

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche Principali dell'Emissione di Galassie Ellittiche

Tesi di Laurea

Candidato:
Lusetti Giulia

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Dallacasa Daniele

Sessione III
Anno Accademico 2017/2018

Sommario

Le galassie ellittiche sembrano all'apparenza oggetti semplici, ma non lo sono. Come il loro nome suggerisce appaiono di forma tondeggianti sulla volta celeste. La loro luce è distribuita omogeneamente, non sono presenti agglomerati di stelle giovani o oscuramenti dovuti alla polvere, peculiarità, invece, delle galassie a spirale. Le ellittiche sono prive di gas freddo, se non nel loro centro, e non mostrano presenza di dischi prominenti. Inoltre, a differenza delle galassie a disco, esse sono più frequentemente associate in densi ammassi, piuttosto che in più piccole unità come il Gruppo Locale. Questo elaborato inizia con il **Capitolo 1**, dove sono elencati gli elementi distintivi delle galassie ellittiche (forma, colore, dimensioni, luminosità ecc.). In **§1.1** se ne darà una breve classificazione in base alle caratteristiche morfologiche e fisiche che presentano, mentre in **§1.2** ne verranno discusse le proprietà osservative salienti: esse sono fortemente correlate mutualmente, dando origine alle relazioni di scala. La parte consistente di questo elaborato è il **Capitolo 2**, che si articola nei paragrafi **§2.1, §2.2, §2.3** dove verranno analizzati ed esemplificati i processi di emissione caratteristici di queste galassie, divisi per bande di osservazione da radio a X.

Indice

1	Caratteristiche delle galassie ellittiche	3
1.1	Classificazione	3
1.2	Profilo di brillantezza e relazioni di scala	5
2	Tipi di emissione nelle galassie ellittiche	7
2.1	Banda Ottica e UV	7
2.2	Banda X	10
2.3	Banda Radio	14
A		18

Capitolo 1

Caratteristiche delle galassie ellittiche

1.1 Classificazione

In generale, la classificazione degli oggetti dipende dal tipo di osservazione con cui li si studia. Storicamente, il metodo usato per la classificazione delle galassie fu quello fotometrico in banda ottica e perciò la prima classificazione, definita da Hubble nel 1923, segue le loro caratteristiche morfologiche in tale banda. Essa è la più conosciuta e usata attualmente e divide le galassie secondo la loro forma in ellittiche (E), spirali (S), a disco (S0) ed Irregolari (Irr). Un'ulteriore ripartizione definisce le ellittiche e S0 come *early-type*, mentre le spirali *late-type*. Questa suddivisione deriva da un'errata ipotesi di evoluzione che riteneva le galassie a spirale essere l'evoluzione delle ellittiche. La terminologia, mantenuta nel tempo, non ha però nulla a che fare con la traccia evolutiva delle galassie.

Le ellittiche, protagoniste di questa tesi, possono venire ulteriormente caratterizzate, andandone a studiare le isofote¹: tramite queste ultime, si definisce il parametro di ellitticità $\epsilon \equiv 1 - b/a$, dove a e b denotano il semiasse maggiore e minore, proiettati sul piano del cielo. Le galassie ellittiche coprono un vasto range di ellitticità $0 \leq \epsilon \lesssim 0.7$ e la notazione con cui si identificano è En , dove $n = 10\epsilon$.² Anche la forma tridimensionale ellisoidale di questi oggetti può differire molto. Denominando a, b, c i tre assi di un ellissoide, esso può essere *oblato* ($a = b > c$), *prolato* ($a > b = c$), triassiale ($a > b > c$). Un approccio statistico ha portato alla conclusione che la maggior parte delle galassie è debolmente triassiale, quasi oblata. Proprio per questo, bisogna tener conto che la classificazione morfologica basata sul parametro ϵ risente degli effetti di proiezione: se, per esempio, la forma di una galassia è un'ellissoide triassiale, la sua ellitticità osservata dipende dall'orientazione rispetto alla linea di vista della galassia stessa.

Oltre ai criteri di classificazione morfologici, anche altri aspetti possono essere utilizzati: indici di colore, parametri spettroscopici (basati su righe in emissione ed assorbimento), distribuzioni spettrali su banda larga (galassie con o senza emissione radio o X) ecc... Difatti, il termine generale di "galassie ellittiche" comprende una grande classe di galassie con differenti luminosità e dimensioni, alcune di esse sono

¹Le isofote sono contorni di isobrianza, ovvero curve di brillantezza superficiale costanti. Se il profilo di luce di una galassia è ellittico, le isofote stesse sono ellittiche

²Per esempio: E0 è una galassia che appare circolare nel cielo, mentre una di tipo E5 ha un l'asse minore che è la metà di quello maggiore

mostrate in Appendice, Fig.(A.1). In base alle loro caratteristiche fisiche, le si può dividere in:

- *Galassie Normali*. Questa classe include le giganti (gE), con luminosità $L \geq 2 \cdot 10^{10} L_{\odot}$, quelle con luminosità intermedia (E) e le compatte ellittiche (cE), comprendendo un range di magnitudini da $M_B \sim -23$ a $M_B \sim -15$;
- *Galassie Nane (dE)*. Possiedono una brillantezza superficiale e metallicità significativamente più bassa rispetto alle cE, una luminosità minore di $3 \cdot 10^9 L_{\odot}$;
- *Galassie cD*. Esse sono estremamente luminose ($M_B \sim -25$) e grandi (con raggi fino a $R \sim 1 \text{Mpc}$); la loro brillantezza superficiale è molto elevata nelle zone centrali, hanno un elevato rapporto M/L e presentano un envelope diffuso ed esteso. Poichè questo tipo di galassie si trova quasi esclusivamente al centro di densi ammassi e non è chiaro se l'envelope così esteso appartenga veramente alla galassia o sia parte dell'ammasso in cui essa è inserita;
- *Galassie Nane Compatte Blu - BCD*. Come suggerisce il nome, queste galassie mostrano un colore più blu rispetto alle altre ellittiche, con un indice di colore $\langle B - V \rangle$ tra 0.0 e 0.3, inoltre contengono un apprezzabile quantità di gas, in confronto alle altre;
- *Nane Sferoidali - dSph*. Queste galassie mostrano una bassa luminosità ($L < 3 \cdot 10^7 L_{\odot}$) e brillantezza superficiale. Sono state osservate fino a magnitudini $M_B \sim -8$, e proprio per questi motivi sono state osservate solo nel Gruppo Locale.

