

Alma Mater Studiorum -Università di Bologna

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

**Corso di Laurea in Astronomia**

**Dinamica delle Galassie a Spirale e delle Galassie  
Ellittiche**

Tesi di laurea

Presentata da:

Giuseppe Bellomo

Relatore:

Chiar.ma Prof. Marcella Brusa

---

Anno accademico 2022-2023

*A Silvia e Carlo che mi hanno sempre supportato in questa incredibile avventura  
Agli amici di una vita  
Ad Ellie e Budino*

# Indice

<b>1 Introduzione alle Galassie</b>	<b>5</b>
1.1 Classificazione di Hubble. ....	5
<b>2 Galassie Ellittiche: morfologia e caratteristiche</b>	<b>6</b>
2.1 Legge empirica di De Vacouleurs .....	7
<b>3 Piano Fondamentale</b>	<b>9</b>
3.1 Relazione di Faber-Jackson .....	9
3.2 Relazione di Kormendy .....	10
<b>4 Galassie a Spirale: morfologia</b>	<b>10</b>
4.1 Curve di rotazione .....	11
4.2 Relazione di Tully-Fisher .....	13
<b>5 Dinamica delle Galassie</b>	<b>13</b>
5.1 Urti Geometrici .....	13
5.2 Tempo di Rilassamento a due Corpi .....	14
<b>6 Teorema del Viriale</b>	<b>18</b>
6.1 Ammassi Globulari .....	19
6.2 Le stelle “Vagabonde Blu” .....	20

## *Abstract*

Scopo di questo elaborato è quello di cercare di dare, per quanto possibile, una trattazione esaustiva in merito alla dinamica delle galassie ed in particolare di quelle ellittiche e di quelle a spirale.

Una descrizione completa richiede studi approfonditi di Astrodinamica nonché di Fluidodinamica ma anche di Fisica dei plasmi e di Meccanica Celeste.

Inizieremo con la famigerata classificazione di Hubble per poi valutare alcune caratteristiche peculiari delle due famiglie di galassie. Vedremo alcune teorie empiriche estremamente importanti fra cui la legge di De Vaucouleurs, la legge di Faber-Jackson e di Kormendy per arrivare alla trattazione del concetto di Piano Fondamentale delle galassie ellittiche.

Analizzeremo successivamente la curva di rotazione delle galassie a spirale ed il lavoro svolto dall'astronoma Vera Rubin per giungere poi alla legge empirica di Tully-Fisher. Approfondiremo infine i concetti fondamentali dei sistemi collisionali in cui scopriremo il tempo di rilassamento a due corpi, discutendo la fondamentale differenza dinamica che esiste fra galassie ed ammassi siano essi aperti o globulari.

Infine faremo un piccolo approfondimento sulle "Vagabonde Blu".

# 1 INTRODUZIONE ALLE GALASSIE

Le galassie sono degli enormi corpi celesti autogravitanti in cui al loro interno non troviamo solo stelle singole a differenti periodi della loro evoluzione ma anche sistemi stellari, ammassi, gas, polvere e, in molti casi, anche buchi neri.

La parola galassia deriva del greco *γαλαξίας* (*galaxias*) che significa “di latte”. Il nome prende infatti origine dalla mitologia greca ed indicava quella striscia bianca che, nell’ emisfero boreale, tagliava il cielo notturno da est ad ovest, dalla costellazione dello Scorpione fino alla costellazione di Cassiopea. Questo è anche il motivo per cui la nostra galassia è conosciuta col nome di Via Lattea.

Sebbene ad oggi tali oggetti celesti siano molto ben conosciuti, anche grazie al progressivo sviluppo della tecnologia ed in particolare dell’ Astronomia ottica, nell’ antichità le galassie erano molto difficili da osservare a causa della loro enorme distanza. Non a caso, ad M31, che oggi sappiamo essere la galassia più vicina a noi escludendo la piccola e la grande nube di Magellano che si trovano nell’ emisfero sud, venne affiancata fin dalla fine del 1600 l’etichetta di oggetto nebuloso.

Probabilmente il primo a capire che in realtà quell’ oggetto nebuloso fosse una galassia fu Immanuel Kant che riteneva tali corpi come delle galassie lontane dalla nostra. Quando finalmente si cominciò a capire che alcune di quelle nebulose erano in realtà delle galassie lontane ed indipendenti dalla nostra, si sviluppò un’ idea tanto affascinante quanto sbagliata e cioè quella degli universi isola che però non ebbe molto seguito. Interessante fu però il modo con cui alcuni astronomi dell’ epoca confutarono, a ragione, le teorie di coloro che invece credevano che le galassie osservate fossero solo nebulose: guardando infatti con attenzione la galassia di Andromeda, si potevano scorgere delle macchie scure che erano del tutto simili alle macchie che si osservavano (e che si osservano tutt’ ora) nella nostra Via Lattea in direzione delle costellazioni del Sagittario e del Cigno. Ad oggi sappiamo che per entrambe le galassie, tali zone scure sono dovute alle polveri che, nel caso della Milky Way, oscurano quasi completamente il centro.

## 1.1 CLASSIFICAZIONE DI HUBBLE

Nei primi anni venti la diatriba fu risolta completamente ed in modo assolutamente esaustivo dall’ astronomo Edwin Powell Hubble il quale, grazie all’ utilizzo di un nuovo telescopio, e grazie anche allo studio di alcune variabili Cefeidi in alcuni bracci di spirale, riuscì a stimare le distanze di alcune galassie arrivando alla conclusione che fossero troppo lontane dalla Via lattea per farne parte. Nel 1936 lo stesso Hubble creò un sistema di classificazione che è usato ancora ai giorni nostri. Le galassie scoperte furono divise in quattro categorie:

- Galassie Ellittiche
- Galassie Lenticolari e Lenticolari Barrate
- Galassie a Spirale e a Spirale Barrate
- Galassie Irregolari

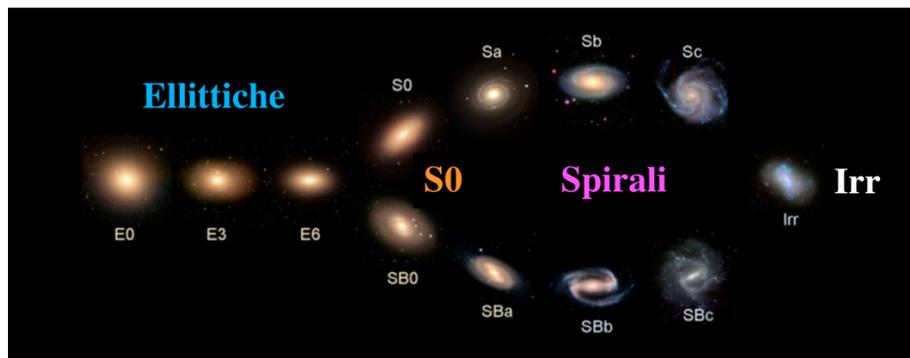


Figura 1 Classificazione di Hubble

Analogamente ogni categoria fu divisa in sottoclassi. Per le ellittiche la nomenclatura proposta da Hubble è stata adottata dalla comunità astronomica e si riferisce a tali galassie tramite l'etichetta  $En$ , dove  $n = 10\epsilon$  se l'oggetto è perfettamente sferico, mentre il massimo schiacciamento possibile si ha per  $n = 7$ , oltre il quale l'instabilità è tale da far collassare la struttura. Allo stesso modo le sottoclassi delle galassie a spirale e a spirale barrata indicavano rispettivamente bracci molto vicini al bulge (Sa e SBa) fino a bracci estremamente lontani (Sc e SBc). Le galassie irregolari infine non avendo una forma ben precisa vennero divise nella sottoclasse irregolare di tipo I e di tipo II. Hubble costruì la classificazione basandosi unicamente sulle fotografie ottenute con i telescopi dell'epoca. Uno dei più grandi errori che l'astronomo americano però commise, fu quello di considerare le galassie a spirale come una evoluzione delle galassie ellittiche. Ad oggi, alcune teorie affermano che in realtà sia proprio il contrario e che cioè le galassie ellittiche siano il risultato di collisioni fra galassie a spirale e/o irregolari.

