

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Matematica

EVOLUZIONE STELLARE
Tesi di Laurea
in Fondamenti di Astronomia

Relatore:
Chiar.mo Prof.
MARCELLA BRUSA

Presentata da:
CARLOTTA INNOCENTI

Sessione Straordinaria
2019-2020

*... a mia Madre
a chi mi è stato vicino
a chi ha avuto fiducia in me*

Abstract

L'evoluzione stellare è l'insieme dei cambiamenti che una stella sperimenta nel corso della sua esistenza. La stella nel corso della sua vita infatti subisce variazioni di luminosità, raggio e temperatura sia all'esterno che all'interno.

Per comprendere come si evolvono le stelle si osserva di solito una popolazione di stelle che contiene stelle in fasi diverse della loro vita, e poi si costruisce un modello fisico che permette di riprodurre le proprietà osservate.

Gli strumenti ancora oggi fondamentali per gli astronomi sono: il Teorema del Viriale, con il quale si studiano le condizioni che portano una nube di gas interstellare a collassare e a formare le stelle, ed il diagramma HR, ossia il diagramma Hertzsprung-Russell che riporta temperatura superficiale e luminosità (che variano insieme al raggio in funzione dell'età, della massa e della composizione chimica della stella) e permette di sapere in che fase della vita si trova una stella.

A seconda della massa, dell'età e della composizione chimica, i processi fisici in atto in una stella sono diversi, e queste differenze portano stelle con caratteristiche diverse a seguire diversi percorsi evolutivi esprimibili su questo diagramma.

Contents

1	Introduzione	5
1.1	La nascita di una stella	5
1.2	Evoluzione di una stella	7
1.2.1	Nane Bianche	12
1.2.2	Supernovae	13
1.2.3	Stelle di neutroni	14
1.2.4	Buchi neri	15
2	Il teorema del Viriale	17
2.1	Dimostrazione	17
2.2	Applicazioni	20
3	Formazione stellare	22
3.1	Protostella	22
3.2	Da nube molecolare a protostella	23
3.3	Main sequence	28
3.4	Fasi di Post-Sequenza	31
4	Analisi Conclusiva sul ciclo di vita stellare	34
4.1	Diagramma H-R	34
4.1.1	Ammassi Stellari	36
4.2	Conclusioni	39

Chapter 1

Introduzione

1.1 La nascita di una stella

Una stella è un corpo celeste che brilla di luce propria.

Il termine indica uno sferoide luminoso di gas autogravitante costituito da elementi chimici allo stato gassoso e plasmatico distribuiti in strati concentrici e che genera energia nel proprio nucleo attraverso processi di fusione nucleare. Tale energia è irradiata nello spazio sotto forma di radiazione elettromagnetica, flusso di particelle elementari e neutrini.

Ogni strato della stella è bilanciato all'equilibrio dalla forza di gravità, che tende a far collassare l'intera struttura, e dalla pressione del gas, che genera una forza contrapposta a quella gravitazionale e che tende a farlo espandere verso l'esterno.

Le stelle sono oggetti dotati di una massa considerevole, compresa tra 0.08 e 150-200 masse solari ($M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ grammi) e si presentano, oltre che singolarmente, anche in sistemi costituiti da due (stelle binarie) o più componenti (sistemi multipli) o si possono trovare anche in ammassi stellari, (*vedi capitolo 4 sezione 4.1.1*).

Gli elementi principali che costituiscono una stella sono idrogeno ed elio, calcolati per frazioni relative all'abbondanza degli elementi stessi: ad esempio nel nostro Sole le attuali frazioni relative sono $X=0.70$, $Y=0.28$, $Z=0.02$, rispettivamente di idrogeno, elio e metalli (per "metalli" si intendono tutti gli elementi chimici della tavola periodica fatta ad eccezione di idrogeno ed elio).

L'evoluzione di una stella è completamente determinata dalla sua massa iniziale, in quanto, ad essa sono direttamente collegati i tempi caratteristici (di collasso dinamico o di durata delle reazioni termonucleari), le sue dimensioni, la temperatura dei diversi strati interni e la luminosità .

La durata della fase protostellare non è fissa ma varia a seconda della massa della protostella stessa. Tanto maggiore infatti è quest'ultima quanto più elevata sarà la forza di gravità esercitata dalla protostella, che sarà così in grado di accumulare materia molto più velocemente raggiungendo in poco tempo (centinaia di migliaia di anni) la temperatura di 10 milioni di Kelvin al suo interno.

Per questo motivo le protostelle con massa minore impiegano più tempo per diventare stelle propriamente dette. Non sempre un addensamento di materia all'interno di una nebulosa può originare una stella, in quanto le protostelle con massa inferiore a 1/10 della massa solare non si possono evolvere in stelle e con altrettanta difficoltà si evolveranno quelle con massa superiore a 100 volte la massa solare, per queste ultime infatti è più facile che la nebulosa di origine generi due diverse protostelle piuttosto che un' unica ed enorme formazione.



Figure 1.1: Protostella Hops 383 si trova nella costellazione di Orione, nella nebulosa NGC 1977

Immagine di NGC 1977 dove è collocata HOPS 383 – Credits: astrosurf.com

1.2 Evoluzione di una stella

Come abbiamo detto, l'evoluzione di una stella è completamente determinata dalla sua massa iniziale, in quanto da essa dipendono sia i tempi di collasso che di durata delle reazioni termonucleari, ma scendiamo più nel dettaglio.

Il graduale collasso della nube porta alla formazione di densi agglomerati di gas e polveri oscure, che vengono definiti globuli di Bok.

Questi addensamenti arrivano a contenere una quantità di materia pari ad oltre 50 masse solari.

Mentre all'interno del globulo il collasso gravitazionale causa un incremento della densità materiale, l'energia potenziale gravitazionale viene convertita in energia termica, con un conseguente aumento della temperatura: si forma in tal modo una protostella, circondata da un disco che ha il compito di accrescerne la massa.

Il periodo in cui l'astro è soggetto al collasso abbiamo detto essere variabile.

La durata della fase di presequenza, alimentata dal collasso gravitazionale, è pari proprio al tempo scala di Kelvin-Helmholtz, che si può calcolare assumendo che l'energia gravitazionale liberata durante il collasso venga emanata come radiazione a luminosità costante, ottenendo:

$$T_{KH} = \frac{\Delta E_{grav}}{L} = \frac{1}{2} \frac{GM^2}{LR} = 1.6 \cdot 10^7 yr \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-1}$$

Analizzeremo, in seguito, in modo approfondito il legame tra il tempo di Kelvin-Helmholtz e la formazione stellare (*vedi capitolo 3 sezione 3.2*).

Una stella massiccia in formazione permane in questa fase per qualche centinaio di migliaia di anni, mentre una stella di massa medio-piccola per un periodo di circa 10–15 milioni di anni.

Se possiede una massa inferiore a otto masse solari, la protostella non raggiungerà l'ignizione delle reazioni nucleari e si trasformerà in una fredda e poco brillante nana bruna.

Se possiede una massa fino ad otto masse solari, si formerà una stella di pre-sequenza principale, spesso circondata da un disco protoplanetario.

Se la massa è superiore a otto volte la massa solare, la stella raggiunge direttamente la sequenza principale senza passare per questa fase.

Le stelle nella pre-sequenza principale si dividono in due categorie:

- Le stelle T Tauri, che hanno una massa non superiore a due volte la massa solare
- Le stelle di Herbig, con massa fino ad otto volte la massa solare.

Questo tipo di stelle è caratterizzato da forti instabilità e variabilità, poiché non si trovano ancora in una situazione di equilibrio idrostatico.

Per definire questo concetto consideriamo un volumetto di base A , altezza dr e massa infinitesimale dm dentro la stella e distante r dal centro, (vedi figura 1.2).

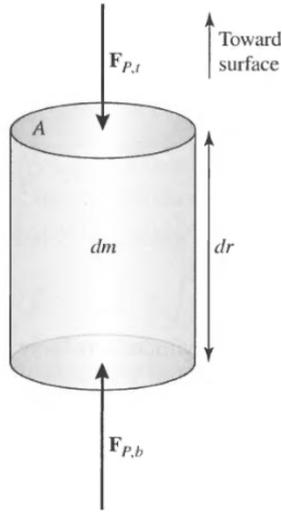


Figure 1.2: Costruzione del mio cilindro di base A , altezza dr e massa infinitesima dm

Guardando la *figura 1.2* sappiamo che per questo volumetto la seconda legge di Newton si scrive come:

$$dm \frac{d^2 r}{dt^2} = F_g + F_{P,t} + F_{P,b}$$

Definendo:

$$F_{P,t} = -(F_{P,b} + dF_P)$$

Si ha:

$$dm \frac{d^2 r}{dt^2} = F_g - dF_P$$

Considerando che:

$$F_g = -G \frac{M_r dm}{r^2}$$

$$P \equiv \frac{F}{A}$$

$$dF_P = AdP$$

Possiamo riscrivere:

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

considerando:

$$dm = \rho A dr$$

abbiamo:

$$\rho A dr \frac{d^2 r}{dt^2} = -G \frac{M_r \rho A dr}{r^2} - AdP$$

Dividendo per A :

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

Ponendo il primo membro in condizione di equilibrio, ossia ponendolo uguale a zero otteniamo:

Equazione per l'equilibrio idrostatico

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_r \rho}{r^2} = -\rho g$$

Si evince quindi che è necessaria l'esistenza di pressione per controbilanciare la forza di gravità, questo consiste nella prima equazione fondamentale della struttura stellare.