Le caratteristiche cinematiche dei moti delle stelle nella buca di potenziale delle galassie si possono ricavare dalla spettroscopia. In generale si identificano con \vec{v} i *moti di streaming*, ordinati, dovuti alla rotazione sistematica delle stelle intorno ad un asse; con σ i *moti random*, ovvero la dispersione di velocità, che riflette i moti casuali, in tutte le direzioni. Il rapporto v/σ fornisce la misura dell'importanza relativa di un moto o dell'altro ed è stato mostrato che in generale < 1 per le ellittiche: le velocità di rotazione di queste galassie sono troppo basse per spiegare il loro appiattimento (*flattening*), che perciò deve riflettere una dispersione di velocità anisotropa, piuttosto che un moto di rotazione. Dati osservati hanno poi mostrato che esiste una relazione tra proprietà cinematiche e fotometriche, ovvero:

- Le galassie più brillanti $M_B \lesssim -20.5$ sono sistemi che presentano poca rotazione, il loro appiattimento è dovuto principalmente alla velocità di dispersione anisotropa;
- Galassie di luminosità intermedia $-20.5 \lesssim M_B \lesssim -18$, invece, sono sistemi supportati dalla rotazione;
- Le galassie più deboli $M_B \gtrsim -18$, ovvero la maggior parte delle dE e dSph, mostrano bassa o nulla rotazione;

In conclusione, come mostrato a seguito in Tabella 1.1 le ellittiche ricoprono un enorme range (oltre 10^6) sia in luminosità che in massa.

Tab. 1.1: Caratteristiche delle galassie early-type - Fonte [1]

	S0	cD	E	dE	dSph	BCD
M_B	-17 a -22	-22 a -25	-15 a -23	-13 a -19	-8 a -15	-14 a -17
$M(M_\odot)$	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{13} - 10^{14}$	$10^8 - 10^{13}$	$10^7 - 10^9$	$10^7 - 10^8$	$\sim 10^9$
$D_{25}(Kpc)$	10 - 100	300-1000	1 - 200	1 - 10	0.1 - 0.5	< 3
$\langle M/L_B \rangle$	~ 10	> 100	10 - 100	1 - 10	5 - 100	0.1 - 10

Il rapporto massa-luminosità è in unità solari; D_{25} denota il diametro in cui la brillantezza superficiale è diminuita di 25 $B - mag/arcsec^2$

1.2 Profilo di brillantezza e relazioni di scala

In prima approssimazione le galassie ellittiche sono trasparenti. Non essendo la luce attenuata, la luminosità che proviene da questi sistemi può essere considerata come somma di contributi di miriadi di stelle. La distribuzione di luce che ne deriva segue la legge di de Vaucouleurs³, che descrive l'andamento della brillantezza superficiale in funzione della distanza proiettata dal centro R:

$$I(R) = I(R_e)e^{-7.67 \left[\left(\frac{R}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right]} \quad (1.1)$$

dove con R_e si denota il *raggio effettivo* cioè il raggio che include metà della luce della galassia. Le galassie normali ellittiche E e cD, sono ben approssimate da questa formula con qualche accorgimento (si veda Fig. 1.2). In contrasto con queste due classi, le galassie nane dE sono di solito meglio descritte da un profilo esponenziale. Secondo l'eq. 1.1 la brillantezza dovrebbe continuare a crescere andando verso il centro, ciò significa che la densità tridimensionale "sottostante" delle stelle dovrebbe crescere senza limite. A causa della risoluzione angolare limitata dei telescopi con cui si fanno le osservazioni però, non si riesce effettivamente a quantificare quanto aumenti la densità di stelle verso il centro (i valori osservati a quel punto raggiungono le migliaia di stelle per parsec cubo).

Nonostante le chiare differenze, elencate in §1.1, le ellittiche sono una classe di galassie che rispetta un elevato numero di relazioni di scala ben definite. A seguito se ne elencano le principali, che porteranno alla definizione del piano fondamentale.

Una prima importante relazione è la Faber-Jackson: essa lega la luminosità alla velocità di dispersione delle stelle al centro di esse (Fig.1.1) e può essere derivata dal teorema del viriale:

$$L \propto \sigma_0^4 \quad (1.2)$$

In più, si noti che il raggio effettivo correla con magnitudine assoluta M_B ed inoltre, dalla relazione⁴ tra luminosità, raggio effettivo e brillantezza sup centrale $L = 7.21 \pi I_e R_e$ una analoga relazione esiste per la brillantezza superficiale media $\mu_{ave} = \langle I \rangle$ in funzione di M_B : la brillantezza superficiale decresce all'aumentare della luminosità per le galassie normali E (si vedano i grafici di Fig.). Eliminando la luminosità assoluta si ottiene così la relazione di Kormendy tra raggio effettivo e brillantezza superficiale media entro

³ caso particolare della legge generale che descrive il profilo di galassie sferoidali, la legge di Sersic $I(R) = I_e e^{b_n \left[\left(\frac{R}{R_w} \right)^{-1} \right]}$, con e $b_n \approx 2n - 0.327$ e $n = 4$

⁴ ottenuta dalla legge di de Vaucouleurs, integrando sulla brillantezza a ogni raggio $L = \int_0^{inf} 2\pi R I(R) dR$

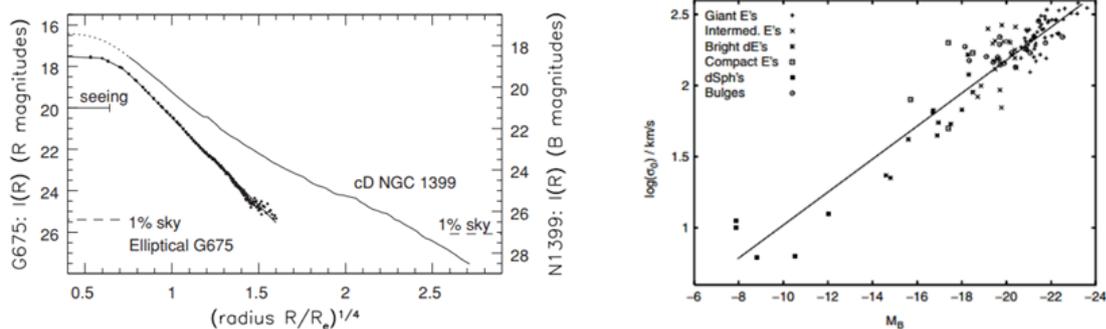


Fig. 1.1: *Sinistra* Profilo di brillantezza superficiale di due ellittiche luminose: profilo di de Vaucouleur (linea continua) e misure in banda-R della brillantezza della galassia G675 nell'ammasso di Abell (punti). Come si nota il profilo di brillantezza differisce da quello di de Vaucouleur nelle parti centrali, dove è presente un deficit di brillantezza di core. Il profilo delle parti più interne infatti è smussato a causa del *seeing* che appiatta l'immagine. La curva superiore mostra il profilo in banda-B della galassia cD NGC 1399, due volte più luminosa di G675: il profilo delle cD si estende per raggi maggiori rispetto alle E, dove devia significativamente dalla legge $R^{1/4}$ - Fonte [3]; *Destra* Le galassie più luminose hanno anche una dispersione di velocità σ più grande. Fonte [1]

tale raggio: $R_e \propto \langle I \rangle^{-0.83}$. Si ottiene in questo modo che $L \propto R_e^2 \langle I \rangle \propto \langle I \rangle^{-0.66}$ cioè $\langle I \rangle \propto L^{-1.5}$. Tenendo conto di quanto ricavato fin'ora e ricordando la 1.2, è evidente come si ottenga la relazione empirica del piano fondamentale (PF) che lega osservabili che caratterizzano le galassie ellittiche: dispersione di velocità, raggio effettivo e brillantezza superficiale media entro tale raggio. Generalmente tale relazione è scritto nella forma logaritmica

$$\log R_e = a \log \sigma_0 + b \log \langle I_e \rangle + cost \quad (1.3)$$

dove i valori di a e b sono stati stimati in diverse bande: $a = 1.53 \pm 0.07$ & $b = -0.82 \pm 0.02$ nell'ottico e $a = 1.53 \pm 0.08$ & $b = -0.75 \pm 0.01$ nel vicino infrarosso. Plottando dunque in uno spazio tridimensionale $\log \sigma_0, \log R_e, \log \langle I_e \rangle$ le galassie ellittiche sono concentrate sul piano fondamentale (Fig. 1.2)