A prescindere da tale classificazione, tutte le galassie mostrano delle caratteristiche che cadono in intervalli definiti e molto ben conosciuti in particolare:

<i>Massa della galassia</i>	$10^9 \leq M_{sun} \leq 10^{13}$
<i>Numero di stelle che la compongono</i>	$10^7 \leq N \leq 10^{12}$
<i>Raggio</i>	$80pc \leq R \leq 100Kpc$
<i>Dispersione di velocità</i>	$50Km/s \leq \sigma \leq 400Km/s$

Bisogna inoltre ricordare che l'osservazione delle galassie, e quindi lo studio e l'analisi dei dati, può risultare complicata a causa della posizione che mostrano rispetto all'osservatore.

## 2 GALASSIE ELLITTICHE: MORFOLOGIA E CARATTERISTICHE

Le galassie ellittiche hanno la forma di un ellissoide più o meno schiacciato. Da cosa è causato però tale schiacciamento e la sua caratteristica forma? Gli astronomi si interrogarono per molto tempo fino a quando capirono che a rendere la forma particolarmente obblata fosse l'anisotropia del tensore di dispersione di velocità che rendeva questi corpi celesti termodinamicamente più caldi sul semiasse orizzontale piuttosto che su quello verticale. Fondamentalmente dobbiamo guardare a tali oggetti come corpi dinamicamente ancora giovani i cui tempi di rilassamento risultano essere estremamente lunghi, fino a miliardi di volte l'età dell'Universo. Le galassie ellittiche risultano in valore assoluto più luminose delle galassie a spirale e non presentano nuove zone di formazione stellare. In tali oggetti celesti è quindi presente solo la fase *Hot Ionized Medium* che emette principalmente per Bremsstrahlung. Nel caso in cui il nucleo della galassia sia attivo, si può avere inoltre emissione in banda Radio dovuta al processo di Sincrotrone. Ad oggi, la più grande galassia ellittica conosciuta è IC 1101 appartenente all'ammasso di galassie Abell 2029 il cui diametro si aggira intorno a settanta volte il diametro della Via Lattea e sembra possa contenere oltre cento mila miliardi di stelle. Si ritiene che tale galassia abbia al suo centro un enorme buco nero super massiccio di circa  $10^{10} M_{sun}$ ; essendo però lontana da noi oltre un miliardo di anni luce, la sua luminosità apparente è di circa 14. Inoltre, se facesse parte del gruppo locale della nostra galassia, ingloberebbe sia le nubi di Magellano che la Galassia di Andromeda e del Triangolo.



Figura 2 Comparazione fra la Galassia IC 1101, Andromeda e la Milk Way

## 2.1 Legge Empirica di De Vacouleurs

Le galassie ellittiche, come accennato poco sopra, sono spesso quelle più grandi e luminose fra tutte le galassie dell'intero Universo. Alcune ellittiche sono infatti così grandi da essere catalogate con l'appellativo di galassie giganti. Bisogna premettere che, in generale, la luce di una galassia è una somma di tante componenti, cioè le stelle contenutevi, e quindi per definizione la luminosità di una galassia è una media di tutti gli spettri presenti. La luminosità delle galassie ellittiche, intesa come brillantezza superficiale tende a diminuire in maniera rapida e regolare dal centro verso i bordi. Nello specifico la luminosità totale di una galassia ellittica  $L_{tot}$  è una funzione del raggio  $R$  e dell'andamento dell'intensità di luce  $I(R)$  e fino ad un certo raggio si può esprimere come:

$$L_{tot} = 2\pi \int_0^R RI(R) dR$$

In cui  $2\pi R dR$  è l'area della corona circolare fra  $R$  e  $R + dR$  e  $I(R)$  è il numero di fotoni che escono per unità di superficie dal raggio  $R$ .

De Vaucouleurs nella sua trattazione introdusse un nuovo termine  $R_e$  che chiamò raggio effettivo o raggio di metà luce cioè il raggio che contiene metà luce dell'immagine e che è definito nel seguente modo:

$$R_e = \frac{1}{2} L_{tot} = 2\pi \int_0^{R_e} RI(R) dR$$

L'astronomo francese prese a questo punto i profili di tutte le galassie ellittiche osservate e per ognuna ne misurò  $L_{tot}$  e  $R_e$ .

De Vaucouleurs scoprì quindi che graficando in questo modo tutte le galassie ellittiche da lui studiate, i profili di brillantezza diventavano tutti identici il che vuol dire che per quanto esistano galassie ellittiche piccole o grandi, sembrerebbe abbiano tutte la stessa natura e che facciano parte quindi della stessa categoria di corpi. Tale modello si chiama Modello di De Vaucouleurs che ad oggi, nonostante sia solo una teoria empirica, risulta essere molto ben verificata.

Più nello specifico, la legge empirica di De Vaucouleurs può essere scritta nel seguente modo

$$I(R) = I(0)e^{-7,67(R/R_e)^{1/4}}$$

Essendo un esponenziale negativo, man mano che  $R$  cresce, l'esponente stesso diminuisce; le galassie sono appunto più luminose nelle zone centrali e meno luminose nelle zone esterne.

Le galassie ellittiche molto luminose, nella legge di De Vaucouleurs presentano valori leggermente maggiori di quattro (esponente dell'esponenziale negativo) mentre quelle meno luminose hanno un valore leggermente inferiore a quattro. La domanda ora da porsi è quale sia l'origine del numero -7,67 e quale sia il motivo dell'

esponente 4. Per rispondere al primo quesito bisogna considerare la legge di Sersic la quale può essere scritta nel seguente modo:

$$I(R) = I_0 e^{-b(R/R_e)^{1/m}}$$

Calcoliamone ora la luminosità totale  $L_{tot}$

$$L_{tot} = 2\pi \int_0^{\infty} R I_0 e^{-b(R/R_e)^{1/m}} dR$$

Operando un cambio di variabile e ponendo  $x = (R/R_e)$  avremo che:

$$2I_0\pi R_e^2 \int_0^{\infty} x e^{-bx^{1/m}} dx$$

Ponendo  $bx^{1/m} \equiv t$  e considerando che  $xe^{-bx^{1/m}}$  è la funzione  $\Gamma$  di Eulero, possiamo scrivere che:

$$L_{tot} = \frac{2\pi I_0 R_e^2 m}{b^{2m}} \int_0^{\infty} t^{2m-1} e^{-t} dt$$

da cui, facendo le dovute sostituzioni:

$$L_{tot} = \frac{\pi I_0 R_e^2}{b^{2m}} \Gamma(2m + 1)$$

Calcoliamo ora il raggio effettivo  $R$  generico partendo dalla luminosità contenuta fino al raggio  $R$  che indichiamo con  $L(R)$

$$L(R) = 2\pi \int_0^R R^I I(R^I) dR^I = 2\pi I_0 R_e^2 \int_0^{R/R_e} x e^{-bx^{1/m}} dx$$

Dopo aver posto  $\frac{R^I}{R_e} \equiv x$ .

