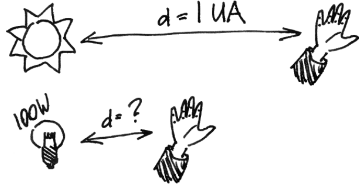


## 5 PHYSIQUE STELLAIRE

### 5.1 PRODUCTION ET TRANSPORT D'ÉNERGIE

#### 5.1.1 Estimation de la puissance du soleil

Combien d'énergie le soleil produit-il par seconde ? Comparez l'intensité du Soleil avec celle d'une ampoule électrique - vos mains vous serviront de "bolomètres" (détecteurs) infrarouges. Tenez une main en proximité de l'ampoule; à quelle distance  $d_a$  vous sentez le même réchauffement que celui produit par le Soleil ?



Pour une ampoule d'une puissance de  $L_a = 100 \text{ W}$ ,  $d_a$  est environ 10 cm (plus exact : 7 cm). L'intensité d'une source lumineuse étant proportionnelle à  $1/d^2$ , il nous manque que la distance  $d_s$  soleil-main pour estimer la puissance du Soleil  $L_o$ . Pour  $d_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ m}$  (nous avons vu comment on peut estimer la distance entre la terre et le soleil dans la section 3.2.3) on obtient :

$$L_o = L_a \cdot (d_s/d_a)^2 = 100 \text{ W} \cdot (1.5 \cdot 10^{11}/0.1)^2 \approx 2 \cdot 10^{26} \text{ W} \quad 5.1$$

#### 5.1.2 La source d'énergie à l'intérieur des étoiles

Si le soleil rayonne  $\sim L_o = 4 \cdot 10^{26} \text{ W}$  (mesure exacte), d'où provient cette énergie énorme ? Pourrait-elle être d'origine :

- chimique (p.e. la combustion d'un soleil "en carbone")
- gravitationnelle (E potentielle d'un nuage de gaz transformé)
- énergie nucléaire (la fusion d'éléments légers)

##### hypothèse a) "énergie chimique"

Le soleil (comme le reste de l'univers) est fait d'hydrogène (90%) => l'énergie chimique maximum à gagner est par recombinaison :  $\text{H}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{hv}$ . L'énergie d'ionisation par H

$$E_{(\text{H}^+)} = 13.6 \text{ eV} = 2.2 \cdot 10^{-18} \text{ J} \quad (1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}) \quad 5.2$$

Supposons que tout le soleil consiste à 100% de  $\text{H}^+$ . Celui-ci va se recombiner avec un taux qui correspond à la puissance observée de  $L_o = 4 \cdot 10^{26} \text{ W}$

L'énergie d'un tel soleil suffira de produire  $L_o$  pendant

$$\begin{aligned} t_{\text{rec}} &= \frac{n_{\text{H}} \cdot E_{(\text{H}^+)}}{L_o} = \frac{M_o/m_{\text{H}} \cdot E_{(\text{H}^+)}}{L_o} & 5.3 \\ &= \frac{(2 \cdot 10^{30} \text{ kg} / 1.6 \cdot 10^{-27} \text{ kg}) \cdot 2.2 \cdot 10^{-18} \text{ W}}{4 \cdot 10^{26} \text{ W}} = 7 \cdot 10^{12} \text{ s} \\ &= 2 \cdot 10^5 \text{ ans} \end{aligned}$$

Ceci est incompatible avec l'évolution, l'âge de la terre.

##### hypothèse b) "énergie gravitationnelle"

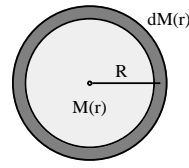
Nous calculons l'énergie potentielle d'une sphère gazeuse homogène de masse  $M$ . La couche de masse  $dM(r)$  est attirée par la masse de la sphère à l'intérieur avec une force  $F = -GM(r)dM(r)/R^2$

Ceci correspond à une énergie potentielle

$$E_{dM} = \frac{-GM(r)dM(r)}{r} \quad 5.4$$

avec  $M(r)$ ,  $dM(r)$  :

$$M(r) = M \cdot (r/R)^3; \quad 5.5$$



$$dM(r) = \rho \cdot 4\pi r^2 dr = (3M/4\pi R^3) \cdot 4\pi r^2 dr = (M/R^3) \cdot 3r^2 dr \quad 5.6$$

$$E_M = -G \int_0^M \frac{M(r)dM(r)}{r} = -G \frac{3M^2}{R^6} \int_0^M r^4 dr \quad 5.7$$

$$= -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad 5.8$$

L'énergie gravitationnelle  $E_M$  libérée pendant la contraction de  $R=\infty$  vers  $R=r_o$  (le rayon actuel du soleil) permet de rayonner  $L_o$  pendant

$$t_{\text{grav}} = E_M/L_o = \frac{3}{5} \frac{GM_o^2}{L_o r_o} = 5.7 \cdot 10^{14} \text{ s} = 1.8 \cdot 10^7 \text{ ans}$$

$$(M_o = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}, G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}, L_o = 4 \cdot 10^{26} \text{ W}, r_o = 7 \cdot 10^8 \text{ m})$$

##### hypothèse c) "énergie nucléaire"

Les conditions hydrostatiques ( $p$ ,  $T$ ,  $\rho$ ) à l'intérieur d'une étoile (pour le soleil voir eq. 5.20,  $T \geq 10^7 \text{ K}$ , correspondant à une  $E_{\text{cin}}$  des protons de  $\sim 1 \text{ keV}$ ) permettent aux protons de franchir la "barrière Coulombienne"

La différence de masse  $\Delta M$  entre quatre atomes d'hydrogène et un atome d'hélium correspond à une énergie

$$\begin{aligned} E_{\Delta} &= 4M_{\text{H}} - M_{\text{He}} & 5.9 \\ &= 4 \cdot 1.007825 \text{ uma} - 4.002603 \text{ uma} \\ &= 0.028695 \text{ uma} \triangleq 26.7 \text{ MeV} \\ &\triangleq 4.3 \cdot 10^{-12} \text{ J} \end{aligned}$$

Par proton on obtient

$$E'_{\Delta} \sim 10^{-12} \text{ J} \quad (\sim 6.5 \text{ MeV/proton}) \quad 5.10$$

Si *tout* le H du soleil se transformait en He on gagnerait

$$E_{\text{fus}} \sim E'_{\Delta} \cdot n_{\text{atom}}$$

$$E_{\text{fus}} \sim E'_{\Delta} \cdot (M_o/m_{\text{H}}) \approx 1.3 \cdot 10^{45} \text{ J} \quad 5.11$$

$$(M_o \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}, m_{\text{H}} = 1.6 \cdot 10^{-27} \text{ kg})$$

$$t_{\text{fus}} = \frac{E_{\text{fus}}}{L_o} \approx \frac{1.3 \cdot 10^{45} \text{ J}}{4 \cdot 10^{26} \text{ W}} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ s} \approx 10^{11} \text{ ans} \quad 5.12$$

Si seulement 10% de l'hydrogène sont transformés en hélium (hypothèse réaliste), le soleil vivra 10 milliard d'années - toujours assez pour assurer le temps nécessaire à l'évolution géologique de notre planète (env. 4.6 mia d'années).

On distingue 2 chaînes de combustion d'Hydrogène en Hélium :

- la réaction p-p pour  $M \leq M_o$
- la réaction CNO pour  $M > M_o$

Les réactions nucléaires sont discutées dans la section 5.2.3.

##### Coefficient de production d'énergie

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon(r, T) \quad 5.13$$

où  $\epsilon(\rho, T)$  [J/g s] coefficient de production d'énergie .  $\epsilon > 0$  seulement dans l'intérieur de l'étoile, pour le soleil :  $\epsilon_0 = 0$  à  $r > 0.25R_0$

Flux énergétique du rayonnement F

$$F = \frac{dE}{dt dA} \quad [W/m^2] \quad \begin{array}{c} \uparrow dE/dt \\ \square \\ dA \end{array} \quad 5.14$$

$$= \frac{L_r}{4\pi r^2} \quad 5.15$$

où  $L_r$  est l'énergie photonique qui traverse une surface de rayon  $r$  par seconde. La luminosité d'une étoile de rayon  $R$  est  $L_R$  ( $R, T$  ne sont pas indépendants)

$$L_R = 4\pi R^2 F \approx 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad 5.16$$

Transport d'énergie par rayonnement

La densité énergétique  $U$  est la quantité d'énergie par unité de volume. Dans un intervalle  $dt$ , le rayonnement parcourt  $cdt$ , remplissant un volume  $dV = cdt dA$

densité énergétique

$$U = \frac{dE}{dV} = \frac{dE}{cdt dA} \quad [J/m^3] \quad 5.17$$

$$= \frac{F}{c} = \frac{L_r}{4\pi r^2 c} \quad 5.18$$

pour des photons (relativité restreinte) la relation entre énergie et impulsion est :  $E = pc$

Densité énergétique = flux de l'impulsion

$$(F/c = dE/cdt dA \text{ voir ci dessus})$$

$$U = \frac{dp/dt}{dA} \quad \begin{array}{c} \uparrow p/dt \\ \square \\ dA \end{array} \quad 5.19$$

aussi, la pression de radiation = flux de l'impulsion

(voir appendix : pression de radiation)

$$P_{rad} = \frac{dp/dt}{dA} \quad 5.20$$

force =  $dp/dt$  (variation de l'impulsion)

$$\text{Pression de radiation (U)} \quad P_{rad} = \frac{1}{3} U(T) = \frac{a}{3} T^4 \quad 5.21$$

du flux d'impulsion, la fraction  $\alpha$  est absorbée par  $dr$  (l'opacité  $\alpha = \kappa \rho$ , ou  $\kappa$  est le coefficient d'absorption massique)

$$\frac{dP}{dr} = -\kappa \rho \frac{L_r}{4\pi r^2 c} \quad 5.21$$

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{a}{3} T^4 \right) = \frac{4aT^3}{3} \frac{dT}{dr} = -\kappa \rho \frac{L_r}{4\pi r^2 c} \quad 5.22$$

Le transfert de radiation dans une étoile, exprimé par  $L_r$  (énergie photonique qui traverse une surface de rayon  $r$  par seconde) est de

$$L_r = -4\pi r^2 c \cdot \frac{4ac}{3} \cdot \frac{T^3}{\kappa \rho} \cdot \frac{dT}{dr} \quad 5.23$$

La relation Masse - Luminosité  $L(M)$

On cherche à estimer approximativement (proportionnalités seulement) des expressions pour  $\rho$  et  $T$  qui seront utilisées dans la relation pour la  $L_r$  (éq. 5.23).

Ceci va permettre d'établir une relation grossière entre la masse et la luminosité d'une étoile.