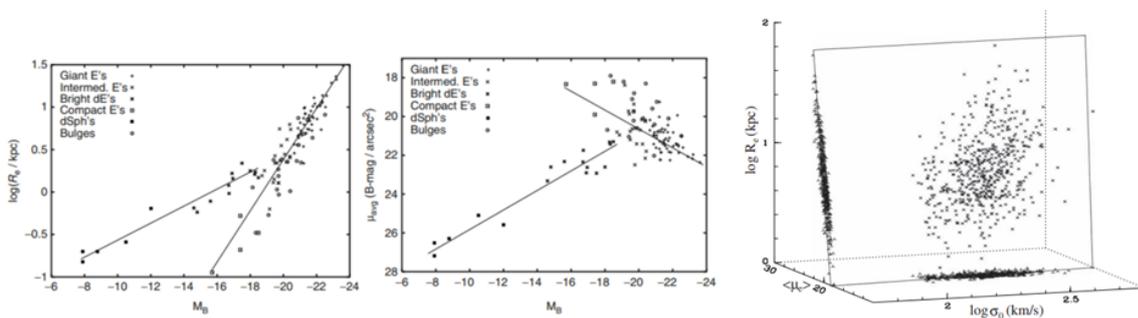


Fig. 1.2: *Sinistra:* Nelle due figure è mostrato come raggio effettivo (*sinistra*) e brillantezza superficiale media (*destra*) correlino con la magnitudine assoluta in banda B. Mentre la prima relazione l'andamento generale è valido per tutti i tipi di galassie ellittiche - R_e è maggiore per oggetti più luminosi-; nella seconda è chiaro come la pendenza della retta sia positiva per le nane dE e sferoidali dSph-la brillantezza aumenta all'aumentare della luminosità- e negativa per normali ellittiche - brillantezza diminuisce all'aumentare della luminosità - Fonte [1]; *Destra:* Piano fondamentale di galassie ellittiche nello spazio $\log \sigma_0 - \log R_e - \langle \mu \rangle_e$: σ_0 è la velocità di dispersione centrale, $\langle \mu \rangle_e$ è la brillantezza superficiale entro il raggio R_e espressa in [mag/arcsec²] - Fonte[2]

Capitolo 2

Tipi di emissione nelle galassie ellittiche

Come si è visto, le galassie ellittiche sono caratterizzate da una distribuzione di brillantezza superficiale *smooth*; inoltre contengono poco gas freddo e polveri ed hanno colori fotometrici rossi, caratteristici di una popolazione stellare vecchia. L'emissione stellare non è l'unico processo radiativo riscontrato nelle ellittiche: esse contengono ingenti quantità di gas caldo e alcune di esse mostrano un'attività nucleare intensa. In questo capitolo saranno discussi i principali processi di emissione delle varie componenti della galassia, divise per bande caratteristiche di osservazione.

2.1 Banda Ottica e UV

La luce delle galassie è emessa principalmente da stelle, perciò la distribuzione spettrale della radiazione nell'ottico di tali galassie è principalmente la sovrapposizione degli spettri della popolazione stellare. Le stelle sono uno dei migliori esempi di emissione di corpo nero. Il corpo nero è un corpo, otticamente spesso, che assorbe tutta la radiazione incidente senza rifletterla ed è in equilibrio termico con la radiazione stessa. Raggiunto l'equilibrio termico con la radiazione incidente, l'intensità della radiazione $I(\nu)$ emessa è indipendente dalle proprietà del corpo che emette, ma dipende solo dalla temperatura e dalla frequenza. L'emissione di corpo nero è quindi un'emissione di tipo termico e segue la legge di Plack

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ Hz ster}} \right] \quad (2.1)$$

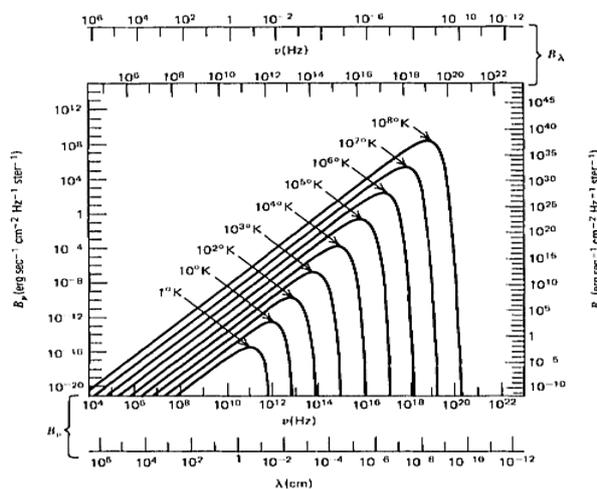


Fig. 2.1: Spettro di corpo nero in scala logaritmica a diverse temperature. Le curve di corpo nero non si intersecano mai: una curva di un corpo più caldo sta sempre sopra ad una curva di un corpo più freddo - Fonte [7]

espressione analoga per la lunghezza d'onda si ottiene dalla conversione $\nu = c/\lambda$ ponendo $d\nu = -(c/\lambda^2)d\lambda$ da cui $B(\lambda, T)d\lambda = -B(\nu, T)d\nu$. Ogni curva di corpo nero può essere studiata in due regioni a sinistra e a destra della frequenza di picco ν_{max} , cioè la frequenza a cui corrisponde il massimo di emissione di corpo nero e che quindi caratterizza il "colore" dell'emissione. Essa si ricava ponendo uguale a zero la derivata della funzione di Planck

$$\nu_{max} = 5.88 \cdot 10^{10} T \text{ [Hz K}^{-1}] \Leftrightarrow \lambda_{max} T = 0.29 \text{ [cm K]} \quad (2.2)$$

Come si vede, il picco della frequenza della legge di corpo nero si sposa linearmente con temperatura: a T più alte corrispondono frequenze più alte (blu); viceversa a T minori corrispondono frequenze più basse (rosse).

