

EVOLUZIONE STELLARE

– Prima parte –

- *Nubi molecolari interstellari e loro caratteristiche*
- *Il collasso: condizioni iniziali, fase isoterma e fase adiabatica*
- *L'innesco delle reazioni nucleari*
- *Evoluzione nella sequenza principale e l'esaurimento dell'idrogeno*

LE NUBI INTERSTELLARI - 1

Tutto comincia dalle nubi interstellari fredde ($T < 50$ K), formate da gas (soprattutto H_2) e polveri.

Sono piuttosto comuni in buona parte delle galassie e hanno masse comprese tra 10^{-1} e $10^6 M_{\odot}$.

Nella Via Lattea seguono la stessa disposizione dei bracci a spirale.

*Le più massicce risultano **gravitazionalmente legate**:*

per $M \sim 10^6 M_{\odot}$ e $R \sim 100$ a.l. la velocità di fuga al bordo della nube è

$$v \sim \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{\frac{6,673 \cdot 10^{-11} \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{30}}{100 \cdot 9,46 \cdot 10^{15}}} \approx 12 \text{ km/s},$$

*che è dello stesso ordine di grandezza delle più alte velocità di turbolenza osservate \rightarrow l'interno è **dominato** dalla gravità*

LE NUBI INTERSTELLARI - 2

Per molte nubi esistono evidenze osservative di rotazione, con velocità angolari paragonabili al valore galattico

$$\Omega_{\text{gal}} \sim 10^{-15} \text{ rad/s.}$$

Vi sono anche diversi esempi di nubi dotate di campo magnetico, che alle basse temperature e densità tipiche dell'ambiente interstellare si trova accoppiato con le molecole del gas (campo "congelato"), seguendo il moto delle particelle.

In queste ipotesi la conservazione del flusso di campo magnetico fornisce la condizione $B \sim \rho^{2/3}$, che lega il campo alla densità.

La presenza del campo magnetico tende ad *inibire* il collasso della nube

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 1

La situazione è ben descritta dal teorema del viriale.

All'equilibrio il teorema prevede $2E_T + U = 0$ (E_T è l'energia cinetica delle molecole, U l'energia potenziale gravitazionale), ma il collasso tende a diminuire il momento di inerzia della configurazione e anche l'energia potenziale diventa più negativa (R diminuisce). Si ha quindi collasso per $2E_T + U < 0$, o anche

$$E_T < \left| \frac{U}{2} \right|$$

Consideriamo ora una nube di idrogeno molecolare inizialmente omogenea, con massa $M = 2Nm_p$, temperatura T e densità ρ .

Alle basse temperature tipiche dell'ambiente interstellare i gradi di libertà rotazionali, vibrazionali, eccetera del gas sono congelati, quindi scriveremo l'energia E_T come

$$E_T = \frac{3}{2} NkT = \frac{3}{2} \cdot \frac{M}{2m_p} kT$$

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 2

Per l'energia gravitazionale potremo invece scrivere:

$$\begin{aligned} \left| \frac{U}{2} \right| &= -\frac{U}{2} = \frac{1}{2} G \int_0^R \frac{M(r) dM(r)}{r} = \frac{1}{2} G \int_0^R \frac{1}{r} \frac{4}{3} \pi \rho r^3 4\pi \rho r^2 dr = \\ &= \frac{1}{2} G \frac{16}{3} \pi^2 \rho^2 \int_0^R r^4 dr = \frac{1}{2} G \frac{16}{15} \pi^2 \rho^2 R^5 = \frac{1}{2} G \frac{3}{5} \left(\frac{16}{9} \pi^2 \rho^2 R^6 \right) \cdot \frac{1}{R} = \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} \end{aligned}$$

Allora la condizione di collasso equivale a $\frac{3}{2} \cdot \frac{M}{2m_p} kT < \frac{3}{10} G \frac{M^2}{R}$, cioè

$$kT < \frac{2}{5} G \frac{M m_p}{R}$$

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 2

Ricavando dall'equazione $M = \frac{4}{3} \pi \rho R^3$ il raggio $R = \left(\frac{3M}{4\pi\rho} \right)^{1/3}$ otteniamo:

$$kT < \frac{2}{5} \left(\frac{4}{3} \pi \right)^{1/3} G M^{2/3} m_p \rho^{1/3}$$

A densità molto basse, come quelle iniziali della nube (~ 50 atomi H/cm^3 , equivalente a $\rho \sim 10^{-24}$ g/cm^3) la nube è del tutto trasparente e la temperatura non dipende molto dalle condizioni specifiche della nube in questione, ma piuttosto dall'ambiente interstellare in generale, come la presenza di stelle nelle vicinanze, il flusso di raggi cosmici e così via.

Possiamo dunque supporre che T non vari molto nelle prime fasi del collasso, restando intorno al valore tipico di 10 K. Allora la condizione

precedente prende la forma $M^{2/3} \rho^{1/3} > C$, o anche $\rho > \frac{C}{M^2}$, relazione

che collega la densità minima di collasso alla massa della struttura.

CONDIZIONI INIZIALI DI COLLASSO - 3

Dalla relazione appena trovata, sostituendo i valori dei parametri (in unità cgs), ricaviamo la condizione

$$\rho > 10^{-18} \frac{M_{\odot}^2}{M^2}$$

Si ottiene così la tabella

M/M_{\odot}	1	10	100	10^4	10^6
ρ (g/cm ³)	10^{-19}	10^{-20}	10^{-22}	10^{-26}	10^{-30}

dalla quale si deduce che il collasso delle nubi fredde più massicce appare inevitabile. Esistono però *evidenze* osservative del *contrario*! Si comprende allora che è necessario tener conto di altri *fattori di equilibrio*: campi magnetici, turbolenza, rotazione...

IL RUOLO DELLA ROTAZIONE

La presenza di rotazione (dimostrata dai dati osservativi) produce un termine aggiuntivo all'energia termica, che diventa

$$E_T \rightarrow \frac{3}{2} NkT + E_{rot} = E_{th} + E_{rot}$$

Definendo ora:

$$\alpha = \frac{E_{th}}{|U|} \quad \text{e anche} \quad \beta = \frac{E_{rot}}{|U|}$$

possiamo riformulare la condizione di collasso del viriale come $\alpha + \beta < \frac{1}{2}$.

Per un'ulteriore discussione delle *prime* fasi del collasso supporremo che, oltre alla temperatura T , anche la massa M e il momento angolare L si conservino.

ENERGIA TERMICA E ROTAZIONALE - 1

Nelle nostre ipotesi semplificatrici abbiamo

$$E_{th} = \frac{3}{2} NkT \quad (\text{costante})$$

come anche:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{I} \approx \frac{L^2}{2} \frac{5}{2MR^2} = \frac{5}{4} \frac{L^2}{M \left(\frac{3M}{4\pi\rho} \right)^{2/3}} = C' \cdot \rho^{2/3}$$

ricordando che M e L si considerano costanti. Allo stesso modo si deduce:

$$U \approx -\frac{3GM^2}{5R} = C'' \cdot \rho^{1/3}$$

In termini della densità ρ risulta dunque

$$\alpha(\rho) = \frac{E_{th}}{|U|} = \alpha(\rho_0) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1/3} \quad \beta(\rho) = \frac{E_{rot}}{|U|} = \beta(\rho_0) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3}$$

ENERGIA TERMICA E ROTAZIONALE - 2

Con le notazioni $\alpha(\rho_0) = \alpha_0$, $\beta(\rho_0) = \beta_0$, $\psi = \rho / \rho_0$ definiamo la funzione f :

$$f(\psi) = \alpha_0 \psi^{-1/3} + \beta_0 \psi^{1/3}$$

La condizione di collasso espressa dal teorema del viriale diventa così

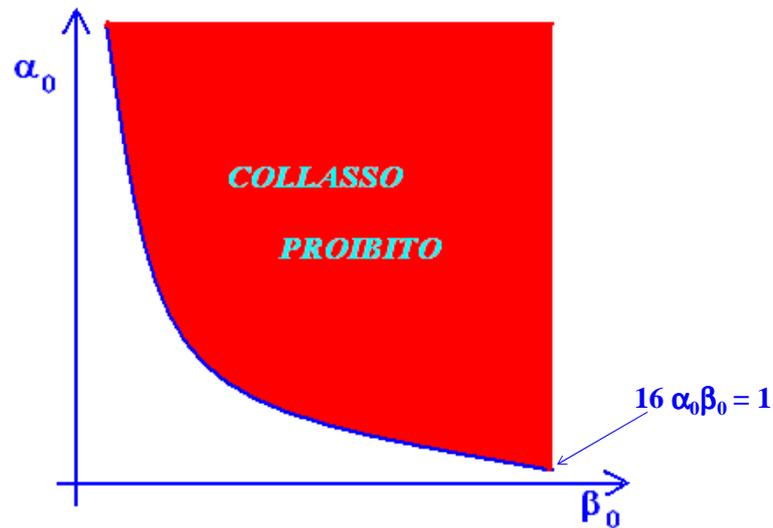
$f(\psi) < 1/2$, mentre il sistema si espanderà se $f(\psi) > 1/2$. Derivando la f si trova l'unico punto stazionario:

$$f'(\psi) = \left[-\frac{1}{3} \alpha_0 \psi^{-4/3} + \frac{1}{3} \beta_0 \psi^{-2/3} \right] \cdot \frac{1}{\psi} = 0 \quad \text{per} \quad \psi = \left[\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right]^{3/2} = \psi_0$$

Il punto trovato è di minimo, e si ha $f(\psi_0) = 2\sqrt{\alpha_0\beta_0}$.

Quindi finché il sistema resta isoterma e conserva M e L avremo che il collasso NON avrà luogo se $f(\psi) > 1/2$, vale a dire $16\alpha_0\beta_0 > 1$

INIBIZIONE DEL COLLASSO ISOTERMO



CASI PARTICOLARI DI COLLASSO ISOTERMO - 1

- $\beta_0 = 0$ (*assenza di rotazione*): finché l'energia termica resta costante, secondo l'ipotesi isoterma, il collasso fa diminuire α , perché nel contempo cresce $|U|$. Il sistema approssima un collasso libero, raggiungendo *in teoria* densità infinite in un tempo finito. Ciò non si verifica in realtà, poiché viene ben presto a cadere l'ipotesi di collasso isoterma
- $\beta_0 < \alpha_0$: il collasso inizialmente accelera finché rimane $\beta < \alpha$, ma come si è visto α tende a decrescere. Quando la condizione non è più soddisfatta il collasso rallenta e può, a seconda dei casi, arrestarsi. In questo caso possono verificarsi fenomeni di *fissione* della struttura (v. seguito)

CASI PARTICOLARI DI COLLASSO ISOTERMO - 2

• $\beta_0 > \alpha_0$: l'effetto della rotazione diventa rapidamente preponderante e blocca il collasso. Trascurando la fissione (che potrebbe invece aver luogo) si raggiungerà l'equilibrio quando $\alpha + \beta = 1/2$. Essendo però α in continua diminuzione, stiamo sicuri con la condizione $\beta = 1/2$, cioè:

$$\beta_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} = \frac{1}{2}$$

da cui ricaviamo la massima densità raggiunta: $\rho^* = \rho_0 \left(\frac{1}{2\beta_0} \right)^3$

In generale, $\alpha + \beta = 1/2$ equivale a una condizione meccanica $\vec{F} = 0$, non $\vec{v} = 0$. Quando il sistema in collasso raggiunge quella condizione continua a contrarsi, salvo poi rimbalzare indietro e assestarsi all'equilibrio dopo una serie di oscillazioni smorzate.

IL CRITERIO DI JEANS - 1

È stato il primo tentativo (1929) di analisi quantitativa di strutture autogravitanti in situazioni lontane dall'equilibrio.

Oggi si hanno **grossi dubbi** sulle previsioni quantitative ricavabili dall'uso del criterio: anche il suo valore qualitativo è messo in discussione.

Le condizioni iniziali previste da Jeans sono quelle di un mezzo infinito in equilibrio ($\vec{v}_0 = 0$, con pressione P_0 , densità ρ_0 e potenziale specifico (per unità di massa) gravitazionale ϕ_0 costanti in tutto lo spazio.

Le ipotesi formulate sono, a rigore, **inconsistenti**: l'equazione di Poisson dà infatti

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho_0$$

e la costanza di ϕ_0 fornisce $\rho_0 = 0$, una situazione fisicamente priva di interesse.

IL CRITERIO DI JEANS - 2

Se si riescono a ignorare questi problemi il procedimento standard per ricavare il criterio di Jeans si articola in tre passaggi:

1) *Perturbare le grandezze di equilibrio (ricordare che $\vec{v}_0 = 0$)*
 $(\vec{v}_0, P_0, \rho_0, \phi_0) \rightarrow (\vec{v}_0 + \vec{v}_1, P_0 + P_1, \rho_0 + \rho_1, \phi_0 + \phi_1)$

2) *Usare le equazioni:*

$$\rho \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\rho \vec{\nabla} \phi - \vec{\nabla} P$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho$$

3) *Modellare una perturbazione isoterma (come accade all'inizio di un collasso):* $P_1 = \frac{kT}{2m_p} \rho_1 = C^2 \rho_1$

$\vec{v}_1 = \vec{v}_1 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ (con equazioni analoghe per P_1, ρ_1, ϕ_1)

IL CRITERIO DI JEANS - 3

Il calcolo così impostato fornisce, dopo diversi passaggi, la relazione di dispersione

$$\omega^2 = \kappa^2 c^2 - 4\pi G \rho_0$$

Il criterio per l'instabilità secondo Jeans è $\omega^2 < 0$ (in modo da non avere soluzioni oscillanti), una condizione che in termini del vettore d'onda κ dà:

$$\kappa < \sqrt{4\pi G \rho_0 \frac{2m_p}{kT}} \equiv \kappa_J \quad (k \text{ è la costante di Boltzmann})$$

Invece in termini della lunghezza d'onda della perturbazione, $\lambda = 2\pi/\kappa$, si trova che l'instabilità prende piede per

$$\lambda > \lambda_J = \frac{2\pi}{\kappa_J} = \sqrt{\frac{\pi kT}{G \rho_0 2m_p}}$$

IL CRITERIO DI JEANS - 4

Per ogni lunghezza d'onda fissata λ_J la più piccola massa che può collassare sarà

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \lambda_J^3 = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \left(\frac{\pi k T}{G \rho_0 2 m_p} \right)^{3/2} = (\text{costante}) \cdot \frac{T^{3/2}}{\rho_0^{1/2}}$$

L'applicazione del criterio di Jeans fa ritrovare nuovamente (a meno di coefficienti poco diversi dall'unità) la condizione di instabilità già determinata in precedenza.

