

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Augusto Righi"
Corso di Laurea in Fisica

EVOLUZIONE DEI SISTEMI BINARI E VARIABILI CATACLISMICHE

Relatore:
Prof. Alessio Mucciarelli

Presentata da:
Martina Lombardini

Anno Accademico 2024/2025

Abstract

Lo scopo di questa tesi è la discussione delle principali caratteristiche dei sistemi binari di stelle. Si è iniziato con una breve introduzione ai diversi sistemi conosciuti e all'utilità di alcune tipologie nell'individuazione del rapporto fra le masse e fra le temperature. Dopo una dovuta premessa riguardante il potenziale gravitazionale che lega le due stelle, si approfondisce il modello di Roche e le peculiarità legate ai lobi di Roche, fondamentali per la trattazione del trasferimento di massa, conservativo e non conservativo, tra le due componenti.

Si prosegue con l'esposizione di alcune possibili evoluzioni dei sistemi binari, legate alla separazione tra le stelle e al rapporto tra le masse. Si analizzano più minuziosamente i sistemi che presentano una nana bianca come una delle due componenti e in particolare l'evoluzione di questi sistemi in variabili cataclismiche. Si trattano quindi, in modo distinto, le nove nane, e il loro ciclico aumento di luminosità causato dall'instabilità del disco di accrescimento, e le nove, classiche e ricorrenti, il cui maggior tasso di accrescimento porta ad una serie di reazioni nucleari che ne causano l'esplosione.

Indice

Introduzione	1
1 Sistemi binari di stelle	2
1.1 Binarie visuali e determinazione della massa	4
1.2 Binarie fotometriche e rapporto tra le temperature	5
2 I lobi di Roche	7
2.1 Trasferimento di massa	11
2.2 Disco di accrescimento	14
3 Evoluzione	16
3.1 Nane bianche e variabili cataclismiche	17
3.1.1 Nove nane	21
3.1.2 Nove	25
Conclusione	29

Introduzione

Le stelle presenti nel nostro Universo possono essere suddivise in due grandi categorie, le stelle isolate e le stelle legate ad altre compagne per effetto della gravità. In quest'ultimo gruppo si distinguono i sistemi binari, coppie di stelle che orbitano l'una attorno all'altra, la cui separazione e rapporto fra le masse ne condiziona l'evoluzione. Per poterle analizzare è necessario familiarizzare con la struttura e le caratteristiche dei lobi di Roche e del trasferimento di massa, fondamentali per la comprensione dell'evoluzione di questi sistemi.

Nel primo capitolo di questa tesi sono state citate le principali tipologie di stelle binarie, come le binarie interagenti o le binarie astrometriche. È stato discusso come, partendo dallo studio dei dati orbitali dei sistemi di binarie visuali e grazie alla terza legge di Keplero, sia possibile determinare la massa tra le due stelle. Inoltre si è osservato come l'analisi delle binarie fotometriche rappresenti un punto di svolta nell'individuazione del rapporto tra le temperature delle due componenti del sistema.

Nel secondo capitolo, inizialmente, è stato derivato il potenziale gravitazionale effettivo del sistema ed in seguito sono state delineate le caratteristiche dei lobi di Roche, come le diverse forme, che ne determinano la classificazione, i vari punti lagrangiani e la relazione utilizzata per calcolarne il raggio. Inoltre è stato analizzato il trasferimento di massa che avviene tra le due stelle, distinguendo il trasferimento conservativo e il non-conservativo, mettendo in luce per entrambi il fenomeno di Roche-lobe overflowing. Infine è stato descritto il disco di accrescimento, andando a derivare le relazioni per la luminosità e la temperatura.

Il terzo capitolo è stato impiegato per la trattazione dell'evoluzione dei sistemi binari. Dopo una breve descrizione dei possibili esiti di alcuni sistemi, sono stati analizzati i sistemi binari che presentano una nana bianca come una delle due componenti. Inizialmente si è esaminata l'evoluzione in nana bianca di una stella solitaria per poi osservare le differenze evolutive all'interno di una binaria, ponendo particolare attenzione alle variabili cataclismiche. Sono state quindi analizzate le nove nane, descrivendo il concetto di viscosità e il fenomeno di outburst, dovuto all'instabilità del disco. Infine sono state trattate le nove ed è stato esaminato il processo che porta all'instaurazione delle reazioni nucleari che determinano l'esplosione e le varie fasi che il sistema attraversa per ritornare, eventualmente, alla quiescenza.

Capitolo 1

Sistemi binari di stelle

Tra i corpi celesti più affascinanti del nostro Universo, un posto d'onore è riservato ai sistemi di stelle binarie. Stimato essere tanto comuni quanto le loro sorelle solitarie, le stelle binarie sono coppie di stelle che orbitano attorno al loro comune centro di massa, legate dai propri campi gravitazionali, influenzandosi l'un l'altra durante tutto l'arco delle loro vite. Poiché i vari stadi evolutivi di ciascuna stella sono significativamente alterati dalla presenza di una compagna, si può parlare di *binarie vicine*, o ancora meglio di *binarie interagenti*. Riconoscere i sistemi binari, tuttavia, può risultare complicato, soprattutto quando si incontrano tipologie di stelle chiamate *doppie ottiche* che, giacendo sulla stessa linea di vista per un osservatore posto sulla terra, appaiono come binarie pur non essendo vincolate gravitazionalmente. Un altro caso emblematico è rappresentato dalle *binarie astrometriche*, in cui una delle due stelle risulta notevolmente più brillante dalla compagna, impedendo quindi che possano essere osservate entrambe. In questo caso, solo grazie allo studio dei moti oscillatori della stella visibile, è possibile stabilire la presenza di un altro corpo a cui è legata gravitazionalmente. Classificare le stelle binarie risulta quindi un lavoro non privo di difficoltà, considerando i tanti parametri che ne influenzano lo studio, come la distanza dall'osservatore, la geometria del sistema, le luminosità e le masse delle componenti. Considerando le caratteristiche osservabili, una tipologia, che rappresenta una fonte di ricerca eccezionale, è sicuramente quella delle *binarie visuali*, che per periodi orbitali non troppo lunghi, possono essere studiate separatamente poiché l'evoluzione delle due stelle appare essenzialmente indipendente. Ciò permette un'osservazione approfondita della loro separazione angolare dal centro di massa del sistema e, conoscendo la distanza dall'osservatore, un calcolo della loro separazione lineare. Un'altra fonte di informazioni importante risiede nelle *binarie fotometriche*, ovvero sistemi in cui, essendo i piani orbitali orientati lungo la linea di vista dell'osservatore, si nota una periodica eclissi vicendevole di una delle due componenti dovuta al passaggio dell'altra, che ne blocca la luce. Lo studio delle curve luminose provenienti da questa tipologia di sistemi rivela la presenza di due masse e permette di stimare la temperatura e il raggio di ciascuna stella. Proseguendo la classificazione, si

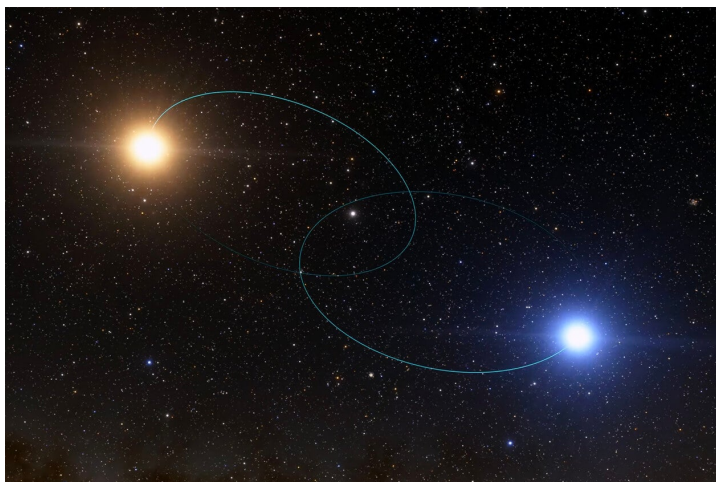


Figura 1.1: Quest'illustrazione, presa da un'animazione prodotta dall'European Southern Observatory, raffigura un sistema di stelle binarie.

possono riconoscere le *binarie spettroscopiche a doppia riga*, particolari sistemi in cui gli spettri provenienti dalle stelle risultano sovrapposti, indipendenti e distinguibili. Analizzando questi spettri, per sistemi con velocità radiale diversa da zero, si possono notare degli spostamenti periodici della lunghezza d'onda delle linee spettrali di ciascuna stella. A causa dall'effetto Doppler infatti, lo spettro di una stella verrà spostato verso il rosso man mano che si allontana dall'osservatore, mentre lo spettro dell'altra tenderà al blu poiché si avvicina all'osservatore. Anche se il piano orbitale fosse perpendicolare alla linea di vista dell'osservatore, risulterebbe comunque possibile distinguere i due spettri sovrapposti, nel caso in cui questi presentassero caratteristiche spettrali significativamente differenti. Infine, alcuni sistemi binari, simili a quelli appena citati, possono essere classificati come *binarie spettroscopiche*. Come per le binarie spettroscopiche a doppia riga, anche quelle spettroscopiche, per periodi orbitali non eccessivamente lunghi e se il movimento del sistema presenta componenti radiali lungo la linea di vista, è possibile osservare degli shift periodici delle linee spettrali. Tuttavia la differenza tra i due sistemi, risiede nel fatto che per quest'ultima, se una delle componenti è notevolmente più luminosa della seconda, lo spettro meno luminoso è sopraffatto e non è possibile studiarlo poiché si osserva un solo gruppo di linee spettrali.

Questa classificazione, basata su caratteristiche osservabili, non è da intendersi come mutualmente esclusiva, poiché, per esempio, un sistema spettroscopico potrebbe rientrare anche nella categoria delle binarie fotometriche.

1.1 Binarie visuali e determinazione della massa

Le binarie visuali, grazie alla separazione delle loro componenti, apprezzabile con telescopi sempre più precisi, rappresentano ottimi candidati per uno studio approfondito sui dati orbitali del sistema, che permette il calcolo dell'orientazione delle orbite e l'individuazione del centro di massa. Conoscendo la distanza di tale sistema, è possibile inoltre determinare la separazione lineare tra le due stelle, importante per stimare il rapporto tra le masse.

Considerando inizialmente che il piano orbitale sia perpendicolare alla linea di vista dell'osservatore, è possibile stabilire il rapporto tra le masse, q , tramite il rapporto tra le separazioni angolari di ciascuna stella con il centro di massa del sistema:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}, \quad (1.1)$$

α_1 e α_2 rappresentano gli angoli sottesi dai semiassi maggiori a_1 e a_2

$$\alpha_1 = \frac{a_1}{d} \quad \alpha_2 = \frac{a_2}{d}$$

con d come distanza tra il sistema e l'osservatore.