Ponendo adesso  $bx^{1/m} \equiv t$ , si verifica facilmente che:

$$L(R) = \frac{2\pi I_0 R_e^2 m}{b^{2m}} \int_0^{b(R/R_e)^{1/m}} t^{2m-1} e^{-t} dt$$

In cui la funzione  $\int_0^{b(R/R_e)^{1/m}} t^{2m-1} e^{-t} dt$  rappresenta la funzione  $\gamma$  di Eulero incompleta. Dalla relazione precedente otteniamo che:

$$L(R) = \frac{2I_0 R_e^2}{b^{2m}} \gamma(2m + 1, b(R/R_e)^{1/m})$$

Visto che  $R_e$  deve essere metà della luce totale, calcolando la luminosità  $L(R_e)$  avremo che:

$$\left\{ \begin{array}{l} L(R_e) = \frac{\pi I_0 R_e^2}{b^{2m}} \gamma(2m + 1, b) \\ L_{tot} = \frac{\pi I_0 R_e^2}{b^{2m}} \Gamma(2m) \end{array} \right.$$

e visto che :

$$L(R_e) = \frac{L_{tot}}{2}$$

Allora

$$\gamma(2m + 1, b) = \frac{\Gamma(2m + 1)}{2}$$

La relazione sopra scritta siccome è verificata, implica che il parametro  $b$  non potrà mai essere un numero qualunque ma deve soddisfare l'ultima equazione trascendente.

Allora se ad  $m$  viene dato il valore 4,  $b$  non potrà che essere 7,67.

Utilizzando inoltre la tecnica delle serie asintotiche si verifica che  $b(m) \sim 2m - \frac{1}{3}$

### 3 IL PIANO FONDAMENTALE

Il piano fondamentale è una relazione che nasce dalla combinazione di tre diverse leggi empiriche:

- Legge di Faber-Jackson
- Legge di Kormendy
- Legge che lega  $R_e$  a  $\sigma$

#### 3.1 Relazione di Faber Jackson

Oltre alla legge di De Vacouleurs, esistono altre due importanti leggi empiriche ognuna delle quali ha come attore principale la luminosità bolometrica  $L$  di una galassia ellittica. La prima di queste due leggi empiriche è opera dell'astronoma Sandra Faber e del fisico Robert Jackson sviluppata nel 1976 e può essere scritta nel seguente modo:

$$L \propto \sigma^\alpha \quad \text{in cui } \alpha \approx 4$$

e cioè: *“la luminosità bolometrica di una galassia ellittica è proporzionale alla quarta potenza della sua dispersione di velocità”*. Tale legge porta ad un'ulteriore importante relazione relativa alla scala delle distanze poiché, misurando con uno spettroscopio l'allargamento delle righe spettrali di una galassia, possiamo ottenere il valore di dispersione di velocità  $\sigma$  della galassia stessa.

Inserendo tale valore nella relazione di Faber-Jackson otteniamo la luminosità bolometrica della galassia. Misurando infine con un telescopio la luminosità  $l$  e visto che:

$$l = \frac{L}{4\pi d^2}$$

Possiamo facilmente trovare il valore della distanza  $d$  della galassia. I risultati ottenuti sono stati paragonati agli stessi risultati ottenuti con altre scale di misurazione di distanza e la Faber-Jackson, nonostante abbia un errore intrinseco abbastanza elevato, risulta essere una relazione del tutto attendibile.

### 3.2 Relazione di Kormendy

Analogamente alla Faber-Jackson la relazione empirica di Kormendy, sempre per le galassie ellittiche, mette in relazione la luminosità bolometrica  $L$  della galassia con il suo raggio effettivo  $R_e$ . La relazione può dunque essere scritta nel modo seguente:

$$L \propto R_e$$

e cioè : “La luminosità bolometrica di una galassia ellittica è proporzionale al suo raggio effettivo”. Anche questa relazione presenta un errore intrinseco abbastanza elevato. Proprio per questo motivo gli astronomi si domandarono se per caso stessero osservando ed analizzando le grandezze sbagliate.

Già verso la fine del 1920, si stava sviluppando un nuovo metodo di analisi dei dati di tipo statistico il cui nome era *Principal Component Analysis* (PCA) che ebbe larghissimo utilizzo in campo scientifico soprattutto nell’analisi di dati multivariati cioè quei dati che, per propria natura, dipendono da almeno due componenti. Tale analisi ovviamente non risparmiò l’Astronomia. Tramite questa tecnica si scoprì ben presto che tutte le galassie ellittiche obbediscono ad una regola rigorosa che si chiama Piano Fondamentale. Analizzando infatti una grande quantità di dati, la PCA restituì come risultato che le uniche variabili davvero significative per le galassie ellittiche erano la luminosità bolometrica  $L$ , la dispersione di velocità  $\sigma$  ed il raggio effettivo  $R_e$ . Questo stava a significare che sia Faber che Kormendy avessero avuto l’intuito giusto nella stesura delle loro leggi empiriche ma che nello stesso tempo non si fossero accorti che ognuna di queste relazioni facesse parte di un’ unica legge molto più profonda. Si è infatti scoperto che tutte le galassie ellittiche giacciono su questo piano detto appunto Piano Fondamentale che è ben rappresentato dalla figura seguente.

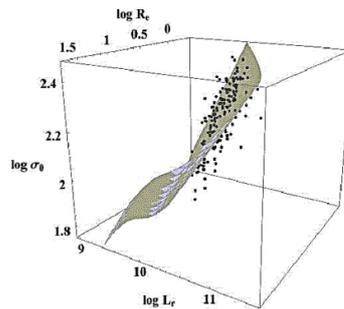


Figura 3 Rappresentazione del Piano Fondamentale.

Tale piano la cui equazione è  $\alpha \text{Log}L + \beta \text{Log}\sigma + \gamma \text{Log}R_e = C$  non è parallelo a nessuna coppia di assi cartesiani ( $L, \sigma, R_e$ ). Proiettando tale piano su qualunque coppia di variabili si avrà rispettivamente la legge di Faber-Jackson, la legge di Kormendy e la  $R_e\sigma$ . Ogni proiezione non sarà una retta ma una fascia. Questo è infatti il motivo per cui le due leggi empiriche mostravano un errore intrinseco significativo. Entrambe le leggi sono dunque le proiezioni sui rispettivi piani del piano fondamentale.