Il criterio di Jeans è però, in linea di principio, ancora più **potente**: esso infatti prevede che al diminuire della temperatura T diminuisca anche M_J . Pertanto, oltre al collasso globale della struttura, possono avviarsi processi di collasso per sottostrutture, che condurrebbero facilmente a fenomeni di frazionamento: lo stesso potrebbe accadere in seguito, quando ancora T è costante e ρ aumenta.

IL CRITERIO DI JEANS - 5

La situazione reale è **COMPLICATA**. Anche in assenza di rotazione, campi magnetici e turbolenza lo sviluppo delle sotto-condensazioni in un ambiente già in rapido collasso può **non avvenire affatto** (per non parlare dell'inconsistenza delle ipotesi iniziali del criterio...)

Le simulazioni numeriche (anche queste con i loro problemi!) sembrano gettare seri dubbi sulla realtà dei processi di frazionamento.

Tuttavia **la situazione resta aperta** e non esiste una parola definitiva: è in questo spazio molto ristretto che si può ancora parlare del criterio di Jeans.

IL COLLASSO ADIABATICO - 1

Con il crescere della densità la struttura non potrà restare a lungo trasparente. Il cammino libero medio dei fotoni all'interno della nube diventa minore del raggio R della nube stessa: la temperatura comincia ad aumentare.

La definizione classica di cammino libero medio è $l = 1/\kappa\rho$ (qui κ rappresenta l'opacità) e la condizione per l'inizio del riscaldamento è

$$l < R \rightarrow \kappa\rho R > 1$$

L'opacità tende ad aumentare sensibilmente con la temperatura T . In questo stadio si può dire che comincia la *fase adiabatica* del collasso.

Non si tratta di una vera adiabatica, perché buona parte dell'energia viene emessa: tuttavia le relazioni tra le variabili termodinamiche seguono un andamento adiabatico.

Si ha $P \propto \rho^{5/3}$ (gas monoatomico) oppure $P \propto \rho^{7/5}$ (gas biatomico)

IL COLLASSO ADIABATICO - 2

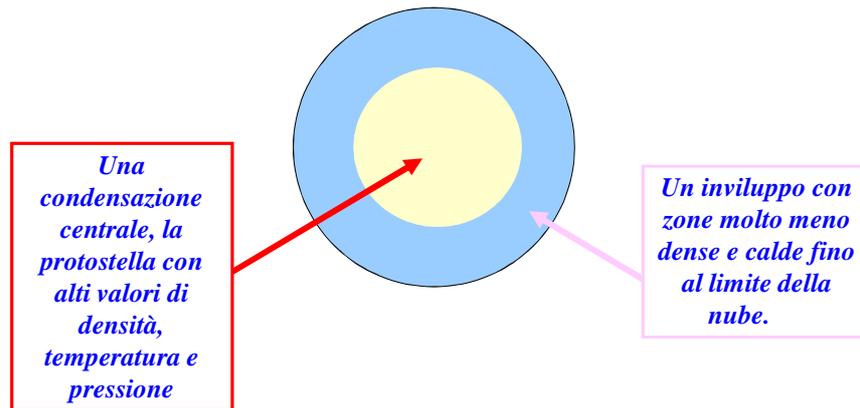
Durante la prima fase del collasso adiabatico si forma una condensazione centrale (core) in equilibrio idrostatico, con un disco di accrescimento equatoriale nel quale si riversa la materia proveniente dall'involuppo, che è ancora in caduta libera.

La rapidità del collasso è ulteriormente accelerata dai processi di *dissociazione* dell'idrogeno molecolare, che si verificano per $T \approx 2000$ K; essi infatti rallentano l'aumento di T e P al crescere di ρ .

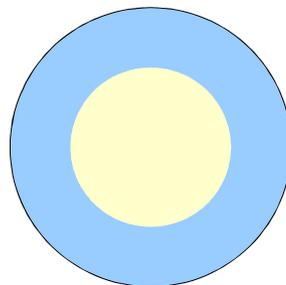
Verso la fine del collasso la zona centrale è in contrazione quasi-statica, mentre le zone periferiche continuano a cadere verso il centro; questo causa un fenomeno di *rimbalzo*, dopo il quale tutta la struttura si assesta in uno stato di quasi equilibrio

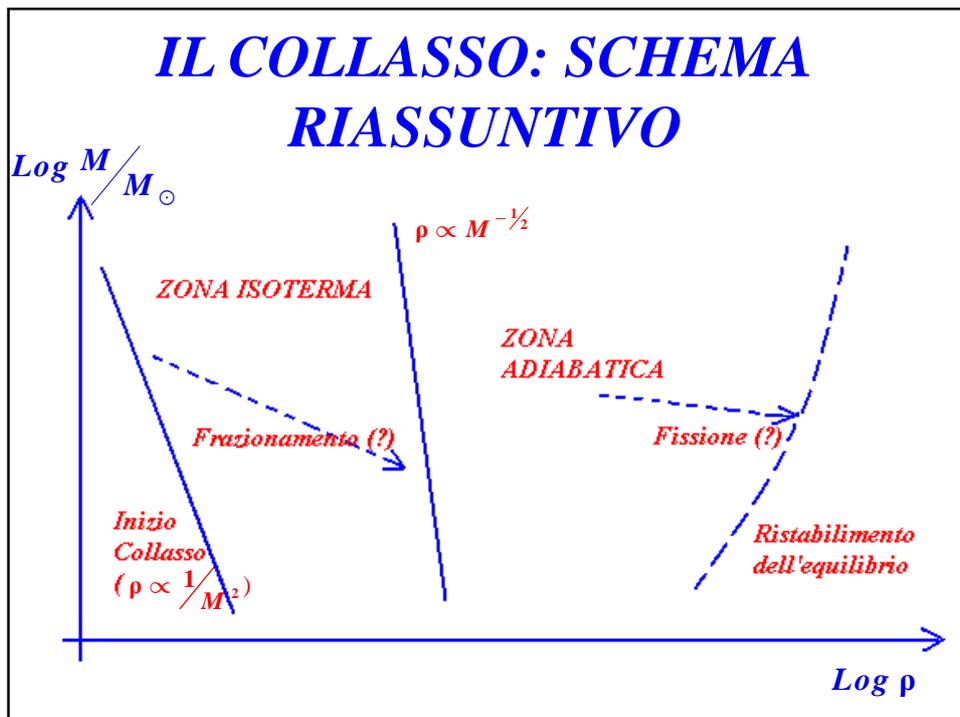
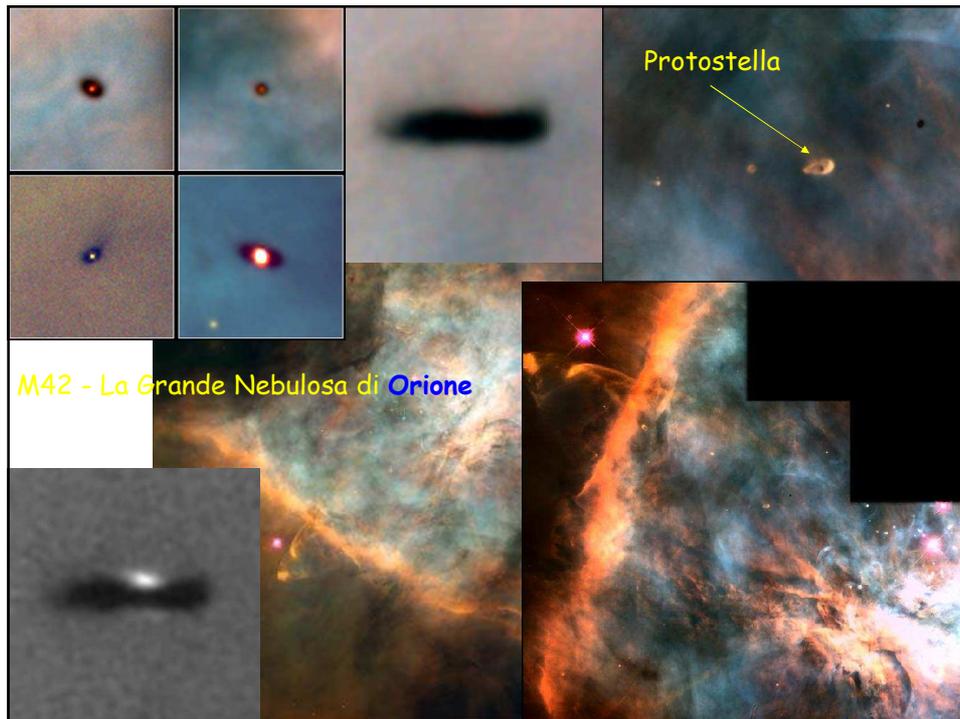
IL COLLASSO ADIABATICO - 3

*Schema di massima del collasso adiabatico e formazione di una struttura altamente **DISOMOGENEA***

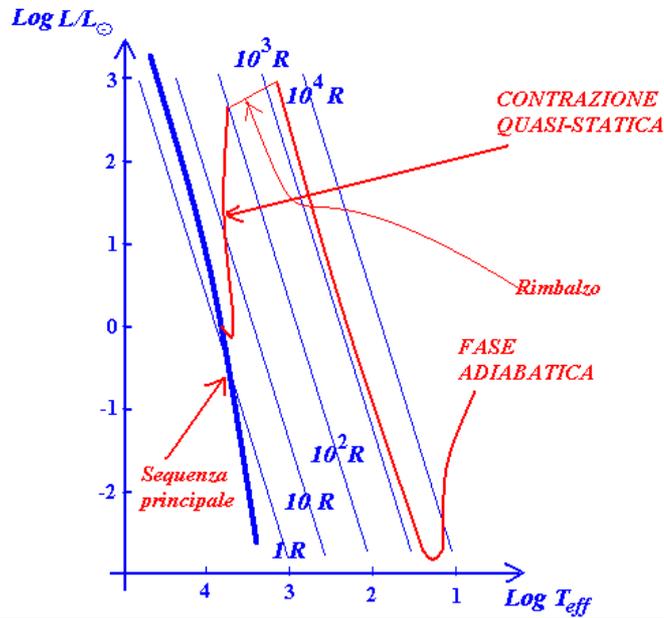


IL COLLASSO ADIABATICO - 4





FASI FINALI DEL COLLASSO



5 · Theory of Stellar Evolution

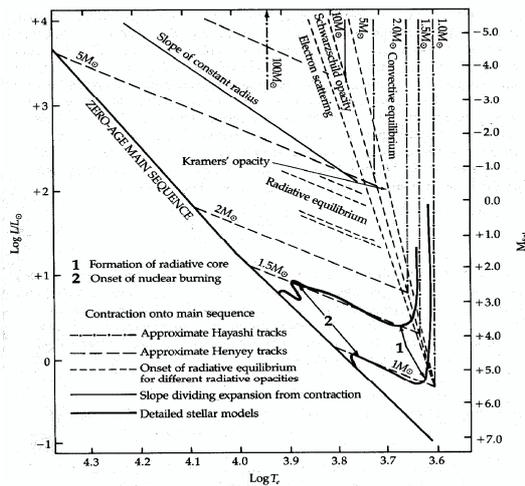


Figure 5.1 shows the schematic tracks for fully convective stars and radiative stars on their way to the main sequence. The low dependence of the convective tracks on mass implies that most contracting stars will occupy a rather narrow band on the right hand side of the H-R diagram. The line of constant radius clearly indicates that stars on the Henyey tracks continue to contract. The dashed lines indicate the transition from convective to radiative equilibrium for differing opacity laws. The solid curves represent the computed evolutionary tracks for two stars of differing mass⁵.

VERSO LA SEQUENZA PRINCIPALE

Dopo la fase di rimbalzo la struttura continua necessariamente nella sua contrazione quasi-statica (Kelvin-Helmholtz), perché non si è ancora verificato l'innesco delle reazioni nucleari. Una formula approssimata per il calcolo del tempo di permanenza - in anni - in questa fase è la seguente:

$$t \approx 10^7 \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right)$$

Per il Sole si ha $t_{\odot} \approx 2,5 \cdot 10^7$ anni. Questo dato, insieme con le incontrovertibili evidenze geologiche raccolte sul nostro pianeta, mostra l'inevitabile necessità delle reazioni nucleari.

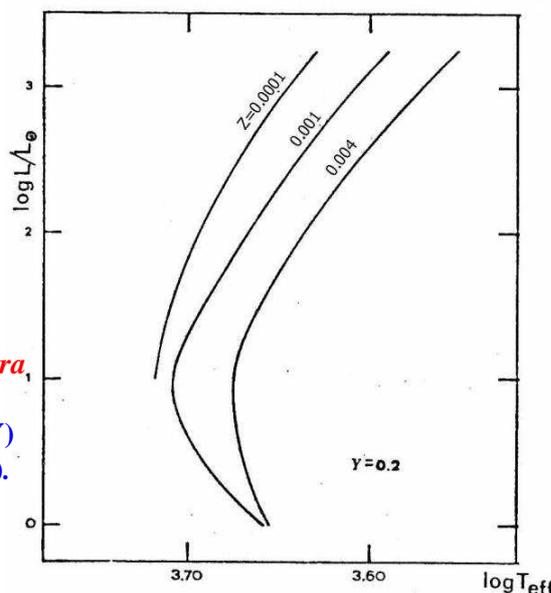
Negli stadi di pre-sequenza è utile la definizione della cosiddetta **traccia di Hayashi**, una curva nel diagramma H-R che si determina imponendo alla struttura la condizione di completa convettività. La traccia dipende dalla massa e dalla composizione chimica.

LA TRACCIA DI HAYASHI

A destra della traccia NON esistono strutture di equilibrio.

Infatti la contrazione in quella zona molto più rapida (da lì provengono le protostelle in contrazione).

La traccia si sposta verso **sinistra** (T_{eff} più **alte**) aumentando l'abbondanza iniziale di He (Y) o diminuendo la metallicità (Z).