Per stabilire le condizioni di collasso il fisico britannico Sir James Jeans studiò le nubi gassose e, in particolare, il loro collasso gravitazionale, dimostrando che, sotto opportune condizioni, una nube poteva diventare instabile e collassare con conseguente formazione stellare.

Analizziamo ora come trovare il limite inferiore del raggio della nube.

Una nube di gas che ha una pressione interna che contrasta quella gravitazionale è in equilibrio idrostatico, secondo la relazione:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G \rho M_{nube}}{r^2}$$

L'equilibrio si mantiene se le piccole perturbazioni si dissipano in un tempo relativamente breve.

Preso una regione sferica di raggio R e densità media ρ , data la massa M , la relazione sarà:

$$M \propto \rho R^3$$

Considerando le particelle di velocità v e valutando la forza di pressione F_P e la forza di gravità F_g , si avrà:

$$F_P \simeq -\frac{v^2}{R}$$

$$F_g \simeq \frac{GM}{R^2} \simeq G\rho R$$

eguagliandole, si ottiene una lunghezza caratteristica detta **scala di Jeans** che rappresenta il limite inferiore del raggio della nube:

$$R_j = v \sqrt{\frac{1}{G\rho}}$$

Se $R > R_j$ la nube collassa sotto la forza di gravità dando origine a nuove stelle, altrimenti la perturbazione è cancellata e il sistema torna in equilibrio.

Analogamente applicando questo discorso alle scale temporali:

- si può paragonare il tempo gravitazionale di caduta libera, free-fall, τ_{ff} , ossia il tempo impiegato della perturbazione a collassare sotto la propria gravità, con il tempo idrodinamico τ_h , tempo necessario per ristabilire l'equilibrio:

Dati:

$$\tau_{ff} \simeq \frac{1}{G\rho}$$

$$\tau_h \simeq \frac{2R}{v}$$

- si può vedere come per $\tau_h < \tau_{ff}$ prevalgono le forze di pressione e il sistema ritorni in equilibrio; in caso contrario, prevale la gravità ed il sistema collassa.

Nelle stelle con massa fino a otto masse solari si avrà una fase di instabilità, seguita dalla formazione di una nana bianca (*vedi capitolo 1 sezione 1.2.1*).

Per le stelle di grande massa, invece, una volta terminate le combustioni nucleari non vi è più nessuna reazione nucleare che possa controbilanciare il processo di contrazione del nucleo che avverrà a causa della forza di gravità.

Quando gli elettroni presenti nel nucleo cominciano ad essere catturati dai protoni, il nucleo della struttura dove sono presenti nichel e ferro, perde il contributo della pressione

fornito dagli elettroni. A questo punto inizia un processo irreversibile, con il nucleo della stella che collassa su se stesso.

Siamo di fronte al fenomeno esplosivo di supernova.

Durante questo enorme scoppio cosmico la luce emessa è pari a quella dell'intera galassia che la ospita e molti degli elementi presenti all'interno del nucleo vengono espulsi (*vedi capitolo 1 sezione 1.2.2*).

Al termine di questa esplosione resta un nocciolo, che può trasformarsi in una stella di neutroni, (*vedi capitolo 1 sezione 1.2.3*)

Se l'oggetto compatto rimasto a seguito dell'esplosione della supernova ha una massa superiore a tre masse solari il nucleo residuo si trasforma in un buco nero (*vedi capitolo 1 sezione 1.2.4*).

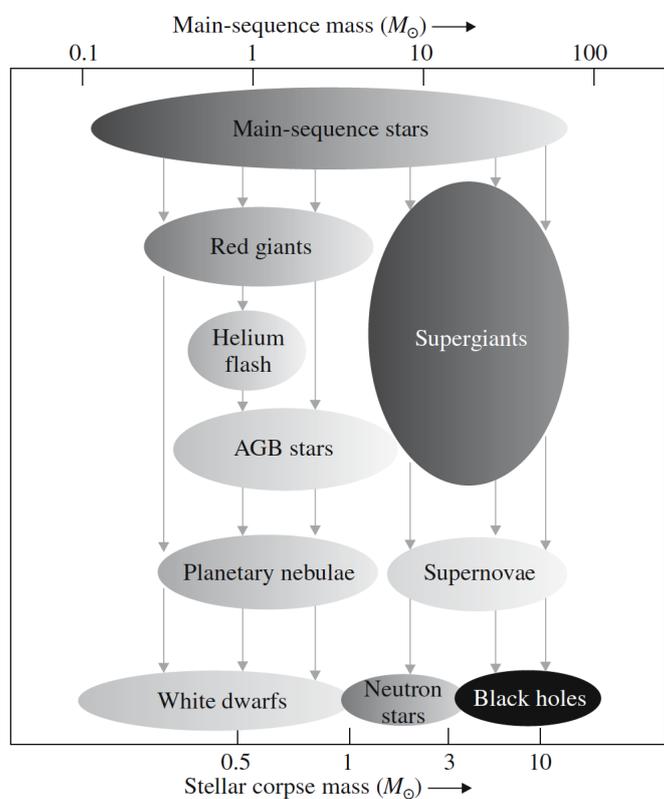


Fig. 1.3. Compact stars are the result of the endpoint in stellar evolution shown as a function of the initial mass

Figure 1.3: Schema dove viene riassunto il ciclo evolutivo nella fase finale in base alla massa

Tratto da Max Camenzind, "Compact Objects in Astrophysics"

1.2.1 Nane Bianche

Tutte le stelle con massa inferiore alle 0,5 masse solari, dopo la fase della sequenza principale, a seguito del collasso gravitazionale si spengono lentamente raffreddandosi sempre più e originando una nana bianca.

Le nane bianche sono corpi di dimensioni simili a quella della Terra ma estremamente densi (10^9 Kg/m^3), all'interno delle quali non si svolgono le reazioni termonucleari.

In questi corpi la materia si trova in uno stato degenere per cui gli elettroni sono separati dai rispettivi nuclei e, a causa della loro vicinanza, generano una forza di repulsione elettrica (detta pressione degenere) che contrasta il collasso gravitazionale.

Le nane bianche, una volta che la pressione degenere stabilisce un equilibrio con la forza gravitazionale, non possono più comprimersi e iniziano un graduale raffreddamento che le porta a diventare corpi inattivi e oscuri.

Anche le stelle con massa minore di 8 masse solari, dopo le trasformazioni in gigante e supergigante, muoiono come nane bianche ma, prima di ciò, attraversano una fase di instabilità, durante la quale espellono gli strati più esterni andando a formare una nebulosa planetaria e contemporaneamente il loro nucleo si raffredda diventando una nana bianca.

Un esempio di nebulosa planetaria è The Helix nebula (NGC 7293).

La stella centrale visibile ha espulso i suoi strati esterni nello spazio.



Figure 1.4: The Helix nebula NGC 7293 :
National Optical Astronomy Observatories, Kitt Peak National Observatory

1.2.2 Supernovae

Le supergiganti con una massa superiore a 8 masse solari muoiono in modo violento e catastrofico originando una supernova.

Le supernovae sono stelle che esplodono violentemente aumentando incredibilmente la propria luminosità per una durata di tempo che va da poche ore a qualche mese.

Durante questa esplosione, dovuta probabilmente ad un veloce collasso del nucleo, viene liberato un enorme quantitativo energetico che rende possibile l'avvio di reazioni termonucleari che fondono gli elementi che componevano la supergigante negli elementi più pesanti del cosmo, come l'oro, per esempio.

Tali elementi si disperdono poi nello spazio circostante all'esplosione ed originano spesso delle piccole nubi che alimentano solitamente i siti di formazione stellare.

Un esempio famoso di supernova è la Supernova 1987A, è la più vicina ad essere stata osservata dopo quella del 1604, che esplose all'interno della nostra galassia; inoltre è la supernova più vicina osservata dopo l'invenzione del telescopio, possiamo ammirarla prima e dopo l'esplosione nella *figura 1.5*.