- Se $h\nu \ll kT$ i fotoni sono poco energetici e si ottiene l'approssimazione di Rayleigh espandendo l'esponenziale in serie $e^x - 1 \sim x + \frac{x^2}{2!} + \dots$

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2kT \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 \quad (2.3)$$

quindi a basse frequenze ($\nu \ll \nu_{max}$) il grafico logaritmico della funzione di Planck è una retta di pendenza pari a 2. Si noti come questa espressione non contenga la costante di Planck e che quindi si possa considerare un'approssimazione "classica". Infatti, se l'eq.(2.3) fosse applicata a tutte le frequenze, l'ammontare di energia totale $\propto \int \nu^2 d\nu$ divergerebbe, andando incontro a quella che è conosciuta come *catastrofe ultravioletta*. Per $h\nu \gg kT$ la natura discreta quantistica dei fotoni, va tenuta in considerazione.

- Se $h\nu \gg kT$ i fotoni sono invece molto energetici e si ottiene l'approssimazione di Wien

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (2.4)$$

dove il fattore di taglio esponenziale mostra come la brillantezza di corponero diminuisca molto rapidamente con la frequenza dopo aver raggiunto il suo massimo ν_{max}

In conclusione, in banda ottica, eccetto per le BCD's, le galassie ellittiche appaiono di colore rosso, il che suggerisce una popolazione stellare vecchia e ricca di metalli. Le galassie early type essenzialmente non hanno formazione stellare attiva, il che rende i loro spettri energetici caratterizzati da stelle rosse: giganti rosse nella fase di AGB oppure stelle di Main Sequence di classe K. Lo spettro integrato tipico delle ellittiche è mostrato in Fig.2.2. La forte depressione attorno ai 3500Å dimostra che non sono state prodotte nuove stelle negli ultimi 1-2 Gyr: poichè solo le stelle con massa minore di $2M_{\odot}$ sopravvivono più a lungo di tale periodo, sono queste le produttrici della maggiorparte della luce rossa della galassia, una volta lasciata la sequenza principale. Inoltre, esso mostra forti righe di assorbimento di elementi pesanti come calcio e magnesio, simile allo spettro di stelle K. Le stelle al centro delle galassie ellittiche appaiono abbastanza ricche di metalli, con composizione pressocchè solare. Il break a 4000Å è proprio prodotto dai metalli, responsabili dell'assorbimento della maggior parte della luce alle λ più basse.

La *feature* dei metalli porta con sè non poche controversie. In generale le galassie

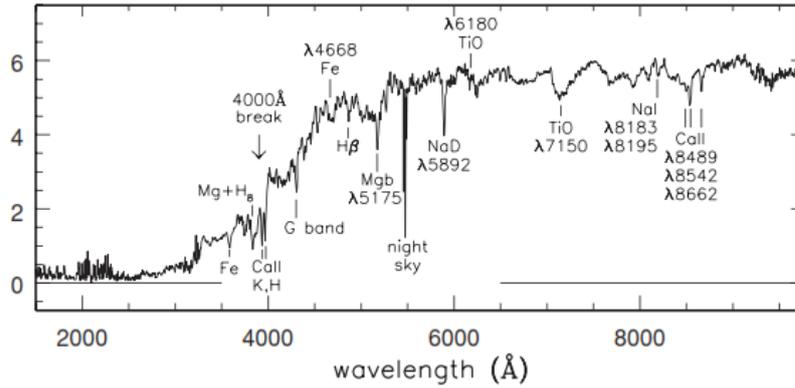


Fig. 2.2: Per le galassie *early-type*, che hanno una carenza di stelle calde blu, la maggior parte della luce emerge alle lunghezze d'onda maggiori, dove si può vedere righe in assorbimento caratteristiche di stelle fredde. Nel blu, lo spettro di queste galassie mostra forti righe in assorbimento H&K del calcio, e la *G-Band* caratteristica delle stelle di tipo solare - Fonte [3]

più brillanti sono più rosse, quelle più deboli sono più blu. Questo trend può essere spiegato se si suppone che le galassie più piccole siano anche più giovani o più povere di metalli. Alcuni astronomi, studiando l'intensità della riga $H\alpha$ ionizzata da stelle giovani e il break a 4000\AA , concordano sul fatto che quasi tutte le stelle delle ellittiche più luminose siano datate a 10 Gyr, mentre quelle della controparte più piccola, siano più giovani di qualche Gyr; altri spiegano la relazione colore-luminosità tramite differenze in composizione chimica: le galassie più luminose sono più ricche di metalli, al contrario, le più piccole perdono più facilmente il gas arricchito di metalli persi dalle loro stelle vecchie (sistemi più massivi sono capaci di intrappolare il gas, incorporando gli elementi pesanti in nuove stelle). A questo si aggiunge il fatto che le ellittiche presentano un gradiente di metallicità che aumenta andando dall'esterno verso l'interno: studiando le righe di assorbimento del magnesio a 5175\AA è stato trovato che il centro delle galassie è più ricco di metalli rispetto alla periferia. Inoltre, in confronto alla metallicità solare, il centro delle galassie ellittiche mostra un'abbondanza maggiore di elementi α (O, Mg, Na) rispetto al ferro. Sapendo che il ferro viene espulso nel mezzo interstellare da supernovae di tipo Ia (che derivano da stelle binarie) e che invece i maggiori produttori di elementi pesanti sono le supernovae di tipo II (esplosione di stelle molto massicce), si deduce che probabilmente le stelle delle ellittiche luminose sono state formate prima che le SN Ia avessero iniziato ad arricchire di ferro il gas galattico; un'altra possibilità è che eventi di tipo SNIa siano stati poco frequenti a causa di mancanza di binarie.

Sorprendentemente, nonostante la mancanza di stelle calde, le galassie ellittiche giganti non sono completamente prive di emissione nell'UV: come si vede in Fig. 2.3 esse tendono ad avere una risalita tra il limite di Lyman e 2500\AA . Inoltre la correlazione positiva tra il rapporto di colore tra UV-ottico (ovvero forza dell'UV upturn) e la forza della riga del magnesio Mg_2 ha portato a dover creare una teoria che spiegasse lo scenario in cui stelle ricche di metalli ($Z > Z_{\odot}$) e vecchie (\gtrsim *alcuni Gyr*) diventassero brillanti nell'UV. Diverse teorie furono sviluppate per spiegare questa concomitanza di osservazioni, l'ipotesi più accreditata oggi è che l'emissione provenga da stelle vecchie ricche di metalli, ma che hanno lasciato la sequenza principale e perso la maggior parte di envelope dell'idrogeno, esponendo il loro core. Il fenomeno, chiamato *UV upturn* riguarda le stelle vecchie di piccola massa. Esse,