LA SEQUENZA PRINCIPALE - 1

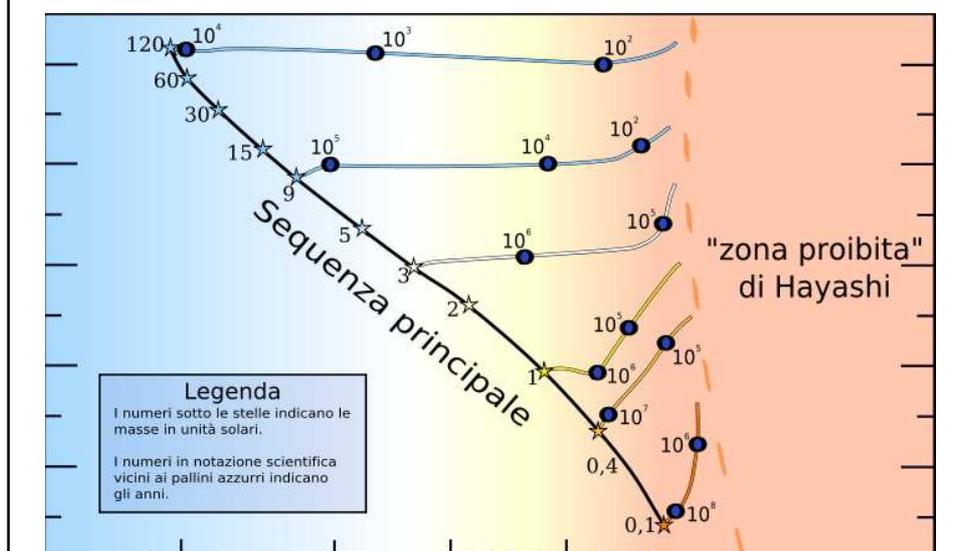
Il progressivo innalzamento della temperatura centrale determina l'innesco delle prime reazioni fusione termonucleare.

Tra 10^6 K e $5 \cdot 10^6$ K si attiva la fusione degli elementi leggeri **D, Li, Be, B**, i cui prodotti sono ^3He e ^4He . L'unico loro effetto sensibile, data la massiccia presenza di convezione, è quello di modificare l'abbondanza superficiale degli elementi suddetti. La distruzione è tanto più efficace quanto più **piccola** è la massa della struttura.

Alla soglia fatidica di 10^7 K si ha l'innesco delle catene di fusione dell'idrogeno; l'efficienza delle reazioni nucleari è però **ridotta** a causa della temperatura (ancora piuttosto bassa) e dall'abbondanza degli elementi secondari e intermedi delle reazioni, che deve crescere fino al valore ottimale.

IMPORTANTE: il tempo necessario perché tutto quanto vada a regime è abbastanza lungo da rendere la composizione chimica **disomogenea**, e di questo va tenuto conto nei modelli stellari.

VERSO LA SEQUENZA PRINCIPALE



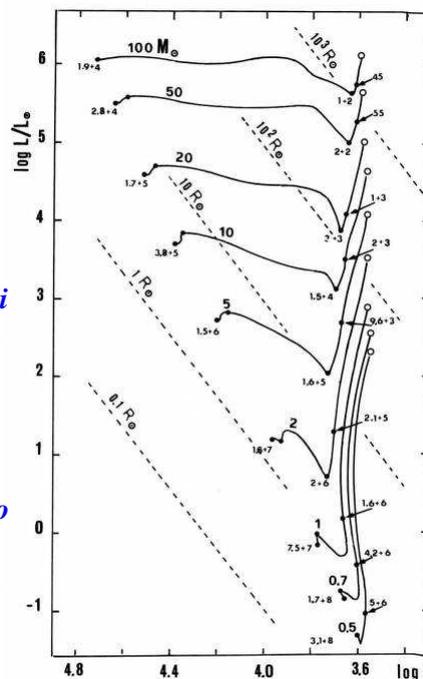
L'ARRIVO IN SEQUENZA

Tracce teoriche per l'evoluzione pre-sequenza di stelle di varie masse e composizione chimica solare.

Le linee di raggio costante sono ricavabili dalla relazione di corpo nero $L=4\pi R^2\sigma T^4$.

I cerchietti indicano le fasi iniziali di contrazione gravitazionale.

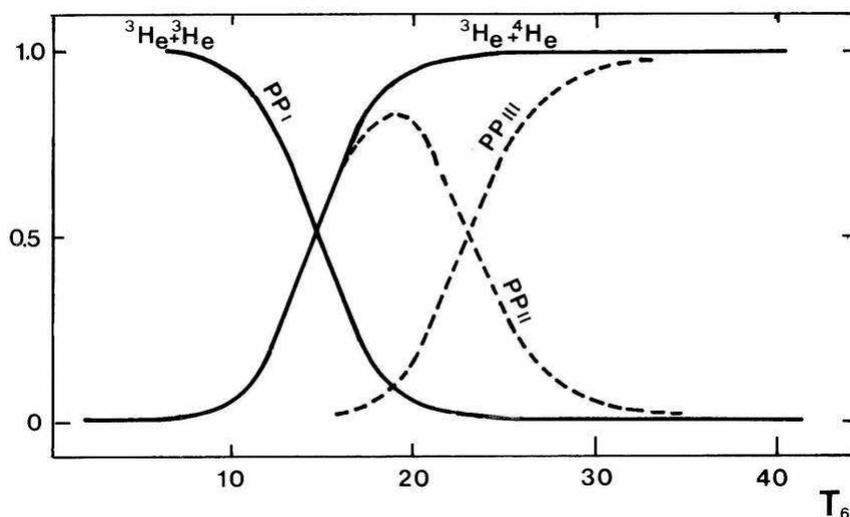
Il primo punto sulla traccia segnala l'ultimo modello totalmente convettivo, il penultimo punto il primo modello sorretto nuclearmente e l'ultimo il modello di Sequenza Principale di Età Zero (ZAMS). I tempi lungo le tracce sono in anni.



LA SEQUENZA PRINCIPALE - 2

- Lo sviluppo di un nucleo radiativo tende ad arrestare la diminuzione di luminosità, poiché rallenta e infine blocca la contrazione.
- All'accensione delle prime reazioni nucleari dell'H la stella è leggermente più **brillante** rispetto alla situazione di equilibrio.
- Man mano che l'efficienza cresce la struttura evolve verso temperature centrali leggermente più **basse**
- Le stelle di massa **media** ($\gtrsim 4 M_{\odot}$) e **grande** ($\gtrsim 10 M_{\odot}$) raggiungono l'innesco delle reazioni di fusione dell'idrogeno già in regime di efficienza del ciclo CNO
- La fortissima dipendenza ($\propto T^{15}$) dell'efficienza del CNO dalla temperatura aumenta il gradiente termico e favorisce lo sviluppo di nuclei convettivi
- A differenza delle piccole masse, il raggiungimento dell'equilibrio in CNO aumenta l'abbondanza dell'elemento **meno** attivo, ^{14}N , deprimendo l'efficienza del ciclo. Di conseguenza il nucleo convettivo diminuisce leggermente e la temperatura centrale **aumenta**

EFFICIENZA DELLE CATENE p-p al variare della temperatura centrale



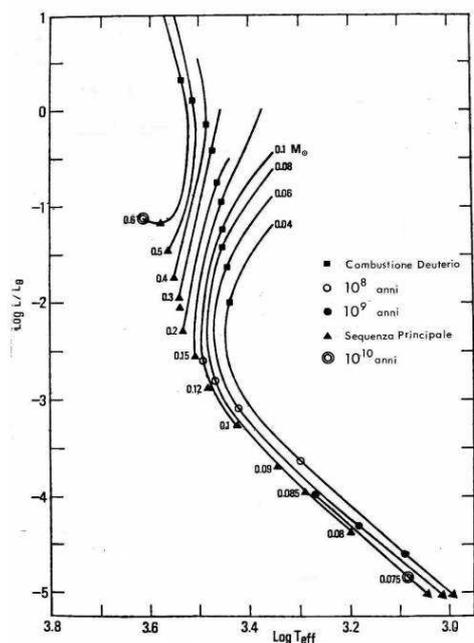
LE NANE BRUNE

Stelle di massa molto piccola arrivano con difficoltà all'innescò dell'idrogeno.

La figura mostra la contrazione di protostelle di massa $\leq 0,6 M_{\odot}$.

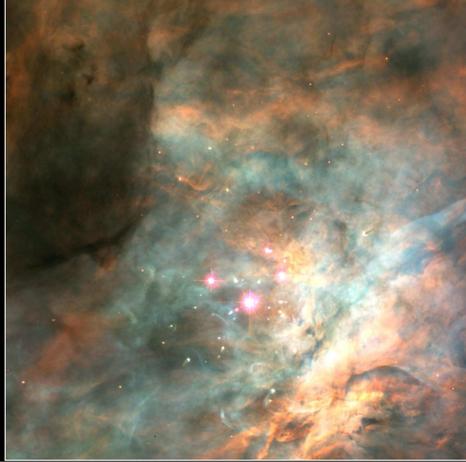
Oltre all'allungamento progressivo dei tempi di arrivo in sequenza, esiste un limite, teoricamente posto a $0,078 M_{\odot}$, al di sotto del quale la struttura consegue un grado di degenerazione tanto elevato da non riuscire a raggiungere la temperatura minima richiesta per l'innescò.

*Questo canale evolutivo porta alla formazione delle **NANE BRUNE**.*



ESTREMI I - LE NANE BRUNE

Visible • WFPC2

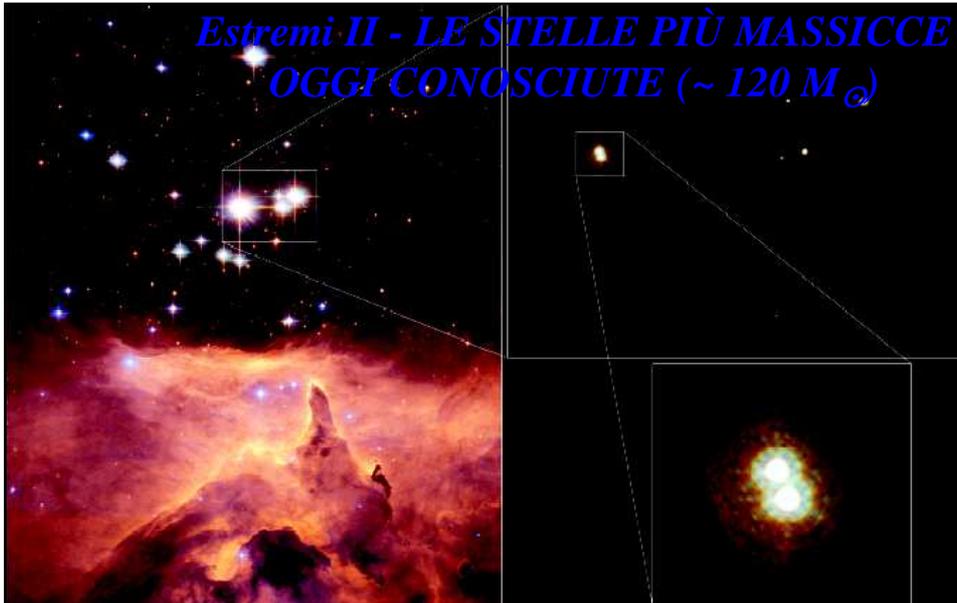


Infrared • NICMOS



Nell'ammasso del Trapezio, nell'infrarosso, il telescopio spaziale Hubble ha visto circa 50 nane brune molto giovani (1 milione di anni) con massa tra 0,0095 e 0,076 M_{\odot} .

Estremi II - LE STELLE PIÙ MASSICCE OGGI CONOSCIUTE (~ 120 M_{\odot})



Supermassive Star System Pismis 24
Hubble Space Telescope • WFPC2 • ACS

NASA, ESA, and J. Maiz Apellaniz (Instituto de Astrofísica de Andalucía, Spain)

STScI PRC06-F

LA SEQUENZA PRINCIPALE - 3

La diversa risposta dei cicli p-p e CNO al rilassamento di equilibrio già descritto si riflette sulla collocazione nel diagramma H-R delle sequenze principali omogenee di equilibrio.

La transizione dalle stelle dominate dal ciclo p-p da quelle dominate dal CNO dipende dalla composizione chimica. L'aumento di Z e quello di Y favoriscono entrambi il CNO, sia direttamente (aumentando la presenza di C, N e O) sia indirettamente (accrescendo la temperatura centrale).

Y; Z	0,1 ; 10 ⁻³	0,24 ; 0,02	0,3 ; 0,1
M _t /M _⊙	1,75	1,5	1

Non va dimenticato che le variazioni di Y e Z spostano la posizione della sequenza principale.

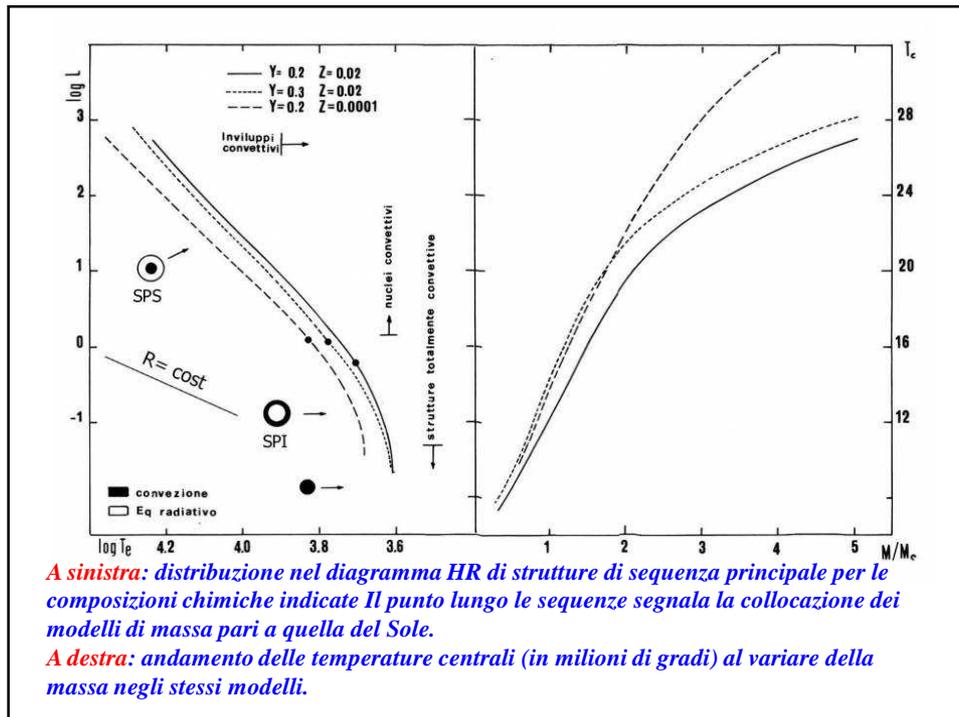
LA SEQUENZA PRINCIPALE - 4

Il tempo di permanenza in sequenza principale dipende soprattutto dalla massa, poi anche dalla composizione chimica.