Tuttavia la maggior parte delle orbite non sono convenientemente orientate in questo modo, ma presentano un angolo di inclinazione i tra il piano dell'orbita, in cui giacciono entrambe le orbite delle stelle, e il piano del cielo, perpendicolare al piano della linea di vista. A differenza del caso precedente, vengono ora misurate dall'osservatore le proiezioni sul piano del cielo degli angoli visti precedentemente, $\alpha'_1 = \alpha_1 \cos i$ e $\alpha'_2 = \alpha_2 \cos i$, così che la relazione (1.1) venga modificata nel seguente modo:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\alpha_2 \cos i}{\alpha_1 \cos i} = \frac{\alpha'_2}{\alpha'_1}. \quad (1.2)$$

Ricordando la terza legge di Keplero

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} a^3, \quad (1.3)$$

dove a rappresenta il semiasse maggiore dell'orbita percorsa dalla massa ridotta e $a = a_1 + a_2$, conoscendo la distanza d e il rapporto tra le masse q , si può calcolare la somma delle masse delle stelle arrivando quindi a determinare m_1 e m_2 . Risolvendo quindi la (1.3) per la somma delle masse e utilizzando la relazione (1.2) si arriva all'equazione

$$m_1 + m_2 = \frac{4\pi^2 (\alpha d)^2}{G P^2} = \frac{4\pi^2}{G} \left(\frac{d}{\cos i} \right)^3 \frac{\alpha'^3}{P^2}, \quad (1.4)$$

con $\alpha' = \alpha'_1 + \alpha'_2$. La situazione risulta alquanto semplificata, dal momento che il centro di massa del sistema non risulta in uno dei fuochi, come richiede la prima legge

di Keplero. Tuttavia, i principi menzionati sono comunque validi per dedurre le masse delle stelle conoscendo l'angolo di inclinazione i e, alternativamente, la distanza d o le velocità radiali.

1.2 Binarie fotometriche e rapporto tra le temperature

È possibile ottenere informazioni preziose sui parametri delle stelle binarie anche per sistemi in cui non si riescono sempre a studiare le due componenti separatamente. Dall'analisi delle curve di luce delle binarie fotometriche infatti è possibile ottenere il rapporto tra le temperature effettive delle due stelle. Considerando la luce come radiazione proveniente da un corpo nero, si confronta la quantità di luce ricevuta durante un'eclissi con la quantità di luce ricevuta quando entrambe le stelle sono visibili.

Per semplicità si assume che flusso radiativo superficiale, $F_r = F_{superf} = \sigma T_e^4$, sia costante in tutto il disco stellare delle componenti del sistema. La quantità di luce rilevata quando entrambe le stelle sono visibili è data dall'equazione

$$B_0 = k (\pi r_1^2 F_{r1} + \pi r_2^2 F_{r2}) \quad (1.5)$$

dove k è una costante che dipende dalla distanza del sistema, dalla quantità di materiale presente tra il sistema e il rilevatore e dai parametri del rilevatore. Esaminando il caso in cui la stella più piccola sia anche quella più calda, si osservano due minimi nelle curve di luce.

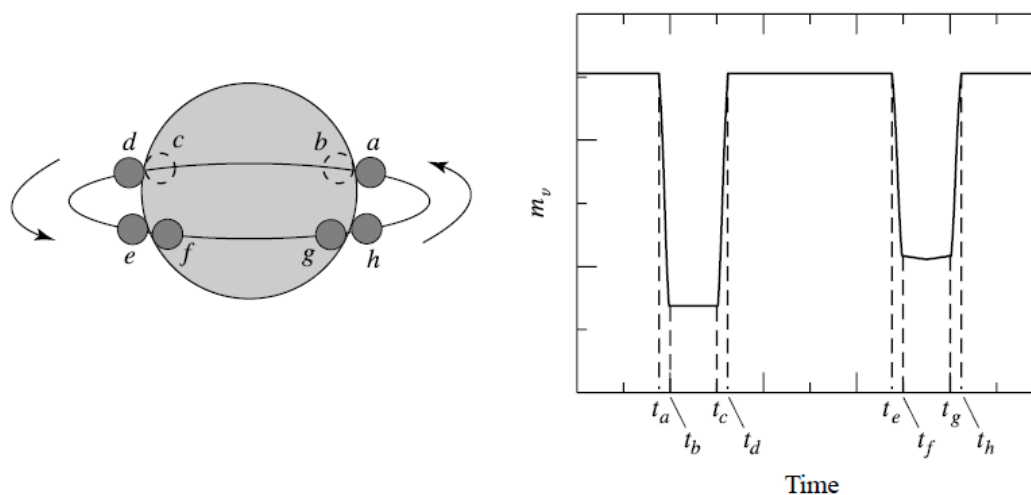


Figura 1.2: La curva di luce di una binaria spettroscopica con $i = 90^\circ$. I tempi indicati corrispondono alla posizione della stella minore rispetto alla maggiore.

Questi minimi sono dovuti ai momenti di eclisse poiché la stella minore presenta un maggior flusso superficiale. Il minimo primario si ha quando la stella minore passa dietro la maggiore e verrà calcolato con la formula

$$B_p = k\pi r_1^2 F_{r1} ,$$

mentre quello secondario, che avviene quando la minora passa davanti alla maggiore, sarà

$$B_s = k (\pi r_1^2 - \pi r_2^2) F_{r1} + k\pi r_2^2 F_{r1} .$$

Utilizzando queste espressioni per le quantità di luce rilevate e la formula del flusso, si può arrivare ad un rapporto tra le profondità dei minimi e di conseguenza ad un rapporto tra le temperature:

$$\frac{B_0 - B_p}{B_0 - B_s} = \frac{F_{r2}}{F_{r1}} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^4 .$$

Capitolo 2

I lobi di Roche

Alcuni sistemi binari presentano una distanza tale tra le due stelle da permettere loro di evolvere senza quasi percepire l'influenza l'una dell'altra, essendo legate solo debolmente dai rispettivi campi gravitazionali. Altri sistemi, più interessanti, sono caratterizzati da stelle molto più vicine, con una separazione spesso paragonabile al diametro della stella di dimensione maggiore. In questi sistemi le stelle, legate marealmente, si muovono con una rotazione sincrona e in orbite circolari mostrandosi a vicenda sempre la stessa faccia. La vicinanza inoltre fa sì che il potenziale gravitazionale totale del sistema deformi le due stelle, che durante i diversi stadi dell'evoluzione possono assumere una forma simile a quella di una goccia. Il modello che spiega la fisica dietro questi sistemi è chiamato modello di Roche.

Per analizzare come la gravità modifichi la forma delle stelle, si cerca inizialmente un'espressione per il potenziale gravitazionale effettivo del sistema, Φ . Si considerino due masse puntiformi M_1 e M_2 , con velocità angolari $\omega_1 = \frac{v_1}{r_1}$ e $\omega_2 = \frac{v_2}{r_2}$, con v e r le velocità orbitali e i raggi delle rispettive stelle, che orbitano attorno a un comune centro di massa. Quando la separazione è molto maggiore del raggio stellare, le stelle possono essere trattate come masse puntiformi. Si consideri inoltre una massa ipotetica che si muove nel piano dell'orbita. Quest'ultima percepisce un'energia potenziale centrifuga, dovuta alla forza inerziale centrifuga presente in sistemi rotanti, pari a

$$U_c = \frac{1}{2}m\omega^2r^2$$

e un'energia potenziale gravitazionale

$$U_g = -G\frac{Mm}{r}.$$

Unendo le due, si trova, per una massa di prova, un'espressione per l'energia potenziale totale

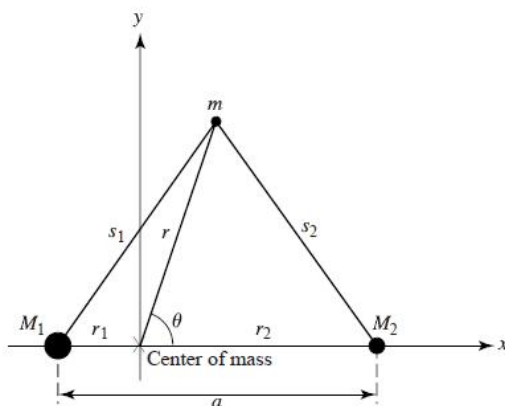


Figura 2.1: Sistema di coordinate per il sistema binario con il centro di massa posizionato nell'origine.

$$U = -G \left(\frac{M_1 m}{s_1} + \frac{M_2 m}{s_2} \right) - \frac{1}{2} m \omega^2 r^2, \quad (2.1)$$

in cui, come si può notare dalla Figura 2.1, s_1 e s_2 rappresentano le rispettive distanze tra le stelle e la massa m . L'immagine inoltre mostra le due stelle M_1 e M_2 posizionate ad una distanza pari a r_1 e r_2 dal centro di massa, la cui somma rappresenta la loro separazione $a = r_1 + r_2$. Infine, dividendo dall'equazione (2.1) la massa di prova, si trova un'espressione per il potenziale gravitazionale effettivo Φ

$$\Phi = -G \left(\frac{M_1}{s_1} + \frac{M_2}{s_2} \right) - \frac{1}{2} \omega^2 r^2, \quad (2.2)$$

dove la frequenza angolare dell'orbita deriva dalla terza legge di Keplero

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}.$$

Analizzando il comportamento della massa di prova si nota che, per alcuni valori di Φ , esistono delle regioni in cui il movimento di tale massa rispetto al sistema di riferimento corotante con le stelle risulta nullo. Queste regioni, chiamate *superfici equipotenziali*, che dipendono dalla distanza tra le due componenti a e dal rapporto tra le masse q , sono superfici tridimensionali in cui il potenziale gravitazionale è costante. Le superfici equipotenziali che si trovano subito attorno alle stelle hanno una forma sferica, mentre allontanandosi un po' da esse si trovano due particolari superficie a forma di goccia che si uniscono in un punto formando un 8 rovesciato. Quest'ultime sono chiamate *Lobi di Roche* o limiti di Roche poiché definiscono il massimo volume che una stella può occupare mantenendo sotto il proprio campo gravitazionale tutta la sua materia. Maggiore è la

massa di una stella maggiore sarà anche il suo lobo di Roche, mentre per $q = 1$ si hanno due lobi di ugual dimensione. Il punto di connessione tra i due lobi di Roche è chiamato

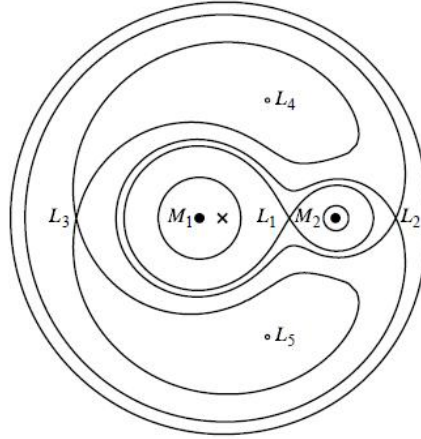


Figura 2.2: Contorni delle superfici equipotenziali che evidenziano i lobi di Roche e i diversi punti lagrangiani

punto lagrangiano interno o L_1 . Osservando la Figura 2.2, attorno ai lobi di Roche, si può notare un'altra superficie equipotenziale che racchiude entrambe le stelle e possiede un punto di intersezione chiamato *punto lagrangiano esterno* o L_2 . Opposto a L_2 , sulla stessa linea in cui giacciono anche i centri di massa delle singole stelle e L_1 , vi è un terzo punto lagrangiano L_3 e perpendicolarmente a questi sono presenti altri due punti lagrangiani L_4 e L_5 che rispettivamente formano dei triangoli equilateri con le due masse stellari. L_1 , L_2 e L_3 rappresentano dei massimi locali di Φ , ovvero punti di equilibrio instabile in cui una massa di prova, se leggermente spostata, cadrebbe accelerando, allontanandosi dalla posizione di equilibrio.