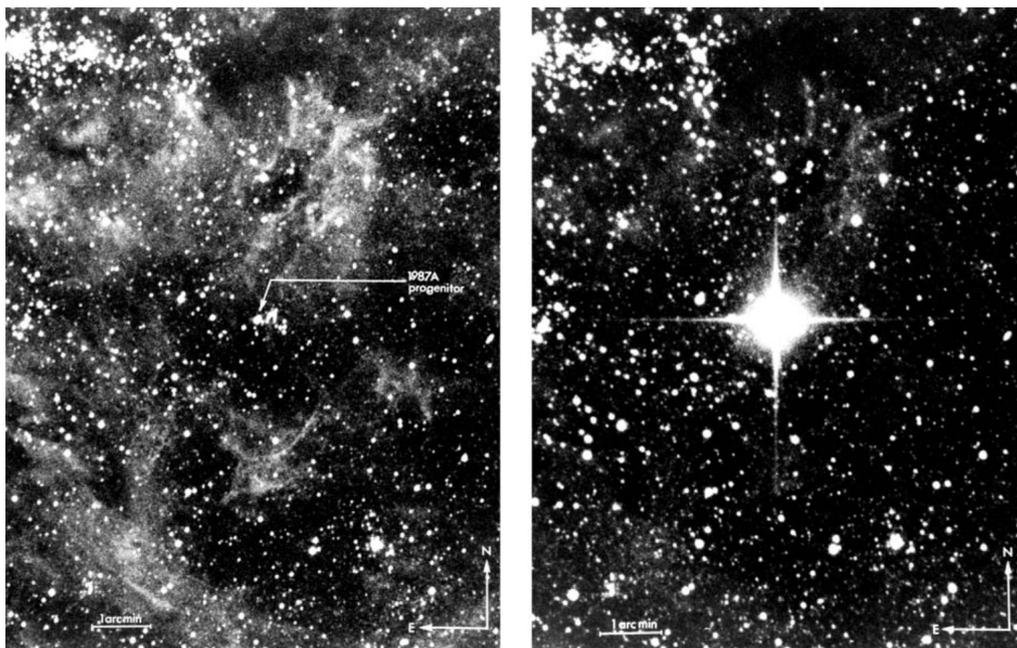


Figure 1.5: Supernova 1987A nella Grande Nube di Magellano prima e dopo l'esplosione. (Photographs ESO)

1.2.3 Stelle di neutroni

Al termine dell'esplosione e della formazione di una supernova resta il nocciolo residuo della supergigante morta.

Se tale nocciolo ha una massa compresa tra 1,44 e 3 masse solari si trasforma in una stella di neutroni.

Sono corpi estremamente piccoli ma incredibilmente densi fino a 10^{17} Kg/m³, in cui la materia si trova in uno stato molto particolare dove gli elettroni riescono a penetrare i loro nuclei e, combinandosi con i protoni, originano neutroni.

In queste condizioni la materia assume le caratteristiche di un fluido composto in gran parte da neutroni che, esercitando una pressione, impediscono un ulteriore collasso gravitazionale.

La luminosità delle stelle di neutroni è incredibilmente ridotta. Queste stelle, a causa dell'emissione periodica di onde radio, possono essere identificate con le pulsar (*pulsating radio sources*).

Come notiamo nello schema di *figura 1.6*, la composizione di una stella di neutroni è caratterizzata da una parte fluida composta per lo più da neutroni e un rivestimento molto solido, è un corpo massiccio di piccole dimensioni ma con altissima densità.

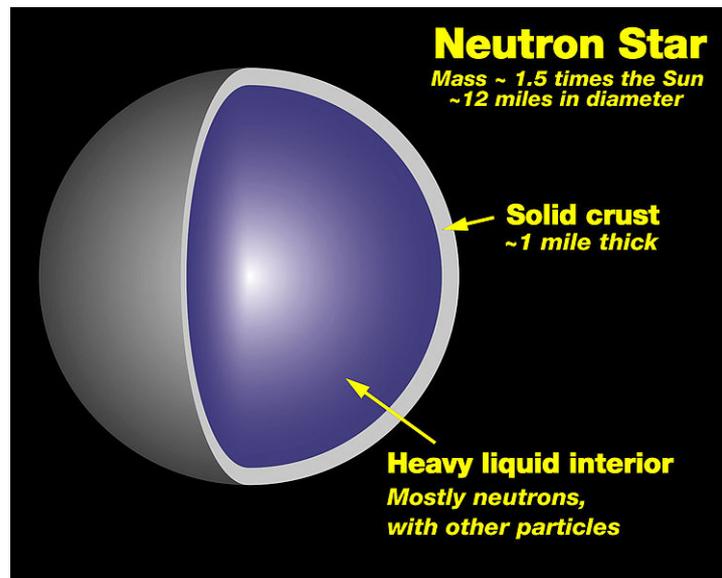


Figure 1.6: Stella Di Neutroni. Immagine: physics.unlv.edu

1.2.4 Buchi neri

Se l'oggetto compatto rimasto a seguito dell'esplosione di supernova ha una massa superiore a 3 masse solari, il nucleo residuo si trasforma in un buco nero.

Un corpo nel quale nulla può impedire il collasso gravitazionale perché non permette ad alcuna particella di sfuggire alla sua attrazione gravitazionale. Neppure la luce riesce ad uscire dai buchi neri e per questo motivo essi non emettono alcun segnale luminoso apparendo totalmente oscuri.

A causa della loro forte gravità, i buchi neri inghiottiscono tutta la materia circostante disponendola attorno a sé fino a formare una spirale di gas, polveri ed oggetti pronti ad essere inglobati.

Per sapere quale sia il limite prima di essere inglobati, si utilizza il raggio di Schwarzschild o raggio gravitazionale che è un raggio caratteristico associato ad ogni massa.

Questo raggio fu introdotto nel 1916 da Karl Schwarzschild, quando scoprì la soluzione esatta per il campo gravitazionale all'esterno di una stella dotata di simmetria sferica.

La superficie individuata da questo raggio è l'orizzonte degli eventi per un corpo statico, mentre per un buco nero rotante il comportamento sarà leggermente diverso. Le onde elettromagnetiche e la materia provenienti dall'interno del corpo non possono superare l'orizzonte degli eventi, da qui deriva il nome "buco nero" (si noti lo schema della struttura rappresentato in *figura 1.7*).

Un buco nero è definito come l'oggetto le cui dimensioni sono inferiori al suo raggio di Schwarzschild.

La formula esprime la velocità che deve possedere un corpo che si trova a distanza r_s dalla massa M , per sfuggire all'attrazione gravitazionale di quest'ultima.

Questa velocità si chiama "velocità di fuga".

Poiché nessun corpo può avere una velocità maggiore di quella della luce, la formula permette di calcolare la distanza limite entro cui nessuna massa può allontanarsi da M .

L'espressione matematica del raggio di Schwarzschild può essere ottenuta anche senza ricorrere al complesso formalismo della relatività generale, cercando il raggio di un corpo di massa M per cui la velocità di fuga è pari alla velocità della luce.

Si può risolvere questo problema utilizzando l'energia cinetica e l'energia potenziale gravitazionale del corpo in questione:

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2$$

da cui $v = c$, cioè la velocità della luce

$$E_g = Gh \frac{mM}{d^2}$$

con h altezza e d distanza dal centro del corpo, quindi:

$$E_g = G \frac{mM}{d}$$

eguagliando le energie:

$$\frac{1}{2}mc^2 = G\frac{mM}{d}$$

a questo punto dividendo entrambi i membri dell'equazione per la massa non nulla dell'oggetto in fuga e mettendo in evidenza d che corrisponde al raggio di Schwarzschild, si avrà:

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

con

- r_s è il raggio di Schwarzschild;
- G è la costante di gravitazione universale, pari a circa $6,67 \cdot 10^{-11} \frac{Nm^2}{kg^2}$;
- M è la massa del Buco Nero;
- c^2 è il quadrato della velocità della luce nel vuoto, pari a $(299\,792\,458 \text{ m/s})^2 = 8,98755 \cdot 10^{16} \frac{m^2}{s^2}$.

Inoltre la costante di proporzionalità $\frac{2G}{c^2}$ vale circa $1,48 \cdot 10^{-27} \frac{m}{kg}$.

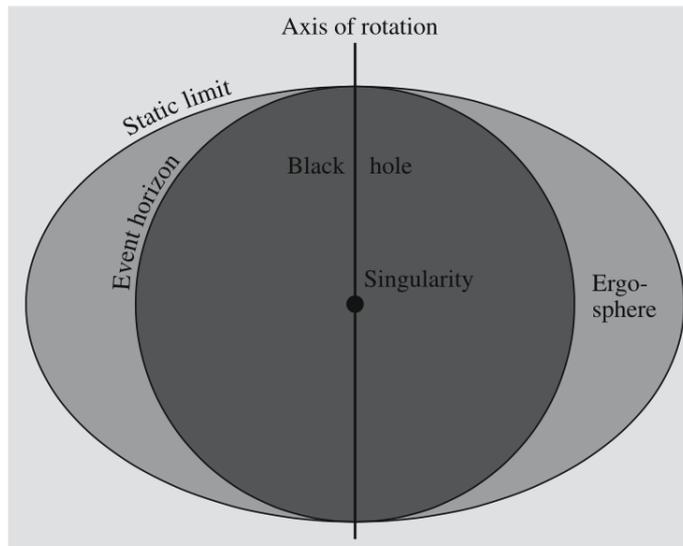


Figure 1.7: Buco Nero stellare - Fonte: Fundamental Astronomy

Chapter 2

Il teorema del Viriale

2.1 Dimostrazione

Proseguendo ora nella trattazione vediamo di quali strumenti matematici ci serviamo per lo studio dell'evoluzione stellare.

Il primo strumento utilizzato per capire quali siano le condizioni che portano una nube di gas interstellare a collassare formando stelle è stato il Teorema del Viriale.