Una formula approssimata per la stima della durata di questa fase (che è comunque la più lunga nella vita di ogni stella) è, espressa in anni:

$$t_{\text{SP}} \approx 10^{11} qX \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right), \text{ dove } qX \text{ rappresenta la frazione della}$$

massa di idrogeno della stella che si converte in elio. Per masse solari si ottiene $t_{\text{SP}} \approx 10^{10}$ anni. Per stelle di 0,1 masse solari questo tempo può salire a 10^{12} anni (e quindi queste piccole stelle dovrebbero essere tranquillamente ancora in sequenza principale fin dalla prima generazione), mentre per 100 masse solari il tempo decresce fino a 10^6 anni.



EVOLUZIONE STELLARE

– SECONDA PARTE –

OLTRE LA SEQUENZA PRINCIPALE

- **LE STELLE PIÙ PICCOLE ($< \sim 0,5M_{\odot}$)**

Combustione in shell – Lacuna di Hertzsprung – Giganti rosse – Nebulose planetarie – Nane bianche di He

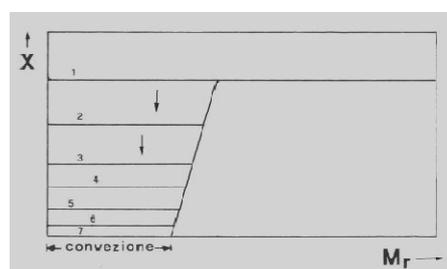
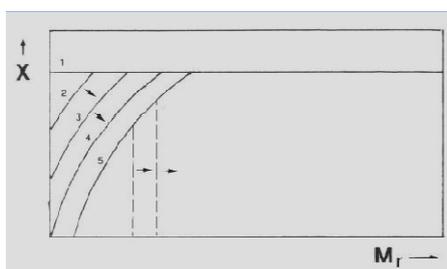
- **MASSE PICCOLE/INTERMEDIE ($\sim 0,5M_{\odot} - \sim 9M_{\odot}$)**

Combustione in shell – Lacuna di Hertzsprung – Giganti rosse – (Flash dell'He) – Ramo orizzontale – Ramo asintotico – Nebulose planetarie – Nane bianche di C / O / Ne

- **STELLE DI GRANDE MASSA ($> \sim 10M_{\odot}$)**

Combustioni multiple – Supergiganti blu e rosse: avanti e indietro – Le supernovae II – Stelle di neutroni e buchi neri

L'ESAURIMENTO DELL'IDROGENO CENTRALE

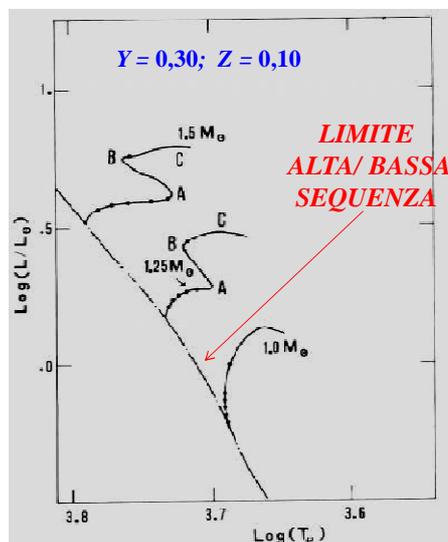


*Andamento schematico dell'abbondanza di idrogeno centrale per stelle di **bassa** (sinistra) e **alta** (destra) sequenza. I numeri segnalano l'evoluzione temporale., mentre le linee a tratti indicano il passaggio alla combustione CNO.*

L'ESAURIMENTO DELL'IDROGENO CENTRALE

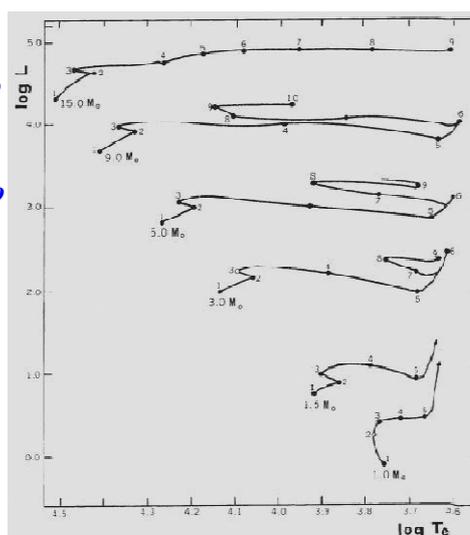
In tutte le strutture la diminuzione dell'idrogeno nel nucleo aumenta temperatura e densità centrali
 → cresce la luminosità e la stella si allontana dalla ZAMS
 (= Zero Age Main Sequence)

Strutture di alta sequenza mostrano una contrazione del nucleo (**overall contraction**) prima dell'esaurimento finale dell'H (**tratto AB**). La velocità di questa fase è provata dall'**assenza** di stelle in quella regione.



COMBUSTIONE A SHELL

Con l'idrogeno centrale esaurito la combustione si sposta in un involucro esterno contiguo al nucleo (**shell**). La conseguenza è un'**espansione** degli strati esterni: la luminosità resta più o meno costante, mentre scende la temperatura superficiale. La combustione in shell è tutta CNO → gli strati esterni diventano rapidamente convettivi. La stella si sposta verso la sua traccia di Hayashi e la percorre aumentando progressivamente di luminosità, finché la shell di idrogeno resta l'unica sorgente efficiente di energia nucleare.



Tracce evolutive nel diagramma HR per stelle di Pop. I (punto 6 = termine della combustione in shell e innesco dell'elio)

COMBUSTIONE A SHELL

Come regola generale, le combustioni centrali collocano i modelli verso alte temperature superficiali, mentre le combustioni a shell li spostano a destra, verso le rispettive tracce di Hayashi.

L'idrogeno che circonda il nucleo inerte di He viene trasformato anch'esso in He e il nucleo aumenta di massa, mentre la shell si sposta gradatamente verso l'esterno.

*Privo di sorgenti di energia, il nucleo tende inizialmente verso una struttura **isoterma**, reagendo poi alla continua crescita in massa con una contrazione e un conseguente riscaldamento, che condurrà all'innesco delle reazioni dell'elio.*

COMBUSTIONE A SHELL

*Le stelle di alta sequenza rimangono abbastanza "ferme" finché il nucleo di He non raggiunge il **10%** circa della massa totale (**limite di Schönberg-Chandrasekhar**): oltre tale limite non esistono soluzioni delle equazioni di equilibrio che ammettano un nucleo isoterma.*

*I nuclei allora si contraggono e la stella va verso la traccia di Hayashi dove, dopo una breve risalita, innesca la combustione centrale dell'He. I tempi scala sono molto **minori** sia di quelli precedenti che di quelli della successiva combustione di He: quindi tra la sequenza principale e le giganti rosse c'è una zona spopolata (**lacuna o "gap" di Hertzsprung**).*

I dati in tabella riportano due esempi di tempi evolutivi (espressi in milioni di anni) per due stelle della figura precedente.

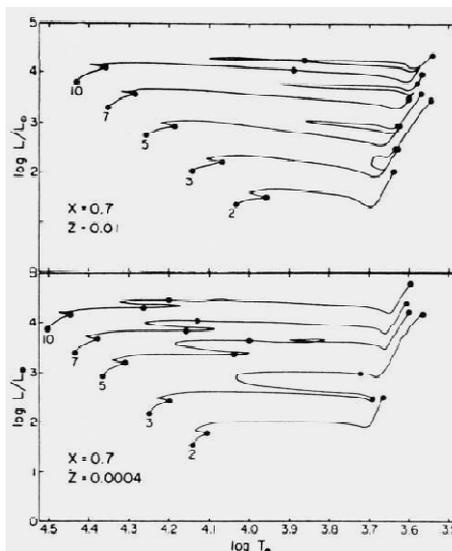
Fase	2	3	5	6	9
$3M_{\odot}$	227	239	249	253	326
$5M_{\odot}$	65.5	68.2	70.3	70.8	87.8

VERSO L'INNESCO DELL'He

Le stelle di massa $\gtrsim 6M_{\odot}$ hanno nuclei convettivi che superano il limite di Schönberg-Chandrasekhar già in sequenza principale. L'esaurimento dell'H centrale è subito seguito dalla contrazione del nucleo di He, con spostamento verso la traccia di Hayashi dove parte la combustione 3α .

Stelle ancora più massicce ($\gtrsim 15 M_{\odot}$) innescano l'He **prima** di raggiungere la traccia di Hayashi. Strutture povere di metalli lo fanno a masse anche minori (al limite $Z = 0$ persino le stelle di $2,5 M_{\odot}$!).

A bassi Z crescono temperature centrali e luminosità delle stelle, aumentando anche la massa del nucleo convettivo \rightarrow si raggiungono condizioni che per Z maggiori sono caratteristiche di stelle più massicce.



Tracce evolutive di stelle di alta sequenza. I punti sono: ZAMS, esaurimento H centrale, inizio combustione centrale di He, esaurimento He centrale.

VERSO L'INNESCO DELL'He

Stelle con massa $\lesssim 2,5M_{\odot}$ hanno nuclei di He nei quali inizia la **degenerazione elettronica**: per questo motivo, benché provengano dall'alta sequenza, la loro storia successiva sarà identica alle strutture di bassa sequenza.

Si possono definire stelle di piccola massa tutte quelle in cui al termine della combustione centrale dell'H si formano nuclei di He almeno in parte degeneri.

Le masse limite per la degenerazione dipendono dalla composizione chimica della struttura originaria: la degenerazione è **favorita al diminuire di Y e al crescere di Z .**

L'evoluzione delle strutture di piccola massa risulta di particolare rilevanza, sia perché tali strutture rappresentano un importante campione osservativo delle più antiche popolazioni stellari, sia per una serie di interessanti fenomeni che si manifestano nel corso di tale evoluzione.

VERSO L'INNESCO DELL'He

La degenerazione agisce “congelando” la struttura: la pressione degli elettroni degeneri ostacola la contrazione del nucleo e quindi anche l'innesco della combustione di He. I tempi scala della combustione a shell **aumentano** sensibilmente.

Al termine della combustione centrale di H le stelle di piccola massa raggiungono la loro traccia di Hayashi e, **senza innescare l'He**, proseguono inerpicandosi lungo la traccia.

La combustione in shell aumenta la massa del nucleo di elio. In tale fase di Gigante Rossa si manifestano nel nucleo, con crescente efficienza, processi di produzione di termoneutrini, che estraggono energia (“raffreddando” il nucleo) inibendo ulteriormente l'innalzamento delle temperature e l'innesco dell'He.

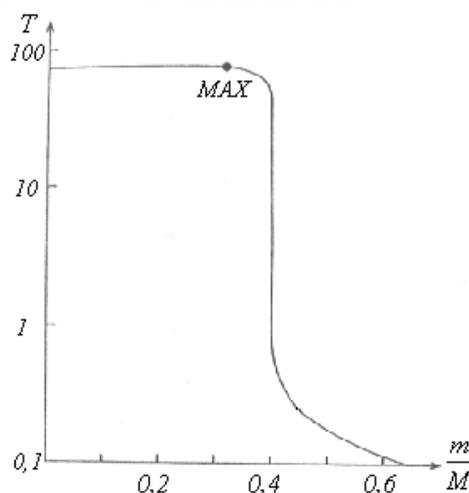
La stella in questa fase perde energia da **due distinte regioni**, la superficie (tramite **fotoni**) e le zone centrali (tramite **neutrini**).

VERSO L'INNESCO DELL'He

La temperatura raggiunge il massimo in una regione intermedia, e decresce verso la superficie come anche verso il centro della stella. L'innesco dell'He **non avverrà allora al centro** della struttura, ma in una shell.

La figura mostra la situazione di una stella di $1,3 M_{\odot}$ subito prima dell'He-flash.

Il ritardo causato dai termoneutrini accresce la massa del nucleo al momento dell'innesco: una variazione di pochi punti percentuali, ma che avrà sensibili conseguenze sulla luminosità delle strutture nella successiva fase di combustione centrale di He.

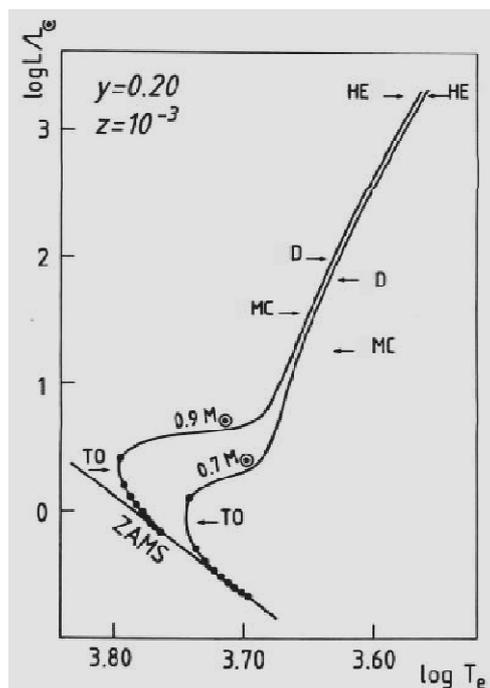


Temperatura interna prima del flash. In ascissa: frazione di massa totale a partire dal centro. In ordinata: T, in milioni di kelvin. Il massimo di temperatura non è al centro, causa le perdite per emissione di neutrini.

INNESCO DI He

Tracce evolutive di due stelle di piccola massa. I punti lungo le tracce indicano variazioni di **0.1 X** nell'abbondanza centrale di idrogeno. Lungo il ramo delle giganti rosse sono anche indicati i punti:

MC = max. affondamento della convezione superficiale;
D = la shell di combustione raggiunge la discontinuità nell'abbondanza di idrogeno;
HE = flash dell'elio.



IL FLASH DELL'ELIO

L'innesco della reazione 3α ha luogo quando il nucleo di elio raggiunge una massa di circa **0,5 M_⊙** (il valore esatto dipende leggermente dalla massa e dalla composizione chimica).

L'innesco in una struttura degenere è **potenzialmente devastante**: l'energia prodotta innalza la temperatura locale, ma non la pressione (fornita dagli e⁻ degeneri). La stella **non** si espande e l'unico effetto è l'incremento ulteriore di velocità delle reazioni e della produzione energetica.

Si ha così il **flash dell'elio**, che dalla zona di innesco (leggermente decentrata) si propaga con flash successivi a tutto il nucleo.

Il fenomeno prosegue finché non si raggiungono temperature in grado di rimuovere la degenerazione e attivare l'espansione del nucleo.