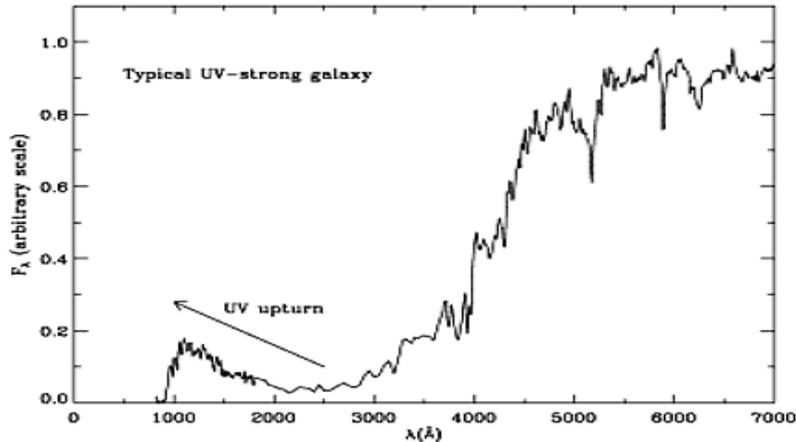


Fig. 2.3: Spettro composito della gigante ellittica NGC 4552 mostra un classico esempio di UV upturn - Fonte [10]

durante la loro evoluzione lungo il braccio delle giganti (RGB - *Red Giant Branch*) subiscono fenomeni significativi di perdita di massa e si posizionano sulla ZAHB *Zero Age Horizontal Branch* sequenza in massa in cui si posizionano le stelle che stanno bruciando He nel core. Le meno massive di questa sequenza, sono quelle che hanno perso più envelope nella fase di RGB, esponendo maggiormente il loro nucleo, e mostrano perciò una temperatura superficiale maggiore, causando un aumento di emissione nell'UV.

2.2 Banda X

Il mezzo interstellare dominante nelle ellittiche più luminose, dove contribuisce fino a $\sim 10^8 - 10^{10} M_{\odot}$ alla massa totale del sistema¹, è generalmente gas caldo (HIM) con $T \sim 10^7 K$ che emette in banda X, producendo una luminosità $L_X \sim 10^{39} - 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. La luminosità X (L_X) delle ellittiche correla con la luminosità ottica (L_B) in modo diverso in base alla loro massa: per le ellittiche più luminose ($L_B \gtrsim L_{B,crit} = 3 \cdot 10^9 L_{B,\odot}$) vale la relazione $L_X \propto L_B^2$, il che indica chiaramente un'origine non stellare del gas caldo; per le ellittiche più deboli ($L_B \lesssim L_{B,crit}$) le due luminosità sono approssimativamente proporzionali $L_X \propto L_B$. Tale tendenza può essere spiegata dal fatto che le galassie otticamente più brillanti sono anche maggiormente legate gravitazionalmente; al contrario, la buca di potenziale gravitazionale delle ellittiche più deboli è meno profonda e riesce a trattenere il gas in misura minore rispetto a quelle più massicce, perciò fenomeni di supernova sono sufficienti per allontanare il gas da tali galassie. Inoltre, l'emissione X del gas caldo di queste ultime difficile da osservare, poichè tale banda è dominata da sorgenti di origine stellare (binarie X di piccola massa) caratterizzate da uno spettro diverso (tipicamente più energetico) da quello del gas.

L'emissione X del gas nelle ellittiche è generato da due processi predominanti: Bremsstrahlung e processi di emissione in riga dovuti a transizioni *bound-bound*. La brems-

¹In buona approssimazione, il gas caldo delle galassie ellittiche è in equilibrio idrostatico. Infatti, il tempo dinamico di attraversamento è lo stesso del tempo di propagazione tipico del suono, come ci si aspetta da un gas all'equilibrio. La distribuzione di massa totale $M_{tot}(r)$ è quindi stata determinata per diverse galassie ed ammassi tramite osservazione negli X.

strahlung è un processo di emissione continua di tipo termico. Viene chiamata anche emissione *free-free*, in quanto affinché si manifesti si necessita di cariche libere; o anche *radiazione di frenamento* poichè l'interazione prevede la decelerazione di una particella, nel campo coulombiano di un'altra carica con conseguente perdita di energia. Per studiare il fenomeno si dovrebbero considerare anche le implicazioni quantistiche, ma per le applicazioni che si considerano anche una trattazione classica è sufficiente, con correzioni opportune tramite il cosiddetto fattore di Gaunt.

Si consideri in primo luogo, l'interazione singola tra un elettrone e un nucleo tramite forza coulombiana. In generale, una particella carica, quando accelerata, irradia energia secondo la formula di Larmor $P = (2e^2)/(3c^3a^2)$, nella quale, sostituendo l'espressione per l'accelerazione $a(t) = -(Ze^2)/(mx^2(t))$ si ottiene

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \frac{(Ze^2)^2}{m^2x(t)^4} \quad (2.5)$$

che rappresenta la potenza emessa dal singolo evento. Come si nota al diminuire della distanza $x(t)$ tra ione ed elettrone, la potenza aumenta come $P \propto x^{-4}$: si deduce che il massimo dell'emissione sia in corrispondenza della distanza minima tra le particelle, denominata parametro d'impatto b . Inoltre, poichè la carica dell'elettrone è tre ordini di grandezza più piccola di quella del protone, è ragionevole considerare che il processo di emissione sia dovuto principalmente agli elettroni liberi $P \propto m^{-2}$.

Per trattare il processo nella sua totalità si consideri l'intero gas il quale, per temperature maggiori $10^4 K$ risulta ionizzato: si può quindi parlare di plasma² con n_z , densità numerica degli ioni e n_e , densità numerica degli elettroni. Lo spettro di bremsstrahlung di un plasma termico è il risultato di tutti gli urti che ciascun elettrone subisce a differenti distanze di impatto e con diverse velocità. Poichè il gas è all'equilibrio termico, considerare tutte le possibili collisioni equivale a integrare l'emissività specifica su una distribuzione di velocità di Maxwell-Boltzmann³ dunque l'emissività specifica per la bremsstrahlung risulta

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{v_{min}}^{inf} J_{br}(\nu, v) f(v) dv = 6.8 \cdot 10^{-38} \cdot \frac{n_e n_z Z^2}{\sqrt{T}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff} \left[\frac{erg}{s \text{ cm}^3 \text{ Hz}} \right] \quad (2.6)$$

Dove l'esponenziale deriva dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann e, per una data frequenza, fornisce il *cut-off* dello spettro

$$\nu_{cutoff} \simeq \frac{kT}{h} \quad [Hz] \quad (2.7)$$

è evidente come all'aumentare della temperatura la frequenza di cut-off aumenta. Infine, tenendo conto che in astrofisica si trattano principalmente plasmi di idrogeno $n_e \simeq n_z$ e che il fattore di Gaunt⁴ medio assume valori dell'ordine dell'unità, risulta

$$J_{br}(\nu, T) \propto n_e^2 T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (2.8)$$

²gas ionizzato, globalmente neutro

³per una data temperatura T, la distribuzione di velocità di particelle di massa m_e è $f(v)dv \propto v^2 \exp\{-(m_e v^2)/(2kT)\}dv$