## 4 GALASSIE A SPIRALE: MORFOLOGIA

Le galassie a spirale derivano il loro nome dai bracci brillanti che si osservano e che si estendono a spirale logaritmica. Tali galassie sono formate da una zona centrale detta Bulge che potrebbe essere considerata un piccola galassia ellittica con molte stelle vecchie di popolazione II, e da un disco piatto e rotante in cui giacciono i bracci formato per lo più da stelle di popolazione I in cui è presente una considerevole formazione stellare. Le galassie a spirale inoltre sono circondate da un alone la cui maggior parte di stelle sono di popolazione II quasi tutte condensate negli ammassi globulari. Alcuni studi effettuati negli ultimi anni, hanno dimostrato che le galassie a spirale, a causa del loro maggiore momento angolare, ruoterebbero dalle cinque

alle sei volte più velocemente delle galassie ellittiche. Gli astronomi ritengono che la galassia NGC 6872 nella costellazione del Pavone, sia la galassia a spirale più grande che si sia mai osservata, superando di oltre cinque volte la nostra Via Lattea.



Figura 4 Immagine ottica della Galassia NGC 6872 nella costellazione del Pavone

Nelle galassie a spirale il mezzo interstellare è presente in tutte e quattro le sue fasi che dipendono fondamentalmente dalla densità e dalla temperatura del gas. Se infatti l'*Hot Ionized Medium* si trova generalmente nei bulge in cui il processo predominante di emissione è la Bremsstrahlung in banda X, nelle zone di formazione stellare avremo fondamentalmente l'*Hot Ionized Medium* in cui il processo predominante è sempre la Bremsstrahlung. Sempre nel disco galattico è presente anche il *Warm Neutral Medium* che viene rilevato grazie alla riga a 21 cm dell'idrogeno neutro. Infine il *Cold Neutral Medium* presente nel disco, trova come tracciante delle enormi nubi molecolari di idrogeno, il monossido di carbonio nel rapporto 10.000:1 cioè diecimila molecole di idrogeno molecolare ogni singola molecola di monossido di carbonio.

#### 4.1 Curve di Rotazione

La teoria che meglio spiega la loro formazione e soprattutto la conservazione dei bracci a spirale è quella delle **onde di densità**, proposta dall'astronomo Shu intorno alla fine degli anni 60. Queste onde hanno appunto la forma di spirali, ruotano con una loro velocità caratteristica intorno al nucleo galattico e spiegherebbero il motivo per cui le spirali stesse, dopo una serie di orbite intorno al Bulge, non si attorcigliano sul nucleo stesso. Stelle, gas e polveri ruotano intorno al centro della galassia in modo del tutto *indipendente* rispetto alle onde di densità. Quando nubi di gas e polveri attraversano un'onda di densità vengono compresse dall'onda stessa. Il risultato della compressione è che si creano nuove regioni di formazione stellare, dalle quali nascono nuove generazioni di stelle. Alcune onde di densità sono più veloci della materia che attraversano; in questo caso, sia i gas, che le polveri che le stelle si comportano come sughero sulla superficie dell'acqua. Ci sono altre zone invece dove tali onde possono viaggiare più lente della materia o alla stessa velocità. Queste ultime zone sono chiamate zone di Corotazione.

Osservando innumerevoli galassie a spirale, gli astronomi hanno creato, per ogni galassia, il grafico della curva di rotazione di cui un esempio è rappresentato nella figura seguente

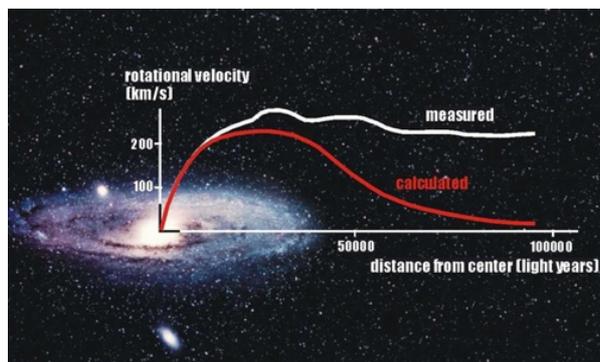


Figura 5 Curva di rotazione di una galassia a spirale.

I radio astronomi hanno inoltre scoperto attraverso lo studio della riga a 21 cm dell' idrogeno neutro che, dove le stelle finiscono, continua ad esserci molto gas freddo, fenomeno che le galassie ellittiche non presentano. Il fenomeno fisico che determina tale riga è collegato alla differenza di orientamento di spin fra elettrone e nucleo. L' elettrone, passando da anti parallelo a parallelo emette un fotone che è proprio quello che si osserva alla lunghezza d'onda di 21 cm. Essendo una riga se ne può misurare l'effetto doppler e quindi sapere se il materiale si sta allontanando o avvicinando da noi. Ma soprattutto, visto che la lunghezza d'onda dei grani di polvere è nel visibile e sono proprio loro ad oscurare di solito i Bulge galattici, con la riga a 21 cm la galassia diventa trasparente alle polveri stesse, presentandoci i violenti processi che si generano al centro dei Bulge. Le curve di rotazione di ogni galassia a spirale, nonostante siano molto simili le une dalle altre, risultano essere qualitativamente differenti. Se la legge di De Vaucouleurs aveva infatti dimostrato empiricamente che le galassie ellittiche fossero fundamentalmente identiche fra di loro, lo stesso non si può dire per le galassie a spirale che risultano essere simili ma comunque diverse, ognuna con la propria curva di rotazione caratteristica. Se prendiamo una stella di riferimento posta ad una distanza  $R$  dal centro galattico possiamo affermare che affinché la stella rimanga in orbita su tale centro devono valere le seguenti relazioni:

$$\frac{v_c(R)^2}{R} = \frac{GM}{R^2}$$

Da cui otteniamo che

$$v_c(R) = \sqrt{\frac{GM}{R}} \quad v_c \propto \frac{1}{\sqrt{R}}$$

Se ho un oggetto (supposto sferico) l'attrazione gravitazionale a distanza  $R$  dal centro dipende solo dalla massa contenuta nella sfera di raggio  $R$ . Facendo riferimento al sistema solare ed il Sole nell' origine, la curva di rotazione va giù in modo Kepleriano come  $\frac{1}{\sqrt{R}}$  motivo per cui pianeti più lontani si muovono più lentamente (terza legge di Keplero). La curva di rotazione delle galassie a spirale non segue però una legge di tipo Kepleriano ma anzi, controintuitivamente  $v_c$ , dopo una breve salita, all' aumentare di  $R$  rimane pressochè costante. Lo studio più esaustivo sulle curve di rotazione fu fatto dall' astronoma Vera Rubin la cui interpretazione, nonostante fosse di fatto sbagliata, aprì allo studio approfondito della Materia Oscura. Infatti secondo l'astronoma statunitense, la parte piatta della curva di rotazione è dovuta all' interazione gravitazionale della galassia con il qualche altro tipo di campo gravitazionale, non visibile, di cui si può notare solo la perturbazione e gli effetti sulla materia barionica. Nonostante in molti scrivano che Vera Rubin "scoprì" la materia oscura, questo non è vero. Già l'astronomo Fritz Zwicky, studiando l'ammasso di galassie della Chioma di Berenice aveva supposto che il motivo della non dispersione dell' ammasso stesso fosse da imputarsi a qualche forza gravitazionale interagente ma invisibile. Uno dei primi a parlare di materia oscura fu in realtà il fisico e astronomo Poincarè facendo uno studio sul moto verticale delle stelle della nostra galassia rispetto al piano galattico, imputando tale anomalia alla presenza di una materia sconosciuta che lui chiamò Matière Obscure. Anche l'ipotesi che la curva di rotazione sia piatta a causa della materia oscura è di fatto sbagliata. Infatti il secondo teorema di Newton si applica solo alle sfere e non ai dischi. In un disco, la curva di rotazione a distanza  $R$  dal centro non dipende solo dalla materia interna al disco ma anche dalla materia esterna. Quando infatti finisce il disco di stelle, il potenziale gravitazionale è dominato da un termine che si chiama *Termine di Monopolo* che dovrebbe giustificare con buona approssimazione la curva di rotazione piatta la cui trattazione però esula da questo elaborato. Verso la periferia delle galassie a spirale, terminata l'azione del Termine di Monopolo, allora si che interverrebbe l'azione gravitazionale della materia oscura.