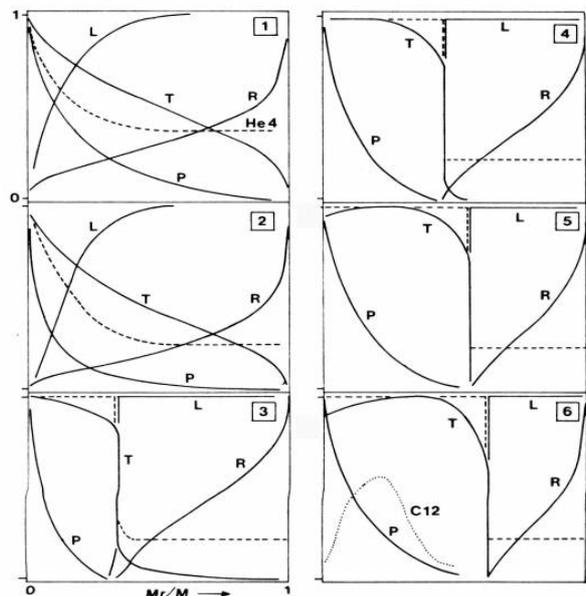
Non vi sono apprezzabili variazioni della luminosità, perché l'energia prodotta viene totalmente riassorbita nell'espansione degli strati interni e la violenza del fenomeno resta nascosta all'interno della struttura.

IL FLASH DELL'He

Caratteristiche strutturali di una stella di $0,8 M_{\odot}$, $Y = 0,20$, $Z = 10^{-3}$ dalla fine della fase di sequenza principale fino all'innesco del flash dell'He.

Notare nell'ultima fase il Carbonio prodotto dall'inizio del flash.

(Tutte le grandezze sono normalizzate al loro valore massimo)



RIASSUNTO (GIGANTI ROSSE)

La figura precedente illustra le variazioni strutturali di una stella di piccola massa dalle fasi finali di sequenza principale sino all'innesco dell'elio.

Si deve notare il **disaccoppiamento** dell'evoluzione del nucleo dall'involuppo, che viene sentito come modifica solo marginale alle condizioni al bordo del nucleo $P \sim 0$ e $T \sim 0$.

Caratteristica è anche l'estrema **sottigliezza** della shell di H. Nelle fasi più avanzate l'intera energia finisce con l'essere prodotta in uno strato contenente **non più di 10^{-3} 10^{-4} della massa totale** (fase di **shell sottile**).

Si può usare un'immagine gastronomica: l'H viene bruciato "alla piastra", giusto il materiale che viene in contatto con la superficie "arroventata" del nucleo di He.

RIASSUNTO (GIGANTI ROSSE)

Il nucleo, pur giungendo a contenere più di metà della massa stellare, rimane sempre di dimensioni molto ridotte → una gigante rossa è formata da un tenue, enorme involucro ricco di H che “galleggia” sul nucleo, che fornisce gravità.

ESEMPIO: a metà del raggio di una gigante rossa la densità è ancora inferiore quella dell'atmosfera terrestre!

Il nucleo cresce col tempo in massa ma non in raggio, che anzi diminuisce leggermente e progressivamente; sappiamo già che le strutture degeneri al crescere della massa devono diminuire il raggio.

Stelle di massa minore di $0,5 M_{\odot}$ non sono in grado di attivare la combustione di He e terminano la loro evoluzione perdendo massa (viene espulsa gran parte dell'involuppo) e raffreddandosi come nane bianche di elio.

UNA GIGANTE ROSSA DI $0,9 M_{\odot}$

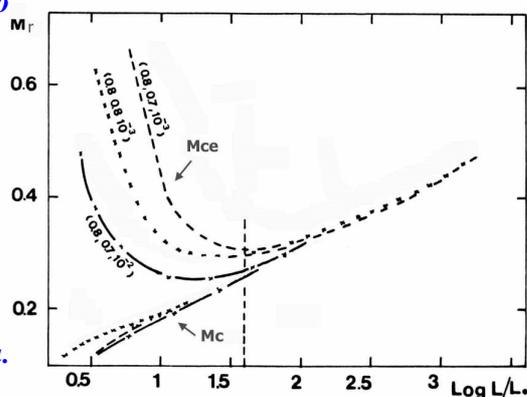
L'osservazione delle giganti rosse e dei loro “successori” evolutivi consente di osservare astronomicamente il comportamento di un gas di He a temperature $\lesssim 10^8$ K e densità dell'ordine di 1 tonnellata/cm³, ben al di là delle possibilità sperimentali nei laboratori terrestri.

FASE	T_c (10^6 K)	Log ρ_c	log P_c	R (10^6 km)
Sequenza Principale	12,6	1,9	17,4	0,5
Esaurimento H centrale	19,5	2,4	18,0	0,6
Gigante rossa ($L = 30 L_{\odot}$)	36,3	5,2	21,3	5
Gigante rossa ($L = 100 L_{\odot}$)	45,7	5,5	22,0	16
Gigante rossa ($L = 1000 L_{\odot}$)	66,1	5,9	22,5	32
Flash dell'He ($L \approx 2000 L_{\odot}$)	75,9	6,0	22,3	50

GIGANTI ROSSE

Evoluzione della massa del nucleo di elio e della profondità dell'involucro convettivo in funzione della luminosità della struttura.

Per luminosità maggiori o dell'ordine di $\text{Log } L \sim 1,5$ c'è correlazione tra luminosità e massa del nucleo di elio, largamente indipendente dai parametri evolutivi della struttura. La massa del nucleo di elio determina dunque la luminosità, mentre l'involucro governa temperatura superficiale e raggio della struttura.



*Mce = Massa dell'involucro convettivo di H
Mc = Massa del nucleo di He*

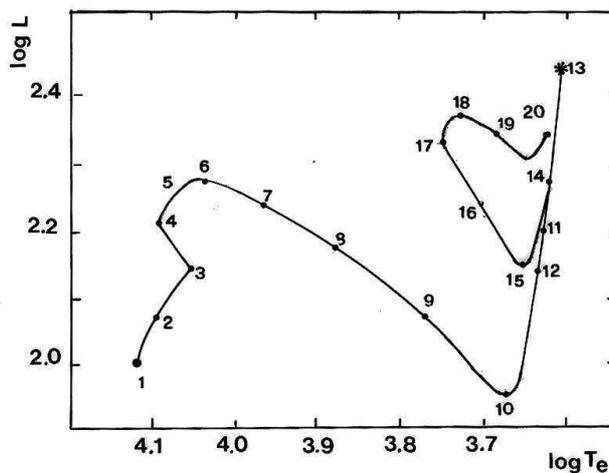
ESEMPIO EVOLUTIVO ($3 M_{\odot}$)

Traccia evolutiva di una stella di $3 M_{\odot}$ di Pop. I, tipica di stelle al limite del flash dell'He.

L'asterisco indica l'innesco dell'elio.

La traccia giunge sino all'esaurimento dell'He al centro ed all'instaurarsi della combustione a doppia shell.

L è in luminosità solari.



IL PRIMO RIMESCOLAMENTO (DREDGE UP)

La convezione dell'involuppo alla sua massima estensione raggiunge strati già in parte "elaborati" nella combustione centrale di H (che, a causa della bassa dipendenza dalla temperatura della catena pp, ha interessato una zona abbastanza vasta della struttura).

Il rimescolamento convettivo arricchirà la superficie della stella con He prodotto dalle combustioni: per la prima volta nella sua storia la stella trasporta negli strati atmosferici materiale di combustioni interne.

Il processo modifica anche l'abbondanza superficiale di elementi secondari che, benché coinvolti in reazioni nucleari scarsamente efficienti ed energeticamente trascurabili, hanno avuto il tempo nella ormai lunga storia della stella di modificare lentamente la loro abbondanza originaria.

IL PRIMO RIMESCOLAMENTO (DREDGE UP)

Come risultato del dredge up nelle atmosfere delle giganti rosse di piccola massa si riduce l'abbondanza di ^{12}C (di circa il 30%) e si raddoppia il ^{14}N , in conseguenza di una sia pur modesta efficienza del ciclo CNO in una vasta regione interna.

Il dredge up è quindi un segnale di evoluzione interna che raggiunge la superficie della stella, dove può essere rivelato spettroscopicamente.

DAL FLASH DI He AL RAMO ORIZZONTALE

Per le strutture che innescano l'He in combustione centrale si può dire che il nucleo è sempre meno governato da fenomeni di degenerazione elettronica col crescere della massa: stelle con massa $\gtrsim 2,3 M_{\odot}$ giungono a innescare l'He *pacificamente*, in un *nucleo non degenere*.

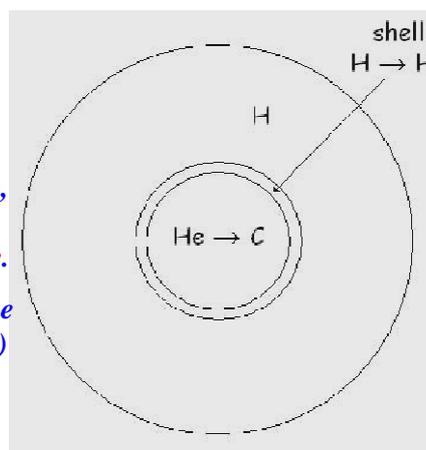
Indipendentemente dalle modalità di innesco, le fasi di combustione di He sono per molti versi *analoghe* a quelle di combustione (centrale e a shell) dell'H: l'elevata dipendenza dell'efficienza della reazione 3α dalla temperatura induce la formazione di un nuovo *nucleo convettivo* (come per il CNO).

Le stelle, che avevano raggiunto la loro traccia di Hayashi, reagiscono alla nuova sorgente centrale di energia ritornando verso maggiori temperature superficiali, cioè verso *sinistra* nel diagramma H-R.

IL RAMO ORIZZONTALE

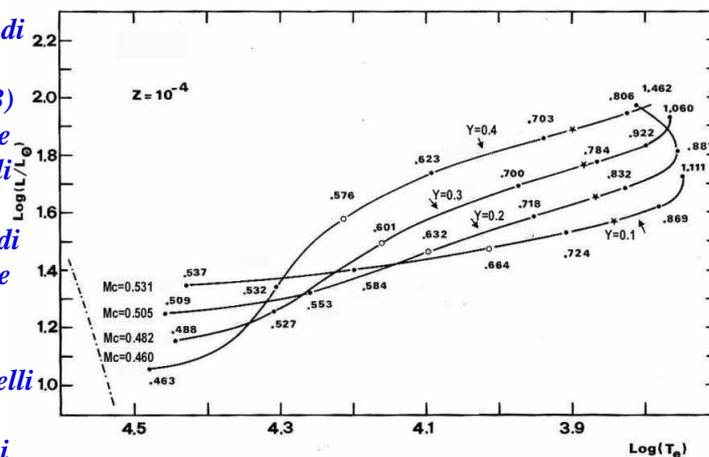
Le stelle in questa fase combinano una combustione centrale (He) con una a shell (H). Ne risulta una *diminuzione di luminosità*, più marcata in stelle di piccola massa che subiscono il flash dell'elio. Da valori superiori a $1000 L_{\odot}$ (tipici del flash), esse discendono a meno di $100 L_{\odot}$, collocandosi nella fase di *ramo orizzontale*.

Si può dire che la presenza di una relazione (massa del nucleo degenere) – (luminosità) spinge la stella verso luminosità abnormi. Una volta rimossa la degenerazione, la struttura si riassetta su luminosità più “naturalì”.



IL RAMO ORIZZONTALE

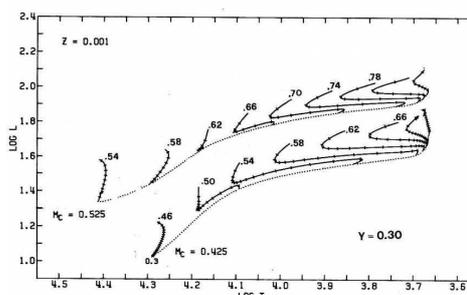
Sequenze teoriche di età zero di ramo orizzontale (ZAHB) valutate per diverse abbondanze iniziali di He, assumendo $Z = 10^{-4}$ ed un'età di 10^{10} anni. Lungo le sequenze sono riportati le masse totali dei vari modelli (in M_{\odot}) e le masse evolutive dei nuclei di He (in M_{\odot}).

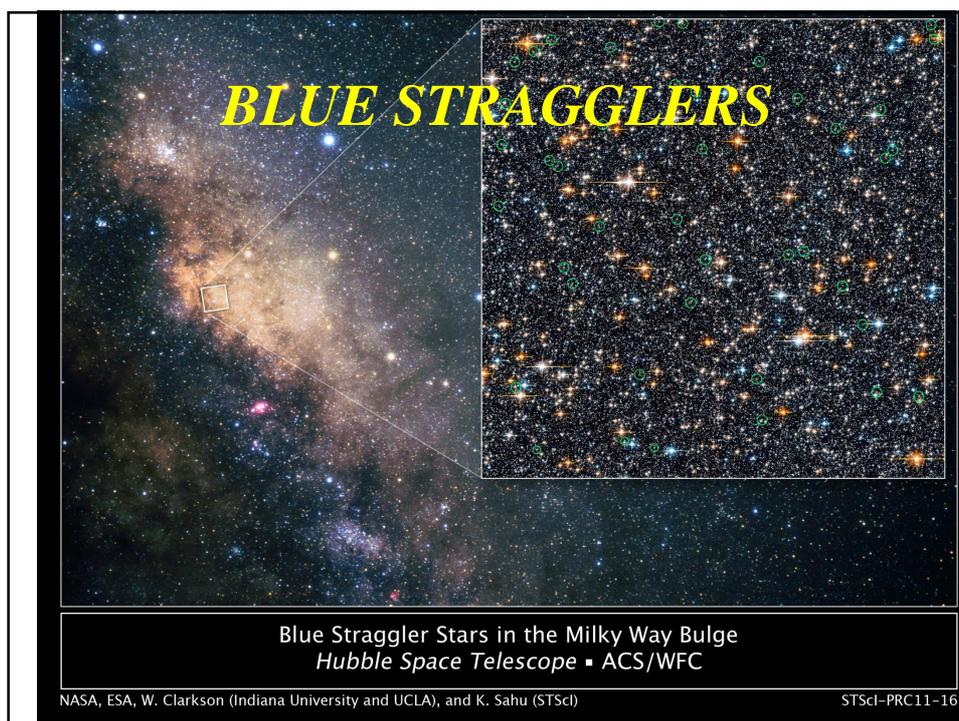


RAMO ORIZZONTALE E PERDITE DI MASSA

Alcuni ammassi globulari della via Lattea presentano rami orizzontali con un'estensione in temperatura **molto maggiore** di quella ottenibile dalle tracce evolutive susseguenti al flash dell'He. L'evidenza osservativa dalle giganti rosse (righe di emissione) mostra come in tale fase operino processi di **perdita di massa**: è questo il parametro che regola la distribuzione delle stelle lungo il ramo orizzontale. **A parità di massa totale, più massiccio è l'involuppo, più rossa è la stella.**

Tracce evolutive nel diagramma H-R di strutture in fase di combustione di elio per due diverse assunzioni sulla massa del nucleo di He M_c e al variare della massa totale





EFFETTO DI METALLICITÀ: LA POPOLAZIONE ZERO

Il quadro generale delle fasi di combustione dell'idrogeno finora visto cambia sensibilmente quando si considerano strutture stellari estremamente povere o del tutto prive di metalli.