Esso considera solo la gravitazione e la termodinamica senza prendere in esame aspetti quali le turbolenze, i campi magnetici e la rotazione, tuttavia è un modello molto utile per lo studio e lo sviluppo delle protostelle.

Analizziamo ora i principali aspetti del Teorema Viriale.

Consideriamo le equazioni del moto dei punti di un sistema di N punti di massa m_i , posizione r_i , velocità \dot{r}_i , accelerazione \ddot{r}_i e soggette a forze interne F_i :

$$F_i = m_i \ddot{r}_i$$

$$i = 1, 2, \dots, N$$

La soluzione non ci riesce a fornire una visione dell'evoluzione però posso utilizzare le costanti del moto, dell'energia, del momento e del momento angolare conservati in sistemi isolati, cioè non soggetti a forze esterne. Definiamo il Viriale del sistema la quantità:

$$A = \sum_{i=1}^n m_i \dot{r}_i \cdot r_i$$

La cui derivata temporale è:

$$\dot{A} = \sum_{i=1}^n (m_i \dot{r}_i \cdot \dot{r}_i + m_i \ddot{r}_i \cdot r_i)$$

Il primo termine equivale al doppio dell'energia cinetica della i -particella, e il secondo termine contiene un fattore $m_i \ddot{r}_i$ che è uguale alla forza applicata alla i -particella. Si ottiene:

$$\dot{A} = 2K + \sum_{i=1}^n F_i \cdot r_i$$

dove K è l'energia cinetica totale del sistema. Se $\langle A \rangle$ denota la media temporale di A nell'intervallo di tempo $[0, \tau]$, si ottiene

$$\langle \dot{A} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{A} dt = \langle 2K \rangle + \left\langle \sum_{i=1}^n F_i \cdot r_i \right\rangle$$

Se nessuna particella sfugge all'infinito quindi il sistema rimane legato le posizioni r_i e le sue derivate rimarranno finite. In tale caso $\langle \dot{A} \rangle$ non divergerà mai nell'integrale sopra considerato. Quindi per $\tau \rightarrow \infty$ si annullerà. Concludendo si ottiene:

$$\langle 2K \rangle + \left\langle \sum_{i=1}^n F_i \cdot r_i \right\rangle = 0$$

Questa è la forma generale del Teorema Viriale. Se consideriamo che le forze sono dovute unicamente alla gravitazione reciproca, possiamo esprimerle così:

$$F_i = -Gm_i \sum_{j=1, j \neq i}^n m_j \frac{r_i - r_j}{r_{ij}^3}$$

dove $r_{ij} = |r_i - r_j|$. Andando a sostituire nell'equazione ottenuta precedentemente si vedrà che:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n F_i \cdot r_i &= -G \sum_{i=1}^n \sum_{j=1, j \neq i}^n m_i m_j \frac{r_i - r_j}{r_{ij}^3} \cdot r_i \\ &= -G \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n m_i m_j \cdot \frac{r_i - r_j}{r_{ij}^3} \cdot (r_i - r_j) \end{aligned}$$

dove l'ultima uguaglianza, riorganizzando e combinando i termini delle due sommatorie sarà:

$$\begin{aligned} m_i m_j \frac{r_i - r_j}{r_{ij}^3} \cdot r_i \\ m_j m_i \frac{r_j - r_i}{r_{ji}^3} \cdot r_j = m_i m_j \frac{r_j - r_i}{r_{ji}^3} \cdot (-r_j) \end{aligned}$$

Osservando che $(r_i - r_j) \cdot (r_i - r_j) = r_{ij}^2$ la somma si riduce a:

$$-G \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \frac{m_i m_j}{r_{ij}}$$

tale termine corrisponde all'energia potenziale del sistema U . Quindi il Teorema del Viriale diventa semplicemente:

$$2\langle K \rangle + \langle U \rangle = 0$$

che si può scrivere anche così:

$$\langle K \rangle = -\frac{1}{2}\langle U \rangle$$

Si può così osservare che applicando questo teorema ad un sistema in equilibrio stazionario si potranno avere i seguenti casi:

$$2K = |U|$$

Abbiamo un sistema stabile in quanto l'energia potenziale gravitazionale che tende a comprimere il gas è bilanciata dall'energia cinetica.

$$2K > |U|$$

Abbiamo un sistema di particelle in espansione in quanto l'energia cinetica è maggiore di quella potenziale gravitazionale.

$$2K < |U|$$

Abbiamo un sistema di particelle che collassa perché l'energia potenziale è maggiore dell'energia cinetica.

2.2 Applicazioni

Cosa ne possiamo dedurre? Seguiamo i passaggi per capire quando siamo di fronte ad una struttura che ha raggiunto uno stato di quasi equilibrio.

Un sistema di N corpi è in equilibrio solo se:

$$2K = |U|$$

Se utilizziamo il piano viriale mettendo in ascissa il modulo dell'energia potenziale $|U|$ e in ordinata l'energia cinetica K , si otterrà che ciascun punto di questo piano rappresenta un sistema gravitazionale.

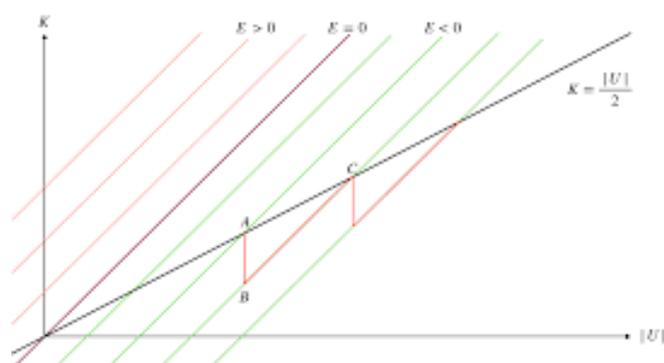


Figure 2.1: Piano Viriale: in ascissa abbiamo energia potenziale $|U|$ ed in ordinata l'energia cinetica K

Se ci spostiamo nel verso di $|U|$ crescente si avranno sistemi concentrati, mentre spostandosi nel verso di K si avranno sistemi più caldi.

Il luogo dei punti virializzati è individuato dalla retta del Viriale che passa per l'origine:

$$K = \frac{|U|}{2}$$

Il principio di conservazione dell'energia $K - |U| = E$, individua nel piano viriale un fascio di rette parallele alla bisettrice che ha equazione $K = |U|$, ciascuna delle quali si riferisce ad un determinato valore dell'energia totale conservata.

Qualsiasi sistema isolato evolve rispettando il principio di conservazione dell'energia: quindi si muove sul piano Viriale sempre su delle rette che sono parallele alla bisettrice.

Il Teorema del Viriale fornisce quindi un criterio per valutare l'insorgenza dell'instabilità gravitazionale.

Come abbiamo detto in precedenza quando si è in presenza di una contrazione la temperatura aumenta e ciò comporta un aumento di pressione e un rallentamento dei tempi di contrazione, quindi, si raggiunge uno stato di quasi equilibrio che riporta alla tipologia esaminata dal Teorema del Viriale.

Si crea uno stato di quasi equilibrio che man mano rientra nella retta Viriale.

Da questo momento si può parlare di struttura stellare che emette energia per raggiungere l'equilibrio termico con l'esterno.

Chapter 3

Formazione stellare

3.1 Protostella

Per formare una protostella, una nube molecolare deve andare incontro ad un collasso gravitazionale. In realtà una singola nube si frammenta prima, in tanti nuclei densi, ciascuno dei quali formerà una protostella, ed in seguito una stella. Mentre il nucleo denso collassa, l'energia gravitazionale del gas si trasforma in energia termica ed il gas si riscalda. Questo gas caldo e compresso al centro del nucleo denso genererà una protostella. La pressione e la temperatura al centro della protostella diventano poi sufficientemente alte da innescare le reazioni di fusione nucleare così da creare le stelle.

Per comprendere il collasso gravitazionale abbiamo visto che è necessario ricorrere al **teorema del viriale**, (*vedi capitolo 2*):

$$2K + U = 0$$

dove K = energia cinetica interna e U = energia potenziale gravitazionale.

Consideriamo una massa test m in orbita circolare di raggio r attorno ad una massa più grande M .

Energia cinetica

$$K = \frac{1}{2}mv^2$$

E. pot. gravitazionale

$$U = -GMm/r$$

Velocità orbitale

$$v^2 = GM/R$$

Per cui l'energia cinetica sarà:

$$K = \frac{1}{2}m \left(\frac{GM}{R} \right) = \frac{1}{2}|U|$$

Diminuendo il raggio dell'orbita si nota un aumento dell'energia cinetica K che comporta un incremento di energia termica, cioè di T . Nel caso di una nube molecolare, l'energia cinetica interna è immagazzinata nei moti termici delle molecole, quindi con l'incremento dell'energia cinetica si avrà un incremento della pressione del gas.

Sono quindi possibili tre casi:

- $2K > |U|$: domina la pressione e come abbiamo visto la nube si espande
- $2K < |U|$: domina la gravità e la nube si contrae
- $2K = |U|$: dove la nube è stabile.

3.2 Da nube molecolare a protostella

Seguiamo ora l'evoluzione di una nube, attraverso le diverse fasi di contrazione ed espansione, verso la sequenza principale.