La densité  $\rho$  d'une sphère est proportionnelle à son rayon  $R$  et à sa masse  $M$  :  $\rho \approx M/R^3$

Pour estimer la température  $T$ , on considère l'étoile comme une sphère de gaz parfait, on utilise le gradient de pression de éq. 2.62, et l'éq. 2.64 pour  $P$ .

$$dP/dr \approx P/R = -\rho GM/R^2 \approx GM^2/R^5; \quad P \sim M^2/R^4; \quad P = \frac{k}{m} \rho T$$

$$T \sim P/\rho \sim PR^3/M \sim (M^2/R^4) \cdot (R^3/M) \sim M/R$$

la température  $T$  dépend donc uniquement de  $M$  et  $R$  :  $T \sim M/R$ . Avec éq. 5.23 on obtient pour la luminosité de l'étoile  $L_R$

$$L_R = -4\pi R^2 c \cdot \frac{4ac}{3} \cdot \frac{T^3}{\kappa \rho} \cdot \frac{dT}{dr} \\ \sim \frac{R^2 T^3 R^3}{M} \cdot \frac{T}{R} \sim \frac{R^4 T^4}{M} \sim \frac{R^4 M^4}{M R^4}$$

$$L \sim M^3 \quad 5.24$$

Ceci est une approximation très grossière, elle est à peu près correcte pour des étoiles de  $\sim 10 M_0$ ,

La durée de vie d'une étoile  $\tau$

Si on suppose que la durée de vie  $\tau$  d'une étoile est proportionnelle à son réservoir d'énergie divisé par sa luminosité, on obtient

$$\tau \sim M/L \sim M/M^3 \sim \frac{1}{M^2} \quad 5.25$$

Si le soleil a une durée de vie de  $\tau \sim 10^{11}$  ans, une étoile de  $10 M_0$  aura un  $\tau$  de seulement  $\sim 10^9$  ans.

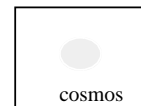
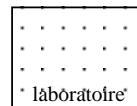
## 5.2 EVOLUTION STELLAIRE

### 5.2.1 La naissance des étoiles

C'est dans les nuages denses que se rangent les nuages moléculaires, sites de la formation des étoiles. Ces nuages moléculaires contiennent de grandes quantités de poussières, responsables de l'extinction de la lumière visible (voir chapitre 6). Ces poussières, sur lesquels se forme la molécule de l'hydrogène jouent un rôle de catalyseur pour la formation d'étoiles. Elles sont aussi de bons révélateurs de ce processus qui est impossible à observer directement du fait de l'opacité du milieu interstellaire au rayonnement visible ou ultraviolet émis par les étoiles jeunes: chauffées par le rayonnement ultraviolet qu'elles absorbent, les poussières réémettent dans le domaine infrarouge. Or ce rayonnement est très peu absorbé par la matière interstellaire, il peut donc s'observer à de très grandes distances.

Contraction gravitationnelle

Différence entre un gaz dans le labo et dans l'espace : la physique élémentaire nous enseigne que des gaz remplissent les volumes qu'ils ont à disposition - ceci est vrai dans le laboratoire.



Dans l'univers les nuages de gaz ne remplissent pas leur contenant - ils ont tendance à devenir instable.

Déclencheurs possibles contraction gravitationnelle :

- a) Lorsqu'une étoile jeune émet de l'énergie en ultraviolet ( $< 91 \text{ nm}$ ), il y a ionisation de l'hydrogène. Nous avons donc l'hydrogène qui est dissocié :

$$n_H \rightarrow n_p + n_e, \quad 5.26$$

la pression (avant ionisation  $p = n_H kT$ ) dans le nuage double car

$$p' = (n_p + n_e)kT \approx 2n_H kT \quad 5.27$$

- b) Les bras spiraux jouent le rôle d'ondes de compression au sein d'une galaxie. La densité est donc plus élevée dans les bras spiraux et peut déclencher la contraction gravitationnelle des nuages.

Evolution du milieu interstellaire: Les nuages diffus qui se rencontrent fusionnent partiellement pour donner des nuages plus gros. Bien que la zone extérieure de ces nuages s'évapore continuellement au contact du milieu très chaud dans lequel ils baignent, certains nuages parviennent à devenir assez gros (nuages denses) pour être opaques à la lumière: des molécules s'y forment et ils deviennent des nuages moléculaires. Ces nuages moléculaires (régions  $H_2$ ) fusionnent pour devenir des nuages géants qui s'effondrent sur eux-mêmes (accrétion) pour former des étoiles. Cet effondrement peut avoir lieu lorsque la pression interne d'un nuage devient insuffisante pour contrebalancer les forces d'autogravitation et lorsque la masse du nuage (supposé sphérique) dépasse la valeur critique donnée par le critère de JEANS (voir ci-dessous).

Les étoiles massives nouvellement formées peuvent déclencher à leur tour la formation d'autres étoiles, ce qui reste alors du nuage moléculaire qui leur a donné naissance se trouve complètement disloqué sous l'effet des vents stellaires. On se retrouve alors avec des nuages ionisés par leurs rayonnements ultraviolets (hydrogène ionisé  $H^+$ : régions HII). Ces nuages lumineux, situés au voisinage de l'étoile, sont des nébuleuses gazeuses brillantes très facilement identifiables (ex: Nébuleuse d'Orion).

Possibles conditions initiales pour la formation d'une étoile comme le soleil :

nuage d'atomes d'hydrogène (90 % des atomes dans l'Univers)

- masse	M	≈	$10^{57}$ atomes d'H ~ $1M_\odot$
- température	T	~	$0^\circ$ (10-100K)
- taille	R	~	$\infty$ (~1pc)
- densité	n	~	$10^4$ - $10^5$ atomes/cm <sup>3</sup>

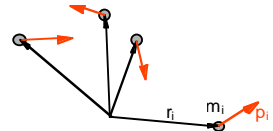
les énergies qui sont au sein du nuage :

$E_{\text{grav}}$	~	0 (c.a.d. maximale !)
$E_{\text{cin}}$	~	0
$E_{\text{nuc}}$	~	938 MeV / nucléon

L'interaction forte, faible & électromagnétique sont quasiment inactives pour les phases initiales. C'est la transformation de l'énorme réservoir d'énergie gravitationnelle (l'énergie gravitationnelle *diminue* lors de la contraction - finalement jusqu'à typiquement -  $10^{45} \text{ J}$  !) en énergie cinétique qui va dominer les premières phases de l'évolution stellaire. Les conditions pour cet effondrement seront discutées dans la section suivante.

### Théorème du Viriel

L'équation de mouvement d'un système de points massiques  $m_i$  avec positions  $r_i$  et sous influence d'une force  $F_i$  s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \mathbf{p}_i = \mathbf{F}_i \quad 5.28$$


nous considérons la dérivée n temps de la quantité  $\sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i$  (viriel) pour les particules d'un système par rapport au

$$\frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} \cdot \mathbf{r}_i + \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \quad 5.29$$

$$= \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i + \sum_i m_i v^2 \quad 5.30$$

viriel

deux fois énergie cinétique totale :  $2E_{\text{cin}}$

énergie potentielle totale du système :  $E_{\text{pot}}$

Pour un système fermé où la seule force qui agit sur les particules est l'attraction mutuelle et si le système est stationnaire

=> les particules restent liées, les **rayons** et les **vitesse** seront **limités**

=>  $A = \frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i$  ne grandit pas sans limite

=> l'intégrale  $\int_0^T A dt$  reste finie

en moyenne temporelle  $\langle A \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T A dt \rightarrow 0$  lorsque  $T \rightarrow \infty$

$$E_{\text{pot}} + 2E_{\text{cin}} = 0$$

$$E_{\text{pot}} = -2E_{\text{cin}} \quad 5.31$$

=> **si le nuage rayonne de l'énergie**, c'est à dire si la moitié de l'énergie gravitationnelle libérée peut s'échapper du nuage (p., par excitation atomique et émission de raies atomiques), il est possible qu'un nouvel équilibre s'établisse.

Au début, cette contraction peut se passer à peu près avec la vitesse de la chute libre, plus tard l'effondrement se poursuit en plusieurs étapes : chaque fois que l'énergie cinétique du système peut diminuer grâce à un nouveau processus évacuant de l'énergie (émission de raies, ionisation, émission de neutrinos - processus qui se déclenchent successivement, à partir de certaines températures seuil) le système peut se contracter davantage.



Fig 5.0 : formation stellaire dans des globules gazeux de M16 (nébuleuse de l'aigle). Les étoiles fraîchement formées ionisent le gaz et le font évaporer dégageant d'autres globules et jeunes étoiles.

### Masse de Jeans

(équilibre entre gravitation et pression thermique)

Analogue aux atmosphères planétaires (voir chapitre 4.1.8), nous pouvons calculer une vitesse thermique  $v_t$  et une vitesse d'échappement  $v_e$  pour la sphère de gaz qui est en contraction. La vitesse thermique doit être très inférieure à la vitesse d'échappement.

$$v_t = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \text{ la vitesse thermique moyenne} \quad 5.32$$

$$v_e = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \text{ la vitesse d'échappement} \quad 5.33$$

$$v_t^2 < v_e^2 \quad 5.34$$

$$\frac{3kT}{m} < \frac{2GM}{R} \text{ avec } M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho > R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho}\right)^{1/3} \quad 5.35$$

$$< 2GM \left(\frac{4\pi\rho}{3}\right)^{1/3} = 2G \left(\frac{4\pi\rho}{3}\right)^{1/3} M^{2/3} \quad 5.36$$

$$M_J \approx \text{const} \cdot T^{3/2} \rho^{-1/2} \text{ masse critique de Jeans} \quad 5.37$$

$$\approx 1.9 \cdot 10^{32} \sqrt{\frac{T^3}{n[\text{cm}^{-3}]}} \quad [\text{kg}]$$

(densité  $\rho$  remplacée par  $n$  : atomes H par  $\text{cm}^3$ )

Le critère de Jeans peut être appliqué pour évaluer la formation de structures par instabilité dans le milieu interstellaire (MIS). Si on suppose  $n \approx 1 \text{ cm}^{-3}$  (densité typique du MIS) et une température de  $10^4 \text{ K}$  (phase neutre "tiède"), la masse de Jeans est de  $M_J \approx 2 \cdot 10^{38} \text{ kg}$ , ce qui correspond à  $10^8$  masses solaires. Dans une galaxie, on forme donc d'abord de grandes structures type "amas d'étoiles" (voir figure 2.1) par instabilité gravitationnelle.

Les étoiles doivent se former dans un milieu où la densité est plus élevée et où la température est plus basse. Pour des conditions que l'on trouve dans les nuages froids de la galaxie ( $T \approx 10 \text{ K}$ , nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$  :  $n \approx 10^4$  à  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) la masse critique est  $M_J \approx 30-10 M_\odot$ .

"moralité" : le plus dense et froid le gaz interstellaire, le moins massifs les objets qui s'y forment. Plus le gaz stellaire est dense et froid plus les objets formés seront petits.

### La phase protostellaire

Pendant la première phase de la contraction d'un nuage protostellaire, l'énergie potentielle gravitationnelle qui est transformée en énergie thermique et en rayonnement (les atomes excités rayonnent dans des raies atomiques). Dans ce nuage encore peu dense, le gaz est transparent aux photons. Ceux-ci s'échappent en emportant de l'énergie (->viriel !) - la température de l'étoile ne s'accroît donc d'abord pas et elle peut s'effondrer quasiment en chute libre.

Densité et pression vont s'accroître d'abord au centre du nuage; l'opacité augmente, le rayonnement ne s'échappe plus librement de partout dans le volume. La température augmente ainsi que la pression qui commence à empêcher la chute libre (->viriel !).