### 4.3 Relazione di Tully Fisher

Un' importante legge di scala per le galassie a spirale, molto simile alla Faber Jackson per le galassie ellittiche, è la relazione empirica di Tully Fisher. Anche in questo caso si correla la luminosità totale della galassia ma con la velocità circolare della parte piatta del disco. Possiamo scrivere la relazione nel seguente modo:

$$L_{TOT} = v^\alpha \text{ dove } \alpha \approx 4$$

Così come la legge di Faber Jackson, anche la relazione di Tully Fisher è utilizzata come scala per il calcolo delle distanze delle galassie. Una differenza però sostanziale fra le due relazioni è che la Tully Fisher non fa parte di una legge più intrinseca come il Piano Fondamentale. Infatti per le galassie a spirale, tale piano non esiste.

## 5 DINAMICA DELLE GALASSIE

### 5.1 Urti Geometrici

Ci chiediamo a questo punto come si muovano le stelle all' interno delle galassie e soprattutto quale sia la loro evoluzione temporale. Per rispondere a tali domande dovremo fare uso delle leggi fondamentali della dinamica stellare il cui obiettivo è proprio il raggiungimento di una comprensione qualitativa della struttura e dell'evoluzione di tali sistemi tramite l'utilizzo di complessi metodi matematici capaci di previsioni quantitative. Fondamentalmente la dinamica stellare studia il comportamento di sistemi gravitazionali con elevato numero di corpi al suo interno. Lo studio della dinamica delle galassie parte quindi dallo studio dei sistemi che le compongono e cioè le stelle. A tal proposito consideriamo una sfera di raggio  $R$  contenente una distribuzione omogenea di stelle che identifichiamo con  $N$ . Assumiamo inoltre che ogni stella abbia circa il raggio del nostro Sole e cioè  $R_* \approx R_{sun}$  (circa 700.000 km). Diremo che due sistemi urtano geometricamente fra di loro solo quando la distanza fra i loro centri è minore o uguale al loro diametro e cioè quando  $d \leq 2R_*$ . Ipotizziamo che all' interno di tale galassia ogni stella, durante la propria traiettoria lasci dietro di sé un cilindro di superficie di base pari a  $\pi R_*^2$  di lunghezza  $\lambda$ . Diremo che il volume della galassia sarà pari al volume di ogni cilindro moltiplicato per il numero di stelle  $N$  presenti nella galassia e cioè:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = N\pi R_*^2 \lambda$$

Per quanto questa identità sembri assolutamente approssimativa (le galassie non sono sferiche e quindi non è corretto parlare di raggio  $R$ , ogni stella ha inoltre il proprio raggio sicuramente in molti casi  $\neq R_{sun}$ ) risulta essere estremamente corretta. Facendo le dovute approssimazioni infatti risulta che :

$$\lambda = \frac{R^3}{NR_*^2}$$

$\lambda$  è detto *Cammino Libero Medio* e rappresenta quanta strada deve percorrere la nostra stella all' interno della nostra galassia di riferimento prima che ne urti un'altra. Tale valore è direttamente proporzionale al cubo del raggio della galassia  $R^3$  ed inversamente proporzionale alla sezione d'urto cilindrica  $R_*^2$  moltiplicata per il numero di stelle  $N$ . Esprimendo  $\lambda$  in funzione del raggio galattico possiamo scrivere che:

$$\frac{\lambda}{R} = \frac{R^2}{NR_*^2}$$

Andando ad inserire dei valori numerici per  $R^2$  e per  $NR_*^2$  ad esempio  $10^{12}$  (coerenti con quelli osservati) si arriva alla stupefacente conclusione per cui:

$$\lambda \approx 10^{12}R$$

e che cioè *in una galassia il cammino libero medio delle stelle è miliardi di volte il raggio galattico*. Questo sta a significare che, salvo rarissimi casi, di solito in prossimità di buchi neri super massicci o negli ammassi globulari, le stelle non hanno alcuna possibilità di urtarsi geometricamente fra di loro.

## 5.2 Tempo di Rilassamento a Due Corpi

Esiste un secondo tipo di urto che è quello gravitazionale. In astrofisica un sistema collisionale è quello nel quale le interazioni fra gli oggetti massivi che lo compongono, quali stelle, ammassi o buchi neri, hanno ridistribuito l'energia cancellando le condizioni iniziali da cui era partito. Perchè questo avvenga è necessario che siano trascorsi abbastanza tempi dinamici cioè quel tempo in cui, ad esempio, una stella abbia completato la propria orbita all' interno del sistema stesso. La trattazione è abbastanza complicata sia dal punto di vista logico che dal punto di vista fisico-matematico. Ogni stella è considerata all' interno di una struttura più complessa quale appunto una galassia, ha la propria velocità e la propria orbita relativa. Considerare un insieme ad  $N$  corpi richiederebbe un approccio ed un'analisi di tipo numerico. Adotteremo la trattazione di Chandrasekhar cioè lo studio di  $N$  problemi a due corpi.

Per affrontare il problema dobbiamo considerare due sistemi di riferimento:

- Il sistema del laboratorio che chiameremo  $S$
- Il sistema dell'orbita relativa che chiamiamo  $S^I$

Consideriamo due stelle. La prima che chiameremo  $m_{test}$  e la seconda che chiameremo  $m_{field}$  cioè la nostra stella di campo che interagiscono gravitazionalmente come nell' immagine riportata.