Gran parte della materia barionica dell'universo (p^+ , e^- , n) non si trova nelle stelle ma è distribuita "tra" le stelle, cioè nel mezzo interstellare, ISM, composto da gas in forma molecolare sia atomica che ionizzata, visibile sotto forma di nebulose.

Storicamente le nebulose sono state suddivise in 3 tipi:

- Nebulose a Emissione : in cui una o più stelle calde ionizzano ed eccitano il gas circostante che pertanto emette righe di emissione; queste sono talvolta note col nome di Regioni HII
- Nebulose a Riflessione : prodotte dalla diffusione (*scattering*) della luce stellare da parte della polvere (*vedi immagine 4.2*)
- Nebulose Oscure : nubi dense di gas e polvere, opache

Risulta a questo punto chiaro che per collassare è necessario perdere energia gravitazionale.

Jeans si è posto il problema di capire quali fossero le **condizioni di collasso** per una nube interstellare e per la formazione di stelle partendo dal teorema del Viriale.

Poiché le stelle hanno origine da un collasso gravitazionale di grandi nubi di polveri e gas, possiamo considerarle come sistemi isolati in equilibrio quasi stazionario e, ricordando quanto visto nel *capitolo 2*, sappiamo per il teorema Viriale che :

•

$$2K = |U|$$

Il sistema è stabile in quanto l'energia potenziale gravitazionale che tende a comprimere il gas è bilanciata dall'energia cinetica.

•

$$2K > |U|$$

Il sistema è in espansione in quanto l'energia cinetica è maggiore di quella potenziale gravitazionale.

•

$$2K < |U|$$

Il sistema collassa perché l'energia potenziale è maggiore dell'energia cinetica.

Considerando un gas perfetto omogeneo ed infinito costituito da N particelle, a distribuzione di densità uniforme e temperatura T , se all'interno di tale distribuzione si genera una condensazione a simmetria sferica di raggio R_c e massa M_c possiamo definire:

$$U \cong -\frac{3GM_c^2}{5R_c}, \text{ energia potenziale gravitazionale}$$

$$K \cong \frac{3}{2}NkT, \text{ energia cinetica delle } N \text{ particelle}$$

con $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ costante di Boltzmann

Sostituendo l'equazione del Teorema Viriale :

$$\langle K \rangle = -\frac{1}{2}\langle U \rangle$$

otteniamo:

$$2 \cdot \left(\frac{3}{2}NkT \right) = \frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}$$

Ponendo $N = \frac{M_c}{\mu m_H}$ con μ il peso molecolare ed m_H la massa dell'idrogeno
Ottengo:

$$\frac{3M_c kT}{\mu m_H} = \frac{3}{5} \frac{GM_c^2}{R_c}$$

Sapendo che:

$$F_i = m_i \ddot{r}_i$$
$$i = 1, 2, \dots, N$$

La **condizione per il collasso** è:

$$3 \frac{M_c k T}{\mu m_H} < \frac{3}{5} \frac{G M_c^2}{R_c}$$

Ora devo ricavare M_c e R_c in modo da verificare la condizione di collasso:

Supposto che la nube sia approssimabile ad una sfera di volume:

$$V = \frac{4}{3} \pi R_c^3$$

considerando la densità espressa in termini di raggio e massa ottengo:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{3 M_c}{4 \pi R_c^3}$$

- Calcolo M_c ponendo $R_c = \left(\frac{3 M_c}{4 \pi \rho_0}\right)^{\frac{1}{3}}$ e sostituendolo nella condizione per il collasso:

$$M_c > \left(\frac{3}{4 \pi \rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{5 k T}{G \mu m_H}\right)^{\frac{3}{2}} \sim (T)^{\frac{3}{2}} \cdot (\rho_0)^{-\frac{1}{2}}$$

Noto che, se la temperatura T aumenta, necessariamente dovrà aumentare la massa critica necessaria affinché si verifichi il collasso gravitazionale, poiché l'energia cinetica K è direttamente proporzionale a T e l'energia potenziale gravitazionale U ad M . Contrariamente, all'aumentare della densità ρ la massa critica necessaria per il collasso sarà minore.

- Calcolo R_c ponendo $M_c = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_0$ e sostituendolo nella condizione per il collasso ottengo:

$$R_c > \left(\frac{15 k T}{4 \pi G \mu m_H \rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} \sim \left(\frac{T}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Il raggio che deve avere una nube perché la condizione per il collasso sia verificata dipende in modo direttamente proporzionale alla temperatura ed inversamente alla densità.

Si può concludere che affinché qualsiasi nube collassi gravitazionalmente si devono verificare le due condizioni sopra espresse per M_c ed R_c .

Considerando il valore minimo di queste quantità abbiamo:

Lunghezza di Jeans

$$R_J \simeq \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

La massa di Jeans

$$M_J \simeq \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Se la massa della nube supera la massa di Jeans allora la nuvola sarà instabile rispetto al collasso gravitazionale

Per una data composizione chimica, cioè per un dato μ , la massa di Jeans dipende solo dalla temperatura e dalla densità.

Si noti che è comunque una eccessiva semplificazione della situazione reale perché abbiamo ignorato fattori come campi magnetici e qualsiasi pressione esterna sulla nuvola.

Ci sono due principali canali per la perdita di energia gravitazione nelle regioni di formazione stellare:

- Dissociazione di H₂ (~ 4.5 eV per molecola)
- Ionizzazione di H (13.6 eV per atomo)

Entrambe avvengono a seguito di collisioni, quindi portano via energia termica, che porterà alla contrazione della nube, a questo punto i nuclei densi delle nubi molecolari collassano e si riscaldano fino oltre $\sim 10000K$, divenendo protostelle, senza innescare la fusione di H.

La loro temperatura superficiale aumenterà fino a raggiungere la sequenza principale nel momento in cui si innescano le reazioni di fusione nucleare.

La durata della fase di presequenza, alimentata dal collasso gravitazionale, è pari proprio al tempo di Kelvin-Helmholtz, (*vedi capitolo 1 sezione 1.2*)

Nel 1961 Chūshirō Hayashi mostrò che esiste un limite inferiore alla temperatura efficace al di sotto del quale l'equilibrio idrostatico, (*vedi capitolo 1 sezione 1.2*), non può essere mantenuto.

Questa temperatura minima, che si aggira intorno circa ai 4000 K, corrisponde ad un confine sulla parte destra del diagramma H-R oltre il quale le stelle (che sono corpi in equilibrio idrostatico) non possono stare.

Hayashi ha mostrato, che i modelli interamente convettivi, si dispongono lungo una linea del diagramma HR detta traccia di Hayashi (*vedi figura 3.1*): alla sua destra non

esistono strutture di equilibrio quindi collassano al limite di Hayashi in tempi di caduta libera.

Seguendo l'evoluzione della protostella nel diagramma HR notiamo che, alla fine della contrazione della nuvola originaria, la protostella si trova in un punto sulla linea del limite di Hayashi ed evolve secondo il tempo scala di Kelvin:

$$t_{hayashi} = t_K \simeq 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^3 \left(\frac{T_{eff,\odot}}{T_{eff}} \right)^4 \text{ anni}$$

ove tipicamente $(T_{eff,\odot}/T_{eff})^4 \simeq 10$.

Sul diagramma notiamo quindi la protostella muoversi verticalmente a temperatura superficiale quasi costante lungo la linea di Hayashi e la sua luminosità L decresce a causa della diminuzione del raggio:

$$L = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{R^2} \frac{dR}{dt}$$

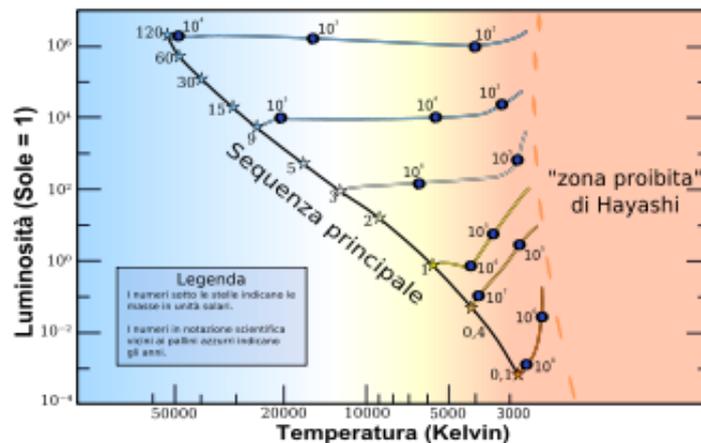


Figure 3.1: Diagramma esplicitivo sulle Tracce di Hayashi. Sulla destra notiamo il confine del diagramma H-R oltre il quale le stelle non possono stare, per questo chiamato "zona proibita"

3.3 Main sequence

Occorre tenere presente che non tutte le condensazioni portano alla formazione di protostelle che raggiungono la sequenza principale, ovvero che innescano la fusione dell' H . Per raggiungere la sequenza principale, la temperatura centrale di una protostella deve superare una temperatura $T \sim 10^7 K$.