***NON** è pura esercitazione numerica: la materia emersa dal Big-Bang era priva di elementi pesanti e la prima generazione stellare doveva necessariamente essere composta da stelle di puro idrogeno-elio.*

I processi di arricchimento hanno infine portato la stragrande maggioranza delle stelle della nostra galassia a possedere metallicità $\gtrsim Z = 10^{-4}$, ma stelle prive o poverissime di metalli devono popolare ancora oggi l'alone galattico, dove si sono osservate sia pur rare stelle con metallicità sino a $Z = 10^{-7}$.

Lo studio di queste strutture è di grande rilevanza se si vogliono ricostruire le caratteristiche evolutive delle popolazioni stellari che hanno dato inizio all'evoluzione chimica della materia galattica.

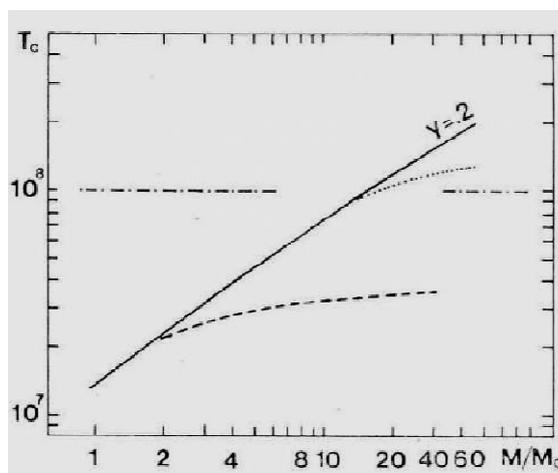
LA POPOLAZIONE ZERO

La presenza dei metalli influisce sulle strutture stellari soprattutto attraverso i coefficienti di opacità e di generazione di energia. Al variare di Z le variazioni di opacità possono essere sensibili ma non drammatiche, perché permangono tutti i meccanismi di opacità collegati all'H e all'He. Anche la minore efficienza del CNO non crea grossi problemi: data l'alta dipendenza del ciclo dalla temperatura, le strutture reagiscono alle ridotte concentrazioni incrementando le T centrali per soddisfare il fabbisogno energetico.

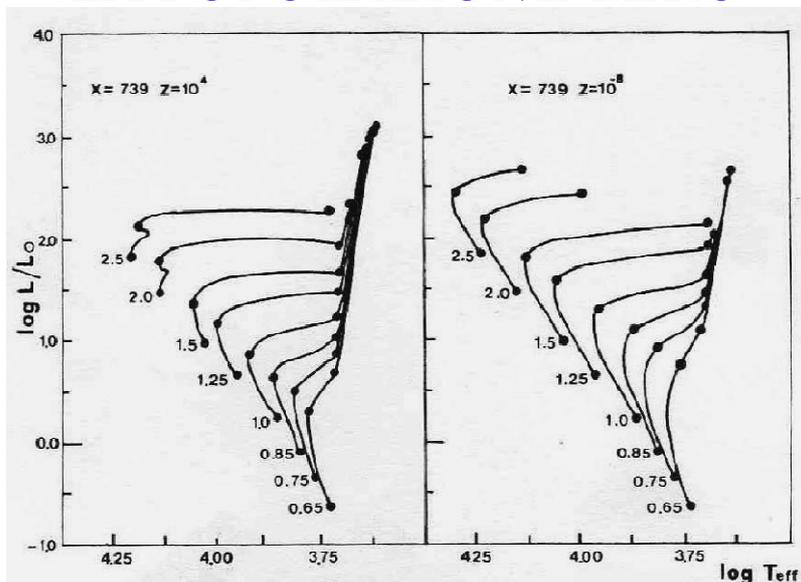
*Ma il meccanismo **si inceppa** quando $Z = 0$. La catena pp resta **l'unica** possibile sorgente di energia e le stelle in pre-sequenza devono contrarsi fino a raggiungere temperature tali da soddisfare tutte le loro necessità energetiche. Le conseguenze possono diventare drammatiche: al crescere della massa l'aumento delle temperature centrali non è più bilanciato dall'innesco del CNO e può raggiungere per $M \sim 15M_{\odot}$ i 10^8 K, soglia di innesco delle reazioni 3α .*

LA POPOLAZIONE ZERO

Andamento delle temperature centrali in funzione della massa per stelle di MS prive di metalli. La linea continua mostra le temperature ricavate sotto la condizione di pura combustione pp. La linea a punti indica la modifica causata dalla produzione di carbonio tramite reazioni. La linea a tratti indica le temperature centrali per stelle di normali popolazioni.



LA POPOLAZIONE ZERO



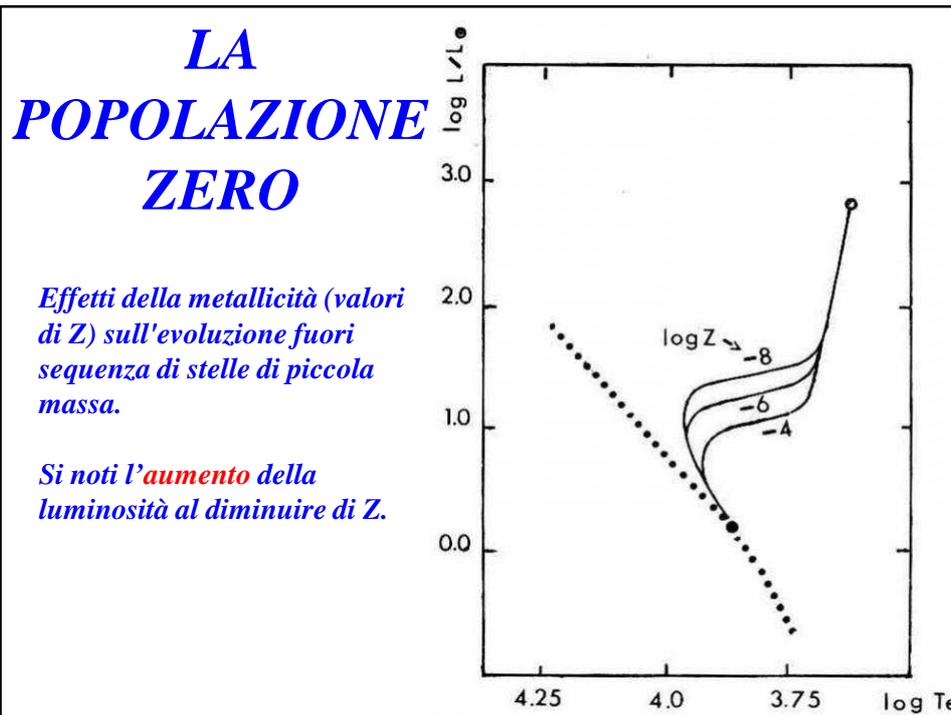
Tracce evolutive per stelle di piccola massa, per due metallicità

LA POPOLAZIONE ZERO

Con i 10^8 K inizia anche la combustione che fornisce carbonio il quale, a sua volta, abilita il ciclo CNO, riducendo il fabbisogno di temperatura. La produzione di carbonio cessa solamente quando l'efficienza del ciclo riporta la temperatura sotto la soglia delle reazioni.

La conseguenza finale è che, all'ulteriore crescere della massa, la temperatura tende a **stabilizzarsi** attorno ai 10^8 K mentre aumenta la quantità di carbonio messo a disposizione delle regioni centrali convettive.

Questo è un **fenomeno generale** che caratterizza l'evoluzione in fase di combustione di H delle stelle prive di metalli: quando la temperatura tende a salire **oltre** la soglia di innesco della reazione 3α interviene la produzione di **carbonio** e la T si stabilizza. Fenomeni simili sono attesi anche in strutture in cui il CNO sia estremamente sottoabbondante



LA POPOLAZIONE ZERO

*Andamento dei parametri strutturali **in sequenza principale** per una stella di $10 M_{\odot}$ al variare della metallicità. M_{cc} e L_{pp} rappresentano rispettivamente la frazione di massa nel nucleo convettivo e la frazione di luminosità prodotta dalla combustione pp.*

Z	$\log L$	$\log T_e$	M_{cc}	L_{pp}	$\log T_c$	$\log p_c$
0	3.76	4.61	0.16	1.00	7.82	2.04
10^{-8}	3.74	4.59	0.36	0.87	7.79	1.92
10^{-6}	3.73	4.55	0.38	0.16	7.71	1.70
10^{-5}	3.73	4.51	0.38	0.05	7.66	1.53
$4 \cdot 10^{-4}$	3.72	4.47	0.36	0.01	7.56	1.25

L'ESAURIMENTO DELL'He

Ogni stella che sia riuscita ad attivare la reazione 3α innesca, all'esaurimento dell'elio centrale, la stessa reazione nella shell ricca di elio esternamente a un nucleo ormai composto di carbonio e ossigeno: la stella tende nuovamente a ricollocarsi lungo la sua traccia di Hayashi.

In questa fase si manifesta una ulteriore **biforcazione** nella storia evolutiva. Al termine della combustione di He tutte le piccole masse sviluppano un nucleo di C-O fortemente degenere.

Strutture di massa maggiore, tra $2,5 M_{\odot}$ e $9 M_{\odot}$, hanno innescano l'He in modo **quiescente** al centro di un nucleo **non degenere**, ma al termine della combustione di He sviluppano **nuclei di C-O degeneri**.

Designate con il termine di **masse intermedie**, queste stelle per la maggior parte condividono con le piccole masse il destino comune di nana bianca.

IL SECONDO DREDGE UP

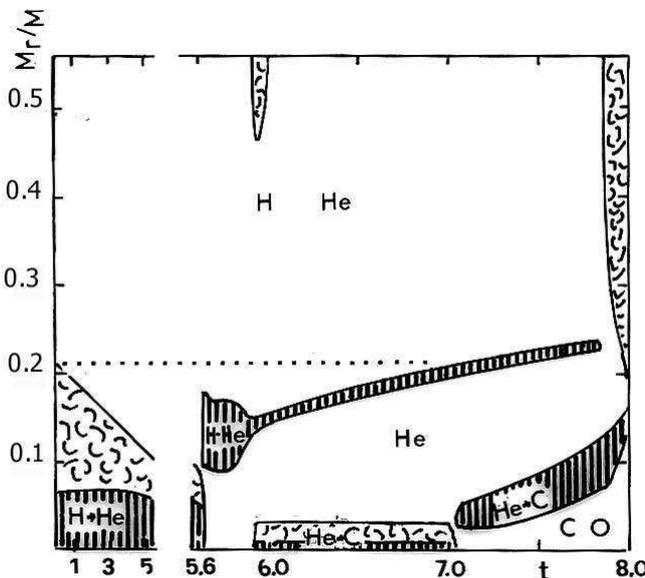
Caratteristico di queste masse è il **secondo dredge up**: la stelle entra in una fase di combustione **a doppia shell**, la convezione esterna affonda e finisce col raggiungere, intaccandolo più o meno profondamente, il nucleo di He, trasportando in superficie i prodotti delle precedenti combustioni.

Masse ancora superiori, le "**grandi masse**" ($\gtrsim 9 M_{\odot}$), innescheranno invece la combustione del carbonio in un nucleo di C-O non degenere, giungendo a completare l'intera catena di reazioni sino alla **fotodisintegrazione del ferro**.

Si giunge così ad una classificazione basata sulle caratteristiche evolutive delle strutture, che si sovrappone e sostituisce la suddivisione in strutture di alta/bassa sequenza, il cui valore resta limitato alla fase di sequenza principale e a quelle immediatamente successive.

MASSE INTERMEDIE

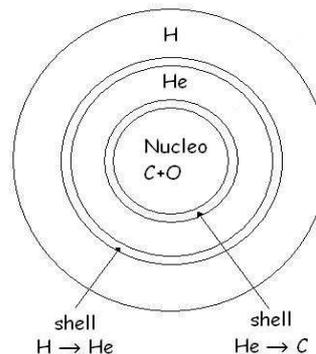
Evoluzione della struttura interna di una stella di $5M_{\odot}$ e di Pop. I, dalla sequenza principale allo spegnimento della shell di H e al secondo dredge up. il tempo t è in 10^7 anni. Sono indicate le zone di combustione e di convezione.



IL RAMO ASINTOTICO (AGB)

Esaurito l'He al centro della struttura, le stelle piccole/intermedie innescano nella zona contigua la shell che trasforma l'He in C. Il nucleo di C-O, inerte e degenere, aumenta progressivamente di massa contraendosi, mentre la stella ritorna sulla traccia di Hayashi.