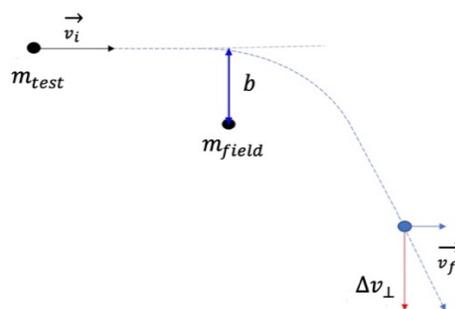


Figura 6 Rappresentazione di un urto gravitazionale fra due stelle

Quello che osserveremo è che nel sistema  $S^I$ , l'interazione gravitazionale varierà l'impulso della stella di test nell' orbita relativa. Tale variazione di impulso può essere scritta attraverso l'approssimazione di Born (detta anche approssimazione impulsiva) nel seguente modo:

$$\|\Delta\vec{v}_\perp\| \sim \frac{2Gm_{test}m_{field}}{\mu b \|\vec{v}_i\|} \quad (\text{dove } \mu = \frac{m_{test}m_{field}}{m_{test}+m_{field}})$$

Dove con  $\vec{v}_i$  abbiamo indicato la velocità iniziale della particella di test, con  $b$  il parametro di impatto (che è la distanza minima fra le due particelle nel caso non ci fosse interazione gravitazionale), con  $\Delta\vec{v}_\perp$  la velocità perpendicolare dopo l'urto e con  $\mu b \|\vec{v}_i\|$  il momento angolare dell'orbita relativa. Scopo della trattazione è quello di ottenere il valore di riferimento della velocità  $V$  nel sistema di riferimento del laboratorio in funzione però delle quantità espresse nel sistema di riferimento dell'orbita relativa. Detta  $V_{CM}$  la velocità del centro di massa nel sistema di riferimento di laboratorio avremo che la lunghezza del vettore velocità è

$$\|\overline{\Delta\vec{V}}\| = \frac{\mu}{m_{test}} \|\vec{v}\|$$

Unendo le due equazioni si ottiene un risultato estremamente interessante che indica il riscaldamento perpendicolare della stella  $m_{test}$  nel sistema di laboratorio. Questo conto funziona per alti momenti angolari (cioè per stelle abbastanza lontane) i cui urti dovrebbero essere allora molto piccoli. Il risultato finale infatti non sarà dato dai pochissimi urti gravitazionali ravvicinati ma dai milioni di urti piccolissimi. A questo punto facciamo un'ulteriore assunzione e che cioè le stelle di campo siano rappresentate da una distribuzione infinita ed omogenea. Tale funzione di distribuzione è così definita:

$$f(\vec{x}_f, \vec{v}_f) = n_f g(\|\vec{v}_f\|)$$

La  $f$  dipendente dalla norma di  $\vec{v}_f$  significa che non esiste un vento preferenziale di velocità e che quindi è isotropa. Scegliamo ora le stelle di campo che abbiano velocità pari a  $\vec{V}_f$ . Inserendo poi  $\vec{V}_f$  nella funzione di distribuzione, integriamo in  $d^3\vec{V}_f$ .

Sommiamo ora i contributi delle varie interazioni e quindi dei rispettivi urti considerando il numero di stelle  $N$  che si incontrano nel tempo  $\Delta t$  e il cui parametro di impatto sia compreso fra  $b$  e  $b + db$ . Avremo che:

$$N = 2\pi b db \Delta t \|\vec{V}_t - \vec{V}_f\| n_f g(\|\vec{V}_f\|) d^3\vec{V}_f$$

Ci chiediamo adesso quale sia l'energia trasferita per tali urti. Per calcolare l'energia di tutti gli urti, dobbiamo moltiplicare il numero di urti per l'energia trasferita da un singolo di questi. Possiamo scrivere il trasferimento di energia cinetica perpendicolare nel seguente modo:

$$\frac{1}{2} m_{test} \|(\Delta\vec{V}_t)_\perp\|^2 = \frac{2Gm_{field}^2 m_{test}}{b^2 v^2}$$

Quindi la variazione di energia perpendicolare nel tempo  $\Delta t$  sarà:

$$(\Delta T)_\perp = \frac{m_{test}}{2} \|(\Delta\vec{V}_t)_\perp\|^2 N = \frac{4\pi G^2 m_{test} m_{field}^2}{bv} g_n(\|\vec{V}_f\|) d^3\vec{V}_f \Delta t db$$

Dobbiamo ora integrare su tutte le  $\vec{V}_f$  e tutti i  $db$  ed otterremo quanto la stella è stata scaldata nel tempo  $\Delta t$  sulla componente perpendicolare. Otterremo infine un integrale quadridimensionale che si spaccherà in due parti. Risolvendolo ed esplicitando  $\Delta t$ , troveremo il tempo di rilassamento a due corpi. Più nello specifico:

$$\frac{(\Delta T)_\perp}{\Delta t} = \int_0^\infty \frac{4\pi G^2 m_{test} m_{field}^2}{b} n_f db \int_{R^3} \frac{g \|\vec{V}_f\| d^3 \vec{V}_f}{\|\vec{V}_t - \vec{V}_f\|}$$

Nella relazione sopra espressa, l'ultimo integrale prende il nome di Potenziale di Rosenbluth che è un integrale nello spazio delle velocità e che dipende solo dalla norma di  $\|\vec{V}_t\|$ . Tale integrale lo chiameremo  $\psi(\|\vec{V}_t\|)$ . Possiamo allora riscrivere la relazione nel seguente modo:

$$\frac{(\Delta T)_\perp}{\Delta t} = 4\pi G^2 m_{test} m_{field}^2 n_f \int_0^\infty \frac{\psi(\|\vec{V}_t\|)}{b} db$$

Tale integrale diverge sia per il valore di  $+\infty$  la cui divergenza è chiamata *infrarossa* dovuta a pochissimi urti strettissimi, sia a 0 la cui divergenza è chiamata *ultravioletta* dovuta ai milioni di urti piccolissimi. Portando fuori dall'integrale  $\psi(\|\vec{V}_t\|)$ , l'integrale che ne rimane è chiamato integrale di Coulomb e si esprime con la lettera  $\Lambda$ . Possiamo quindi riscrivere l'identità precedente nel seguente modo:

$$\frac{(\Delta T)_\perp}{\Delta t} = 4\pi G^2 m_{test} m_{field}^2 n_f \psi(\|\vec{V}_t\|) \Lambda$$

Facendo il limite per  $\Delta t \rightarrow 0$  avremo che:

$$\frac{(dT)_\perp}{dt} = 4\pi G^2 m_{test} m_{field}^2 n_f \psi(\|\vec{V}_t\|) \Lambda$$

Che è la forma per descrivere la velocità con cui viene riscaldata l'orbita. Possiamo ora definire il tempo di rilassamento a due corpi nel seguente modo:

*“il tempo di rilassamento a due corpi  $t_{2b}$  è il tempo caratteristico affinché, dopo  $n$  interazioni gravitazionali tra due corpi, la somma dei guadagni energetici, perpendicolari alla direzione di provenienza della stella in ciascuna orbita relativa per ciascuna interazione, sia uguale all'energia cinetica iniziale della stella.”*