Nous estimons le **temps de la chute libre** vers le centre et le temps entre collisions thermiques :

**Libre parcours moyen  $\Lambda$**  (c'est la distance parcourue par une particule entre deux collision, c-à-d sans subir de choc).

Nous estimons  $\Lambda$  pour une sphère de gaz en contraction ( $n$  particules de rayon  $a$ )

Limite supérieure pour  $\Lambda$  : le rayon  $d$  de la sphère qu'on peut recouvrir avec les particules qui sont contenues dans la sphère (à partir d'un rayon  $d$  les particules doivent commencer à se toucher)

$$\frac{4\pi d^3}{3} \cdot n \cdot \pi a^2 = 4\pi d^2 \Rightarrow d = \frac{3}{n\pi a^2} \quad 5.38$$

$$\Lambda = \frac{1}{n\pi a^2} \quad \text{libre parcours moyen} \sim \text{plus réaliste}$$

### temps entre collisions thermiques $\Delta t$

$$1/2 mv^2 = 3/2 kT \quad \text{énergie cinétique moyenne}$$

$$\Rightarrow v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad \text{vitesse moyenne}$$

$$\Delta t = \Lambda/v \quad t \text{ libre parcours moyen}$$

$$= \frac{1}{n\pi a^2 \sqrt{3kT/m}} \quad 5.39$$

on résout l'équation différentielle pour  $r$   $ma = F$ ;  $m \frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GMm}{r^2}$

(hypothèse :  $r = k \cdot t^K$ ,  $t = r^{1/K} k^{-1/K}$ )

temps  $t$  de la chute libre du nuage

$$t = \sqrt{\frac{2}{9GM}} \cdot r^{3/2} \quad 5.40$$

combien de temps pour chuter jusqu'à  $10^4 R_\odot$  ? ( $M_\odot = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ ,  $R_\odot = 7 \cdot 10^8 \text{ m}$ )

$$t = \sqrt{\frac{2r^3}{9GM}} = 55 \text{ ans}$$

=> très court par rapport à la vie de l'étoile

### comparaison : temps de la chute libre vs temps entre collisions thermiques

$$\Delta t/t = \frac{\sqrt{9GM/2}}{n\pi a^2 \sqrt{3kT/m} r^{3/2}} \text{ avec } M = (4\pi/3)r^3 n m \quad 5.41$$

$$= \sqrt{\frac{2Gm^2}{\pi k a^4 n T}} \quad 5.42$$

avec  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ,  $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ ,  
 $m_H = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ,  $a = 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

$$\approx \frac{1}{\sqrt{nT}} \ll 1 \quad 5.43$$

(avec  $T = 50 \text{ K}$ ,  $n = 10 \text{ cm}^{-3}$  d'un nuage IS, nuage mol.  $n = 10^4$ )

=> pas de chute libre

Quand la température dans les régions centrales atteint  $1800 \text{ K}$ , les molécules d' $\text{H}_2$  sont dissociées en atomes. La dissociation consomme de l'énergie, l'énergie cinétique (thermique) du système diminue, et l'effondrement s'accélère.

Pendant sa contraction, une étoile passe par plusieurs phases où la vitesse de l'effondrement augmente à cause d'une diminution de l'énergie thermique : à  $10^4 \text{ K}$ , quand l'hydrogène est ionisé ( $13.6 \text{ eV}$  - voir Fig. 3.4), et plus tard, quand l'He est ionisé. Quand la température atteint  $10^5 \text{ K}$ , le gaz est complètement ionisé.

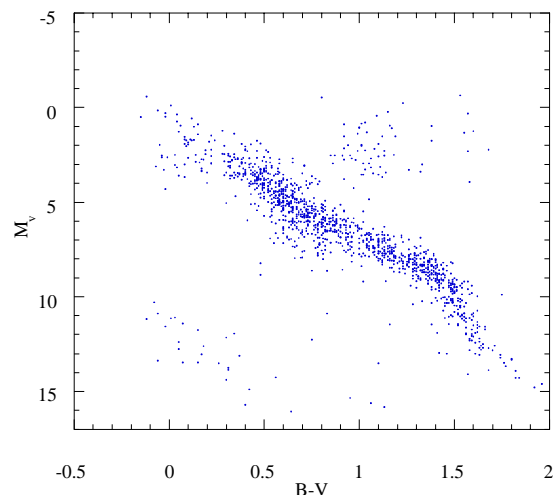


Fig 5.1 : Le diagramme Hertzsprung-Russel. Les points correspondent à 1300 étoiles les plus proches  $r < 25 \text{ pc}$ . Surprenant : les étoiles ne remplissent pas ce diagramme au hasard...

## 5.2.2 La séquence principale

Le diagramme Hertzsprung-Russel (HR) met en relation la magnitude absolue  $M_v$  ou le logarithme de luminosité stellaire  $L$  (en ordonnée) avec la "couleur" de l'étoile (indice de couleur B-V) ou le logarithme de la température superficielle  $T$  (en abscisse). Si on trace le diagramme HR pour les étoiles dont on connaît la distance, on s'aperçoit qu'elles ne sont pas distribuées au hasard. Une grande partie des étoiles sont regroupées en une bande qu'on appelle séquence principale (Fig 5.1).

(Réciproquement, une étoile dont on connaît magnitude et type spectral, peut être située grâce à ce diagramme - parallaxe spectroscopique).

L'évolution de l'étoile va entraîner des changements de la structure de l'étoile (rayon et  $T_{surf}$ ); il s'ensuit une variation de la luminosité. Si on suppose que les étoiles rayonnent, au premier ordre, comme des corps noirs, leur luminosité  $L$  (ou  $M_v$ ) dépend du rayon et de la température uniquement ( $L=4\pi r^2\sigma T^4$ ). Comme ça, les étoiles en dessus de la séquence principale doivent être des étoiles géantes (à  $T$  égal, seulement  $r$  peut augmenter  $L$ ), et les étoiles en dessous de la séquence principale doivent être des naines.

La distribution étonnante des étoiles dans le diagramme HR doit forcément provenir d'un principe physique. Le grand nombre d'étoiles sur la séquence principale pourrait indiquer qu'une étoile y passe une partie importante de sa vie. En fait, la séquence principale est "l'endroit" où les étoiles transforment l'hydrogène en hélium par des réactions nucléaires. Comme le "réservoir nucléaire" est le plus important "réservoir d'énergie" d'une étoile (voir 5.1.2), on peut comprendre que la séquence principale est de loin la phase d'évolution la plus longue.

Une fois la phase protostellaire terminée, le nuage d'Hydrogène s'est effondré, le centre a donc acquis une température suffisante pour que les réactions nucléaires s'amorcent (voir 5.2.3).

Lorsque 10% de l'H est consommé, l'étoile quitte la séquence principale, des énergies alternatives entrent en jeu, la structure de l'étoile peut se diviser en zones de différents processus de combustion. Il s'instaure ainsi un enchaînement de combustions, cependant la capacité qu'ont les étoiles à produire des éléments lourds dépendant de leur masse initiale.

### 1-2 séquence principale

- $M < 1.5 M_{\odot}$  : H  $\rightarrow$  He au noyau par p-p
- $M > 1.5 M_{\odot}$  : H  $\rightarrow$  He au noyau par CNO,
- le noyau s'enrichit en He,

### 2-3 - $M < 1.5 M_{\odot}$ : contraction du noyau, $T_{noyau}$ augmente, H $\rightarrow$ He continue dans enveloppe

- $M > 1.5 M_{\odot}$  : noyau se contracte,  $T_{noyau}$  augmente, luminosité augmente par contraction gravitationnelle

### 3-5 vers la géante rouge

source d'énergie dans l'enveloppe,  $T_{noyau}$  augmente, enveloppe en expansion,  $T_{surf}$  diminue  $\Rightarrow L \sim const.$

### 5-6 contraction gravitationnelle du noyau fait augmenter $T_{noyau}$ , jusque $T_{noyau} \sim 10^8$ K, $R_{enveloppe}$ et $L$ augmentent

### 6 flash hélium

- processus  $3\alpha$  au noyau (He  $\rightarrow$  C)
- expansion du noyau diminue combustion de l'H dans enveloppe,  $R_{enveloppe}$  et  $L$  diminuent

### 7-10 processus $3\alpha$ d'abord dans le noyau, plus tard deux couches de combustion : H $\rightarrow$ He, processus $3\alpha$ etc ...

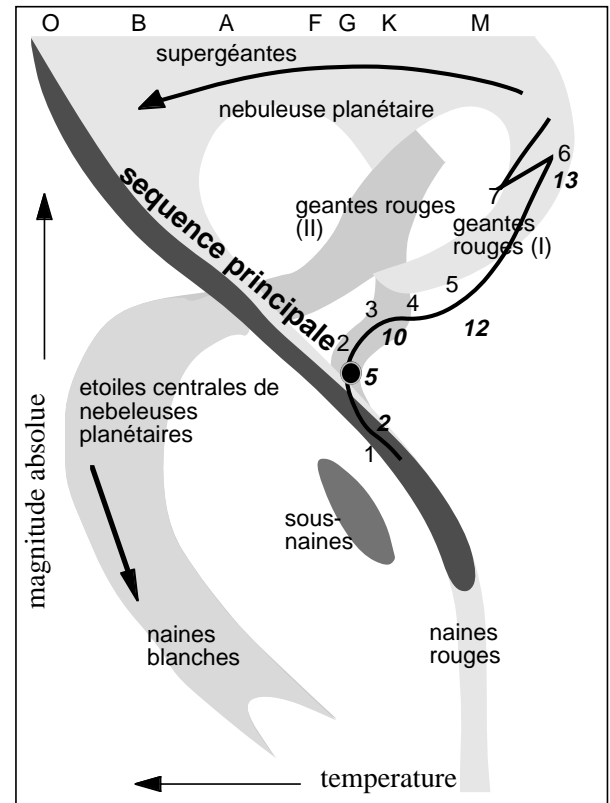


Fig 5.2 : Diagramme HR schématisant l'évolution du soleil dans le diagramme HR après son arrivée sur la séquence principale (phase proto-stellaire finie). Les chiffres à droite de la courbe (2...13) indiquent le temps écoulé depuis l'arrivée sur la SP (en  $10^9$  ans)

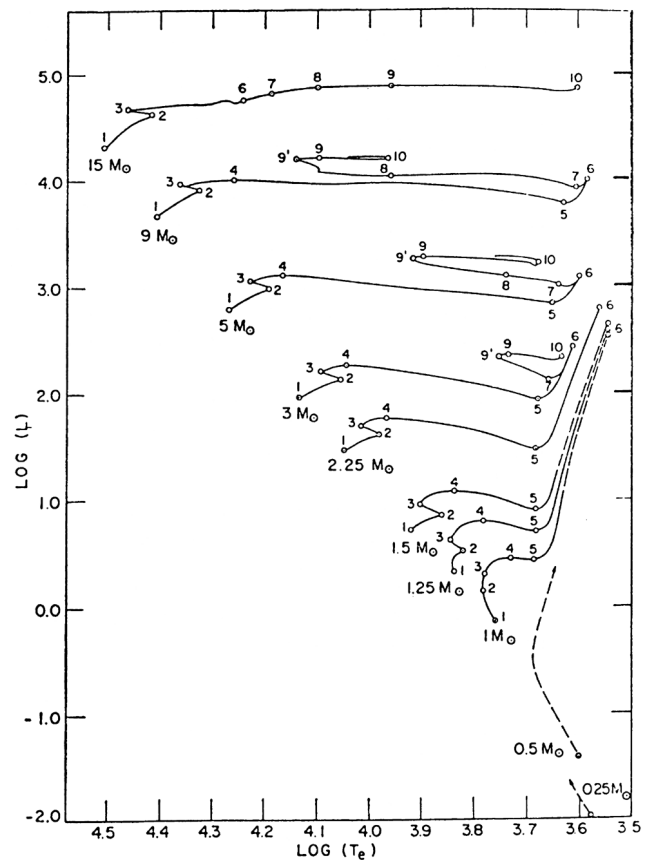


Fig 5.3 : Diagramme HR pour différents chemins évolutifs (étoiles de  $0.25 M_{\odot}$  à  $15 M_{\odot}$ )