*Questa seconda ascesa lungo il ramo delle giganti prende il nome di fase di **ramo asintotico** (Asymptotic Giant Branch). La stella cerca di innescare il C del nucleo, ma le perdite di energia attraverso i neutrini sono troppe e la degenerazione elettronica non consente l'aumento di temperatura del nucleo necessario all'accensione ($8 \cdot 10^8$ K).*

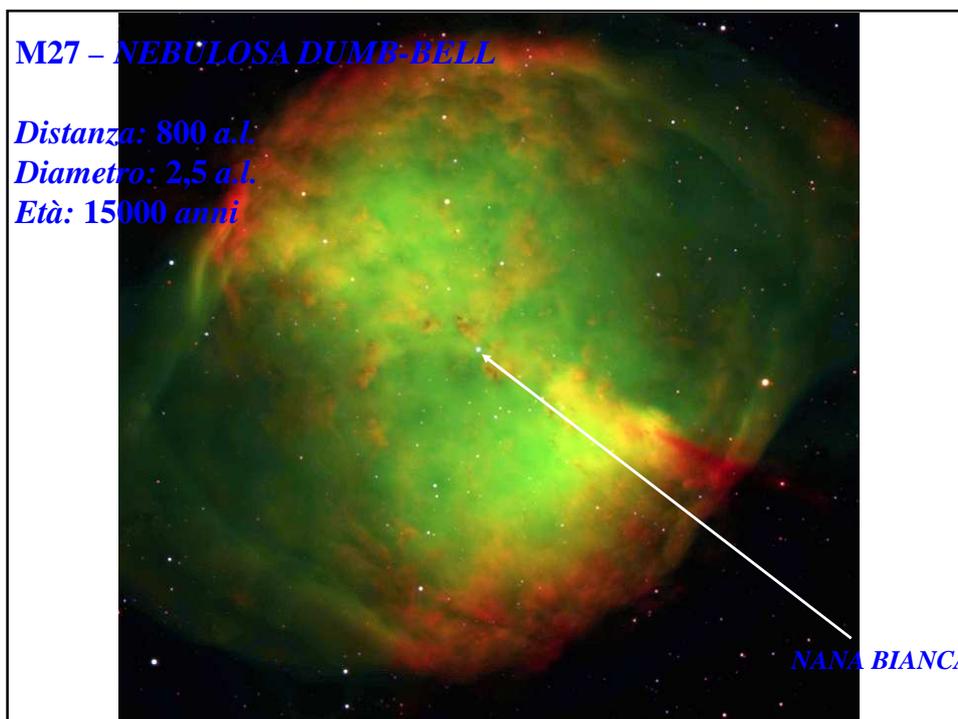


AGB E NEBULOSE PLANETARIE

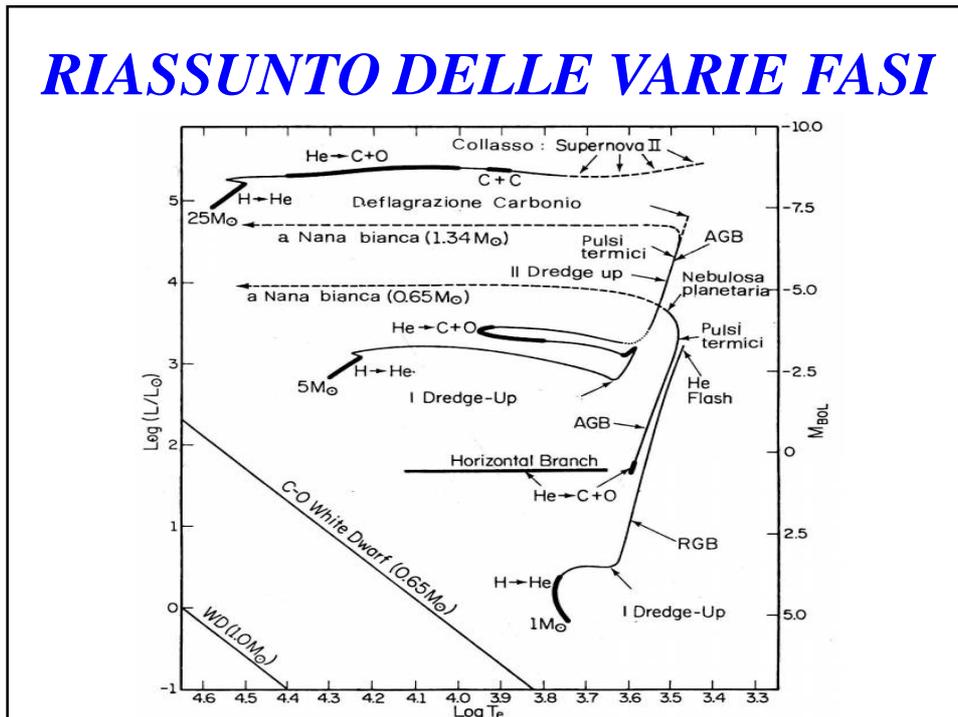
La luminosità raggiunge il **massimo assoluto** nella vita della stella (per il Sole si stima più di **3000** volte lo splendore attuale). Le perdite di massa diventano **fortissime**: la struttura si libera di gran parte dell'involuppo.

La stella diventa sempre più blu mentre si sposta a sinistra nel diagramma H-R e il nucleo di C-O appare brillantissimo in mezzo alla nube di materiale espulso dall'involuppo. Le fasi espulsive possono susseguirsi a ripetizione, creando forme anche di grande bellezza. Ai nostri occhi appare una **nebulosa planetaria** (come spesso accade in astronomia, il nome non c'entra assolutamente nulla con la vera natura dell'oggetto!).

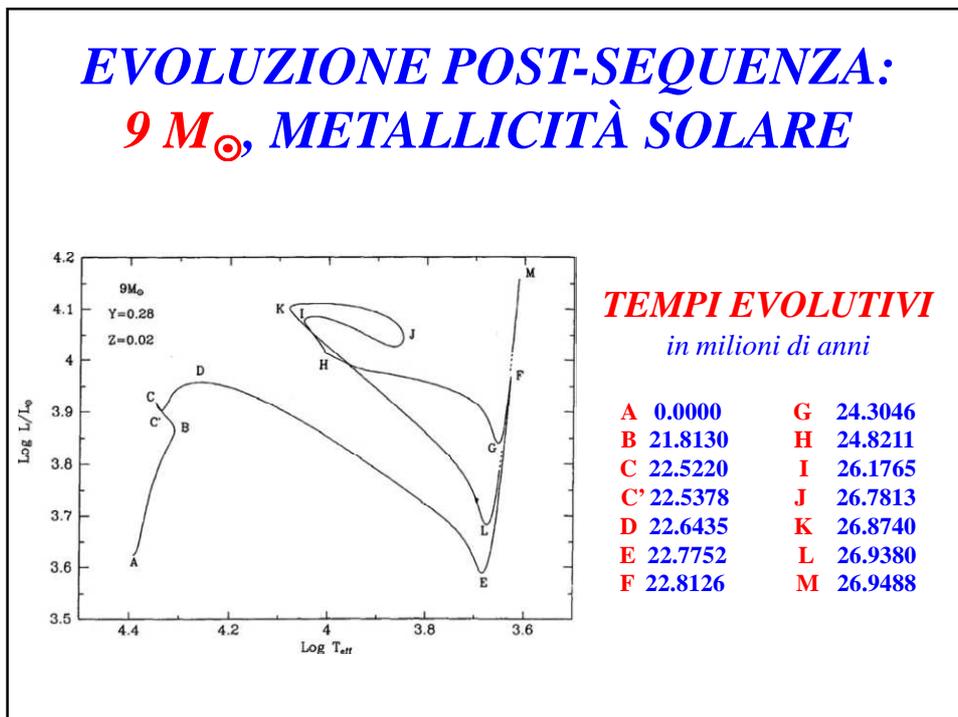
Non essendo più attive le reazioni nucleari, la struttura stellare è costretta a irradiare per contrazione gravitazionale. Progressivamente la stella si sposta, con tempi scala sempre più lunghi, verso la zona delle **nane bianche** di C-O-Ne (diagramma H-R in basso a sinistra).



RIASSUNTO DELLE VARIE FASI



EVOLUZIONE POST-SEQUENZA: $9 M_{\odot}$, METALLICITÀ SOLARE



NANE BIANCHE

Le nane bianche sono il prodotto finale dell'evoluzione delle stelle di sequenza principale di piccola massa.

Sono oggetti molto densi, anche 1.000.000 volte quella dell'acqua; un cucchiaino peserebbe una tonnellata.

Le dimensioni sono quelle di un pianeta di tipo terrestre, vale a dire intorno a 10.000 km.

La temperatura superficiale è compresa tra 30.000 K e 45.000 K.



NANE BIANCHE

Le nane bianche si dividono, dal punto di vista chimico, in due famiglie: quelle ricche di idrogeno dette DA, quelle ricche di elio dette DB

(D sta per dwarf, nana).

Quando si raffreddano fino alla temperatura di circa 4000 K la nana bianca cristallizza. I tempi per raggiungere questa temperatura sono lunghissimi, centinaia di miliardi di anni: nessuna stella nell'Universo può ancora aver sperimentato tale fase.

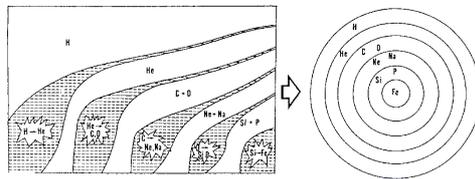
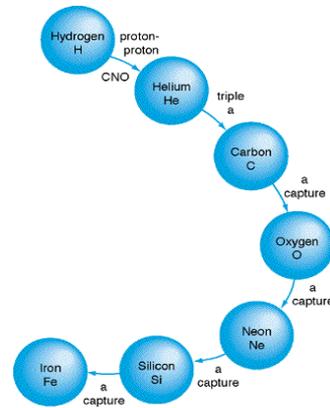


[Sirio e la sua compagna SirioB, la prima nana bianca scoperta (1846)]

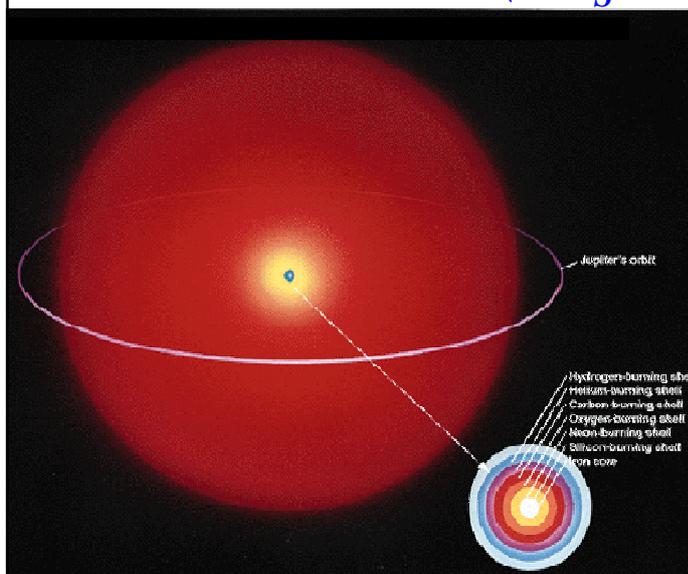
EVOLUZIONE PER STELLE DI GRANDE MASSA ($8M_{\odot} < M < 20M_{\odot}$)

Nel nucleo raggiungono temperature adatte all'innesco del carbonio e successivamente arrivano a formare una serie di strati chimicamente differenziati (struttura a cipolla).

Le stelle più massicce riescono a sintetizzare gli elementi fino al **Fe** ed oltre. Sono soggette nelle fasi avanzate a grandi perdite di massa (**venti stellari**).



EVOLUZIONE PER STELLE DI GRANDE MASSA ($8M_{\odot} < M < 20M_{\odot}$)



Struttura interna di una stella nella fase di pre-supernova

LA STELLA IPERGIGANTE VY CMa

pre-supernova; $L = 500.000 L_{\odot}$; $M \sim 40 M_{\odot}$



EVOLUZIONE PER STELLE DI GRANDE MASSA ($8M_{\odot} < M < 20M_{\odot}$)

Quando la stella ha accumulato abbastanza ferro nel suo nucleo le reazioni termonucleari si interrompono e inizia il collasso.

Questo procede dapprima molto lentamente innalzando gradualmente la temperatura finché diventa possibile la conversione della coppia protone/elettrone in una neutrone/neutrino.

I neutrini lasciano la stella portando via energia e ciò fa accelerare il collasso, la temperatura sale oltre il limite in cui il ferro comincia a decomporsi assorbendo ulteriormente energia dal nucleo centrale della stella.

EVOLUZIONE PER STELLE DI GRANDE MASSA ($8M_S < M < 20M_S$)

L'effetto finale di questi processi è la trasformazione quasi totale degli elettroni e dei protoni in neutroni e neutrini e, tramite un meccanismo di "rimbalzo", l'esplosione del resto della stella.

Durante questa esplosione si formano elementi più pesanti del ferro (fino all'uranio e oltre) che andranno ad arricchire il gas interstellare.

Questo tipo di esplosione viene chiamato supernova di tipo II.

*Una supernova lascia dietro di sé una nebulosa in espansione: il nucleo della stella collassato, a seconda della massa rimasta, può essere una **stella di neutroni** o un **buco nero**.*

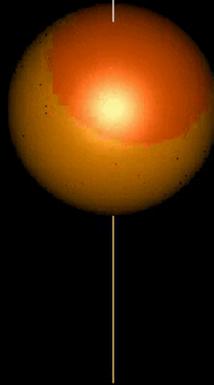
STELLE DI NEUTRONI

È il resto di una stella di grande massa la cui densità raggiunge anche valori pari a 10.000 miliardi di volte quella dell'acqua; un cucchiaino di questa materia ultradensa peserebbe dieci milioni di tonnellate.

Le dimensioni si riducono ad una sfera di circa 20 km di diametro.