In particolare L_1 rappresenta un punto fondamentale per i sistemi binari poiché se una delle due stelle, durante la sua evoluzione, cresce fino a raggiungere la dimensione dei lobi di Roche molta della materia persa fluisce verso l'altra stella proprio attraverso il punto lagrangiano interno. Risulta utile quindi avere delle espressioni, sebbene approssimate, delle distanze di ciascuna massa, M_1 e M_2 , da L_1 (con $q = M_2/M_1$):

$$l_1 = a[0.500 - 0.227 \log_{10}(q)] , \quad (2.3)$$

$$l_2 = a[0.500 + 0.227 \log_{10}(q)] . \quad (2.4)$$

Analizzando quindi le superfici equipotenziali è possibile stabilire un'ulteriore forma di classificazione per i sistemi binari. Il primo caso rappresentato nella Figura 2.3 mostra un sistema binario *distaccato* in cui entrambe le stelle riempiono le superfici equipotenziali

più interne, che hanno forma sferica. In questo tipo di sistema spesso i raggi delle due componenti risultano significativamente minori rispetto alla distanza di separazione ed è possibile che la loro evoluzione avvenga in modo pressoché indipendente. Tuttavia un sistema distaccato ma con stelle molto vicine può evolvere in un sistema *semi-distaccato*, rappresentato nel secondo caso. Questo accade quando una delle due stelle, evolvendosi, arriva a riempire il proprio lobo di Roche permettendo così il trasferimento di materia verso la sua compagna. La stella che riempie il proprio lobo di Roche e perde materia viene chiamata *loser*, mentre la compagna è chiamata *gainer*. Il terzo caso raffigura un sistema binario *in contatto* in cui entrambe le stelle hanno riempito il proprio lobo di Roche. Le binarie in contatto possono evolvere ulteriormente, espandendosi oltre i lobi, andando a formare un involuppo comune in cui un'unica atmosfera è rinchiusa nella superficie equipotenziale.

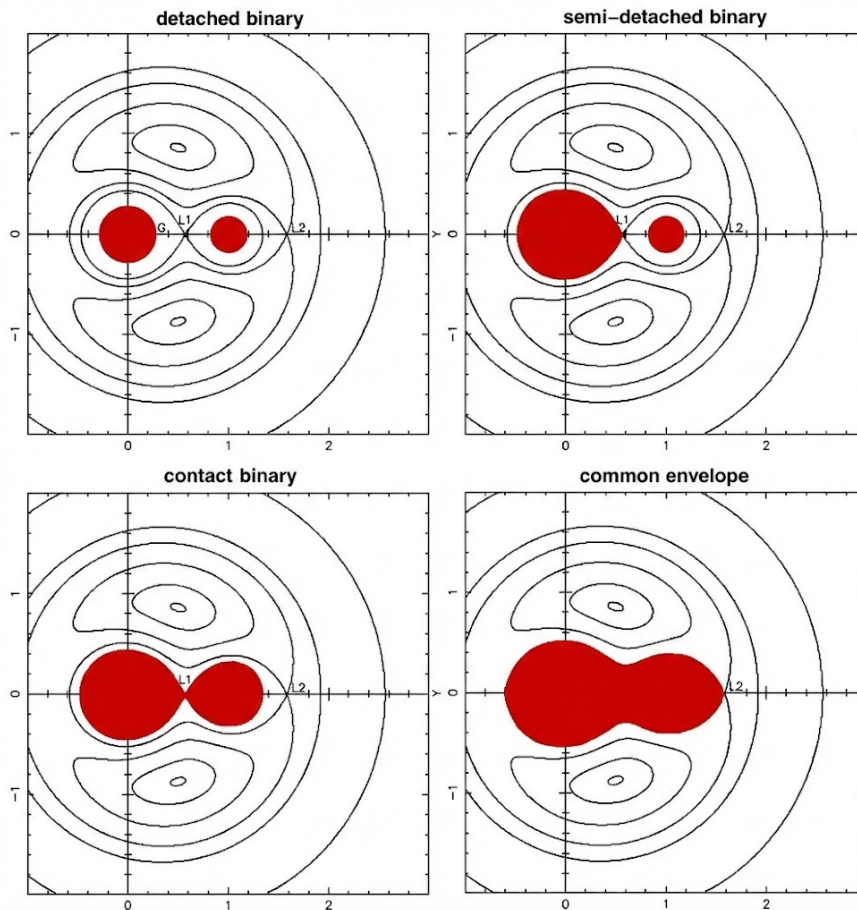


Figura 2.3: Il primo grafico in alto a sinistra mostra un sistema binario distaccato. Affianco è rappresentato un sistema semi-distaccato. In basso a sinistra si ha un sistema binario in contatto e affianco un sistema in contatto che presenta un involuppo comune.

È interessante evidenziare che, per essere in equilibrio idrostatico, il fluido che compone le stelle deve riempire tutto il volume racchiuso all'interno di una superficie equipotenziale chiusa. Per questo motivo sia i sistemi distaccati che quelli a contatto con un involucro comune risultano in equilibrio idrostatico mentre i sistemi semi-distaccati non lo sono e permettono quindi uno scambio di materia.

Un'importante quantità che caratterizza i sistemi binari è il volume dei lobi di Roche e il loro raggio effettivo r_L . Per calcolare r_L si utilizza la formula proposta da Eggleton (1983)

$$R_L = \frac{r_L}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (2.5)$$

la quale risulta essere estremamente accurata per qualsiasi valore di q . Per calcolare il raggio relativo alla stella di minor massa si utilizza $q = m_2/m_1$ così da avere $q \leq 1$, mentre per la stella di maggior massa si utilizza $q = m_1/m_2$ avendo quindi $q \geq 1$. Per calcolare il periodo orbitale critico, ovvero il minor periodo orbitale possibile per un sistema in cui una delle due stelle riempie il proprio lobo di Roche, senza straripare, si può utilizzare la formula

$$P_{cr} = \left(\frac{3\pi}{G\rho}\right)^{1/2} \left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/2} R_L^{-3/2} \approx 0.35 \sqrt{\frac{R^3}{M_1}} \left(\frac{2}{1+q}\right)^{0.2}, \quad (2.6)$$

dove $M_1 = 4\pi R_L^3 \rho / 3$ indica la massa di tale stella. Osservando come il raggio di una stella spesso tenda ad aumentare con l'età, portando quindi la densità media a diminuire, è possibile ottenere informazioni sullo stato evolutivo di una stella semplicemente sapendo che si trova in un sistema binario con un particolare periodo. Questo è evidenziato dall'importante relazione che lega il raggio R e il periodo P di una stella con P_{cr} e R_L :

$$\left(\frac{R}{R_L}\right)^3 = \left(\frac{P_{cr}}{P}\right)^2.$$

2.1 Trasferimento di massa

Una stella può raggiungere il volume limite definito dal suo lobo di Roche in diversi modi che dipendono dalla sua massa, dalla grandezza dell'orbita e dal periodo orbitale. In un sistema binario, infatti, una delle due componenti può espandersi durante la sua normale evoluzione stellare e riempire il proprio lobo mentre si trova ancora nella fase della *main-sequence*, oppure successivamente durante la fase della *red-giant* o ancora durante le fasi di *post-red-giant* o di *supergiant*. È possibile tuttavia che una stella di minore massa, che durante la propria evoluzione non arriverebbe alle dimensioni limite, possa comunque riempire interamente il proprio lobo di Roche a causa di un restringimento di quest'ultimo, dovuto ad una perdita di momento angolare orbitale causato dalla radiazione gravitazionale o dal frenamento magnetico.

La perdita o acquisto di massa e momento angolare in un sistema binario è quindi regolato dalla geometria dei lobi di Roche e dalla velocità di reazione delle stelle a questi cambiamenti. Lo scambio di massa può essere di due tipi: conservativo e non conservativo.

Trasferimento di massa conservativo

Quando una delle due stelle si espande oltre il proprio volume limite, parte della massa uscirà dal suo pozzo gravitazionale attraverso il punto L_1 per fluire verso la compagna. Questo fenomeno è chiamato *Roche-lobe overflow* o *RLOF*. Nel caso conservativo la massa totale del sistema, così come il momento angolare totale, risultano conservati durante lo scambio poiché ciò che viene perso dalla stella loser viene acquisito dalla gainer.

Il momento angolare totale del sistema è composto dalla somma dei momenti angolari orbitali e rotazionali, o di spin, delle due componenti. Tuttavia il momento di spin risulta essere una percentuale talmente piccola del momento totale da poter essere ignorato. Il momento angolare orbitale è calcolato tramite la formula

$$J_{orb} = \left[\frac{Gm_1^2m_2^2a(1-e^2)}{M_{tot}} \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

in cui $M_{tot} = m_1 + m_2$ e $a = \text{costante}/(m_1m_2)^2$. Utilizzando le espressioni appena citate per M_{tot} e a è possibile riscrivere la terza legge di Keplero come

$$GM_{tot} = 4\pi \left[\frac{\text{costante}}{(m_1m_2)^2} \right]^3 \frac{1}{P^3} .$$

Definendo come M_{1i} , M_{2i} e P_i i valori iniziali delle due masse delle stelle e il periodo e come M_{1f} , M_{2f} e P_f i valori finali dopo lo scambio di materia, si trova la relazione

$$\frac{P_f}{P_i} = \left[\frac{m_{1i}m_{2i}}{m_{1f}m_{2f}} \right]^3 ,$$

che differenziata rispetto al tempo, ricordando che $\dot{m}_1 = -\dot{m}_2$, diventa

$$\begin{aligned} \frac{\dot{P}_f}{P_i} &= 3 \left[\frac{m_{1i}m_{2i}}{m_{1f}m_{2f}} \right]^3 \left[\frac{m_{1f} - m_{2f}}{m_{1f}m_{2f}} \right] \dot{m}_{1f} = 3 \frac{P_f}{P_i} \left[\frac{m_{1f} - m_{2f}}{m_{1f}m_{2f}} \right] \dot{m}_{1f} \\ \frac{\dot{P}_f}{P_f} &= \frac{3\dot{m}_{1f}(m_{1f} - m_{2f})}{m_{1f}m_{2f}} . \end{aligned} \quad (2.8)$$

Se la stella di massa iniziale maggiore trasferisce massa a quella di massa iniziale minore, allora $\dot{m}_{1f} < 0$ e come conseguenza si ha una diminuzione del periodo orbitale e quindi anche dell'ampiezza dell'orbita. La diminuzione del periodo continua finché le due masse non arrivino a dimensioni circa uguali e l'orbita non raggiunge un minimo. Tuttavia, se il trasferimento di massa da m_1 a m_2 continua, sia il periodo, per $\dot{P} > 0$, che il semiasse maggiore dell'orbita a tenderanno ad aumentare.