### 5.2.3 Les réactions nucléaires

Réaction p-p	énergie libérée*	<perte>par v's	τ moyen
$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + e^+ + \nu$	+ 1.44 MeV	- 0.26 MeV	$14 \cdot 10^9$ ans
$^1\text{H} + ^2\text{D} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$	+ 5.49 MeV		6 s
puis p.e.			
$^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2^1\text{H}$	+ 12.86 MeV		$9 \cdot 10^5$ ans
<hr/>			
$4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 2\gamma + 2e^+ + 2\nu$	26.72 MeV	-	0.52 MeV

\*énergie libérée : inclut l'énergie de l'annihilation de l' $e^+$ ;  
Deutérium : noyau p+n

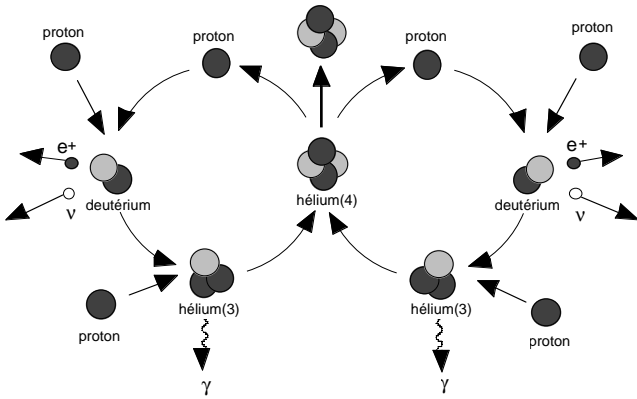


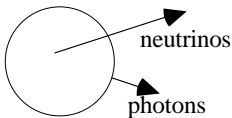
Fig 5.4: schéma du cycle p-p

La production d'énergie par fusion (p-p) se fait seulement à l'intérieur où T est suffisamment élevée

- $0.5 L_{\odot}$  est produit à l'intérieur de  $0.11 R_{\odot}$
- $0.9 L_{\odot}$  est produit à l'intérieur de  $0.19 R_{\odot}$
- $1.0 L_{\odot}$  est produit à l'intérieur de  $0.25 R_{\odot}$

Le processus  $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D}$  n'a jamais été observé au laboratoire. Il est extrêmement improbable (pas impossible - mais  $\tau = 14 \cdot 10^9$  ans) comparé à d'autres processus de fusion. Pour former le  $^2\text{D}$ , les protons doivent subir une décroissance  $\beta^+$  (interaction faible) au moment même de leur rencontre... processus avec une très faible probabilité.

Comment savons nous que ce processus se déroule à l'intérieur du soleil ? La lumière provient de la surface solaire, elle ne nous informe donc pas directement sur les processus dans le noyau.



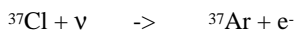
Par contre les neutrinos ( $\sigma$  avec la matière  $\approx 0$  ou TRES faible) peuvent s'échapper sans être affectés par l'enveloppe. Mais s'ils ont une section efficace  $\sigma$  avec la matière qui est proche de 0, comment les détecter ?

L'interaction des neutrinos avec la matière est  $\sigma \approx 0$  mais  $\sigma$  n'est pas  $\equiv 0$ , aussi, le soleil doit produire un nombre gigantesque de neutrinos par seconde :

$$N_{\nu} \approx L_{\odot} / E'_{\Delta} \approx 1/2 \cdot 4 \cdot 10^{26} \text{ W} / 10^{-12} \text{ J} = 2 \cdot 10^{38} \text{ s}^{-1}$$

La détection des  $\nu$  se fait dans d'énormes bassins enterrés (p.e. l'expérience du Brookhaven Lab. dans une vieille mine d'or du South Dakota (USA), 1500 m sous la surface de la terre, pour éviter des réactions nucléaires qui perturberaient la mesure).

Les neutrinos peuvent être détectés par la réaction



Les 380000 litres de perchloréthylène ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) du Brookhaven Lab sont analysés périodiquement pour mesurer la

concentration en atomes d'Argon. Pendant que flux de  $\nu$  solaires sur terre est  $\sim 10^{11} \nu/\text{s cm}^2$ , seulement env. une fois par semaine un neutrino interagit avec un atome de Cl dans l'expérience de Brookhaven.

(le flux des  $\nu$  solaires qui nous traverse est énorme - à chaque moment il y a environ 300  $\nu$  dans une boîte d'allumettes - la probabilité qu'un  $\nu$  interagisse dans un humain est extrêmement faible, c.a.d.  $\sim$  une seule interaction pendant toute une vie)

Pour des températures  $T > 15 \cdot 10^6 \text{ K}$  la réaction p-p perd de l'importance

**réaction CNO** (cycle du carbone) énergie libérée

$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N}$	1.95 MeV
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	1.50 MeV
$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N}$	7.54 MeV
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O}$	7.35 MeV
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	1.73 MeV
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	4.96 MeV
<hr/>	
$4 ^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$	25.03 MeV

à partir de  $10^8 \text{ K}$  : **combustion de l'He : réaction triple  $\alpha$ , et capture de particules  $\alpha$**  (noyaux  $^4\text{He}$ )

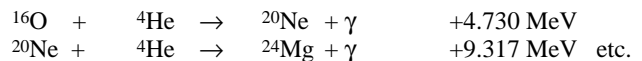
$^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}$	- 0.092 MeV
$^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}^*$	- 0.286 MeV
$^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$	+ 7.656 MeV

La structure de l'étoile peut se diviser en zones de différents processus de combustion - p.e.  $3\alpha$  au centre,  $\text{H} \rightarrow \text{He}$  dans une couche extérieure. Notez néanmoins que 80% de l'énergie est libérée dans le premier pas :  $\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{He}$

une fois produit, le carbone peut capturer des  $\alpha$



et puis aussi

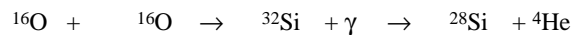


**combustion du carbone  $T > 8 \cdot 10^8 \text{ K}$**

(après épuisement de la combustion de l'He - les noyaux prédominants (qui sont le C et le O) prennent le relais



**combustion de l'oxygène**



**combustion du silicium**



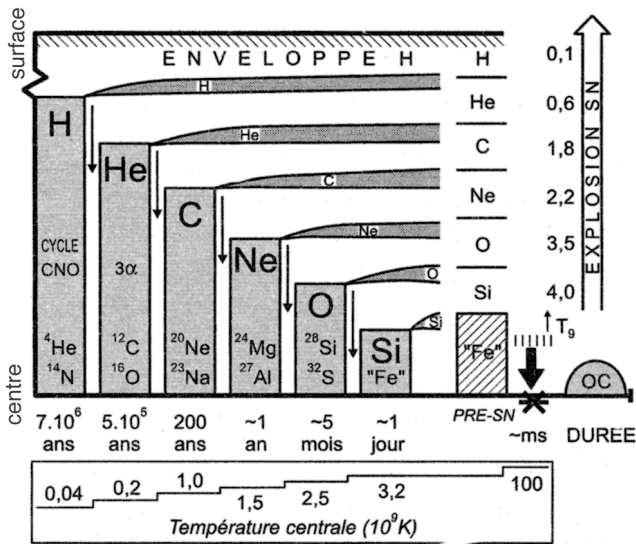


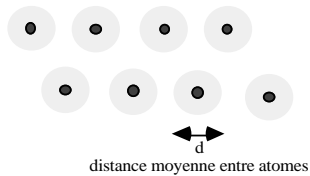
Fig. 5.5 : L'évolution de la structure d'une étoile massive (25  $M_{\odot}$ ). Les zones grisées représentent les différentes phases de combustion centrale. La présupernova "pelure d'oignon" dans laquelle se produisent tous les processus nucléaires simultanément.

### 5.3 LA FIN DE LA VIE DES ÉTOILES

#### La matière dégénérée

Alors que la pression dans un gaz idéal est fonction de la température, la pression d'un gaz dégénéré au cœur d'une étoile vieille (p.e. une géante rouge) n'est plus fonction que de la densité  $\rho$ . L'étoile en se contractant accroît la densité dans son noyau, on commence à voir apparaître la matière dite dégénérée.

Dans la matière dégénérée, la pression n'est plus due à l' $E_{\text{cin}}$  des atomes, elle est due aux électrons.



A partir de quelques  $10^6$  bars, les électrons se comportent ~ comme un gaz d'électrons libres, qui circulent entre les noyaux. Ce gaz électronique entoure les noyaux qui se rapprochent de plus en plus. La matière adopte des comportements métalliques. Or, les électrons doivent satisfaire au Principe de Pauli : deux e- ne peuvent pas être dans le même état quantique (quantité de mouvement).

Si les électrons sont contraints d'occuper une région de taille  $d$ , la quantité de mouvement  $p_F$  due à l'incertitude quantique est de :

$$p_F d \approx h \quad (\text{inégalité d'Heisenberg}) \quad 5.44$$

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} \approx \frac{h^2}{2md^2} \quad 5.45$$

$\epsilon_F$  : énergie de Fermi = énergie des électrons, elle augmente avec la distance qui diminue.

Si  $\epsilon_F \gg kT$  alors, le gaz est dégénéré : c'est la condition que l'on trouve à l'intérieur de l'étoile quand elle n'a plus de "combustibles nucléaires".

équilibre entre énergie potentielle et énergie cinétique par unité de volume dans une étoile dégénérée

énergie potentielle par unité de volume

$$E_{\text{pot}} \approx \frac{-GM^2}{R} \text{ avec } V \sim R^3 \quad M : \text{ masse de l'étoile, } R \text{ rayon de l'étoile}$$

$$\frac{dE_{\text{pot}}}{dV} \sim \frac{M^2}{R^4}$$

pression (énergie cinétique par unité de volume)

$$\frac{dE_{\text{cin}}}{dV} = P \sim \frac{Mv^2}{R^3} \text{ avec } p_F d \approx h \quad (\text{incertitude de Heisenberg})$$

P : pression, v : vitesse des électrons, d dimension des atomes dégénérés

$$\Rightarrow v \sim 1/d \quad \text{avec } d^3 \sim 1/\rho \text{ et } \rho \sim M/R^3$$

$$\Rightarrow P \sim \frac{M^{5/3}}{R^5} \quad \text{avec } v \sim M^{1/3}/R$$

$$\frac{dE_{\text{pot}}}{dV} = \frac{dE_{\text{cin}}}{dV}$$

$$\frac{M^2}{R^4} \sim \frac{M^{5/3}}{R^5}$$

$$R \sim M^{-1/3}$$

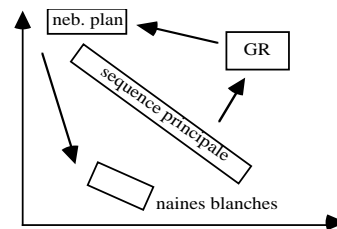
Le rayon diminue avec l'augmentation de la masse !