Inizialmente le protostelle sono soggette ad un collasso in “caduta libera”. Mentre il nucleo si riscalda, la pressione termica rallenta la contrazione e si ha una stella di pre-sequenza (principale).

Quando la temperatura del nucleo e la pressione sono sufficientemente alte, si accende la fusione $H \rightarrow He$ e la nuova stella si posiziona sulla sequenza principale.

Infatti, una protostella si avvicina alla sequenza principale, seguendo tracce evolutive diverse, come abbiamo visto, a seconda della sua massa. Quindi, ciò che accade durante la prima fase dell'evoluzione stellare, è molto importante per poter definire le caratteristiche delle stelle di sequenza principale.

La sequenza principale è una continua ed evidente banda di stelle disposta in senso pressoché diagonale nel diagramma Hertzsprung-Russell, (vedi figura 3.2), una rappresentazione grafica che mette in relazione la temperatura effettiva riportata in ascissa e la luminosità delle stelle, riportata in ordinata.

Le stelle che si addensano in questa fascia sono dette stelle di sequenza principale.

Dopo essersi formata in una nube molecolare, una stella genera energia nel suo nucleo tramite le reazioni nucleari di fusione dell'idrogeno in elio. Durante questa lunga fase del suo ciclo vitale, la stella si pone all'interno della sequenza principale in una posizione che è determinata principalmente dalla sua massa e da altri fattori quali la sua composizione chimica.

Tutte le stelle di sequenza principale si trovano in uno stato di equilibrio idrostatico, (vedi capitolo 1 sezione 1.2), in cui la pressione termica e, nelle stelle massicce, la pressione di radiazione del nucleo, dirette verso l'esterno, contrastano il naturale collasso gravitazionale degli strati della stella, diretto verso l'interno.

A mantenere questo equilibrio contribuisce la forte dipendenza del tasso di creazione dell'energia dalla temperatura e dalla densità.

L'energia prodotta nel nucleo viene trasportata attraverso gli strati superiori tramite irraggiamento o convezione, a seconda del gradiente di temperatura e dell'opacità; alla fine raggiunge la fotosfera, da cui è irradiata nello spazio sotto forma di energia radiante.

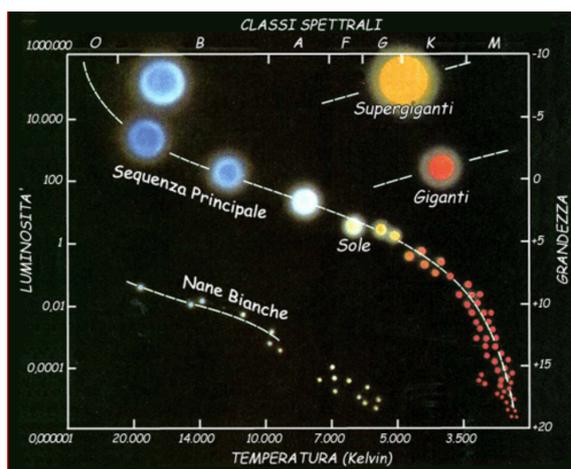


Figure 3.2: Diagramma HR

In base alla massa avremo che:

- Le stelle di sequenza principale con una massa superiore alle $1,5 M_{\odot}$ possiedono un nucleo convettivo e fra il nucleo e la superficie, l'energia viene trasportata per irraggiamento.
- Nelle stelle di massa compresa fra $1,5 M_{\odot}$ e $0,5 M_{\odot}$ avviene il contrario: esse possiedono un nucleo in cui la trasmissione dell'energia avviene per irraggiamento, mentre la convezione si innesca al di sopra del nucleo, in prossimità della superficie.
- Le stelle di sequenza principale con massa inferiore a $0,5 M_{\odot}$ hanno un interno completamente convettivo.

Quando la fusione nucleare diviene il processo dominante di produzione dell'energia e l'energia ricavata dalla contrazione gravitazionale si è dispersa, la stella giace in un punto della sequenza principale nel diagramma H-R, dipendente principalmente dalla sua massa.

Gli astronomi si riferiscono a questo stadio della evoluzione stellare con l'espressione Main Sequence, Sequenza Principale.

L'evoluzione avviene sulla scala dei tempi nucleari e ciò significa che la fase della sequenza principale è il periodo più lungo della vita delle stelle.

Con **Tempi Scala di Fusioni Nucleari** intendiamo una scala dei tempi costruita in base alle reazioni termonucleari.

Più esattamente si può calcolare il tempo necessario affinché tutto l'idrogeno si trasformi in elio.

Sulla base di considerazioni teoriche e modelli numerici si stima che solo il 10 % dell'idrogeno totale in una stella si può trasformare in elio e nella reazione nucleare solo lo 0.7 % della massa a riposo dell'idrogeno si trasforma in energia.

Quindi, se L è il flusso luminoso (potenza) della stella, una stima del tempo di vita è data dalla formula:

$$t_n = \frac{0.007 \cdot 0.1 \cdot Mc^2}{L}$$

Per il Sole $t_n \sim 10^{10}$ anni, da cui:

$$t_n = 10^{10} \text{ years} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{-1}$$

Per esempio, come si vede nella *figura 3.3*, per stelle con massa circa M_{\odot} la fase della sequenza principale dura circa 10 miliardi di anni mentre per le stelle più massicce l'evoluzione sarà più rapida perché irradiano molta più potenza. Analogamente, nella fase di sequenza principale per stelle di $15 M_{\odot}$ è solo circa 10 milioni di anni, mille volte più breve di quella delle stelle come il Sole.

Una stella permane nella sua posizione iniziale all'interno della sequenza principale finché una significativa porzione dell'idrogeno presente nel suo nucleo viene convertita in elio. A questo punto, essa esce dalla sequenza principale, muovendosi verso la parte in alto a destra del diagramma H-R, come vediamo nella *figura 3.2*, cioè diventando più luminosa e meno calda in superficie. La sequenza principale quindi è occupata dalle stelle che producono energia fondendo l'idrogeno presente nel loro nucleo.

La maggioranza delle stelle esistenti fa parte della sequenza principale. Ciò è dovuto al fatto che la posizione nel diagramma H-R di una stella che fonde l'idrogeno nel suo nucleo dipende, con un certo grado di approssimazione, unicamente dalla sua massa: infatti, la massa determina sia la classe spettrale che la luminosità assoluta della stella.

Poiché lo stadio di fusione dell'idrogeno è quello in cui una stella trascorre la maggior parte della sua esistenza, la maggioranza delle stelle si posizionerà lungo la sequenza principale.

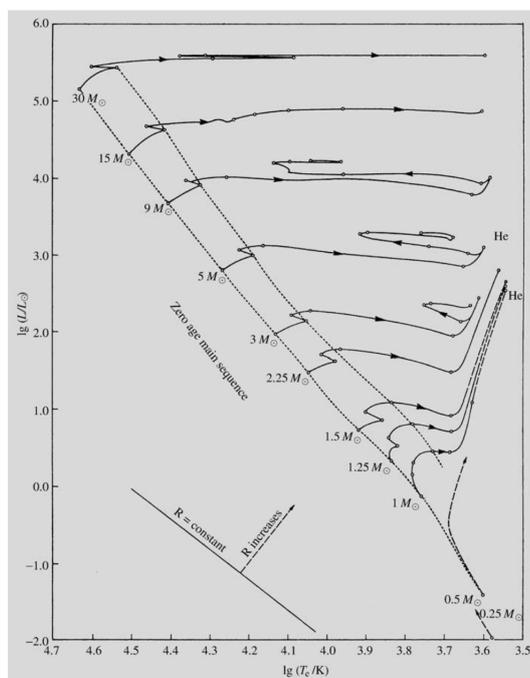


Figure 3.3: Diagramma HR con evidenziato il percorso dell'evoluzione stellare dalla sequenza principale alle fasi di post-sequenza.

Nella fase principale il tempo scala è quello nucleare.

- (Iben, I. (1967): Annual Rev. Astron. Astrophys).

3.4 Fasi di Post-Sequenza

La stella rimane stabile per tutta la durata di questa fase, che può variare, secondo la sua massa, da pochi milioni a svariati miliardi di anni.

Quando l'idrogeno sta per essere esaurito nel nucleo, l'equilibrio idrostatico, (vedi capitolo 1 sezione 1.2) che si era stabilito viene a mancare, perché l'energia prodotta dalla fusione non è sufficiente a controbilanciare la pressione degli strati esterni della stella. Di conseguenza, il nucleo incomincia a contrarsi e a riscaldarsi, in modo da accelerare la fusione dell'idrogeno restante e dare il via alla fusione di elio in carbonio. Il periodo in cui l'astro è soggetto al collasso corrisponde al tempo di Kelvin-Helmholtz (vedi capitolo 1 sezione 1.2).

Questo produce un sovra riscaldamento della stella, che deve contemporaneamente espandere gli strati più esterni per dissipare l'energia in eccesso.

La temperatura superficiale della stella diminuisce, e di conseguenza il suo colore si fa via via più rosso, mentre la luminosità complessiva aumenta, dato che la superficie emittente è aumentata con l'espansione.