Trasferimento di massa non conservativo

La maggior parte degli scambi di massa avviene in modo non conservativo con solo una parte di massa e momento angolare trasferiti alla stella gainer ed il resto perso a causa di venti stellari, rapidi eventi di tipo RLOF o perdite di massa improvvise e catastrofiche nella forma di nove o supernove. Il vento stellare, presente anche se nessuna stella riempie il proprio lobo di Roche, può causare una perdita di momento angolare che porta ad una diminuzione del periodo orbitale. Tuttavia il suo effetto non risulta significativo nell'alterare la massa del sistema. Per il fenomeno di RLOF, se la stella loser perde massa ad un tasso pari a \dot{m}_1 , parte della massa si aggregherà alla gainer ad un tasso di \dot{m}_2 , mentre il resto, $\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2$ (notare che $\dot{m} < 0$, $\dot{m}_1 < 0$ e $\dot{m}_2 > 0$), sarà perso dal sistema. Il momento orbitale perso è dovuto in parte alla perdita di massa e in parte all'effetto di altri meccanismi, come per esempio il frenamento magnetico o la radiazione gravitazionale.

È possibile che il fenomeno di ROLF avvenga in modo talmente rapido da impedire alla seconda stella di accrescere tutta la massa che attraversa L_1 facendo sì che una parte venga espulsa attraverso il punto lagrangiano L_2 , portando ad una diminuzione del periodo orbitale. Per ROLF estremamente rapidi la seconda stella potrebbe non essere in grado di accrescere alcuna massa che quindi si raggrupperebbe in un inviluppo rotante, ma non corotante, attorno ad entrambe le stelle. Questo tipo di inviluppo, a differenza di quello presente nelle binarie a contatto, non è in equilibrio stabile e non è limitato dalle dimensioni dei lobi di Roche. In questa fase l'orbita delle due stelle diminuisce portandole ad avvicinarsi con un movimento a spirale con due possibili esiti: la seconda stella si avvicinerà sempre di più fino a fondersi con la prima oppure l'energia gravitazionale, rilasciata con la diminuzione delle orbite, sarà abbastanza da espellere l'inviluppo. Un fattore importante nel determinare il risultato finale è il rapporto tra le masse delle stelle q . Infatti se una delle compagne risulta molto massiva potrebbe riuscire ad espellere l'inviluppo nonostante una piccola diminuzione dell'orbita mentre una stella poco massiva avrebbe bisogno di muoversi a spirale molto più vicina alla compagna finendo spesso per fondersi con essa.

Come anticipato, possono verificarsi anche perdite improvvise e catastrofiche di massa, come per esempio durante le esplosioni di supernove. In sistemi binari con orbite molto ellittiche, è possibile che una delle due stelle esploda istantaneamente espellendo a grande distanza una sostanziale frazione di massa del sistema. Nel caso in cui la massa rimasta fosse meno della metà della massa totale iniziale della binaria, il sistema potrebbe risultare irregolare, con orbite molto eccentriche e non legate tra loro.

2.2 Disco di accrescimento

Durante il RLOF, a causa del movimento orbitale del sistema, in particolare della stella gainer, la massa proveniente da L_1 non fluisce direttamente verso la stella ma orbita attorno ad essa formando un sottile disco di gas caldo chiamato *disco di accrescimento*. Il flusso di gas compie una prima orbita attorno alla stella per poi scontrarsi con se stesso. In seguito la massa si stabilisce nell'orbita che richiede la minor energia, ovvero un'orbita circolare con un raggio chiamato *raggio di circolarizzazione*. Uguagliando il momento angolare che ha la massa nel punto L_1 e il momento angolare della massa nell'orbita circolare attorno alla stella gainer, si può arrivare a calcolare il raggio di circolarizzazione tramite la formula

$$r_{circ} = a \left(\frac{l_1}{a} \right)^4 \left(1 + \frac{M_1}{M_2} \right), \quad (2.9)$$

in cui M_1 rappresenta la stella gainer, mentre M_2 rappresenta la stella loser.

All'interno dell'anello di materiale formatosi sono presenti delle parti più vicine alla stella che orbitano più velocemente e altre più lontane che orbitano più lentamente, come teorizzato dalla terza legge di Keplero. Quando le regioni con orbite minori, quindi più veloci, scivolano lungo le regioni più lente si crea dell'attrito che converte l'energia orbitale gravitazionale in energia termica, dando vita ad un fenomeno chiamato *viscosità*. Tuttavia i meccanismi fisici responsabili per la viscosità nei dischi di accrescimento sono ancora poco compresi. Ad ogni modo, ciò che si osserva è una discesa a spirale del gas verso la stella, durante la quale la sua energia termica aumenta. Il disco continua ad espandersi man mano che la massa fluisce, sia verso l'interno, fino a raggiungere il

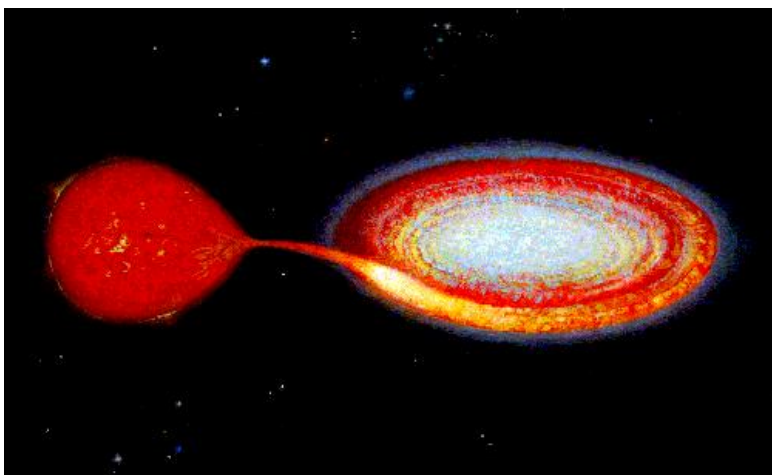


Figura 2.4: Rappresentazione artistica di Z Chamaeleontis, in cui viene raffigurato il disco di accrescimento del sistema binario.

marginale della stella ed aggregarsi ad essa, sia verso l'esterno.

Per calcolare la temperatura e la luminosità del disco di accrescimento si considera il disco come otticamente spesso e come fonte di radiazione di corpo nero, emessa con uno spettro continuo corrispondente alla temperatura del disco ad una certa distanza radiale. L'energia totale di una massa m di gas orbitanti è $E = -GM_1m/2r$ e durante la discesa a spirale questa diventa sempre più negativa. Considerando un anello circolare di raggio r e spessore dr all'interno di un disco che non cambia con il tempo, è possibile affermare, per la conservazione dell'energia, che la radiazione di corpo nero emessa dall'anello dE è uguale alla differenza di energia che attraversa l'anello

$$dE = G \frac{M_1 \dot{M} t}{2r^2} dr, \quad (2.10)$$

dove $\dot{M}t$ rappresenta la quantità di massa che entra nell'anello dal bordo esterno per poi uscire dal bordo interno per un tempo t . L'energia irradiata dall'anello in t è legata alla luminosità per $dL_{ring}t = dE$. Dopo aver semplificato le t , si può uguagliare l'espressione

$$dL_{ring} = G \frac{M_1 \dot{M}}{2r^2} dr \quad (2.11)$$

alla legge di Stefan-Boltzmann $dL_{ring} = 4\pi r \sigma T^4 dr$ e, risolvendo per T , si trova una relazione per la temperatura del disco al raggio r

$$T = \left(\frac{GM_1 \dot{M}}{8\pi \sigma R^3} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{r} \right)^{3/4}. \quad (2.12)$$

Tenendo in considerazione che il gas orbitante, entrando in contatto con la superficie della stella produce un sottile strato turbolento, si può meglio stimare la temperatura del disco attraverso l'espressione:

$$T = \left(\frac{GM_1 \dot{M}}{8\pi \sigma R^3} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{r} \right)^{3/4} \left(1 - \sqrt{R/r} \right)^{1/4} = T_{disk} \left(\frac{R}{r} \right)^{3/4} \left(1 - \sqrt{R/r} \right)^{1/4},$$

dove T_{disk} rappresenta la temperatura caratteristica del disco e R il raggio della stella. Integrando l'eq (2.11) per ogni raggio da $R < r < \infty$ si trova un'equazione per la luminosità dell'intero disco

$$L_{disk} = G \frac{M_1 \dot{M}}{2R}.$$

È interessante notare che, quando il getto di massa uscente da L_1 collide con i margini più esterni del disco di accrescimento, si formano una zona chiamata *hot* o *bright spot*, in cui l'energia cinetica del flusso viene convertita in calore e irradiata. In alcune collisioni cataclismiche l'hot spot sembrerebbe emettere circa il 30% della luce totale del sistema.

Capitolo 3

Evoluzione

La vita dei sistemi binari di stelle è caratterizzata da un'ampia varietà di possibili evoluzioni ed esiti che dipendono da diversi fattori come le masse iniziali delle due stelle e la loro separazione. In particolare, il trasferimento di massa e quindi il continuo variare del rapporto $q = M_2/M_1$, comporta una redistribuzione del momento angolare che influenza il periodo orbitale del sistema e la separazione tra le componenti. Per le stelle singole l'espansione durante l'evoluzione avviene in maniera libera durante tre diversi stadi: quando si trova sulla main-sequence, dal periodo di *zero-age main sequence* fino al *terminal-age main sequence*, quando transita verso la fase di red-giant e, per diverse masse iniziali, durante il passaggio verso l'*asymptotic-giant-branch (AGB)* o durante la fase di red-supergiant. Per i sistemi binari invece, l'interazione permette processi ed esiti impossibili a stelle singole, che comportano però una grande complessità e spesso un certo grado di incertezza dei modelli. L'espansione infatti può essere limitata dalle dimensioni dei lobi di Roche, che dipendono principalmente dalla separazione delle stelle, quindi anche dal periodo, e secondariamente da q . Per periodi orbitali corti, circa alcuni giorni, l'espansione avviene durante la lunga fase di main-sequence, quando la stella brucia l'H del nucleo, mentre per periodi più lunghi, fino a 100 giorni, la stella riempie il proprio lobo di Roche durante la rapida transizione tra la fase di main-sequence e quella di red-giant. Se il periodo orbitale supera i 100 giorni ci si aspetta un lobo di Roche abbastanza grande da permettere alla stella di arrivare alla fase di supergiant senza ostacoli.