⁴Il fattore di Gaunt è una quantità adimensionale che dipende dal range di distanze alle quali avviene il processo di scattering tra ione ed elettrone. Per $h\nu \ll kT$ esso presenta solo una debole dipendenza logaritmica dalla frequenza e in banda X esso è approssimabile dalla forma $g(\nu, T) = \sqrt{3} \ln(kT/h\nu)/\pi$

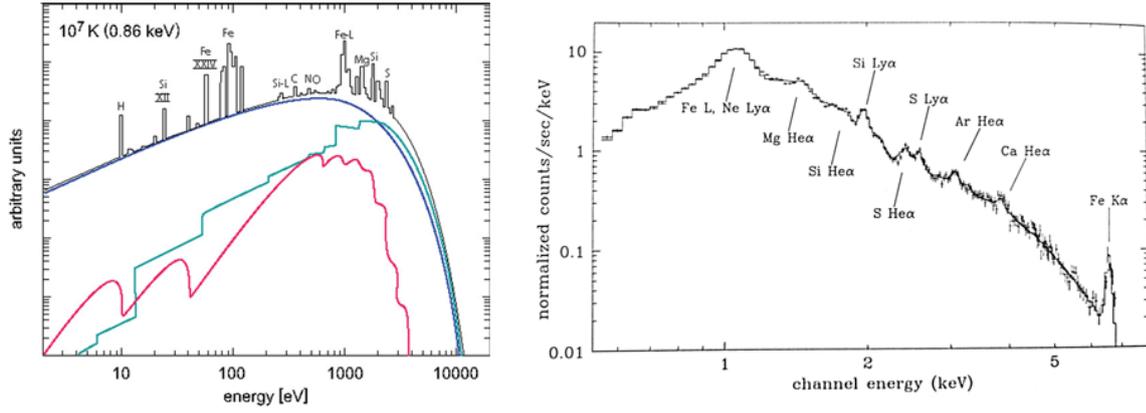


Fig. 2.4: *Sinistra:* Spettro teorico ad una temperatura di $10^7 K$ per abbondanza di elementi di tipo solare. Lo spettro totale è dato dai contributi di bremsstrahlung (blu), ricombinazione (verde), emissione stimolata (rosso) - Fonte: NED-Level5; *Destra:* Fotoni X contati ad ogni energia attorno alla galassia ellittica M87: l'emissione proviene principalmente da gas a temperatura $T \sim 3 \cdot 10^7 K$ - Fonte [3]

ovvero, fissata una certa temperatura caratteristica del gas, la distribuzione spettrale di Bremsstrahlung termica si mantiene piatta fino ad una certa frequenza critica, oltre la quale domina il fattore di taglio esponenziale e l'emissività cala rapidamente a zero. Per finire, l'emissività totale si ottiene integrando su tutte le frequenze (cioè sull'intero spettro)

$$J_{br}(T) = 1.4 \cdot 10^{-27} \sqrt{T} n_e^2 Z^2 \bar{g}_{ff} \left[\frac{erg}{s cm^3} \right] \quad (2.9)$$

Se si considerano le temperature $T_2 > T_1$ si ha che $J_{br}(\nu, T_1) > J_{br}(\nu, T_2)$ mentre $J_{br}(T_2) > J_{br}(T_1)$. Ciò significa che l'energia irradiata nell'unità di volume e di tempo è maggiore a basse temperature, ma l'emissione totale è maggiore a temperature più alte. Questo si spiega considerando la frequenza di cut-off. Infatti, con l'aumentare della temperatura, la frequenza di cut-off cresce e questo permette di avere fotoni più energetici a disposizione. Nel complesso, quindi, si ha più energia emessa, se si è in regimi di più alte temperature.

Il tempo di raffreddamento del gas caldo ionizzato è molto lungo, motivo per cui esso non forma altre fasi fredde dell'ISM delle galassie ellittiche. Il tempo di raffreddamento è definito come il rapporto tra l'energia termica totale del plasma e la quantità di energia persa per Bremsstrahlung

$$t_{br} = \frac{E_{th}^{tot}}{J_{br}(T)} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}} \sqrt{T} \quad [yr] \quad (2.10)$$

Con densità $n_e < 10^{-2} cm^{-3}$ e temperatura $T \sim 10^7 K$ produce un'emissione a spettro continuo fino al cut-off che cade nei soft-X⁵, ed ha un tempo di raffreddamento pari a $10^{10} yr$, motivo per cui il gas delle ellittiche, come anche quello *intracluster* degli ammassi di galassie, non si raffredda praticamente mai.

⁵I fotoni X sono generalmente classificati in *soft*, *medium*, o *hard* a seconda che le loro energie siano tra $0.1 - 1 keV$ e $1 - 10 keV$ e $> 10 keV$

Inoltre, in un mezzo otticamente sottile, ioni eccitati da collisioni con altri elettroni energetici possono diseccitarsi sia collisionalmente con altri elettroni, che radiativamente tramite emissione di un fotone. Alle densità tipiche dell'HIM la de-eccitazione collisionale è molto meno importante di quella radiativa con il risultato che praticamente ogni eccitazione collisionale produce emissione di un fotone. Nel plasma caldo astrofisico la bremsstrahlung non è quindi l'unico processo di emissione negli X: ad alte temperature gli atomi di piccola massa (come H e He) sono completamente ionizzati, ma nuclei più pesanti hanno un'energia di legame elettrone-nucleo maggiore e vengono eccitati tramite collisioni con elettroni liberi energetici. Per questo, come si vede Fig. 2.4, gli spettri X contengono righe di emissione discrete da parte di questi atomi pesanti (L-serie di Fe in diversi stati di ionizzazione, K-serie di Ne ecc.⁶) che decadendo radiativamente producono raggi X ad energie specifiche.

La bremsstrahlung è il principale processo di raffreddamento per i plasmi ad alte temperature ($T > 10^7 K$); processi secondari di raffreddamento sono quelli di ricombinazione, formando righe di emissione dovute alle transizioni free-bound nei raggi X soffici (CIV, OVI) o transizioni bound-bound nell'ottico, ma sono molto meno efficienti.

La causa della minore quantità di gas nelle ellittiche (rispetto alle spirali) può attribuirsi al loro processo di formazione. Il fatto che la struttura dinamica delle ellittiche sia meno ordinata delle galassie a disco suggerisce che la loro formazione sia stata più violenta. Si ritiene infatti che le ellittiche nascano da fenomeni di *merging* tra altre galassie a disco durante i quali è avvenuta una formazione stellare in blocco che da una parte ha esaurito il gas disponibile per la formazione stellare e dall'altra lo ha riscaldato, tramite esplosioni di supernova e venti stellari, creando l'unica componente oggi osservata (HIM). Inoltre, il mezzo intergalattico ricco di metalli è proprio spiegato dall'avanzata evoluzione delle stelle che ne fanno parte.