La stella diventa cioè una gigante rossa, una stella più fredda e più luminosa rispetto alle stelle di sequenza principale. Il suo punto rappresentativo sul diagramma H-R si sposta verso l'alto e verso destra, risalendo quello che viene detto il "ramo delle giganti rosse", (vedi schema 3.4).

Contemporaneamente, la stella comincia a perdere massa, attraverso l'espulsione di parte dei suoi strati più esterni. La massa perduta alla fine di questa fase può essere anche una frazione significativa della massa iniziale della stella.

Quando la temperatura centrale della stella ha raggiunto i 100 milioni di gradi, i nuclei di elio incominciano a fondersi a tre per volta per formare un nucleo di carbonio. La stella si sposta dalla regione delle giganti rosse ancora verso la sequenza.

Se la stella ha una massa inferiore a circa due volte la massa del Sole, la sua evoluzione attiva termina qui.

Le stelle più piccole, infatti, sono più compatte di quelle grandi e, nel loro nucleo, il gas è così denso da raggiungere lo stato degenere: in queste condizioni, non è possibile

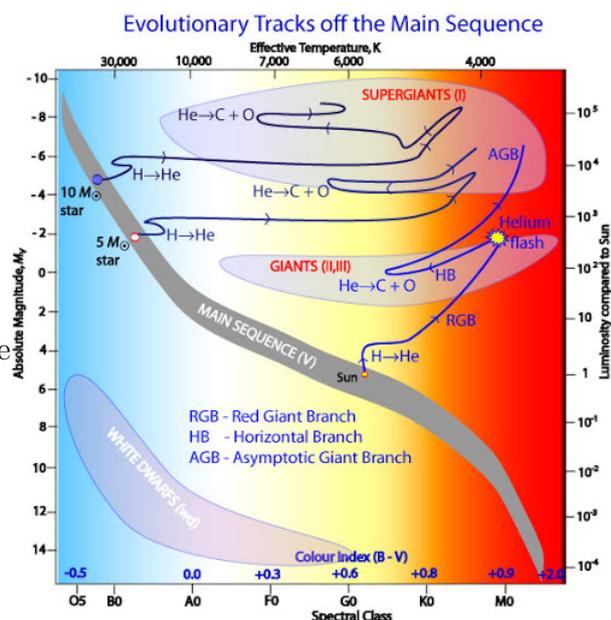


Figure 3.4: Diagramma HR in cui notiamo la differenziazione delle zone, soprattutto il passaggio dalla sequenza principale al braccio asintotico delle giganti evidenziato nella parte destra

un'ulteriore contrazione del nucleo, e la stella non può innescare la fusione del carbonio prodotto.

Quando l'elio sta per esaurirsi, il nucleo si contrae e gli strati esterni si espandono, per la minore produzione di energia all'interno; nel diagramma H-R, il suo punto rappresentativo risale verso il ramo delle giganti rosse, (vedi *schema 3.4*).

A questo punto, la stella diventa instabile, come analizzato nel Teorema del Viriale, (vedi *capitolo 2 sezione 2.1*), e gli strati più esterni incominciano a pulsare, fino a quando non vengono espulsi in direzione radiale, lasciando scoperto il nucleo caldo e denso della stella: una nana bianca, (vedi *capitolo 1 sezione 1.2.1*). L'insieme della stella centrale e della nube di gas espulso, prende il nome di nebulosa planetaria, (vedi *figura 1.4*).

Le stelle più massicce ripetono più volte il ciclo di contrazione ed espansione, innescando ogni volta la fusione di un elemento più pesante, all'esaurirsi del combustibile precedente, mentre il loro nucleo si riscalda sempre più.

A 800 milioni di gradi incomincia la fusione dei nuclei di carbonio, che dà origine ad elementi come l'ossigeno, il magnesio, il neon, a temperature di 1,4 miliardi di gradi i nuclei di ossigeno si fondono, formando silicio, zolfo, fosforo, e così via.

La catena dei bruciamenti nucleari si interrompe quando il gas nel nucleo della stella, che ad ogni contrazione è rimasto sempre più denso e compatto, diventa degenere.

A questo punto, la fusione del successivo combustibile nucleare rilascia nel gas degenere una grande quantità di energia, che provoca l'esplosione della stella come supernova, (vedi *capitolo 1 sezione 1.2.2*.)

Il gas arricchito di elementi pesanti viene restituito al mezzo interstellare, (vedi *ISM nel capitolo 3 sezione 3.2*) : l'esplosione delle supernovae rappresenta il principale meccanismo di arricchimento chimico delle galassie.

Gli strati esterni della stella vengono espulsi nello spazio, mentre il suo nucleo collassa sotto la propria spinta gravitazionale, formando un oggetto estremamente denso e compatto.

Solo le stelle con massa superiore a 12-13 volte quella del Sole percorrono tutto il ciclo dei bruciamenti nucleari, arrivando a sintetizzare il ferro, dopodiché la catena si interrompe: la fusione del ferro in elementi più pesanti è infatti endoenergetica, cioè, invece di liberare energia, ne assorbe.

Il ferro sintetizzato nel nucleo della stella subisce quindi un'instabilità: i nuclei di ferro si frantumano e, sotto l'enorme pressione alla quale sono sottoposti dagli strati di gas sovrastanti e collassano su se stessi. Il nucleo si contrae, alla ricerca di una nuova configurazione di equilibrio idrostatico.

Gli strati esterni cadono sul nucleo a grande velocità, urtando contro la sua superficie.

L'onda d'urto che si forma riscalda il gas fino a temperature altissime; in queste condizioni si innescano immediatamente bruciamenti nucleari molto rapidi, che depositano una grande quantità di energia negli strati di gas, facendo esplodere la stella come supernova.

La sorte del nucleo, a questo punto, dipende dalla sua massa: se è inferiore ad un certo limite critico, i nuclei si fondono con gli elettroni, formando un "mare" compatto e densissimo di neutroni. Ciò che rimane della stella si assesta in una configurazione di equilibrio, come una stella di neutroni, (*vedi capitolo 1 sezione 1.2.3*).

Se invece la massa del nucleo è superiore a quel limite, nulla può fermare il suo collasso, che diventa irreversibile; mentre il nucleo si contrae, a massa costante, la forza di gravità in superficie aumenta. In accordo con la teoria della Relatività Generale, lo spazio intorno alla stella si deforma, incurvandosi e modificando le traiettorie dei corpi che vi passano vicino. La stella scompare, perché perfino la luce resta intrappolata all'interno del suo enorme campo gravitazionale: si è formato un buco nero, (*vedi capitolo 1 sezione 1.2.4*).

Chapter 4

Analisi Conclusiva sul ciclo di vita stellare

4.1 Diagramma H-R

Il diagramma di Hertzsprung-Russell, noto come diagramma H-R, prende il nome dai due studiosi che furono i primi a usarlo all'inizio del secolo. In un sistema di assi cartesiani si pongono sull'asse delle ordinate la luminosità delle stelle e su quello delle ascisse il loro colore, legato alla temperatura della stella in superficie e alla classificazione spettrale. Le stelle vengono classificate in classi spettrali con le lettere: O, B, A, F, G, K e M, ciascuna suddivisa in sottoclassi da 0 a 9, (vedi figura 4.1).

La maggior parte delle stelle, in questo diagramma, si raggruppano su una diagonale, detta sequenza principale, che mette in relazione la temperatura e la luminosità (più una stella è luminosa più è "calda"), (vedi capitolo 3 sezioni 3.3, 3.4). Fanno eccezione tre gruppi di stelle: le giganti e le supergiganti, molto luminose ma relativamente fredde, e le nane bianche, calde e poco luminose.

Dal momento della sua ideazione, il diagramma H-R è diventato uno strumento fondamentale dell'astrofisica. Questo tipo di diagrammi può essere costruito per tutti gli oggetti che vediamo in cielo per i quali possiamo ottenere lo spettro e quindi i colori e la magnitudine.

In realtà, poiché le stelle possono trovarsi a distanze diverse dalla terra, per poter confrontare le magnitudini dei vari oggetti dobbiamo passare attraverso la magnitudine assoluta, cioè correggere per

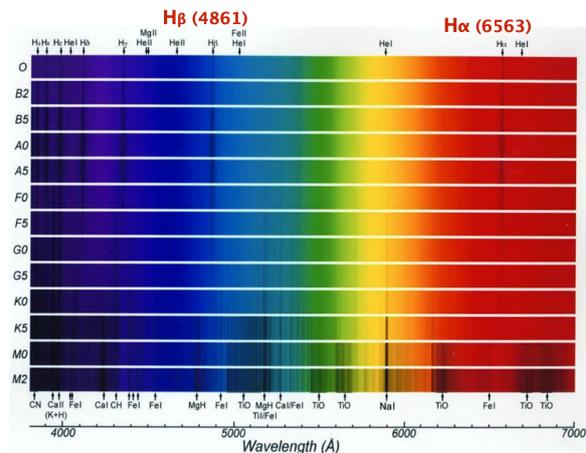


Figure 4.1: Classificazione Spettrale: Harvard Classification

la distanza.

Ma la distanza è uno dei parametri più difficili da ricavare ed è per questo che gli astronomi si concentrano nello studio di oggetti molto particolari come ad esempio gli ammassi stellari, (*vedi capitolo 4 sezione 4.1.1*).