#### Les naines blanches

pour :  $M < 1.1 M_{\odot}$

- plus de réserves d'énergie, une fois He  $\rightarrow$  C, O épuisé
- la température baisse jusqu'à ce que l'énergie thermique soit épuisée.
- => matière dégénérée  $P \sim n^{5/3}$  (dans gaz idéal :  $P=2/3n\hat{E}$ ) 5.46
- la pression dépend uniquement de la densité
- $\rho$  jusqu'à  $10^6$  g/cm<sup>3</sup>, T (au début encore)  $\sim 10^5$  K
- se refroidit lentement  $\rightarrow$  naine noire

#### Nébuleuses Planétaires



Entre le stade de la GR et de la dernière phase (p.e. NB).

Les Géantes Rouges oscillent  $\rightarrow$  enveloppe peut recevoir assez d' $E_{\text{cin}}$  pour se libérer

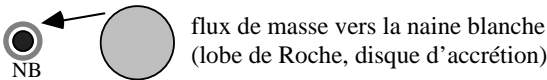
$v_{\text{ech}}(\text{GR}) \approx 20\text{-}30$  km/s (ceci correspond à la vitesse d'expansion observée dans des nébuleuses planétaires)



Fig. 5.6 : La nébuleuse planétaire de l'hélice - l'étoile qui est à l'origine est la naine blanche au centre.

### Novae

Une naine blanche faisant partie d'un système binaire augmente brusquement son éclat (jours, semaines). Ceci est dû au transfert de masse du compagnon, souvent une étoile sur la séquence principale, vers la naine blanche. Cet échange est réalisé à travers un lobe de Roche vers un disque d'accrétion qui entoure la naine.



L'accrétion de la matière de la GR sur la NB par le disque d'accrétion est un processus complexe. Il peut y avoir du rayonnement X ou  $\gamma$  qui est émis. A la surface de la NB il y a augmentation de la densité  $\rightarrow E_{\text{fusion}} \rightarrow$  explosion thermonucléaire  $\rightarrow$  l'enveloppe est éjectée à des  $v \sim 1000$  km/s (à comparer avec les nébuleuses planétaires ou  $v \sim 20-30$  km/s)  $\rightarrow$  la surface émettrice grossit rapidement  $\Rightarrow$  la luminosité de l'étoile augmente.

### Supernovae

*gaz dégénéré relativiste* : quand la densité dans le noyau de l'étoile augmente, la vitesse des électrons de la matière dégénérée augmente et va finir par devenir relativiste ( $v_e \rightarrow c$ ). On rappelle le théorème du viriel (voir eq. 5.29 - 31)

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i + \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{v}_i = 0 \quad \text{en moyenne temporelle}$$

Le premier terme (viriel) reste valide; il est équivalent à l'énergie potentielle  $E_{\text{pot}}$ . Cependant, dans le cas relativiste l'énergie cinétique des particules devient  $E_{\text{cin}} \approx pc$ , donc le deuxième terme  $\sum \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{v}_i = E_{\text{cin}}$  et non  $2 E_{\text{cin}}$  ! Ainsi, l'énergie totale  $E_{\text{tot}} = E_{\text{pot}} + E_{\text{cin}} = 0$ , c.a.d. une configuration stable n'est plus possible. La dégénérescence des électrons ne suffit plus pour maintenir l'étoile à une telle T,  $p \Rightarrow$  décroissance  $\beta$  inverse  $p + e^- \rightarrow n + \nu$ , matière neutronique.

*Limite de Chandrasekhar* : La limite entre gaz d'électrons dégénéré non-relativiste et gaz dégénéré relativiste est atteinte quand l'énergie de Fermi est de l'ordre de la masse de l'électron au repos ( $m_e$ )

$$\varepsilon_F = m_e c^2 \approx 0.5 \text{ MeV}$$

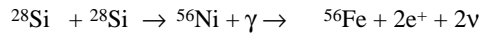
L'inégalité d'Heisenberg est utilisée à nouveau (voir aussi 5.44) pour associer la quantité de mouvement  $p_F$  et le volume (dimension d) disponible pour les électrons

$$d \approx h / p_F = h / m_e c \approx 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad \text{avec } E_{\text{cin}} \approx pc \approx m_e c^2$$

La densité d'électrons est  $n \approx (m_e c / h)^3 \approx 10^{35} \text{ m}^{-3}$  ( $\rho \approx 10^8 \text{ kg/m}^3$ ), une telle densité est atteinte à l'intérieur d'une étoile dégrénerée de 1.4 masses solaire (masse de Chandrasekhar).

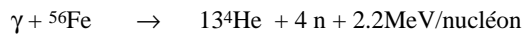
### L'explosion de l'étoile

Dans le noyau des étoiles massives, la T peut devenir suffisamment élevée pour que la combustion du silicium entre en jeu :



à  $T > 3 \cdot 10^9 \text{ K} \Rightarrow$  nouvelles **pertes d'énergie** :

*photodésintégration* à  $T \approx 5 \cdot 10^9 \text{ K}$



ce processus est endothermique ! Cette réaction entraîne une perte d'énergie supplémentaire, de même que la production de paires électron - positron

### *production de paires*

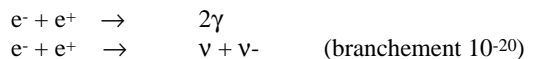
par des photons  $\gamma$  de haute énergie



(à partir de  $E_\gamma = 1.022 \text{ MeV}$ , et la présence d'un proton ... pour la conservation de l'impulsion)

Une fois ces électrons et positrons créés, ils peuvent se recombiner pour donner du rayonnement  $\gamma$  (1) et très rarement donner naissance à une paire  $\nu \nu'$  qui s'échappe en évacuant de l'énergie hors de l'étoile

### *échappement de neutrinos*

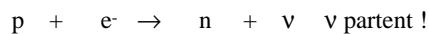


mais tandis que les  $\gamma$  sont absorbés et réémis avant d'atteindre la surface, les neutrinos s'échappent de l'étoile ( $\sigma \approx 0$ )

$\Rightarrow$  refroidissement devient effet volumique !

$\Rightarrow$  noyau en contraction rapide ( $\rightarrow$  viriel)

les p et e seront comprimés (inversion de la décroissance  $\beta$ )



Le processus inverse n'a pas lieu - les  $\nu$  s'échappent.

T plus haut  $\rightarrow$  plus de  $\nu \rightarrow$  plus E évacue  $\rightarrow$  contraction (viriel!)  $\rightarrow$  T monte encore plus ....

Dans les noyaux, le nombre de neutrons monte, par contre, l'énergie de liaison des noyaux diminue. A des densités d'environ  $4 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ , des neutrons s'échappent des noyaux, quand la densité atteint  $10^{14} \text{ g/cm}^3$ , les noyaux disparaissent  $\rightarrow$  une étoile à neutrons.

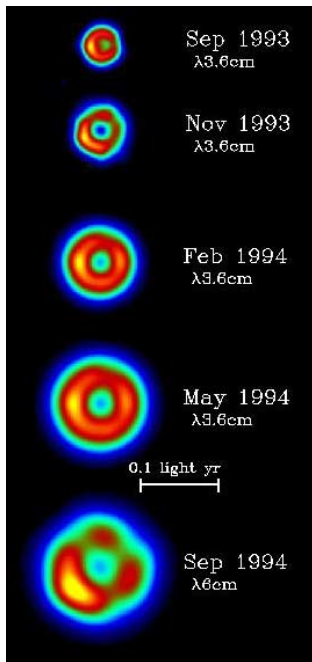


Fig 5.7 : Evolution du reste de la supernova SN1993J - pendant la période de l'observation, la vitesse d'expansion est de env. 15000 km/s.

#### 5.4 L'ORIGINE DES ELEMENTS CHIMIQUES

Depuis des temps très reculés, les hommes se demandent comment se sont formés les éléments qui nous constituent et nous entourent. Les alchimistes, par exemple, rêvaient de trouver le moyen de transformer le plomb en or. La solution à ce problème est apparue – paradoxalement – en observant les étoiles et en étudiant leur évolution

Les abondances observées dans le système solaire se révèlent être représentatives (-> spectroscopie stellaire) pour la composition chimique de l'Univers.

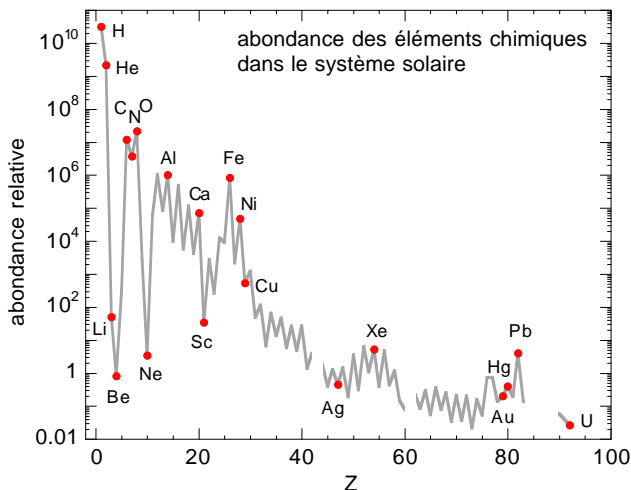


Fig. 5.8 abondance (massique) relative des éléments chimiques dans le système solaire en fonction du numéro atomique Z (nombre de protons).

Les principales caractéristiques de la courbe des “abondances standards” (Fig 5.8) peuvent se résumer :

- 1) l'hydrogène et l'hélium représentent 97 % de la masse
- 2) le Lithium, Béryllium et Bore sont extrêmement rares
- 3) entre hydrogène et cuivre, l'abondance chute de  $10^8$
- 4) il y a un maximum local autour de  $Z=26$ , le pic du Fer
- 5) surabondance des éléments “pairs” par rap. aux “impairs”
- 6) pour les éléments lourds au delà du pic du Fer, l'abondance décroît lentement

1) L'hydrogène a été formé durant le Big Bang ainsi que 90 % de l'hélium que l'on rencontre actuellement. C'est par la combustion de l'hydrogène dans les étoiles qui les compose que brillent les galaxies. L'hélium, pour sa part, n'est guère plus abondant que lors du Big Bang. Il est transformé en éléments plus lourds lors de la nucléosynthèse ou reste prisonnier à l'intérieur des étoiles naines.

2) Le Lithium, Béryllium et le Bore sont moins stables que l'He ou le C (fig. 5.9 et 5.10). A partir de  $10^5$  K, ces éléments sont rapidement détruits au sein des étoiles.

3) Nucléosynthèse stellaire : Avec l'augmentation de la charge du noyau, la barrière de Coulomb devient de plus en plus élevée.