Una volta che una delle due stelle riempie il proprio lobo di Roche, le possibili evoluzioni risultano essere numerose. L'esempio più semplice è quello dei sistemi *Algol*, in cui la stella più massiva, nella fase di main-sequence o subgiant, evolve riempiendo il proprio lobo e dando inizio ad un rapido scambio di materia che porta ad un'inversione del rapporto tra le masse. In questi sistemi viene osservato un flusso continuo di massa, che rallenta quando la stella originariamente più massiva diventa la meno massiva, mantenendo però il volume del lobo. Un'altra tipologia è rappresentata da sistemi binari in cui una delle componenti ha raggiunto la fine della propria evoluzione. Per sistemi con una stella particolarmente massiva ($M > 8M_{\odot}$) è possibile che questa esploda sotto

forma di supernova espellendo tutta la massa dell'involuppo e, se la massa rimanente è maggiore della metà della massa iniziale, il sistema rimane legato, quindi rimane un sistema binario in cui una delle due componenti è una stella di neutroni o un buco nero. Questi sistemi, che brillano principalmente nella regione dei raggi X dello spettro elettromagnetico, vengono chiamati anche sistemi binari *X-ray*. Le stelle di neutroni in sistemi binari possono evolvere in modo differente a seconda della massa della compagna permettendo di distinguere due casi: binarie X-ray molto massive (*HMXB*) o binarie X-ray poco massive (*LMXB*). In entrambi i casi la stella di neutroni può accrescere della massa proveniente dall'altra stella, ma se nel primo caso l'aggregazione è lenta e limitata, nel secondo caso risulta più significativa, tanto da produrre esplosioni di radiazione a raggi X e determinare la formazione di *millisecond pulsar*.

Alcuni sistemi possono evolvere in sistemi a contatto chiusi all'interno di un involucro comune che ruota attorno ad entrambe le stelle. Questo può accadere quando la materia persa da una gigante rossa non raggiunge la superficie della compagna ma forma un involucro attorno ad entrambe. Per questi sistemi vi sono due esiti possibili, o l'involuppo viene espulso oppure le due stelle si muovono a spirale, avvicinandosi sempre più, fino a fondersi.

Tra le tante varie possibili evoluzioni dei sistemi binari, risultano particolarmente interessanti i sistemi che presentano una nana bianca come componente primaria. Questo tipo di sistemi evolvono in *variabili cataclismiche*, che comprendono *nove e nove nane*, oppure in esplosioni di supernove. La principale differenza tra le variabili cataclismiche e le supernove di tipo Ia è che le prime sopravvivono la dispersione di energia e permettono più di un'esplosione mentre la seconda esplode senza lasciare alcun corpo.

3.1 Nane bianche e variabili cataclismiche

Le nane bianche rappresentano l'evoluzione finale di stelle poco massive, vicine alla massa del Sole. Come tutte le stelle, anche quelle poco massive, durante la loro permanenza nella main-sequence convertono H in He tramite reazioni nucleari. Così facendo aumenta la densità del nucleo e viene rilasciata energia portando ad un aumento della temperatura del gas, della luminosità e del raggio. Continuando la sua evoluzione lungo la MS, quando, all'interno di un nucleo estremamente caldo, l'H viene esaurito, la stella continua a generare energia tramite fusione nucleare e comincia la combustione dell'H in una spessa regione attorno al nucleo di He isotermico. Ciò che rimane della combustione dell'H cade quindi nel nucleo aumentandone la massa e, raggiunto un certo valore limite teorizzato da Schönberg e Chandrasekhar, il nucleo, non più in grado di sostenere la pressione, si contrae rapidamente rilasciando energia gravitazionale. Questa fase di rilascio di energia ed espansione dell'involuppo esterno al nucleo, con conseguente calo della temperatura, prende il nome di *subgiant branch (SGB)* ed è seguito dalla fase di *red-giant branch (RGB)*, in cui una zona convettiva formatasi sulla superficie diventa sempre più profonda

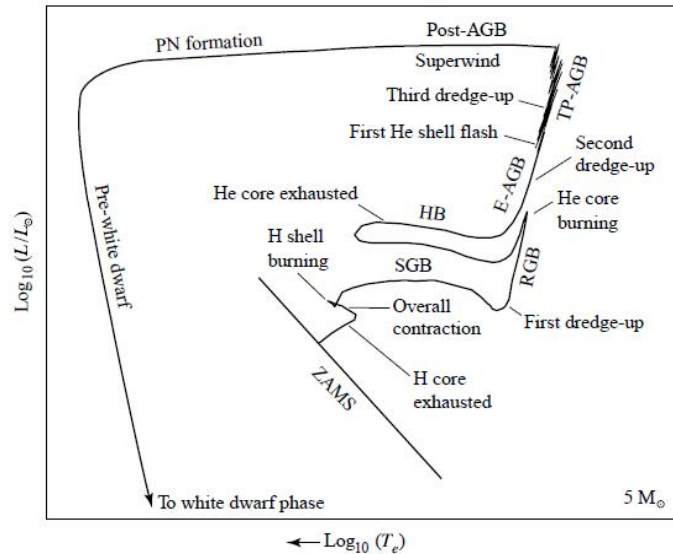


Figura 3.1: Diagramma dell'evoluzione di una stella mediamente massiva di $5M_{\odot}$

permettendo un trasporto di energia facilitato. In seguito si ha un'espansione del nucleo e una conseguente contrazione dell'involuppo che causa una fuoriuscita di energia dal guscio della stella. In questo momento, con la formazione di un nucleo convettivo la stella si trova nell'*horizontal branch (HB)* e durante la sua permanenza nell'HB il nucleo brucia l'He al suo interno convertendolo in carbonio e ossigeno. In modo simile alla prima fase di combustione dell'H, il nuovo nucleo C-O si contrae causando l'assottigliarsi del guscio di He e l'espansione e raffreddamento del materiale esterno. La fase successiva è chiamata *asymptotic giant branch (AGB)* ed è caratterizzata da un'espansione dell'involuppo, che assorbe la maggior parte dell'energia proveniente dal guscio, in cui sta avvenendo la combustione dell'He, causando una diminuzione della temperatura. Inoltre la fase di AGB presenta una rapida perdita di massa e, per stelle di massa iniziale minore a $8M_{\odot}$, anche una significativa conversione dell'He in C e quindi in O, il che aumenta la massa del nucleo C-O. Durante le fasi finali di espulsione della massa dell'involuppo esterno vengono esposti i gusci di H e di He in cui le combustioni sono terminate causando un calo della luminosità. Ciò che rimane sotto un sottile strato di H e He residui è il nucleo C-O degenere di una vecchia gigante rossa chiamato anche *nana bianca*. Una nana bianca ha una massa inferiore al limite di Chandrasekhar ($1.4M_{\odot}$), in un range che va da circa $0.3M_{\odot}$ a $1.3M_{\odot}$. Alcune stelle, chiamate *nane rosse*, presentano masse inferiori a $0.3M_{\odot}$ e dimensioni molto più grandi della maggior parte delle nane bianche.

Nei sistemi binari l'evoluzione stellare avviene in maniera differente rispetto alle stelle singole. Si consideri un sistema con due stelle poco massive, una con massa inferiore a $1M_{\odot}$ e l'altra poco più massiva, separate da poche centinaia di raggi solari. La stella più massiva evolve più velocemente raggiungendo per prima la fase di red-giant, riem-

piendo il proprio lobo di Roche e trasferendo massa, proveniente dagli strati più esterni, alla compagna. Il RLOF è però instabile in questa fase, poiché il materiale trasferito si allontana dal centro di massa guadagnando momento angolare e causando una diminuzione della separazione e quindi della dimensione del lobo di Roche. Questo comporta un trasferimento di una sempre maggiore quantità di massa che culmina quando l'intero inviluppo della gigante rossa viene trasferito alla compagna. Tuttavia, poiché la stella meno massiva non riesce ad accrescere tale quantità di materia, questa va a formare una nube attorno alle due stelle. Durante questa fase di inviluppo comune, la separazione delle due stelle diminuisce drasticamente in breve tempo causando il trasferimento di momento angolare all'inviluppo, che viene successivamente espulso sotto forma di *nebula planetaria*. Ciò che rimane è un sistema chiamato *variabile cataclismica*, in cui una delle due stelle è una nana bianca e l'altra una nana rossa.

Il sistema tuttavia non è stabile e lo scambio di massa riprende in senso opposto. Ciò che caratterizza questi sistemi è un flusso stabile di massa dalla stella secondaria, la nana rossa meno massiva, verso la primaria, la nana bianca. In molte variabili cataclismiche osservate la stella secondaria ha una massa inferiore a una massa solare quindi il flusso stabile di massa non è compatibile con una sua evoluzione in gigante rossa, che richiederebbe un tempo superiore all'attuale età dell'Universo. Una teoria più verosimile suggerisce una graduale perdita di momento angolare come spiegazione del flusso continuo. La perdita di momento angolare infatti, dovuto a radiazioni gravitazionali e al frenamento magnetico, causerebbe un restringimento dell'orbita e quindi dei lobi, portando il lobo della secondaria più vicino alla stella così da permettere un flusso stabile di massa. La radiazione gravitazionale è causata dall'orbita delle due stelle che provoca una deformazione dello spazio che si propaga verso l'esterno come un'onda periodica. A differenza della maggior parte delle binarie, per cui gli effetti gravitazionali sono spesso trascurabili, per le binarie con periodi orbitali molto corti l'aumento della velocità orbitale aumenta la radiazione gravitazionale, che diventa molto rilevante per il sistema.

La teoria del frenamento magnetico, fenomeno legato ai venti stellari e al campo magnetico delle stelle, porta con sé diverse incertezze che rendono difficile poter affermare con sicurezza in che percentuale influenzi la perdita di momento angolare e quindi il trasferimento di massa.