Si credeva che le galassie ellittiche non contenessero né gas né polvere, mentre invece queste componenti sono presenti, sebbene in frazione molto minore rispetto alle spirali. Tale frazione è quindi insufficiente per la formazione di stelle: la mancanza di una popolazione blu, ampiamente discussa nel § 2.1, è quindi correttamente giustificata. Dunque, le ellittiche possono contenere anche piccole quantità di *warm ionized* ($10^4 K$) come *cold neutral* ($< 100K$): masse tipiche sono di $10^2 - 10^4 M_\odot$ per il gas ionizzato, $10^6 - 10^8 M_\odot$ per la componente fredda. Contrariamente alle spirali, l'ammontare di polvere e gas atomico e molecolare non è correlata alla luminosità delle galassie ellittiche. In molti casi polvere e gas ionizzato si trovano al centro della galassia in piccole componenti discoidali, mentre altre ellittiche rivelano struttura di polvere complesse, filamentose o a chiazze. Questa componente di gas e polvere potrebbe risultare o dall'accumulo di massa persa dalle stelle all'interno della galassia, oppure dall'accrescimento da sistemi esterni. L'ultima ipotesi è supportata dal fatto che queste polveri e dischi di gas hanno una cinematica disaccoppiata da quella della componente stellare.

⁶Queste serie sono analoghe alle serie di Lyman, Balmer, Paschen dell'idrogeno

2.3 Banda Radio

Una classe speciale ed eterogenea di galassie sono le cosiddette galassie attive, le quali presentano una forte sorgente di energia nucleare compatta e più brillante rispetto ad una regione delle stesse dimensioni in una galassia normale: da qui il nome di AGN - *Active Galactic Nuclei*. La distribuzione spettrale di questi oggetti non è imputabile a processi prettamente stellari, inclusa una normale attività di supernovae: alcuni AGN hanno forti emissioni nell'ottico, UV e X; mentre altri risultano meno luminosi delle galassie ospiti in queste regioni spettrali, ma sono forti sorgenti radio (Fig. 2.5).

In particolare, la classe AGN di interesse per questo elaborato sono le radiogalassie, caratterizzate da una forte emissione radio $P_{1.4GHz} \geq 2 \cdot 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$ a

$\sim 1.4GHz$. Poichè le galassie normali a spirale hanno di solito una debole emissione radio⁷, sono le giganti ellittiche ad ospitare un nucleo galattico che produca un'emissione tale da rientrare nella classificazione di radiogalassie. Esse hanno una struttura caratteristica a doppio lobo che si estende per diverse centinaia di Kpc (o addirittura Mpc) dal nucleo centrale, che coincide con il nucleo della galassia ospite. I lobi sono frequentemente connessi al core centrale da getti, sottili strutture responsabili del trasporto di energia dal centro fino ai lobi. I getti sono raramente simmetrici: spesso ne viene osservato solamente uno; mentre nelle sorgenti con due getti, uno è comunque significativamente meno brillante dell'altro. All'interno dei lobi si trovano strutture chiamate *hot spot*, zone attive in cui il getto impatta con il mezzo intergalattico, di dimensioni $\sim 1 \text{ Kpc}$.

Per le radiogalassie si distingue tra *Broad-line radio galaxy* BLRG e *Narrow-line radio galaxies* NLRG sulla base dei loro spettri nella parte ottica⁸. Inoltre, le sorgenti radio estese vengono divise in altre due classi, a seconda della loro morfologia in tale banda (Fig.A.2): si definiscono FR I (*Fanaroff-Riley Type I*) le radiogalassie che sono più brillanti nelle parti vicine al core e la cui brillantezza superficiale decresce verso l'esterno (*edge darkened*); al contrario, per la classe FR II la brillantezza aumenta andando verso i lobi esterni (*edge brightened*). Quest'ultime sono sorgenti radio più potenti ($P_{1.4GHz} \geq 4 \cdot 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$) con $L_\nu(1.4GHz) \geq 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, mentre le FRI sono tipicamente più deboli.

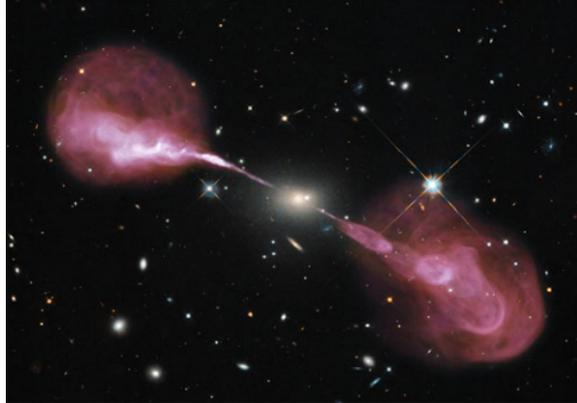


Fig. 2.5: Radiogalassia Hercules A e la relativa galassia ellittica al centro dell'immagine. Sovrapposta all'immagine ottica vi è l'immagine presa alle lunghezze d'onda radio. Si vedono i due getti eiettati da parti opposte della galassia che terminano nei lobi radio. L'energia dei jet è prodotta da un SMBH di massa $M_\bullet \sim 2.5 \cdot 10^9 M_\odot$ - Fonte[1]

⁷Stelle e galassie normali non sono forti sorgenti radio, l'emissione in tali casi è dovuta principalmente a emissione di SNR. Per esempio, la Via Lattea ha una luminosità che eccede $10^{10} L_\odot$ nell'ottico, mentre l'output radio è solamente $2500 L_\odot$, misurato in termini di luminosità bolometrica solare $L_{bol,\odot} = 3.86 \cdot 10^{26} \text{ W}$

⁸In linea di principio questi due tipi di radiogalassie possono anche essere considerati come Sy1 e Sy2 radio-loud, rispettivamente, nonostante la diversa morfologia della galassia ospite.

L'energia prodotta dagli AGN è generata da un buco nero supermassiccio al suo interno (SMBH) con massa $10^6 M_\odot \lesssim M \lesssim 10^9 M_\odot$, il quale accresce materia gravitazionalmente e la converte in energia cinetica. L'emissione radio deriva quindi dalla materia espulsa dal buco nero sotto forma di getti di particelle a velocità prossime a quella della luce ed è definita radiazione di sincrotrone. Esso è un processo non termico⁹, prodotto da particelle energetiche con velocità relativistiche, che si muovono in un campo magnetico. In generale, una particella che si muove in un campo magnetico è soggetta alla forza di Lorentz che ne devia la traiettoria secondo la legge $\vec{F} = (q/c) \vec{v} \times \vec{H}$ costringendola ad un moto elicoidale attorno alle linee di forza del campo. Si ha quindi

$$|\vec{F}| = \frac{dp}{dt} = m \frac{dv_\perp}{dt} = \frac{q}{c} v_\perp H \sin\theta \quad (2.11)$$

con $v_\perp = v \sin\theta$, dove θ è l'angolo di Pitch¹⁰: l'unica componente di velocità che può modificare la forza subita dalla particella è quindi quella perpendicolare al campo magnetico. Il vettore accelerazione centripeta $\vec{a} = \vec{v}_\perp^2/r$, perpendicolare al piano contenente \vec{v} e \vec{H} , non modifica il modulo della velocità ma solo la sua direzione ed è inoltre costante¹¹: sul piano perpendicolare al campo magnetico la particella si muove di moto circolare uniforme.