Comme la fusion de particules de chargés élevées demande des températures de plus en plus importantes, le nombre et l'énergie des photons augmentent (-> loi de Planck). La photodésintégration devient de plus en plus importante.

4) Pendant les dernières phases de la vie d'une étoile massive ( $T > 4 \cdot 10^9$  K), les réactions d'équilibre entre fusion et photodésintégration (voir SN) favorisent la production d'éléments les plus stables. Car son énergie par nucléon est la plus faible (fig 5.9) - le fer présente le maximum de stabilité.

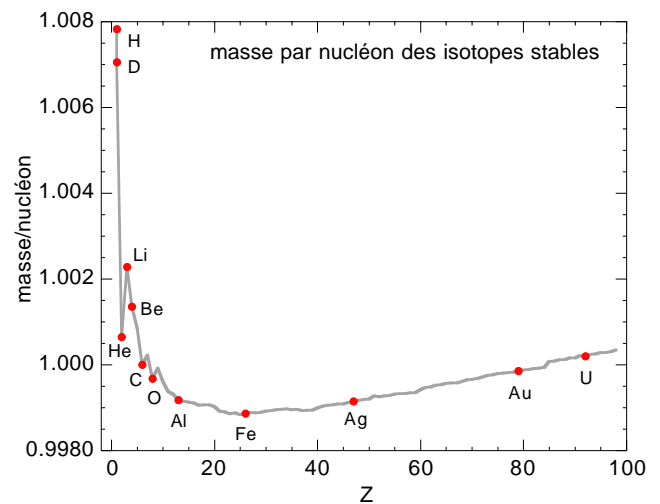


Fig. 5.9 : la masse par nucléon en fonction du numéro atomique Z.

5) A partir de la combustion du silicium ( $3 \cdot 10^9$  K), la photodésintégration brise les noyaux en leur arrachant des particules  $\alpha$  (noyaux d'atomes d'hélium : 2 protons, 2 neutrons) qui seront capturées par des noyaux rescapés. Les noyaux avec un nombre entier de particules  $\alpha$  ( $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  ...) sont plus stables que leurs voisins.

6) Tandis que la fusion et les processus d'équilibre peuvent expliquer la nucléosynthèse jusqu'au fer, les éléments plus lourds sont produits par la capture de neutrons. Même si la barrière de Coulomb est de plus en plus élevée, elle ne présente pas d'obstacle pour les neutrons. La capture neutronique se produit à toute température, cependant, des flux de neutrons suffisants sont produits seulement lors des réactions nucléaires à haute température durant les phases avancées de l'évolution stellaire (p.e  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^*$ , ou  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ )

\*  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  :  $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O} + n$  ( $^{13}\text{C}$  : isotope du C avec 6 protons et 7 neutrons)

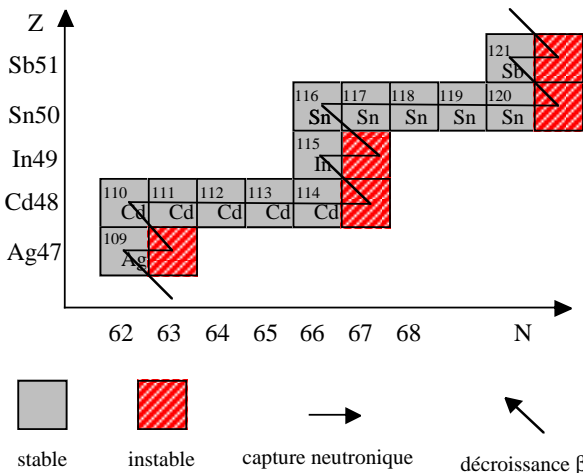


Fig 5.10 : trajectoire du processus *s* dans le plan Z-N (N nombre de neutrons). Notez que les éléments avec Z pair ont plusieurs isotopes stables, tandis que les éléments avec Z impair n'ont souvent qu'un isotope stable.

Dans le processus *s* (slow : absorption lente de neutrons), le temps caractéristique d'une capture neutronique  $\tau_c$  est long par rapport aux demi-vies  $\tau_r$  des isotopes radioactifs (la majorité des isotopes radioactifs ont un  $\tau_r < 1$  heure; voir Fig 5.11). Les éléments suivent le chemin tracé dans la figure 5.10 - ils vont s'arranger dans la vallée de la stabilité (fig. 5.11).

Le processus *s* s'arrête au plomb, car la désintégration  $\alpha$  de ce noyau devient plus important que la capture de neutrons. Les éléments au delà du plomb sont produits par le processus *r* dans des régions de l'étoile où  $T > 10^9$  K, ou dans les supernovae ( $p+e^- \rightarrow n + \nu$ ). Lors du processus *r*, le bombardement neutronique est si intense ( $\delta_n > 10^{23}$  n/cm<sup>3</sup>) que la capture neutronique excède la décroissance  $\beta$  ( $\tau_r > \tau_c$ ). Seul le processus *r* est capable de former les éléments au delà du plomb. (fig. 5.11)

Le gaz enrichi et éjecté lors de ces gigantesques catastrophes nucléaires pourra par la suite se condenser à nouveau et reformer des étoiles, qui, à leur tour, finiront peut-être leur existence dans ces explosions cataclysmiques. Ainsi l'observation spectroscopique des astres a permis de découvrir que ce cycle de la matière est la véritable Pierre Philosophale si convoitée qui a créé l'aluminium, l'or, le fer, et tant d'autres éléments que nous rencontrons à chaque instant sur Terre.

Il est à la fois étourdissant et fascinant de penser que toute la matière qui nous entoure, jusqu'aux atomes de notre propre corps a été créée ainsi.

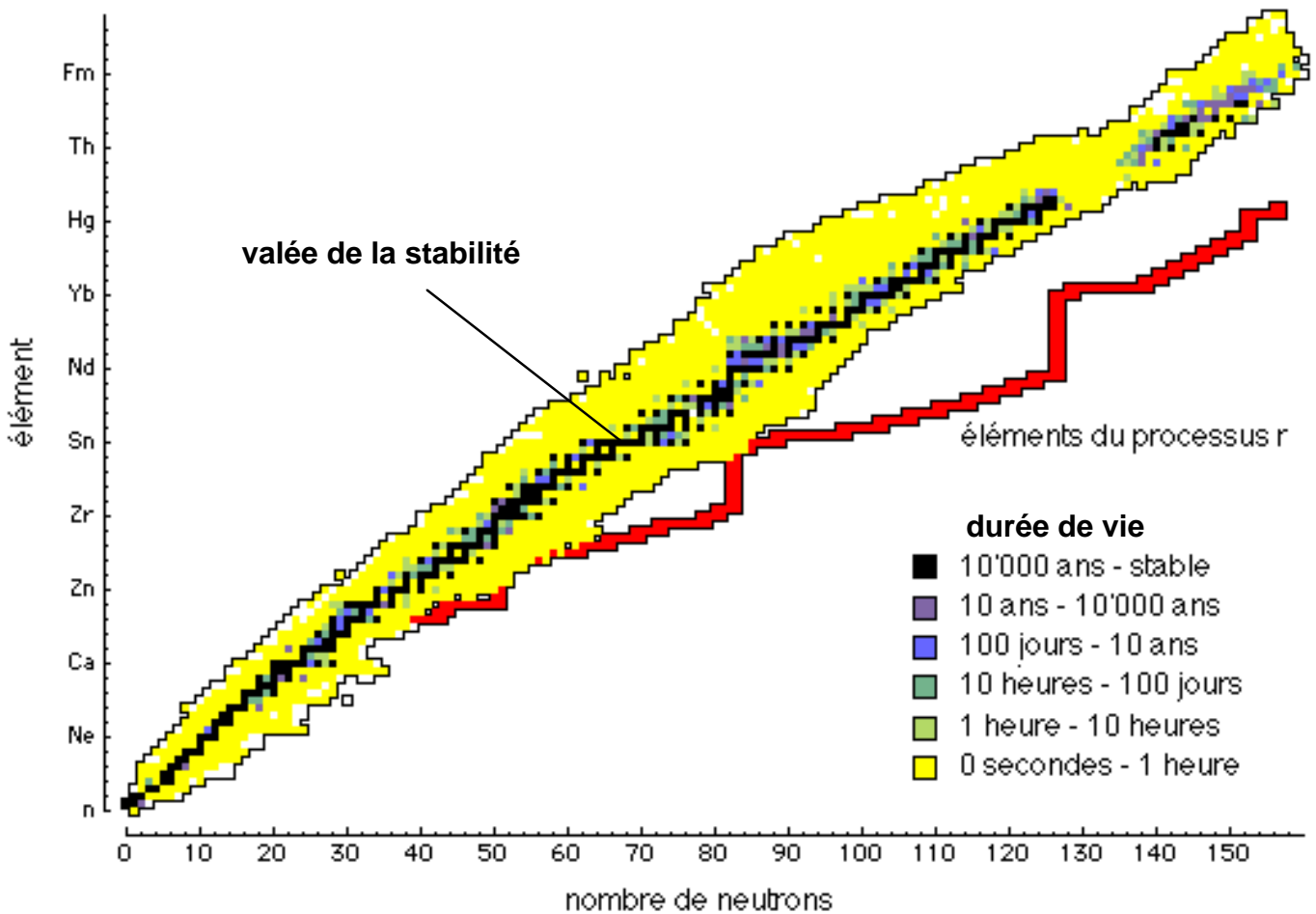


Fig 5.11 : chemin évolutif du processus *s* et *r* dans le plan Z-N

## 5.5 LES OBJETS COMPACTS

### Etoiles à neutrons / pulsars

L'effondrement du noyau d'une étoile massive (voir *supernova*) engendre, dans un intervalle de minutes voire secondes, un "cadavre stellaire" d'un diamètre de  $R \sim 10$  km. La densité au coeur de l'étoile est comparable à celle d'un noyau nucléaire : étoile à neutrons

noyau de  ${}^{56}\text{Fe}$  :  $M_{\text{Fe}} = 56 \cdot 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ ,  $R_{\text{Fe}} = 5.7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

une étoile de  $1 M_{\odot}$  ( $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ ) avec cette densité obtient un  $R_{\text{en}} = R_{\text{Fe}}(M_{\odot}/M_{\text{Fe}})^{1/3} \approx 16 \text{ km}$

L'énergie gravitationnelle (voir eq. 5.7) libérée pendant la phase de l'effondrement est de :

$$E_{\text{SN}} = \left(-\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R_{\text{en}}}\right) - \left(-\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R_{\text{nb}}}\right) \approx 10^{46} \text{ J}$$

pour un noyau stellaire de  $M = 1 M_{\odot}$  un rayon  $R_{\text{nb}} = 5000 \text{ km}$  (naine blanche, matière dégénérée), et  $R_{\text{en}} = 15 \text{ km}$ . (Comparaison : le soleil rayonne  $4 \cdot 10^{26} \text{ W}$ , c'est à dire  $\sim 8 \cdot 10^{34} \text{ J}$  par an. Les  $\sim 10^{11}$  étoiles de notre Galaxie émettent donc  $\approx 10^{46} \text{ J}$  par an ...)

conservation de :