Questi hanno la caratteristica di essere formati da stelle che si trovano tutte più o meno alla stessa distanza dalla terra, per cui il confronto delle magnitudini degli oggetti che appartengono ad un ammasso può essere fatto direttamente senza doversi preoccupare della loro reale distanza.

4.1.1 Ammassi Stellari

Quando si guarda il cielo con degli strumenti più sofisticati si scopre che questo è costituito da oggetti che non sono stelle ma gruppi di stelle.

Questi gruppi sono detti appunto AMMASSI STELLARI. Gli ammassi che si osservano in cielo possono essere suddivisi in due tipi principali.

- Ammassi Aperti
- Ammassi Globulari

Un esempio di Ammasso Aperto è:



Figure 4.2: Le Pleiadi fotografate con Metsahovi Schmidt camera.

Si può vedere una nebulosa di riflessione, vedi capitolo 3 sezione 3.2, attorno ad alcune stelle.

Photograph M. Poutanen and H. Virtanen, Helsinki University

Un esempio di Ammasso Globulare è:

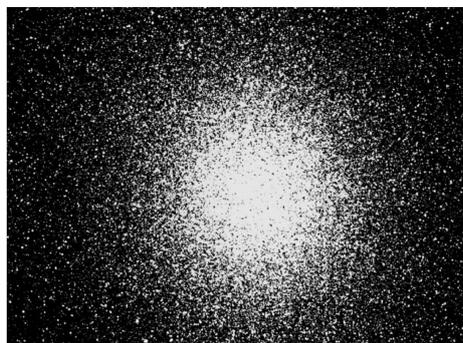


Figure 4.3: Ammasso Globulare ω Centauri.

Photograph T. Korhonen, Turku University

Gli Ammassi Aperti sono formati da circa 10-100 stelle hanno generalmente una forma irregolare e la caratteristica principale è che sono oggetti relativamente “giovani”.

Gli Ammassi Globulari sono formati da circa $10^3 - 10^6$ stelle hanno generalmente una forma sferoidale e relativamente “vecchi”.

Per entrambi i tipi di ammassi possiamo costruire dei diagrammi colore-magnitudine (Diagrammi-HR) semplicemente confrontando la magnitudine apparente dei singoli oggetti con il loro colore, questo perché gli oggetti che appartengono ad un ammasso, come abbiamo detto, possono ritenersi posti tutti alla stessa distanza da noi, non abbiamo quindi la necessità di calcolarci la magnitudine assoluta.

La classificazione spettrale sta alla base della distinzione tra stelle, abbiamo la classificazione di Harvard, (*vedi figura 4.1*), che tiene conto solo dell’effetto della temperatura sullo spettro e la classificazione Yerkes, più precisa, che tiene conto della luminosità della stella, poiché due stelle con la stessa temperatura effettiva possono avere luminosità molto diverse.

La classe di luminosità è determinata dalle righe spettrali che dipendono fortemente dalla gravità della superficie stellare. Un esempio sono le masse delle stelle giganti e nane, più o meno simili, ma i raggi delle giganti sono molto più grandi di quelli delle stelle nane, pertanto l’accelerazione gravitazionale sulla superficie di una gigante è molto più piccola di quella sulla nana. Ne consegue che la densità e la pressione del gas nell’atmosfera di una gigante sono molto più piccole, ciò dà origine a effetti di luminosità nello spettro stellare, che possono essere utilizzati per distinguere stelle di diversa luminosità.

Poiché le stelle nane hanno una densità più elevata, sappiamo che questo si traduce in una maggiore larghezza delle righe del loro spettro e quindi in una classe di luminosità più bassa, visto che maggiore è la densità, maggiore è la larghezza delle righe.

La loro distinzione quindi non c’entra con le dimensioni fisiche.

In ordine di densità decrescente e di luminosità crescente distinguiamo le seguenti classi di luminosità:

- Subnane: classe di luminosità VI
- Nane: classe di luminosità V
- Subgiganti: classe di luminosità IV
- Giganti: classe di luminosità III
- Giganti brillanti: classe di luminosità II
- Supergiganti: classe di luminosità I

Le giganti e le supergiganti rosse sono tra gli astri più brillanti del cielo, (*vedi schema 4.4*).

Esse sono formate dall'involuppo espanso e rarefatto di stelle evolute, che circonda un nucleo caldo e compatto. Pur avendo masse abbastanza modeste, le più grandi giganti rosse hanno raggi centinaia di volte maggiori di quello del Sole.

Le loro atmosfere si estendono per milioni di chilometri, con densità inferiori a 10^5 grammi per cm^3 . Si pensi che, quando il Sole diventerà una gigante rossa, i suoi strati esterni si espanderanno fino oltre l'orbita di Marte, inghiottendo i pianeti più interni, tra cui la Terra.

Le nane rosse, le nane arancioni e le nane gialle sono effettivamente più piccole e deboli delle stelle giganti dei rispettivi colori perché hanno una superficie radiante proporzionalmente più piccola.

Tuttavia per le stelle più massicce, di colore bianco, azzurro e blu, la differenza di taglia e di brillantezza fra le "nane" di sequenza principale e le "giganti" diventa sempre più piccola, finché per le stelle più calde diviene non più osservabile direttamente.

Infine, le nane bianche rappresentano lo stadio finale della vita di stelle di piccola massa. Durante e dopo la fase di gigante rossa, come abbiamo visto, la stella si spoglia dei suoi strati esterni e la parte restante va incontro ad un rapido collasso. Se la massa rimanente del nucleo stellare, è inferiore ad un certo limite critico, pari a 1.44 volte la massa del Sole, il collasso ad un certo punto si arresta e la stella trova una configurazione di equilibrio stabile, diventando una nana bianca, (vedi capitolo 1 sezione 1.2.1).

Tanto maggiore è la massa della stella, tanto minore è il raggio finale della nana bianca.

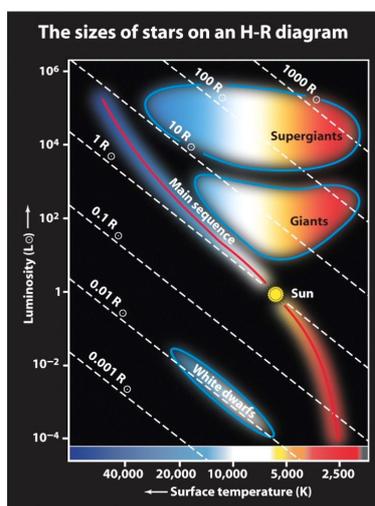


Figure 4.4: Diagramma HR da cui si possono le varie fasi:

Le giganti e le supergiganti rosse sono tra gli astri più brillanti del cielo

Le nane rosse, le nane arancioni e le nane gialle sono effettivamente più piccole e deboli delle stelle giganti dei rispettivi colori

Le nane bianche rappresentano lo stadio finale della vita di stelle di piccola massa

4.2 Conclusioni

Negli ultimi anni sono stati fatti numerosi progressi nella comprensione dell'evoluzione stellare e nei processi fisici che avvengono durante questa.

Sulla sequenza principale l'energia è generata dalla reazione di fusione $H \rightarrow He$. L'energia prodotta stabilizza la stella contro il collasso gravitazionale che quindi si trova sulla sequenza principale in equilibrio idrostatico. La durata della fase di sequenza principale dipende dalla massa. Le stelle massicce hanno vita breve ($\sim 10^6 y$) Le stelle di piccola massa hanno vita lunga ($\sim 10^{10} y$). Quando il bruciamento di H termina nel nucleo, la stella evolve nel ramo delle giganti.

Lo studio dell'evoluzione stellare non può essere considerato uno studio fine a se stesso in quanto comprendere questo fenomeno comporta la possibilità di addivenire alla risoluzione di numerose questioni rilevanti in astrofisica e non solo. La materia mi ha particolarmente coinvolto perché in un periodo difficile quale quello che abbiamo vissuto in questo ultimo anno, dove ogni nostra certezza spesso è venuta meno, la professoressa Brusa ci ha saputo stimolare e coinvolgere con il suo entusiasmo nella conoscenza di questa materia e nelle continue scoperte fatte anche consigliandoci testi che rimangono impressi dentro di noi. *"Le leggi della scienza non distinguono fra passato e futuro"*.

Bibliografia

- Karttunen H., Kröger P., Donner K.J., : Fundamental Astronomy; Springer Verlag (2014)
- Attilio Ferrari; Stelle, galassie e universo. Fondamenti di Astrofisica; Springer Verlag (2001)
- G. W. Collins; The Virial Theorem in Stellar Astrophysics (2003)
- Slides utilizzate dalla professoressa Brusa Marcella nel corso di Fondamenti di Astronomia (2019-2020)

Ringraziamenti

*Ringrazio mia Madre per il sostegno anche nei momenti bui,
Ringrazio Marco che mi è sempre accanto,
Ringrazio le mie amiche per il supporto e l'ascolto.
Ringrazio Giorgio per avermi fatto amare la materia
In ultimo ringrazio la Professoressa Brusa per la passione con cui ha insegnato la
materia e la disponibilità che mi ha sempre offerto.*