Il periodo in cui una binaria diventa una variabile cataclismica dipende dalla grandezza della nana rossa quando il sistema emerge dalla fase di inviluppo comune. Dal momento che la nana bianca e la compagna rossa devono avere una massa inferiore al limite di Chandrasekhar, tendenzialmente il limite del periodo orbitale è di ~ 12 ore. I sistemi con stelle secondarie di massa minore diventano variabili cataclismici in tempi orbitali minori e, man mano che la massa viene trasferita, la secondaria si restringe insieme al proprio lobo e il frenamento magnetico continua a far evolvere il sistema verso periodi sempre minori. Studiando i sistemi cataclismici si può notare un significativo calo nel numero di sistemi con periodi nel range di 2 – 3 ore, questo calo è chiamato *period gap*. Sopra il *period gap* il trasferimento di massa è regolato dal frenamento magnetico e presenta dei

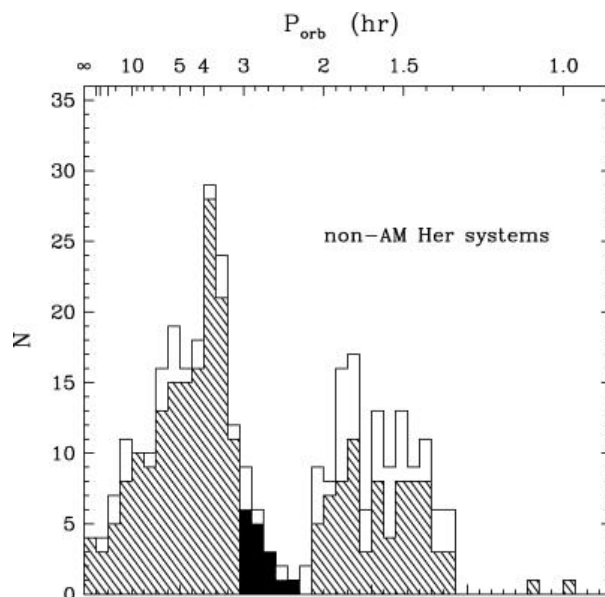


Figura 3.2: Distribuzione dei periodi orbitali delle variabili cataclismiche. La parte di grafico piena rappresenta i sistemi in cui il periodo è confermato mentre la parte vuota rappresenta nuovi sistemi con periodi inattendibili. La parte nera indica i sistemi che si trovano nel period gap.

tassi alti, $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$, mentre al di sotto delle 2 ore il flusso ha un tasso minore caratteristico delle radiazioni gravitazionali, $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$. Perdendo massa la nana rossa diminuisce le reazioni nucleari nel nucleo causando un calo di pressione che la porta a contrarsi leggermente e, quando il frenamento magnetico si ferma, raggiunte le 3 ore di periodo, la stella si contrae ulteriormente distaccandosi dal proprio lobo di Roche. Durante l'evoluzione, per un periodo compreso tra le 3 e le 2 ore, il sistema è distaccato e, senza trasferimento di massa, la binaria risulta troppo poco luminosa per essere vista. Quando il periodo scende al di sotto delle 2 ore la radiazione gravitazionale fa diminuire l'orbita così che il lobo di Roche ritorni in contatto con la stelle e riprenda il flusso di massa. Il periodo quindi diminuisce fino a raggiungere un minimo di ~ 78 minuti oltre il quale non può ulteriormente diminuire. La nana rossa, continuando a perdere materia, si ritrova con una massa così esigua da comportarsi in modo degenere come una nana bianca. La stella secondaria comincia quindi ad espandersi leggermente e il periodo tende ad aumentare. Quando il periodo tocca il minimo a 78 minuti la massa della nana rossa si aggira attorno a $\sim 0.06 M_{\odot}$ mentre quando arriva a 100 minuti è circa $\sim 0.02 M_{\odot}$. Alla fine il trasferimento di massa è così scarso da rendere il sistema difficilmente rilevabile e il destino della nana rossa, ormai ridotta alla massa di un pianeta, è di orbitare attorno la compagna bianca.

Le variabili cataclismiche prendono il loro nome dal fenomeno che più le caratterizza:

esplosioni cicliche accompagnate da un aumento di luminosità e periodi di quiescenza. Questi sistemi possono essere suddivisi in due gruppi, le nove nane, che periodicamente aumentano la loro luminosità di 3-5 magnitudini, e le nove, che presentano un aumento della luminosità di 8-15 magnitudini a seguito di un'esplosione. Inoltre le nove possono essere *ricorrenti*, se avviene più di un'esplosione, o *classiche*, se viene osservata un'unica esplosione. Non è chiaro tuttavia se queste due tipologie siano semplicemente due nove con tempi di ricorrenza molto diversi.

3.1.1 Nove nane

Una delle possibili cause delle caratteristiche esplosioni di luminosità delle nove nane risiede nell'instabilità del disco di accrescimento della nana bianca. La teoria proposta da Yoji Osaki (1974) illustra come, in sistemi in cui il trasporto di massa dalla nana rossa alla nana bianca avviene in modo continuo e costante e con una velocità più alta della velocità con cui il materiale si muove a spirale verso la stella, la materia si accumula sul disco causandone l'instabilità.

La viscosità è ciò che governa il movimento a spirale della massa all'interno del disco opponendosi allo scorrimento. Gli anelli più lontani, che orbitano più lentamente, per effetto della viscosità sono accelerati, guadagnando momento angolare, mentre quelli più vicini al centro, più veloci, sono decelerati, perdendo momento angolare. Ciò che risulta

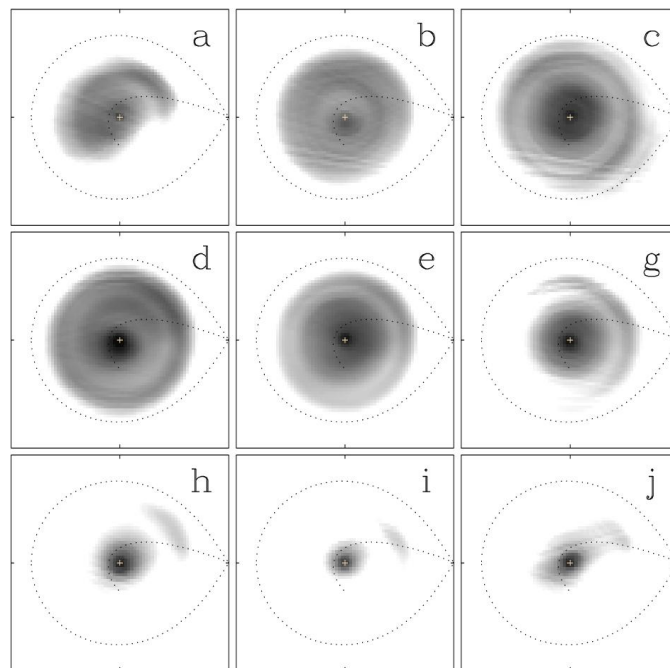


Figura 3.3: Immagini dei diversi profili del disco di accrescimento di una nova nana.

è un propagarsi di massa sia verso l'interno che verso l'esterno, dovuto al trasporto di momento angolare, quando la viscosità è alta, e un accumulo di massa nel disco quando la viscosità bassa ne impedisce il fluire verso la stella. I periodi di alta viscosità, in cui il disco tende ad espandersi, vengono chiamati *outburst* della nova nana. Nei periodi di quiescenza invece, il disco tende a restringersi poiché il materiale fuoriuscente da L_1 ha un momento angolare, legato al raggio di circolarizzazione, minore rispetto al momento angolare al bordo esterno del disco e l'aggiunta di momento angolare minore porta ad un restringimento.

L'interpretazione fisica dietro la viscosità e il motivo di questi repentini cambiamenti di valore non sono ancora del tutto chiari. Tuttavia una possibile spiegazione risiede nella teoria della turbolenza dei dischi, che porta allo scambio di masse di materia tra gli anelli adiacenti causando anche uno scambio di momento angolare. Queste turbolenze derivano da un'instabilità magnetica. Se si considera della materia ionizzata, al cui interno viaggiano cariche libere, è possibile osservare una unione tale, tra tale materia e un qualsiasi campo magnetico, da far sì che la massa si muova insieme alle linee di campo. Analizzando due anelli adiacenti, si possono avere piccole perturbazioni che collegano,

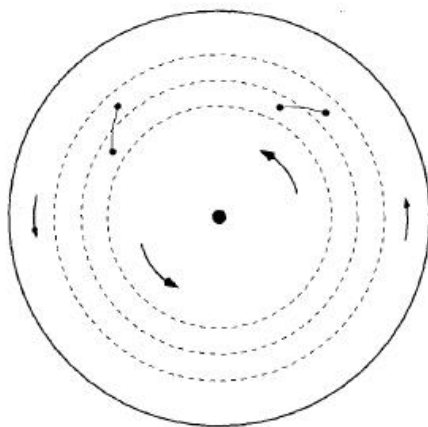


Figura 3.4: Schema della viscosità in un disco di accrescimento. Si possono osservare delle masse in anelli di diverso raggio unite da un campo magnetico.

tramite una linea di campo magnetico, due masse, una ad un raggio maggiore e l'altra ad un raggio minore. Dal momento che le due masse orbitano a velocità leggermente diverse, la linea di campo viene tesa e, come una molla, tenta di ritornare allo stato precedente, causando tuttavia un aumento di momento angolare e velocità per la massa più esterna e una diminuzione di entrambi per quella più interna; ciò porta ad un graduale allontanamento delle due. Questo fenomeno, presente in tutto il disco, che inizia come una piccola turbolenza finendo per essere fortemente amplificato, è chiamato *instabilità di Balbus-Hawley* ed è la causa della viscosità. L'instabilità di Balbus-Hawley necessita di un forte accoppiamento tra la materia del disco e il campo magnetico, presente nei

momenti di outburst, quando il disco è molto caldo e quindi più ionizzato e la viscosità è alta. Nei periodi di quiescenza invece, quando il disco è più freddo, la viscosità è piuttosto bassa e gli elettroni tendono a combinarsi maggiormente con i nuclei rendendo gli atomi neutri e diminuendo l'effetto dell'instabilità di Balbus-Hawley. Legata all'instabilità del disco si ha inoltre un'instabilità termica che nasce dalla transizione da materia neutra a plasma ionizzato (e viceversa). Quando l'H arriva a temperature attorno ai $\sim 7000K$ alcuni atomi perdono i propri elettroni così da ionizzare parzialmente il gas aumentandone anche l'opacità. In un gas parzialmente ionizzato l'opacità è estremamente sensibile all'aumento di temperatura ed è responsabile dell'intrappolamento del calore prodotto dalle interazioni viscosi. La temperatura allora aumenta fino al raggiungimento della completa ionizzazione dell'H. A questo punto l'opacità non è più così sensibile alla temperatura e il disco si stabilizza in un nuovo stato di equilibrio ad alte temperature. Questo stato caldo, in cui il fluire di massa verso la nana bianca è maggiore del flusso di massa proveniente dalla nana rossa, non può essere sostenuto a lungo e ciclicamente ritorna alla condizione di quiescenza. È interessante sottolineare come l'instabilità si formi inizialmente in uno degli anelli del disco per poi espandersi a quelli adiacenti a causa dell'aumento della viscosità e della temperatura. Per effetto domino il risultato è una *heating wave* che si diffonde su tutto il disco portando all'outburst. Per quanto riguarda la densità del disco, dal grafico della figura 3.5 si può notare che durante la quiescenza la nova nana è attorno al punto A e presenta una bassa temperatura. Con l'aumento della temperatura e della viscosità aumenta anche la densità superficiale del disco. Dopo il punto B si ha la ionizzazione del gas, durante la quale l'instabilità del disco porta

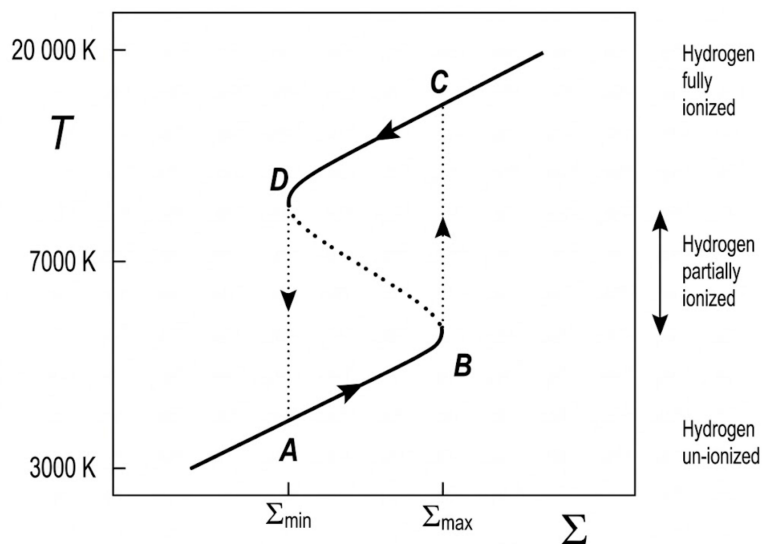


Figura 3.5: Grafico temperatura-densità del ciclo di vita di una nova nana, in cui Σ rappresenta la massa per area del disco.

ad un rapido aumento dell'opacità. In questa fase un piccolo aumento di temperatura causa il salto al punto C, durante il quale la densità rimane costante fino alla completa ionizzazione. A questo punto si ha l'outburst in cui l'aumento della temperatura e della luminosità è sostenuto dalla grande quantità di massa che fluisce a spirale verso la nana bianca. Tuttavia, dal momento che questo flusso è maggiore rispetto a quello proveniente dalla nana rossa, la densità diminuisce fino ad un valore critico e si ritorna ad un gas parzialmente ionizzato in cui l'H si ricombina fino ad arrivare alla completa neutralizzazione. Tra il punto D e il punto A opacità e temperatura calano e il sistema ritorna alla quiescenza.