- masse  $\rho \sim 10^{15} \text{ g/cm}^3$  (1 milliard de tonnes/  $\text{cm}^3$ )  
(avant implosion  $\rho \sim 10^9 \text{ g/cm}^3$ )
- moment angulaire  $T = 25 \text{ jours (soleil)} \rightarrow 1 \text{ msec}$   
 $L_t = J\omega = \frac{2}{5} M \cdot R^2 \cdot \omega$   
sphère ( $M, R, \omega$ ) voir section 2
- flux magnétique  $B = 5 \text{ Gauss (étoile typique)}$   
 $\rightarrow 10^{10} \text{ Gauss}$

=> PULSARS

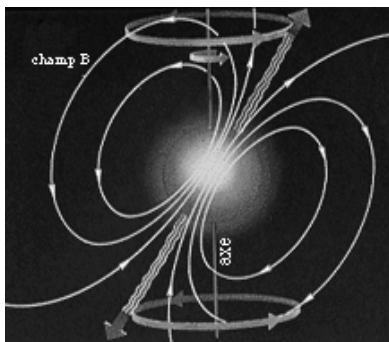


Fig. 5.12 : vue schématique d'un pulsar

découverte du pulsar CP1919 (période  $T = 1.337 \text{ s}$ ) en 1967 par Bell, Hewish avec le radiotélescope de Cambridge

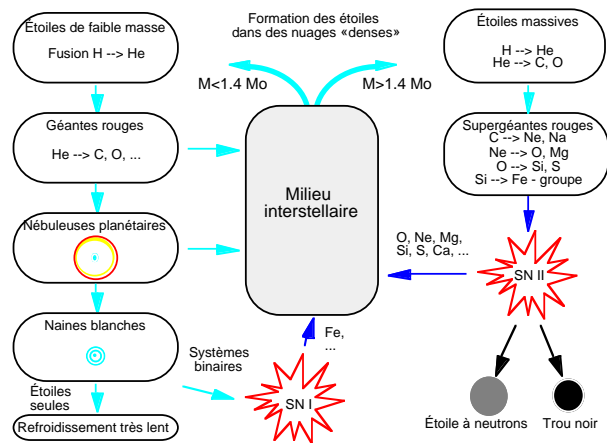


Fig 5.13 nucléosynthèse - l'alchimie dans les étoiles : Les éléments lourds sont produits à partir de la matière primordiale dans les étoiles; d'une part pendant leur évolution normale, d'autre part comme résultat de la nucléosynthèse explosive dans les phases finales de leur vie.

### résumé phases finales :

- $M < 1.4 M_{\odot} \rightarrow$  nébuleuse planétaire  $\rightarrow$  naine blanche
- $M > 1.4 M_{\odot} \rightarrow$  perte de masse : nova, vent stellaire, nébuleuse planétaire
- $M_{\text{noyau}} < 1.4 M_{\odot} \rightarrow$  naine blanche
- $M_{\text{noyau}} > 1.4 M_{\odot} \rightarrow \text{SN} \left\{ \begin{array}{l} \text{pas de reste stellaire} \\ M < 3 M_{\odot} \text{ effondrement} \rightarrow \text{étoile à neutrons} \\ M > 3 M_{\odot} \text{ effondrement} \rightarrow \text{trou noir} \end{array} \right.$

### Les binaires X

Les systèmes binaires contiennent deux étoiles qui gravitent autour d'un centre commun (une partie importante des étoiles de notre Galaxie sont regroupées en systèmes binaires). Les binaires X font partie d'une classe spéciale de systèmes binaires - ils sont constitués d'une étoile normale et d'un objet compact (naine blanche, étoile à neutrons, ou trou noir). Si les deux astres sont assez proches, la matière de l'étoile normale est aspiré (gravitation, effet de marée) par l'objet compact. Les rayons X proviennent des régions d'impact autour de l'objet compact - ces régions (disque d'accrétion, surface) sont chauffées à des températures extrêmes ( $\sim$  million de degrés!).

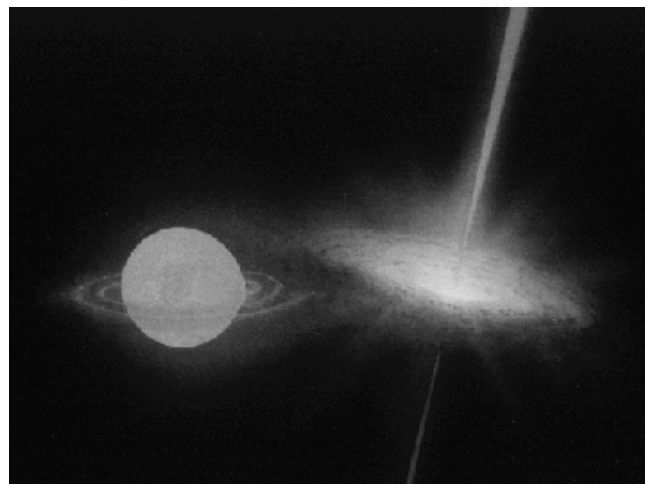


Fig. 5.15 : rendu d'artiste d'une binaire X

Le décalage vers le rouge gravitationnel

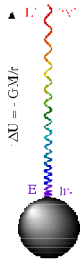


Fig 5.16 : schéma "redshift" gravitationnel

Nous considérons un rayon lumineux (photons avec  $E=hc/\lambda$ ) qui "monte" dans un champ gravitationnel la masse  $m$  qui équivaut à cette énergie ( $m \neq$  masse au repos!)

$$m = E/c^2 = hc/\lambda c^2 \quad 5.47$$

travail des photons  $T$  pour monter la différence de potentiel  $\Delta U$  ( $\Delta U = -GM/r$ )

$$T = m\Delta U$$

$E'$  énergie des photons en haut du potentiel

$$E' = E - T$$

fréquence correspondante à l'énergie diminuée

$$h\nu' = hc/\lambda' = E - T \quad 5.48$$

$$\nu' = \nu(1 - \Delta U/c^2)$$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{GM}{Rc^2} = \frac{\mathfrak{R}}{2R} \quad \text{décalage vers le rouge} \quad 5.49$$

$$\mathfrak{R} = 2GM/c^2 \quad \text{rayon de Schwarzschild} \quad 5.60$$

[ $2G/c^2 = 1.5 \cdot 10^{-27} \text{ m/kg}$ ]

la vitesse d'échappement d'une particule dans un champ gravitationnel  $v_e$  se déduit de

$$E_{cin} + E_{pot} = E = 0$$

$$mv_e^2/2 - GmM/r = 0$$

$$\Rightarrow \mathfrak{R} = 2GM/c^2 \quad \text{avec } v_e = c \text{ (photons)}$$

$\Rightarrow$  "rayon" d'un trou noir

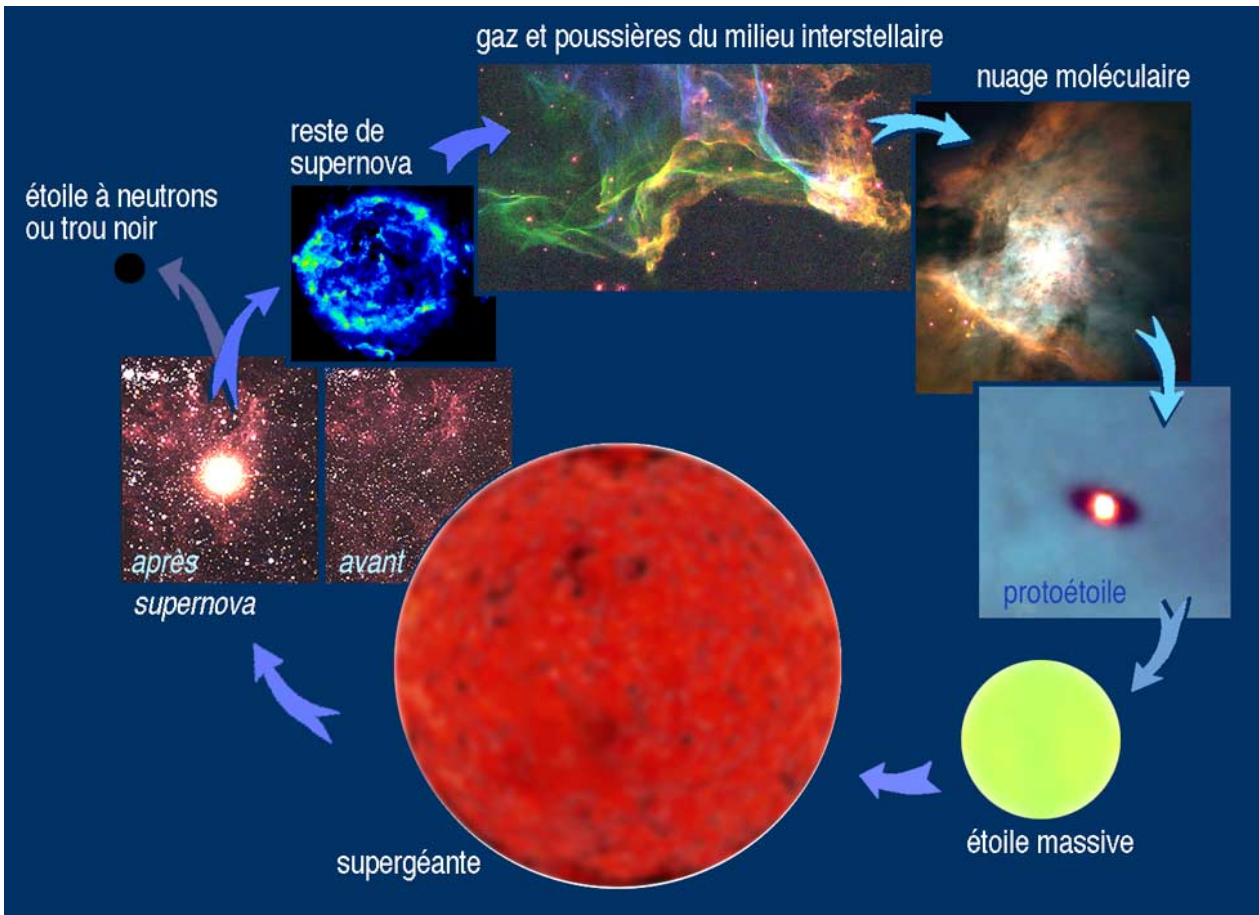


Fig 5.17 : Le cycle de la matière dans une galaxie - schéma pour étoiles massives  $M > 1.4M_\odot$ , du milieu interstellaire à l'étoiles, de l'explosion dans une supernova du type II au milieu interstellaire; les objets compacts (naines blanches, étoiles à neutrons, trous noirs) ne font plus parti du cycle.