IL MECCANISMO DELLA PULSAZIONE



BUCHI NERI

Per ogni corpo esiste una velocità di fuga, valore necessario per sfuggire definitivamente all'attrazione gravitazionale di un pianeta, un satellite oppure una stella

$$v_F = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$$

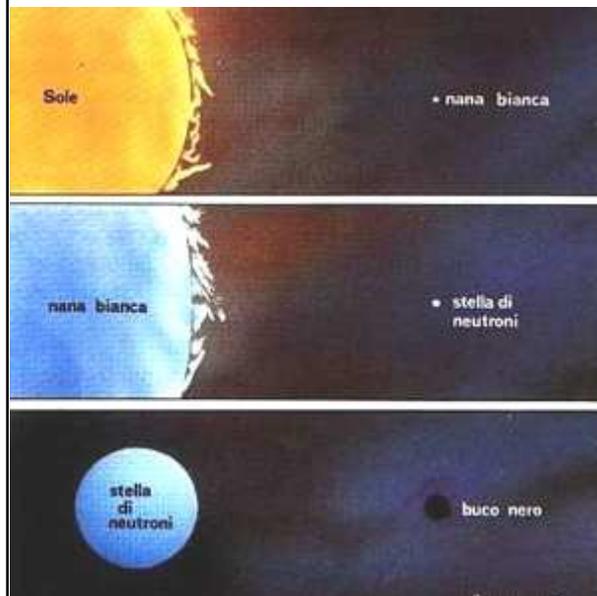
Se la massa del nucleo di una stella in collasso è abbastanza grande la velocità di fuga può raggiungere e superare la velocità della luce. Per questo è sufficiente che il raggio della stella si restringa fino al valore

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}$$

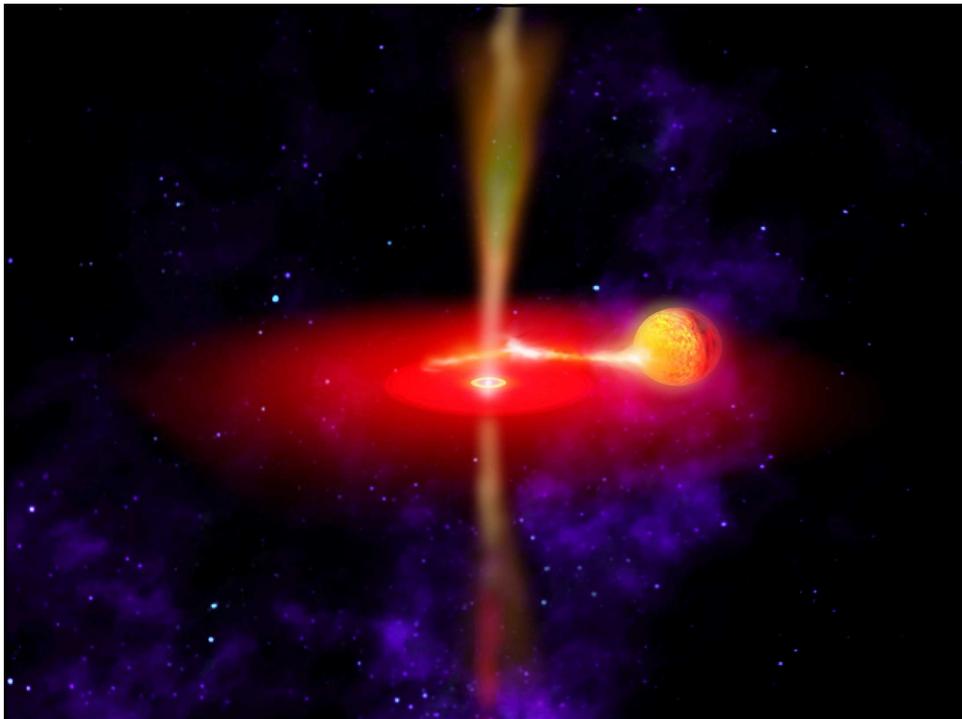
(RAGGIO DI SCHWARZSCHILD)

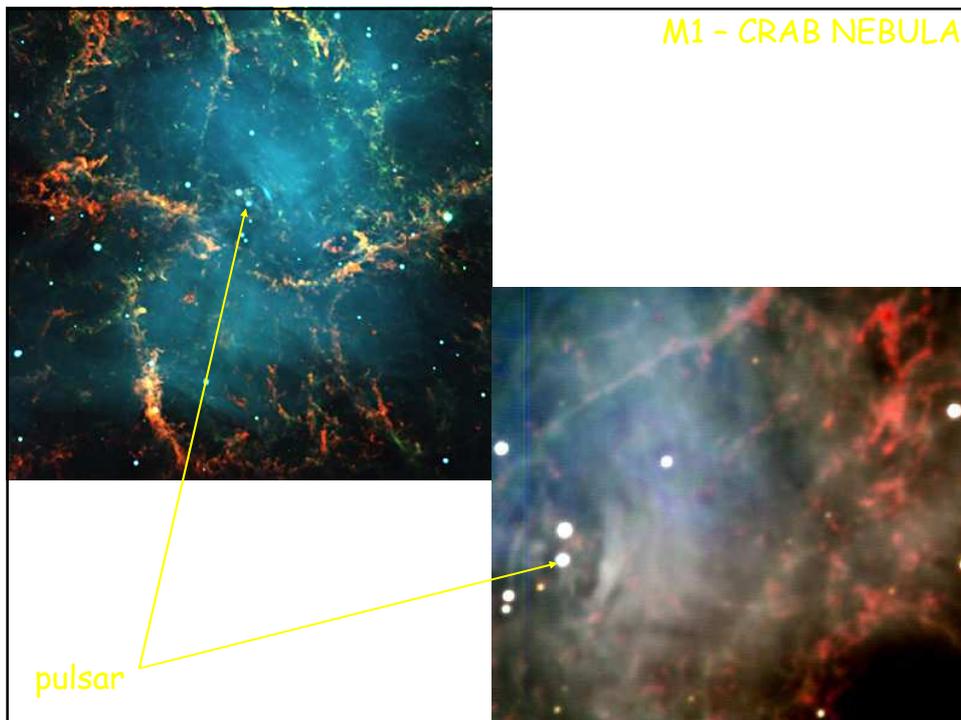
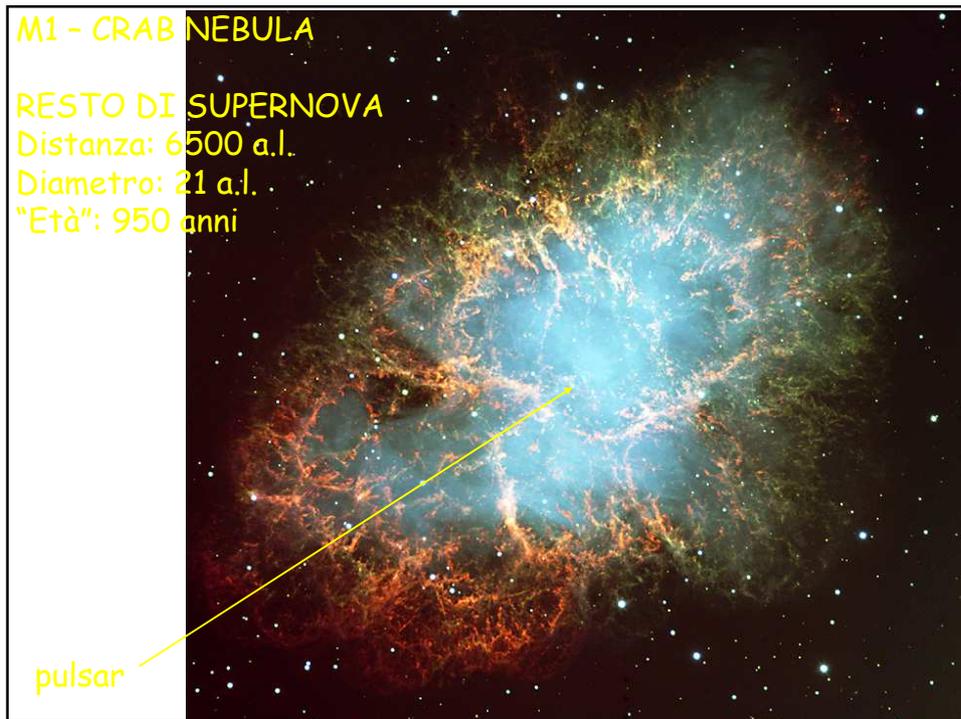
Da un oggetto del genere non si possono ricevere segnali elettromagnetici: unico indizio della sua esistenza è la gravità.

BUCHI NERI



Non ci sono ancora osservazioni dirette dei buchi neri, ma alcuni fenomeni di intense emissioni di raggi X provenienti da regioni dello spazio di dimensioni stellari, possono essere spiegati solo ipotizzando l'esistenza di un buco nero che sta risucchiando la materia circostante.

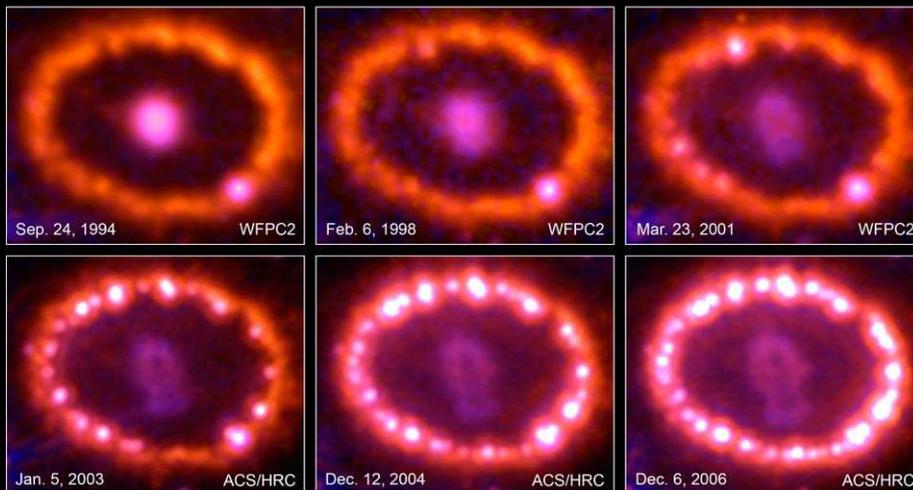
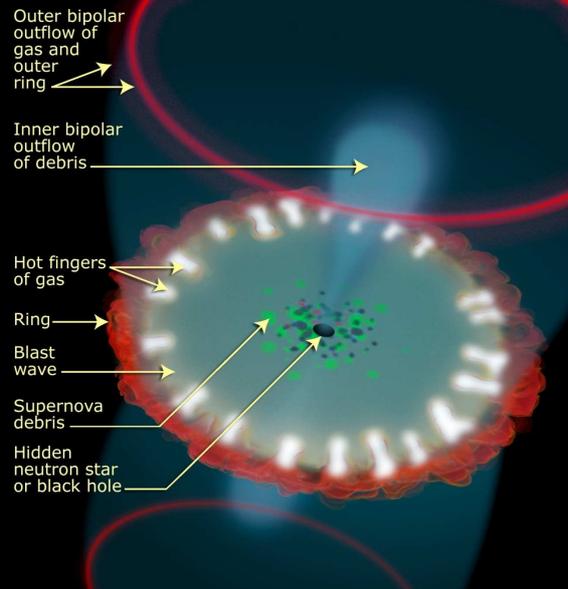
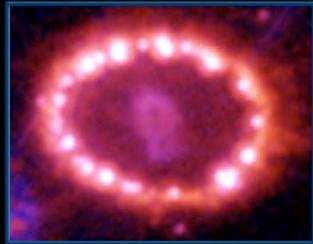






STRUTTURA DELL'ANELLO DELLA SUPERNOVA 1987A

Inner debris of the Supernova 1987A (SN 1987A) ring



Supernova 1987A • 1994-2006
Hubble Space Telescope • WFPC2 • ACS

NASA, ESA, P. Challis, and R. Kirshner (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics)

STScI-PRC07-10b



Le fasi dell'evoluzione stellare in funzione della massa della stella

MASSE	PRE-SEQUENZA	SEQUENZA PRINCIPALE	POST-SEQUENZA	ULTIME FASI	STADIO FINALE
Grandi ($>10 M_{\odot}$)	Da 1000 a 10 000 anni	(<15 milioni di anni) Iper- o supergigante blu $H \rightarrow He$ (ciclo CNO veloce), anche $He \rightarrow C$ (ciclo 3a) per le stelle più massicce	(< 1 milione di anni) Iper- o supergigante (vari colori) $C \rightarrow Ne, Ne \rightarrow Mg+Si, O \rightarrow Si, Si \rightarrow Fe+Ni$ Forti perdite di massa Se $10M_{\odot} < M < 20M_{\odot}$ anche gigante rossa	(< 1 secondo) Processi r: elementi pesanti Collasso del nucleo: Supernova II elementi transuranici	Stella di neutroni ($M_{fin} \sim 3M_{\odot}$) Buco nero ($M_{fin} > 3M_{\odot}$)
"Limite" (8 - $10 M_{\odot}$)	Da 10 000 a 100 000 anni	(15-30 milioni di anni) Gigante azzurra $H \rightarrow He$ (ciclo CNO veloce)	(1 milione di anni) Gigante rossa Shell $H \rightarrow He$, poi subito $He \rightarrow C$ (ciclo 3a) Perdite di massa	(100 000 anni) Nucleo inerte (C,O,Ne)+shell $He \rightarrow C$ + shell $H \rightarrow He$ Innesco $C \rightarrow Ne$ in nucleo <i>degenere</i> FLASH C (Supernova I_{1/2})	(Distruzione completa?)
Intermedie (2,3- $8 M_{\odot}$)	Da 100 000 a 1 milione di anni	(30 milioni - 1 miliardo di anni) Azzurra o bianca $H \rightarrow He$ (ciclo CNO)	(3 - 10 milioni di anni) Gigante rossa Shell $H \rightarrow He$, poi $He \rightarrow C$ (ciclo 3a) Perdite di massa	(1 milione di anni) Ramo asintotico Nucleo inerte (C,O,Ne)+shell $He \rightarrow C$ + shell $H \rightarrow He$ Processi s: elementi pesanti Forti perdite di massa, espulsione inviluppamento, nebulosa planetaria. Pulsi termici. Shell in esaurimento	Nana bianca (H, He, C, O, Ne)

Le fasi dell'evoluzione stellare in funzione della massa della stella

MASSE	PRE-SEQUENZA	SEQUENZA PRINCIPALE	POST-SEQUENZA	ULTIME FASI	STADIO FINALE
Piccole (I) (1,3-2,3 M_{\odot})	Da 1 milione a 10 milioni di anni	(1 - 3 miliardi di anni) Bianca o gialla $H \rightarrow He$ (ciclo CNO)	(100 - 300 milioni di anni) Gigante rossa Nucleo inerte (He) + shell $H \rightarrow He$ Perdite di massa. Innesco He: Ramo orizzontale $He \rightarrow C$ (ciclo 3a)	(10 milioni di anni) Ramo asintotico Nucleo inerte (C,O) + shell $He \rightarrow C + shell H \rightarrow He$ Processi s: elementi pesanti Perdite di massa, espulsione involucro, nebulosa planetaria. Pulsi termici. Tutte le shell in esaurimento	Nana bianca (H, He, C, O)
Piccole (II) (0,5-1,3 M_{\odot})	Da 10 a 100 milioni di anni	(3 - 20 miliardi di anni) Gialla o arancione $H \rightarrow He$ (ciclo pp)	(300 milioni - 2 miliardi di anni) Gigante rossa Nucleo inerte (He) + shell $H \rightarrow He$ Perdite di massa. FLASH He: Ramo orizzontale $He \rightarrow C$ (ciclo 3a)	(10 milioni di anni) Ramo asintotico Nucleo inerte (C,O) + shell $He \rightarrow C + shell H \rightarrow He$ Processi s: elementi pesanti Perdite di massa, espulsione strato esterno, nebulosa planetaria. Pulsi termici. Tutte le shell in esaurimento	Nana bianca (H, He, C, O)
Molto piccole (0,08-0,5 M_{\odot})	>100 milioni di anni	(> 20 miliardi di anni) rossa $H \rightarrow He$ (ciclo pp)	(non ancora accaduto nella storia dell'Universo) Nucleo inerte (He) + shell $H \rightarrow He$	Pulsi termici. Shell H in esaurimento	Nana bianca (H, He)
< 0,08 M_{\odot}	<i>Massa insufficiente per innescare la combustione dell'H. Nana bruna</i>				

