sim$ constante pour la diffusion électronique), on trouve que L est très dépendant de la masse M.

La durée de vie d'une étoile est alors

$$t \sim (M/L) \sim M^{-2}$$

Les étoiles de faible masse ($\sim 0.3\,M_\odot$) vivent très longtemps, plus que l'âge de l'univers! En revanche, une étoile massive ($\sim 20\,M_\odot$) ne vit que 10^7 a.

La température à l'intérieur d'une étoile est fixé par la contrainte que les réactions nucléaires puissent avoir lieu. (Les sections efficaces et les taux de ces réactions varient très fortement avec T!) Donc,

$$(k)\boldsymbol{T} \sim (Gm_p)\,\boldsymbol{M}/\boldsymbol{R} \sim \text{cste}$$

On trouve que la masse est directement proportionnelle au rayon. Plus une étoile est massive, plus elle est grande. La densité

$$\rho \sim M/R^3 \sim M^{-2}$$

Plus une étoile est massive, *moins* elle est dense!

Par conséquent, il est impossible d'avoir une étoile de masse inférieure à $\sim 0.08\,M_\odot$. Le gaz devient si dense, que l'étoile se comporte comme un solide, supporté par la pression de *dégénérescence.* (Plus de détails plus tard.)

LA ZONE CONVECTIVE

En $r \sim R_\odot$ ($0.7 R_\odot$ pour le soleil), la témperature et la pression commencent à décroître rapidement. On rappelle qu'un gaz qui se dilate adiabatiquement doit obéir à la loi

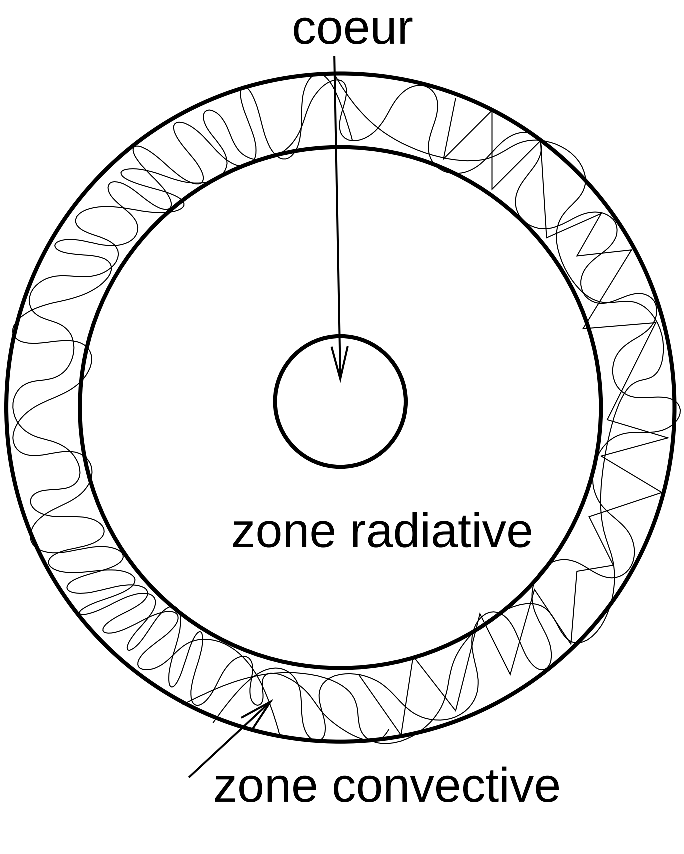
$$T = T_i \, (P/P_i)^{2/5}.$$

Si lorsque la pression décroître, la température décroître plus rapidement que la loi adiabatique, le gaz n'est pas stable. Les perturbations minuscules, qui sont toujours présentes, devient grandes. Pourquoi?

Une petite boule de gaz chaud s'élève, mais commence à se refroidir adiabatiquement. Si $T_{boule} > T_{etoile}$ la boule continue à s'élèver. Cela se produit lorsque T_{etoile} décroître plus rapidement que dans un gaz adiabatique.

En présence de convection, la chaleur est transportée très efficacement vers l'extérieur. En conséquence, T dans l'étoile ne peut pas changer plus rapidement que dans un gaz qui se dilate adiabatiquement: la convection qui résulte maintiendra toujours la témperature proche de la loi adiabatique.

Un diagramme de l'intérieur du soleil (une étoile de faible masse):



LA STRUCTURE DES ÉTOILES MASSIVES

Pour les étoiles massives, la température est toujours supérieure à la limite adiabatique. Il n'y a donc pas de zone convective...au moins dans les zone externes.

Cependant, le coeur est convectif! Dans une étoile massive les réactions nucléaire sont très sensibles à la température. Lorsque T commence à décroître, les taux de réactions sont si sensibles, que T décroître de plus en plus rapidement. Finalement, le coeur devient convectif. Dehors du coeur l'étoile est radiative.