## 5.6 PROBLEMES : PHYSIQUE STELLAIRE

5.1 Combien de temps le soleil brillera ? Voyez vous même !

- a) Estimation de la distance Terre-Soleil  
En connaissant la distance Terre-Lune  $d_l$ , comment peut-on estimer à l'oeil nu la distance Terre-Soleil  $d_o$  ?
- b) Estimation de la masse du Soleil  
Calculez la masse  $M_o$  du Soleil en utilisant  $d_o=1.5 \cdot 10^{11}$  m. ( $G : 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ )
- c) Estimation de la puissance du Soleil ("avec les mains" !)  
On cherche à comparer l'intensité du Soleil avec celle d'une ampoule électrique. Imaginez votre main à proximité d'une ampoule (prenez la puissance de votre lampe de bureau) et estimez à quelle distance  $d_a$  vous sentiriez le même réchauffement que celui produit par le Soleil. Déduisez la puissance  $L_o$  du Soleil [en W].
- d) Estimation de la durée de vie du Soleil  
En supposant que le Soleil soit composé initialement d'hydrogène dont 10% seront transformés en hélium à la fin de sa vie, calculez la durée de vie du Soleil  $T_o$  [ans]. Pour cela, utilisez vos valeurs de  $L_o$  et  $M_o$  et :

masse de l'atome d'hydrogène  $M_H : 1.007825$  uma  
masse de l'atome d'hélium  $M_{He} : 4.002603$  uma  
unité de masse atomique (uma)  $u : 1.66 \cdot 10^{-27}$  kg  
vitesse de la lumière (vide)  $c : 2.99 \cdot 10^8$  m·s<sup>-1</sup>

5.2 Réactions Nucléaires

- a) Esquissez schématiquement la chaîne p-p à l'intérieur d'une étoile.
- b) Comparez le rendement énergétique total des réactions nucléaires ci-dessous :
- chaîne p-p
  - cycle CNO
  - processus triple  $\alpha$
- masses H : 1.007825 uma;  
He : 4.002603 uma;  
C : 12 uma 1 uma  $\approx 1.67 \cdot 10^{-27}$  kg
- c) Exprimez le rendement énergétique par nucléon et discutez brièvement l'importance des trois processus dans l'évolution d'une étoile.
- d) Pourquoi ne pouvons nous pas observer la chaîne p-p avec des télescopes classiques. Y-a t' il une expérience qui nous confirme que ce processus se déroule vraiment à l'intérieur du Soleil ?
- e) Estimez le nombre de neutrinos solaires qui vous traversent par seconde.

5.3 Les réservoirs d'énergie nucléaire des étoiles

La figure 5.7 située dans le polycopié donne la masse par nucléon des noyaux atomiques en fonction de leur nombre de protons Z. Interprétez le diagramme pour répondre aux questions :

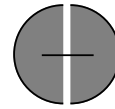
- a) Quel est le réservoir d'énergie dans lequel puisent les réactions nucléaires ?
- b) Quelles sont les réactions nucléaires qui fournissent de l'énergie au sein des étoiles ? Quels éléments sont produits lors de ces réactions ? Que se passe t-il quand les réservoirs nucléaires sont épuisés ?
- c) Discutez ensuite la différence entre une étoile de type solaire et une étoile massive.
- d) Discutez qualitativement la durée de vie d'une étoile sur la séquence principale par rapport aux phases ultérieures.
- e) Comment sont produits les éléments lourds comme l'or (Au) ?
- f) En comparant l'abondance des différents éléments chimiques dans l'Univers, on trouve une relative

surabondance du fer par rapport à des éléments qui ont des masses voisines. Commentez.

5.4 Supernova

Après l'épuisement du combustible nucléaire, le noyau d'une géante rouge s'effondre et devient une étoile à neutrons.

- a) Pour que l'énergie potentielle du système puisse diminuer, quelle condition doit être respectée? Quel est le rôle joué par les neutrinos ?  
Estimez des contraintes pour le rayon d'un pulsar avec une période de  $T = 30$  ms grâce aux considérations suivantes :
- b) limite imposée par la vitesse de la lumière finie  
c) rupture de l'équilibre à cause de la force centrifuge \*  
d) conservation du moment angulaire \*  
e) densité de la matière neutronique \*\*  
f) Calculez l'énergie gravitationnelle libérée par la supernova, considérant que le rayon de l'étoile à neutrons est de 20 km. Comparez l'énergie lumineuse de la Supernova à la luminosité de la Galaxie ( $L_G = 3 \cdot 10^{36}$  W) pendant un temps  $\tau$ , supposant que 1% de l'énergie gravitationnelle est libérée sous forme de lumière. Calculez  $\tau$ .



(approximez l'énergie gravitationnelle du système avec un modèle à deux masses comme le montre la figure ci-contre)

\* Supposez que le noyau de la géante rouge avait une masse  $M = 1M_o$ , un rayon  $R = 1 R_o$ , et que sa période de rotation était  $T_o=25$  jours.

\*\* noyau de  $^{56}\text{Fe}$  : masse  $M_{\text{Fe}} = 56 \cdot 1.67 \cdot 10^{-24}$  g,  
rayon  $R_{\text{Fe}} = 5.7 \cdot 10^{-13}$  cm

rappel : moment angulaire pour une sphère  
$$\vec{I} = 2/5 MR^2 \vec{\omega}$$

5.6 Trou noir

L'émission de Cygnus X-1 montre un périodicité de quelques jours qui indique que cette source de rayons X fait partie d'un système binaire. Aussi, l'intensité de son émission X varie très rapidement ( $\sim 10^{-3}$ - $10^{-4}$  sec).

- a) Quel principe a-t-on pu utiliser pour estimer la masse de Cygnus X-1 ( $15 M_o$ ) ?
- b) Déduisez une expression pour le rayon de Schwarzschild  $\mathfrak{R}$ .
- c) Calculez  $\mathfrak{R}$  pour Cygnus X-1.
- d) Pourquoi Cygnus X-1 est-il supposé être un trou noir ?

5.7 La formation des étoiles

- a) Les nuages moléculaires dans lesquels naissent les étoiles sont généralement si denses, qu'il est souvent impossible d'observer directement le processus de formation dans les longueurs d'onde visibles du fait de l'opacité de la poussière circumstellaire au rayonnement visible. Le télescope spatial IRAS, par contre, observe des émissions infrarouges intenses dans la direction de certains de ces nuages moléculaires. Discutez qualitativement l'origine de cette émission ?
- b) Quelle est la température de la poussière qui est supposée émettre un rayonnement infrarouge de Corps Noir avec un  $\lambda_{\text{max}} = 100 \mu$ .
- c) Mettre en équation le rayonnement incident absorbé avec le rayonnement émis par une particule de poussière. Les particules sont supposées absorber complètement le rayonnement, avoir une forme sphérique et être en

rotation sur elles-même à une distance  $r$  typique de l'étoile.

- d) Quelle est la taille typique  $r$  du nuage ?  
On suppose que le nuage englobe une étoile jeune du type O ( $R=2 \cdot 10^9$  m,  $T=37500$  K)

5.8 Le cycle de la matière

- a) Donnez une description concise des phases de la vie d'une étoile massive ( $M \geq 5$  Mo) de la séquence principale jusqu'aux phases finales.  
b) Expliquez qualitativement l'essentiel du théorème du viriel et discutez son importance pour l'effondrement final de l'étoile. Quels sont les processus qui sont cruciaux pour l'implosion ?  
c) Après son explosion, que reste-t-il de l'étoile ? Vu la durée de vie des étoiles massives, quel est leur rôle dans le cycle de la matière ? (rappel : durée de vie d'une étoile  $\tau \sim 1/M^2$ )  
d) Donnez une description concise des phases de la vie d'une étoile du type solaire de la formation jusqu'aux phases finales.  
e) Dans un diagramme Hertzsprung-Russel, tracez l'évolution du soleil à partir de la séquence principale. Divisez le parcours en plusieurs étapes (notées 1,2,3,...etc.) que vous indiquerez sur le diagramme HR et dont vous donnerez une description concise.

6 LA GALAXIE ET LES GALAXIES (INCOMPLET)

6.1 LE MILIEU INTERSTELLAIRE

Dans le voisinage du système solaire, la distance entre étoiles est de l'ordre de 1 parsec ( $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ A.L.} = 3.08 \cdot 10^{13} \text{ km}$ ), tandis que le diamètre d'une étoile est d'environ ( $10^6 \text{ km}$ ) soit un rapport de :  $3 \cdot 10^{13} / 10^6 = 3 \cdot 10^7 \Rightarrow$  seulement la  $\sim 10^{-22}$  partie de l'espace est donc occupée par la matière sous forme d'étoiles. Et qu'est ce qu'il y a entre les étoiles ?

*Comment sait-on qu'il existe un milieu interstellaire ?*

Comment sait-on que l'espace entre les étoiles n'est pas vide ? Dans le spectre d'une étoile distante, on peut observer deux types de raies d'absorption : d'une part des raies larges, dues à l'absorption dans l'atmosphère stellaire (où la température élevée cause un élargissement des raies par effet Doppler) ; d'autre part des raies très étroites, dont la finesse suppose une absorption discrète qui doit donc être due à des régions de nature gazeuse froides situées entre la source de rayonnement (l'étoile) et l'observateur.

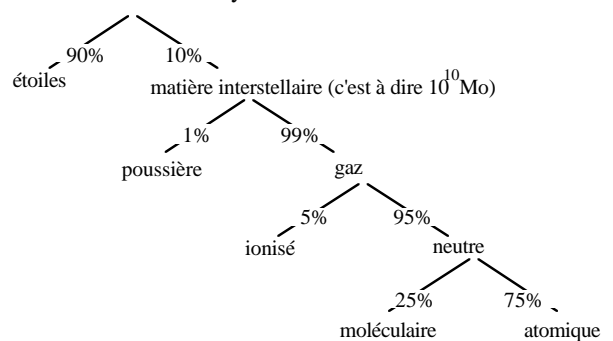
Par ailleurs, on observe des zones sombres en lumière visible dans la voie lactée; on peut montrer qu'il s'agit de nuages de poussière - une matière fine, peu dense, mais dont l'absorption est très efficace (jusqu'à 20 magnitudes).

L'espace interstellaire est peuplé de gaz (essentiellement H et He) et de poussières (on n'y trouve aucun corps sous forme liquide). La densité est généralement très faible, elle est en effet de l'ordre de 1 atome/cm<sup>3</sup> ce qui est trop faible pour former des étoiles. (Il existe cependant des régions plus dense que cela, notamment les régions de formation d'étoiles, où l'on peut atteindre 10<sup>5</sup> atomes/cm<sup>3</sup>); un nombre à comparer aux 5 · 10<sup>19</sup> atomes/cm<sup>3</sup> (1,2 g/l) que l'on trouve dans l'air au niveau de la mer, tandis qu'au niveau des satellites artificiels, on est encore à 10<sup>9</sup> atomes/cm<sup>3</sup>.

Dans l'astronomie on distingue trois types d'espaces "vides"

- espace : interplanétaire
- : **interstellaire**
- : intergalactique

Distribution de matière moyenne dans la Galaxie



L'espace entre les étoiles contient du gaz et des poussières. Ce milieu dépourvu de liquide, majoritaire en gaz (99% du milieu) est condensé en nuages interstellaires d'hydrogène.

Les **phases** du milieu interstellaire : On peut classer les "objets" du milieu interstellaire, selon l'état sous lequel existe ses composantes majeures :

- régions HI : H atomique (ou moléculaire; aussi H<sup>0</sup>)
- régions HII : H ionisé (aussi H<sup>+</sup>)
- régions H<sub>2</sub> : H moléculaire (H<sub>2</sub>)

(les désignations HI, HII sont dérivées des appellations des spectres atomiques - voir section 3.1.3)