Matematicamente definiamo allora il tempo di rilassamento nel seguente modo:

$$\frac{(dT)_\perp}{dt} t_{2b} = \frac{m}{2} \|\vec{v}_t\|^2$$

Quindi l'espressione finale del tempo di rilassamento sarà:

$$t_{2b} = \frac{\|\vec{v}_t\|^2}{8\pi G^2 m_{field}^2 n_f \ln \Lambda \Psi}$$

Idealizzando il tempo di rilassamento per una galassia sferica di raggio  $R$  contenete  $N$  stelle di massa  $m = m_{test} = m_{field}$  che risultino essere all'equilibrio, entra in gioco un nuovo teorema che è il teorema del Viriale. Per un sistema autogravitante avremo che:

$$2T = -U$$

Dove con  $T$  definiamo l'energia cinetica del sistema e con  $U$  l'energia potenziale della galassia. Per tale sistema, il teorema del viriale rende vera la seguente identità:

$$\rho^2 = \frac{GM}{R}$$

In cui  $M$  è la massa della galassia e  $\rho$  la dispersione di velocità delle stelle. Per grandi velocità, il tempo di rilassamento a due corpi può essere scritto nel seguente modo:

$$t_{2b} = \frac{\sigma^3 R^3}{6G^2 m^2 N \ln \Lambda}$$

Avendo approssimato  $\|\vec{v}_t\| = \sigma$  ed inoltre  $\Psi = \frac{1}{\sigma}$ . Misuriamo ora il tempo di rilassamento rispetto al tempo di attraversamento della galassia che chiamiamo  $t_{cross}$ .

$$t_{cross} = \frac{2R}{\sigma} \rightarrow \frac{t_{2b}}{t_{cross}} \approx \frac{0,1N}{\log N}$$

Se considerassimo un sistema di  $N = 10^{11}$  stelle ed un tempo di attraversamento  $t_{cross}$  di circa  $10^8$  anni, noteremmo che il tempo di rilassamento  $t_{2b} \sim 10^{16}$  anni che è  $10^6$  età Universo. Questo sta a significare che le galassie, dinamicamente parlando sono sistemi incredibilmente giovani rispetto al loro tempo di rilassamento e per cui, ad oggi, ogni sistema galattico ha ancora l'energia pressochè equipartita nello stesso modo in cui è nato. Una stella in una galassia, si renderà allora conto di far parte di un sistema ben più complesso solo dopo circa un milione di volte l'età dell' Universo in cui, presumibilmente, tutte le stelle del sistema saranno ormai spente. Possiamo allora dire con assoluta certezza che le galassie NON sono sistemi collisionali. Se facciamo lo stesso ragionamento con un ammasso globulare, la situazione cambia. Infatti se consideriamo le stelle in tale ammasso contenente per esempio  $10^6$  stelle, il suo tempo di rilassamento  $\frac{t_{2b}}{t_{cross}} \cong 10^4$  anni. Visto però che il tempo orbitale medio di un ammasso è circa  $10^5$  anni, avremo che il tempo di rilassamento è  $10^9$  anni cioè un miliardo di anni che è inferiore all' età dell' Universo. Possiamo allora dire che un ammasso globulare è senza dubbio un sistema collisionale e le stelle di tutto il sistema risentono dell'azione gravitazionale delle altre stelle. Possiamo giungere allora alla conclusione che in un sistema meno stelle ci sono, più il sistema è collisionale.

Se ho un sistema collisionale, il sistema produrrà (termodinamicamente parlando) una Maxwelliana di velocità nella cui coda avrò stelle che viaggeranno ad alta velocità poiché ogni sistema gravitazionale ha la sua velocità di fuga. Tale fenomeno si chiama *Evaporazione Gravitazionale* molto efficiente negli ammassi aperti ma anche negli ammassi globulari. Negli ammassi aperti infatti le stelle sono di colore blu perché tendenzialmente non esistono ammassi aperti vecchi a causa del fenomeno sopra descritto. L'ammasso cioè evapora molto prima che le proprie stelle invecchino. Il loro tempo dinamico è molto vecchio perché il loro  $t_{2b}$  è molto breve. Questo ragionamento poco intuitivo è dovuto al fatto che ciò che davvero conta nel  $t_{2b}$  non è solo il numero di urti ma il numero di urti moltiplicato per l'energia trasferita ad ogni urto. Ma quanto vale questa energia?

$$\Delta T \propto m_{field}^2$$

*Cioè l'energia cinetica trasferita per ogni urto è proporzionale al quadrato della massa delle stelle di campo.*

## 6 Teorema del Viriale

Il teorema del Viriale è un insieme pressochè infinito di identità tensoriali. Esso deriva dall' Equazione di Boltzman non collisionale da cui derivano le equazioni di Jeans che, una volta combinate, danno vita ad una moltitudine di equazioni che sono appunto il teorema discusso in questa sezione. La versione scalare semplificata del teorema del Viriale può essere così scritta:

$$2T = -U$$

Dove T rappresenta l'energia cinetica e U l'energia potenziale del sistema in esame. Tale equazione vale per un sistema autogravitante all'equilibrio. Costruiamo ora un grafico, detto Piano Viriale, che legghi le due energie nel seguente modo:

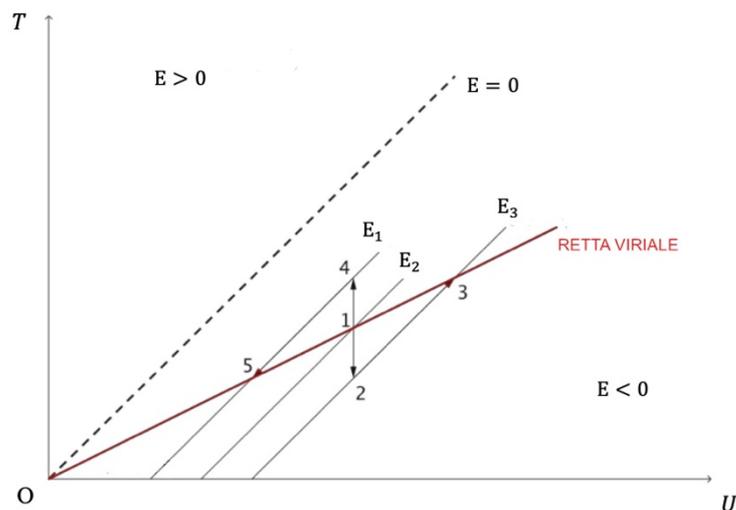


Figura 7 Rappresentazione del piano Viriale

Osservando il grafico potremo dire che verso destra, dove l'energia potenziale aumenta, il sistema è più strizzato mentre verso l'origine il sistema è aperto. Guardando l'asse dell'energia cinetica, avremo che verso l'alto il sistema sarà via via più caldo mentre verso il basso avrò sistemi più freddi. Come è facile intuire, la retta viriale avrà equazione

$$T = \frac{1}{2} |U|$$

I sistemi virializzati staranno allora tutti su questa retta. Su tale retta ho l'equilibrio del sistema ma, una volta raggiunto l'equilibrio, non è assolutamente detto che il sistema ci rimanga. Se consideriamo l'energia meccanica avremo che:

$$E = T + U$$

Ma visto che abbiamo a che fare con forze gravitazionali in cui  $U < 0$  avremo che:

$$E + |U| = T$$

Quest' ultima equazione rappresenta un fascio improprio di rette parallele alla bisettrice  $E = 0$ . Consideriamo di avere un punto B che non giace sulla retta del viriale. Questo significa che non sarà all' equilibrio e non potrà stare fermo. Tale punto però non si muoverà a caso ma conserverà l'energia. Quindi B si potrà muovere solo su una retta parallela alla bisettrice. Assumiamo che B sia un sistema enorme di stelle. Sistemi con  $E > 0$

non possono essere all'equilibrio perché non intersecano la retta del viriale. Un sistema la cui energia sia maggiore di zero non potrà mai essere all'equilibrio. Se invece  $E < 0$  il fascio di rette potrebbe intersecare la retta del viriale ed un sistema con tali caratteristiche potrebbe stare all'equilibrio.