L'evoluzione dell'outburst dipende dalla distribuzione della massa sul disco all'inizio di questa fase e dal raggio che lo innesca. Le densità superficiali critiche, Σ_{min} e Σ_{max} , dipendono dal raggio del disco e siccome il flusso di massa dipende dalla densità, per raggi molto grandi si possono avere densità alte senza oltrepassare il limite della stabilità. Per bassi tassi di trasferimento di massa, la materia ha tempo di diffondersi verso l'interno con raggi piccoli e il trigger per l'outburst si trova nell'anello più interno. In questo caso l'heating wave si muove verso l'esterno creando un outburst *inside-out* in cui la massa fluisce verso l'interno andando ad aggregarsi alla nana bianca. Per tassi di trasferimento di massa più alti invece la materia non ha tempo di diffondersi verso l'interno e si accumula in raggi più ampi innescando l'instabilità nella parte più esterna del disco. Si parla quindi di *outside-in* outburst in cui la heating wave viaggia verso l'interno portando con se un aumento della densità. In entrambi i casi, l'alto tasso di aggregazione prosciuga il disco della sua materia fino ad un valore minimo della densità nelle zone più esterne. Proprio dagli anelli più esterni parte quindi una *cooling wave* che si muove verso l'interno e che porta ogni anello fuori dallo stato di outburst e alla densità precedente. Durante l'outburst solo parte della materia riesce ad aggregarsi alla stelle, il resto fluisce verso l'interno a causa della heating wave e poi verso l'esterno con la cooling wave. Come precedentemente affermato, gli outbursts non sono tutti uguali. Dallo studio delle curve di luce si può notare, per esempio, che gli outburst *outside-in* causano un rapido aumento della luminosità dovuto alla rapidità della heating wave ad attraversare il disco. Al contrario gli outburst *inside-out* presentano una crescita più lenta. Come si può osservare dalla figura 3.6, si possono avere anche situazioni in cui, dopo l'outburst dell'intero disco, si osserva un periodo stazionario in cui la massa viene portata verso la nana bianca. Questi tipi di outburst più lunghi si contrappongono agli outburst più corti, in cui la heating wave, che non riesce ad arrivare fino ai bordi del disco, viene immediatamente seguita dalla cooling wave. Solitamente queste ultime due tipologie si alternano in un sistema. Tutte le tipologie di outburst hanno però un declino molto simile tra loro, dal momento che per ognuna la cooling wave si origina nella parte esterna del disco e si propaga verso l'interno.

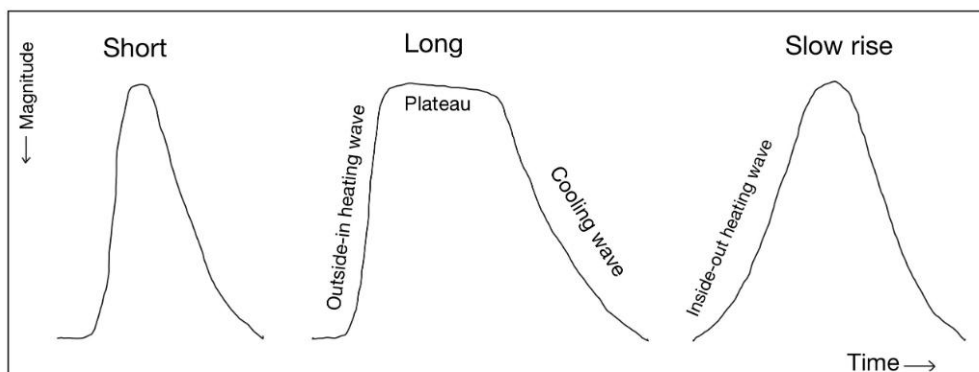


Figura 3.6: Schema dei diversi tipi di outburst

3.1.2 Nove

A differenza delle nove nane, le nove classiche hanno un maggior tasso di accrescimento di massa da parte della nana bianca. Sono caratterizzate da un forte e rapido aumento di luminosità che presenta un piccolo arresto approssimativamente 2 magnitudini prima di raggiungere la brillantezza massima di circa $10^5 L_{\odot}$, mantenuta per circa ~ 100 giorni. Il declino successivo accade molto più lentamente e dal suo studio si possono distinguere le nove veloci, tendenzialmente 3 magnitudini più brillanti, che diminuiscono di due magnitudini nel corso di alcune settimane, e le nove lente, meno brillanti, che per diminuire della stessa quantità impiegano oltre 100 giorni. Il declino è caratterizzato inoltre da grandi fluttuazioni di luminosità che possono arrivare, in casi estremi, a diversi mesi di completa assenza di luce visibile. La differenza tra nove lente e nove veloci verosimilmente risiede nelle differenti masse della nana bianca, che determina anche la quantità di massa aggregata che si accumula prima di innescare una nuova esplosione. Una minore massa significa un maggiore raggio e quindi una gravità superficiale minore che richiede un strato aggregato molto grande per produrre la pressione necessaria all'esplosione. Una nana bianca di $0.6M_{\odot}$, per poter esplodere, deve accrescere almeno $\sim 5 \times 10^{-3}M_{\odot}$, impiegando circa 5 milioni anni, considerando un tasso di trasferimento di massa del $\sim 10^{-9}M_{\odot} yr^{-1}$. Una stella più massiccia, attorno alle $1.3M_{\odot}$, invece, per lo stesso tasso di trasferimento, impiegherebbe solo $\sim 30\,000$ anni per poter raggiungere abbastanza massa aggregata, $\sim 3 \times 10^{-3}M_{\odot}$.

Considerando il momento dell'esplosione della nova, ciò che causa l'aumento di luminosità sono una serie di reazioni nucleari a catena che avvengono sulla superficie della nana bianca. La materia proveniente dalla stella secondaria infatti, venendo aggregata dalla nana bianca, la rifornisce di H permettendole di riprendere le reazioni nucleari da tempo interrotte. Man mano che lo strato di H aggregato aumenta, la gravità della stella schiaccia la materia alla base dello strato avendo così in quella zona densità estremamente alte che portano ad una degenerazione. La materia degenerata è accom-

pagnata da una pressione degenera che, per il principio di esclusione di Pauli, forza gli elettroni a stati di maggiore energia. Più aumenta l'aggregazione di H più aumentano pressione, temperatura e densità arrivando a livelli sufficienti per l'inizio delle reazioni nucleari. La prima reazione che avviene è la collisione tra due protoni il cui risultato è la trasformazione di un protone in neutrone tramite l'emissione di un positrone e la conseguente formazione di un nucleo di H "pesante" chiamato *deuterone*. Il deuterone può quindi assorbire un altro protone e trasformarsi in He rilasciando energia che andrà ad aumentare la temperatura della materia degenera che porta ad un aumento del tasso delle reazioni nucleari. L'effetto che si ha è rapido, l'aumento delle reazioni porta ad un aumento della temperatura che causa un aumento del tasso di reazioni e così via. Quando la temperatura arriva a $2 \times 10^7 K$ i nuclei di carbonio, azoto e ossigeno presenti nella superficie della nana bianca diventano catalizzatori per la combustione dell'H in He in un ciclo *CNO*. Le differenti quantità di questi nuclei è rilevante nella distinzione tra nove veloci e nove lente. Questi elementi assorbono dei protoni trasformandosi in nuclei radioattivi con un tempo di dimezzamento attorno ai 100 secondi e portando ad un ulteriore aumento della temperatura che oltrepassa i $10^8 K$. La catena di reazioni continua finché la pressione del gas non supera la pressione del degenera. A questo punto lo strato attorno alla stella può espandersi, anche grazie all'energia fornita dai nuclei radioattivi. Circa 1000 secondi dopo l'accensione, l'involuppo caldo attorno alla nana bianca può irradiare fino a $100000 L_{\odot}$ ed espandersi verso l'esterno a $\sim 3000 \text{ kms}^{-1}$. Continuando ad espandersi, l'involuppo arriva ad inghiottire tutto il sistema binario che, come durante la fase di involuppo comune, grazie al proprio movimento orbitale, ne provoca l'espulsione. Lo studio delle linee di emissione mostra come il guscio in espansione della nova presenti un'abbondanza di nuclei pesanti dovuta al mescolamento di materia tra il guscio di aggregazione e gli strati più esterni della nana bianca. L'esplosione quindi causa una perdita di materia da parte della stella, il cui effetto nel lungo tempo è ancora motivo di discussione.

Per le nove lente il flusso verso l'esterno di materia dell'involuppo avviene a velocità di circa $\sim 500 \text{ kms}^{-1}$ mentre per le nove veloci sia può arrivare anche a $\sim 2000 \text{ kms}^{-1}$. Tuttavia l'energia cinetica del materiale propulso è appena sufficiente a permettergli di lasciare il sistema e così solo un 10% dello strato di H viene espulso. Questa fase viene chiamata di *espulsione idrodinamica* ed è la fase dominante per le nove veloci. Successivamente si stabilisce un equilibrio idrostatico ed inizia una fase di *combustione idrostatica*, molto importante per le nove lente. Durante questa fase lo strato presente al di sopra del guscio, in cui avviene la combustione CNO, diventa interamente convettivo, si espande fino a 10^9 m e presenta una temperatura superficiale di circa $10^5 K$ contro i $4 \times 10^7 K$ del guscio sottostante.