## 6.1 Ammassi Globulari

Consideriamo ora che il nostro sistema sia un ammasso globulare contenente per esempio un milione di stelle. Sappiamo essere un oggetto vecchio di cui possiamo dire che la sua età dinamica è comparabile con il suo tempo di rilassamento e per cui, come già accennato prima, in regime collisionale. Tale ammasso tenderà a costruire una distribuzione di velocità Maxwelliana delle sue stelle, mandando ad alta velocità le stelle di piccola massa (a causa per esempio dell'effetto fionda) e, se avranno velocità maggiore della velocità di fuga, il sistema evaporerà gravitazionalmente. Immaginiamo che nel nostro grafico la stella passi dal punto 1 che è all'equilibrio al punto 2 che non è all'equilibrio. Tutto l'ammasso sarà ora nel punto di non equilibrio. Fenomeni interni cercheranno di riportare l'ammasso all'equilibrio ed il nostro sistema si sposterà dal punto 2 al punto 3 nel grafico. Per la conservazione dell'energia il nostro ammasso si sarà leggermente contratto, avrà aumentato l'energia cinetica e dunque le stelle andranno più veloci. Se però il nostro ammasso perdesse un numero considerevole di stelle, si contrarrebbe sempre di più, le stelle andrebbero sempre più veloci e quindi farebbero più urti. Analogamente, visto che il sistema sta perdendo stelle, sarà sempre più collisionale. Questa è una situazione di grande instabilità finché si raggiungerà la *Catastrofe Gravotermica*: la struttura infatti sta perdendo massa con la perdita di stelle ma sta via via diventando sempre più densa. Il processo si ripete sempre più velocemente, e più si perdono stelle più le rimanenti aumenteranno la loro velocità con il rischio di sfuggire dal sistema stesso. Il core si contrae e si scalda sempre più, siamo giunti alla fase del *Core Collapse*.

Questo processo provoca nel sistema alcuni fenomeni fra cui:

- La cattura a tre corpi
- La cattura mareale

Per quanto riguarda il primo fenomeno, si genera un problema a tre corpi ad energia positiva. Se non si assume come massa del terzo corpo una massa infinitesima (ed infatti così non è), non potranno essere valide le assunzioni del problema a tre corpi ristretto e la soluzione al problema è di tipo analitico. Nel processo di cattura a tre corpi in un ammasso globulare, una di queste stelle verrà espulsa a causa delle orbite estremamente complicate che si genereranno. Rimarrà soltanto una binaria che prima non c'era il cui nome è "*Binaria per cattura a tre corpi*" con energia negativa.

In merito invece al secondo fenomeno, non c'è la necessità che nel sistema ci siano tre stelle ma ne bastano due. L'urto che si crea è di tipo anelastico. Il processo può essere brevemente descritto nel seguente modo:

Due stelle si incontrano con basso momento angolare con orbita ellittica particolarmente allungata in cui cioè  $\varepsilon \cong 1$ . Dopo il primo passaggio le due stelle si deformano, assumendo una forma particolarmente oblatata per poi, durante l'allontanamento, ritornare di forma pressochè sferica. La loro orbita è però ormai legata. Durante il secondo incontro, ripassano ancora una volta molto vicine, si rideformano per poi ri allontanarsi e ritornare alla forma sferica. Ad ogni passaggio però la loro orbita diventa più piccola cioè la loro distanza diminuisce fino ad ottenere una binaria molto stretta la cui orbita è quasi circolare.

Sono proprio le nuove binarie formate da questi processi che fermano la catastrofe gravotermica, poiché diventano una nuova sorgente di energia gravitazionale. Sono le binarie a fornire l'energia per l'evaporazione gravitazionale: quando una stella singola interagisce con una binaria, quest'ultima può cedere o acquisire energia, diventando più o meno legata. Quando la binaria è "dura" (hard), cioè quando la sua energia di legame è maggiore dell'energia media delle altre stelle dell'ammasso, essa tende a cedere energia e, dunque, la sua energia di legame aumenta ogni volta che avviene un'interazione con altre stelle singole. In questo modo le binarie diventano un'importante fonte di energia e si dimostra che una singola di esse potrebbe addirittura avere un'energia di legame equiparabile a quella dell'intero ammasso. Questo porta dunque alla stabilizzazione e all'arresto del collasso e il core tende ad espandersi. Se però la binaria diventata troppo dura, i corpi che interagiscono con essa non riescono a riconoscerne la natura di binaria, gli effetti sono quelli di una interazione con una stella singola e la catastrofe gravotermica riparte. Si instaura dunque un ciclo di espansione e collasso del core (oscillazione gravotermica).

## 6.2 Le stelle Vagabonde Blu

Le stelle vagabonde blu sono un particolare tipo di stella che fu osservata per la prima volta nel 1953 dall'astronomo Allan Sandage verso i primi anni del 1950. Sono stelle del tutto particolari in quanto si trovano negli ammassi globulari ma essendo blu, avevano fatto pensare in un primo momento a stelle che si fossero "perse" da cui il nome vagabonde.

In realtà il meccanismo per cui sono blu è abbastanza particolare. Infatti sono stelle che stanno vivendo una seconda vita ed ecco perché sembrerebbero stelle giovani.

I meccanismi che formano le Blu Straggler (questo è il loro nome inglese) potrebbe essere dovuto ad una collisione con un'altra stella da cui trarrebbe nuovo idrogeno e per cui nuova linfa, oppure a causa del passaggio di materia da una stella ad un'altra in un sistema binario. Le stelle Vagabonde, oltre ad essere quindi più blu girano intorno al loro asse anche molto più velocemente raggiungendo addirittura velocità di 200 km/s. In tutti gli ammassi globulari in cui sono state osservate, tendenzialmente si trovano nella zona centrale. Inoltre, le vagabonde blu, sembra siano più numerose in ambienti in cui la densità stellare è bassa.



*Figura 8 Super ammasso di Ercole. Foto scattata da Davide Liardo*



*Figura 9 M53 in cui si distinguono Giganti Rosse e Vagabonde Blu*

## *Bibliografia*

*Ciotti Luca, Appunti dalle lezioni frontali di Astrofisica Extragalattica, A.A. 2020/2021.*

*Ciotti Luca, "Introduction to Stellar Dynamics", Cambridge University Press, 2021.*

*Karttunen H., Kroger P., Oja H., Poutanen M. & Donner K. J., "Fundamental Astronomy", Springer, Berlin, Heidelberg, 2016.*

*Bertin G., Lin C., "Spiral Structure in Galaxies: A Density Wave Theory", Regno Unito: MIT Press, 1996.*

*Binney J. and Tremaine S. "Galactic Dynamics", Second edition, Princeton Series in Astrophysics, 2008.*

*Blanton, M.R. and Geha, M. and West, Testing Cold Dark Matter with the Low-Mass Tully-Fisher Relation Astrophysical Journal August 2008.*

*Cimatti Andrea, "Introduction to Galaxy Formation and Evolution" 2022.*