In seguito all'esplosione della nova, la materia espulsa passa attraverso 3 fasi che culminano con la dissipazione dei gas nel mezzo interstellare circostante. La prima fase è chiamata *fireball expansion phase* ed è caratterizzata dall'espulsione idrodinamica dei gas che formano uno strato caldo, 6000 – 10000 K, e otticamente spesso che emette

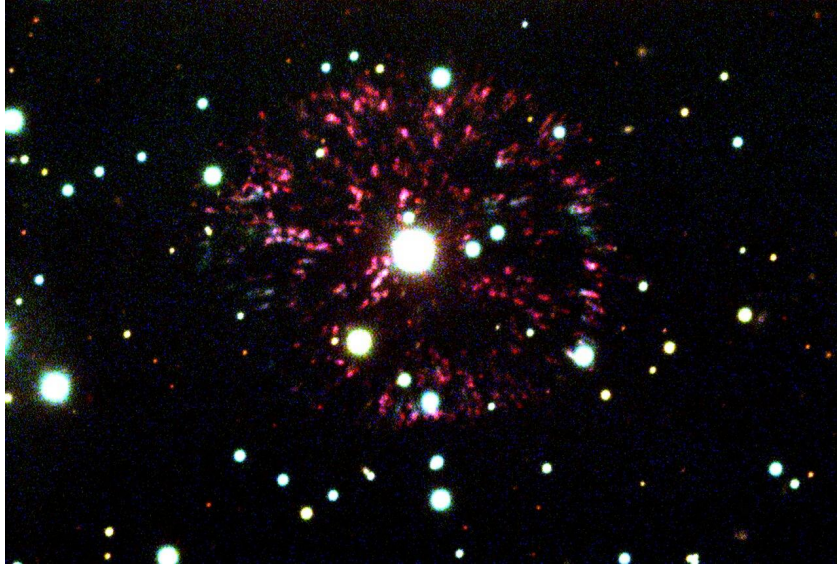


Figura 3.7: Immagine della nova Persei, esplosa nel 1901. L'immagine (1994) è stata effettuata tramite molteplici esposizioni con diversi filtri.

radiazione di corpo nero. Il raggio della fotosfera aumenta fino a raggiungere un valore limite dato dalla relazione

$$R_{\infty} = \frac{3\bar{\kappa}\dot{M}_{eject}}{8\pi v}, \quad (3.1)$$

in cui $\bar{\kappa}$ rappresenta l'opacità, \dot{M}_{eject} il tasso di massa espulsa e v la velocità con cui si muove il gas, e la temperatura effettiva può essere trovata tramite la formula

$$T_{\infty} = \left(\frac{L}{4\pi\sigma} \right)^{1/4} \left(\frac{8\pi v}{3\bar{\kappa}\dot{M}_{eject}} \right)^{1/2}. \quad (3.2)$$

Questa fase dura alcuni giorni culminando con la massima brillantezza visiva. Il gas continua ad espandersi diventando sempre meno denso, andando a formare una sorta di nebulosa attorno alla binaria, come si può osservare dalla figura 3.7. Man mano che la brillantezza nella banda della luce visibile diminuisce si può comunque osservare della radiazione nella banda dell'ultravioletto. Quando la fotosfera non è più visibile si comincia a parlare di *optically thin phase* durante la quale la nana bianca, che ha aumentato le sue dimensioni trovandosi nella fase di combustione idrostatica, ha l'aspetto di un corpo blu dell'*horizontal-branch* del diagramma H-R. Quando la temperatura dei gas in espansione diminuisce fino a $\sim 1000-2000\text{K}$, si instaura l'ultima fase chiamata *dust formation phase*. A queste temperature gli atomi di carbonio e silicio possono condensare in piccoli granelli, attorno ai $0.01 - 1\mu\text{m}$, andando a formare uno strato di polvere che blocca la radiazione proveniente dalla nova. La formazione di polvere è piuttosto rapida

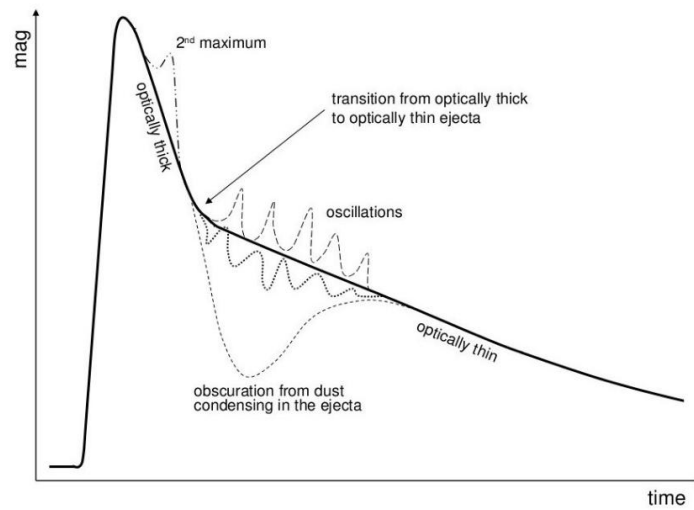


Figura 3.8: Rappresentazione schematica della curva della luce visibile proveniente dalle nove. La linea più spessa indica il comportamento della maggior parte delle nove, mentre quella tratteggiata il comportamento particolare osservato in alcuni casi.

poiché dal momento che la formazione di granelli blocca la radiazione, sempre più atomi possono condensare. La radiazione proveniente dalla nova viene quindi assorbita dallo strato otticamente denso e riemessa come radiazione di corpo nero nella lunghezza d'onda degli infrarossi. Man mano che l'involucro di gas continua ad espandersi la polvere tende a dissiparsi, la radiazione può di nuovo essere visibile e naturalmente la luminosità osservata aumenta. L'involucro di gas può essere visibile anche dopo molti anni dalla fine della hydrostatic burning phase, come si può apprezzare dall'immagine 3.7, scattata più di 90 anni dopo l'esplosione. Tuttavia dopo diverse centinaia di anni l'involucro, ormai completamente dissipato nello spazio, non è più visibile. Un evento ancora più sensazionale dell'esplosione delle nove è l'esplosione delle supernove. Si pensa che le nove, insieme alle nove nane che si fondono, possano evolvere in supernove di tipo IA. Se la maggior parte delle nane bianche, durante l'esplosione della nova, perde più massa di quanta ne possa accrescere, nelle nove ricorrenti la nana bianca può riacquistare massa durante la quiescenza ed eventualmente tramutarsi in una supernova.

Conclusione

I sistemi binari di stelle rappresentano attualmente un ambito della ricerca astronomica molto vasto, i cui diversi interrogativi sono spesso legati all'impossibilità di osservare fenomeni di estrema durata. Grazie a telescopi sempre più precisi, lo studio delle caratteristiche dei sistemi binari risulta sempre più approfondito, tanto che misurando l'angolo di inclinazione tra due stelle in un sistema di binarie visuali e, alternativamente, la loro distanza o le loro velocità radiali, è possibile dedurre le masse delle due stelle. È possibile ottenere informazioni importanti anche per sistemi in cui le due componenti non sono facilmente distinguibili, come nel caso delle binarie fotometriche, la cui curva di luce presenta due caratteristici minimi, fondamentali per la determinazione del rapporto fra le temperature delle due componenti.

L'analisi dei sistemi binari non può prescindere dallo studio dei lobi di Roche, determinanti durante l'evoluzione di un sistema poiché definiscono il volume limite che una stella può assumere prima che la materia fluisca verso la compagna. Il calcolo del raggio del lobo di Roche di una stella risulta essere essenziale nello studio dei sistemi binari, poiché, insieme alla determinazione del periodo critico, che assume un sistema in cui una componente riempie il proprio lobo senza straripare, e il periodo osservato è possibile arrivare ad un valore per il raggio della stella, che permette una stima della sua età e fase evolutiva. I lobi di Roche inoltre regolano il trasporto di massa che va a ridefinire gli equilibri tra le componenti spostando la posizione del centro di massa e modificando periodo e ampiezza dell'orbita. È interessante sottolineare come la maggior parte degli scambi di massa sia non conservativa, con parte del materiale perso a causa di venti stellari o eventi cataclismici come l'esplosione di nove o supernove. I sistemi binari, inoltre, devono la maggior parte della propria brillantezza al disco di accrescimento attorno ad una delle due stelle, formatosi quando la compagna trasferisce massa via RLOF, e in particolare a specifiche regioni di hot spot.

Per quanto riguarda le tante possibili evoluzioni dei sistemi binari, i principali fattori che ne influenzano l'esito risultano essere le masse iniziali delle stelle e la loro separazione, legata al periodo orbitale per la terza legge di Keplero. In particolare in sistemi contenenti una nana bianca, si ha un flusso stabile di massa che parte dalla compagna, solitamente una nana rossa, meno massiva, verso la nana bianca. Il flusso di massa è accompagnato da un restringimento dei lobi, legato ad una perdita di momento angolare, che permette

alla massa di fluire continuamente. Così si osserva una progressiva evoluzione del sistema verso periodi e distanze sempre minori fino ad arrivare ad un period gap tra le 3 e le 2 ore, durante il quale il sistema è distaccato e il flusso cessa, per poi riprendere sempre più debolmente sotto le 2 ore.

I sistemi che possiedono una nana bianca spesso evolvono in variabili cataclismiche, che si suddividono in nove e nove nane. Le nove nane sono caratterizzate da forti aumenti di luminosità dovuti ad un'instabilità del disco di accrescimento della nana bianca, causata dalla viscosità. Nonostante le numerose incertezze legate al fenomeno della viscosità, oggi si considerano le turbolenze all'interno del disco, che causano scambi di materia con momenti angolari diversi tra anelli adiacenti, la principale causa della viscosità, secondo la teoria dell'instabilità di Balbus-Hawley. I cambiamenti del valore della viscosità del disco risultano quindi essere il motivo dei diversi tassi di accrescimento del disco che determinano il susseguirsi di periodi di outburst e di quiescenza. Le nove invece, a differenza delle nove nane, presentano un maggior flusso di massa e una sostanziale perdita di materia durante gli outburst, dovuta questa volta ad una serie di reazioni nucleari a catena che si sviluppano sulla superficie della nana bianca. Si osservano inoltre delle differenze tra le nove, che si possono classificare come veloci, più brillanti, dove domina la fase di espulsione idrodinamica, e lente, per le quali risulta particolarmente determinante la fase di combustione idrostatica. L'espulsione della materia avviene infine in tre fasi, durante le quali si ha una progressiva diminuzione della temperatura e si osserva la formazione di granelli di polvere nella materia in allontanamento.

Infine non è da escludere, in seguito ad una possibile fusione delle stelle nelle nove nane, l'evoluzione del sistema in supernove di tipo Ia.

Bibliografia

- [1] Dale A. Ostlie Bradley W. Carroll. *An introduction to modern Astrophysics*. Cambridge University Press, 2017.
- [2] Peter Eggleton. *Evolutionary processes in binary and multiple stars*. Cambridge University Press, 2006.
- [3] Coel Hellier. *Cataclysmic variable stars - How and why they vary*. Spinger London, 2001.
- [4] R. W. Hilditch. *An Introduction to Close Binary Stars*. Cambridge University Press, 2001.
- [5] Pablo Marchant. “Evolution of binary stars”. In: *arXiv:2503.16099 [astro-ph.SR]* (2025).