All'interno del campo magnetico la particella emette radiazione con una potenza data dalla formula di Larmor, che nel caso il cui la particella si muova a velocità relativistica $\gamma \gg 1$ diventa

$$P = -\frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 = 2c\sigma_T \gamma^2 \frac{H^2}{8\pi} \sin^2(\theta) \quad [ergs^{-1}] \quad (2.12)$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson e $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ è il fattore di Lorentz. Anche in questo caso $P \propto m^{-2}$ perciò la radiazione viene emessa principalmente dagli elettroni mentre il contributo dei protoni risulta trascurabile. Dalla (2.12) si deduce che più l'energia della particella è alta $\epsilon = \gamma m_0 c^2$, maggiore è la quantità di radiazione emessa, ed essa sposta di conseguenza ad energie inferiori, dove emette di meno. Allo stesso tempo un campo magnetico elevato fa perdere più energia alla particella, facendole emettere più radiazione.

Il moto relativistico ha un grosso impatto sulla geometria dell'emissione: la radiazione¹² non è emessa in modo isotropo ma, a causa dell'aberrazione relativistica, in uno stretto cono di semiapertura $1/\gamma$ il cui asse di simmetria coincide con la direzione della velocità della particella (effetto di *beaming*). Poichè la carica è in moto circolare, all'osservatore risulta possibile ricevere il segnale solo quando la linea di vista cade all'interno del cono di radiazione; ed inoltre, poichè l'energia è emessa sempre in maniera perpendicolare all'accelerazione centripeta, la radiazione di sincrotrone risulta polarizzata linearmente, caratteristica che rende il sincrotrone facilmente distinguibile.

Per quanto riguarda lo spettro della radiazione di singola particella, proprio a cau-

⁹la distribuzione energetica delle particelle non è la Maxwell-Boltzmann

¹⁰Esso è l'angolo compreso tra il vettore velocità e le linee di forza di campo

¹¹nella trattazione si considera il campo magnetico costante

¹²In generale, la distribuzione angolare della radiazione di una carica accelerata è quella di un dipolo elettrico oscillante $\frac{dP}{d\Omega} \propto \sin^2\Theta$, dove Θ è l'angolo tra la direzione dell'accelerazione e quella di emissione della radiazione. La distribuzione è quindi sempre isotropa nel sistema di riferimento della particella e rimane tale anche in quello di un osservatore esterno, per regimi non relativistici.

sa dell'aberrazione, l'energia viene irradiata sottoforma di infinite armoniche della frequenza di girazione, con frequenza caratteristica

$$\nu_c = 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 \frac{H}{\mu G} \text{ [GHz]} \quad (2.13)$$

dove il campo magnetico H delle radiosorgenti ha valori tipici tra le decine di mG fino a un centinaio di mG.

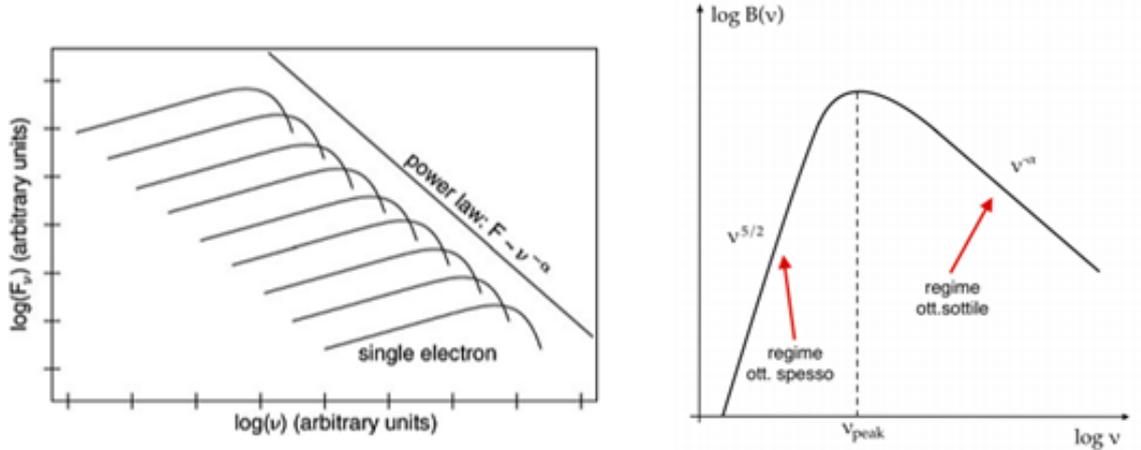


Fig. 2.6: Elettroni, ognuno ad una determinata energia, emettono uno spettro di sincrotrone che è rappresentato dalle curve individuali, dove il massimo della radiazione è in corrispondenza di ν_c (eq. 2.13) che dipende dall'energia dell'elettrone. La sovrapposizione di tali spettri, corrispondenti ad una data distribuzione energetica di elettroni, produce uno spettro a legge di potenza $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ (sinistra) - Fonte [1]; spettro di sincrotrone con autoassorbimento (destra) - Fonte [4]

L'emissività totale di un'intera popolazione di elettroni, dotati di diverse energie che seguono una distribuzione di energia a legge di potenza $N(\epsilon) = N_0 \epsilon^{-\delta}$ è

$$J_S(\nu) \propto N_0 H^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} = N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (2.14)$$

dove l'indice spettrale $\alpha = (\delta - 1)/2$ è misura diretta della distribuzione dei fotoni e, poichè $F(\nu) \propto J_S(\nu)$, esprime la pendenza della distribuzione in un grafico $\log \nu - \log F(\nu)$ (Fig. 2.6). Si noti che lo spettro di emissione è determinato dalla pendenza δ dello spettro energetico degli elettroni, piuttosto che dalla forma dello spettro di emissione di un singolo elettrone; difatti lo studio degli spettri delle radiosorgenti da informazioni sulla distribuzione in energia degli elettroni che la producono.

Con il passare del tempo, emettendo radiazione, le particelle perdono parte della loro energia cinetica spostandosi ad energie minori e conseguentemente emetteranno in misura minore, secondo la (2.13). Definendo il tempo caratteristico t^* di raffreddamento come rapporto tra energia totale delle particelle e tasso di perdita di tale energia risulta

$$t^* = \frac{1}{C_{sync} \epsilon_0 H^2 \sin^2(\theta)} \propto \frac{1}{\epsilon_0} \quad (2.15)$$

se ne deduce che particelle con molta energia iniziale hanno un tempo di vita più breve di quelle con energie inferiori. Nello spettro di sincrotrone l'invecchiamento crea quello che viene definito *cut-off* in ν^* , cioè un troncamento netto della legge di potenza. Se invece vi è un rifornimento di particelle relativistiche non si osserva il troncamento appena descritto ma un cambiamento di pendenza oltre la frequenza di

break: per $\nu > \nu^*$ si ha $J_S(\nu) \sim \nu^{-(\alpha+0.5)}$.

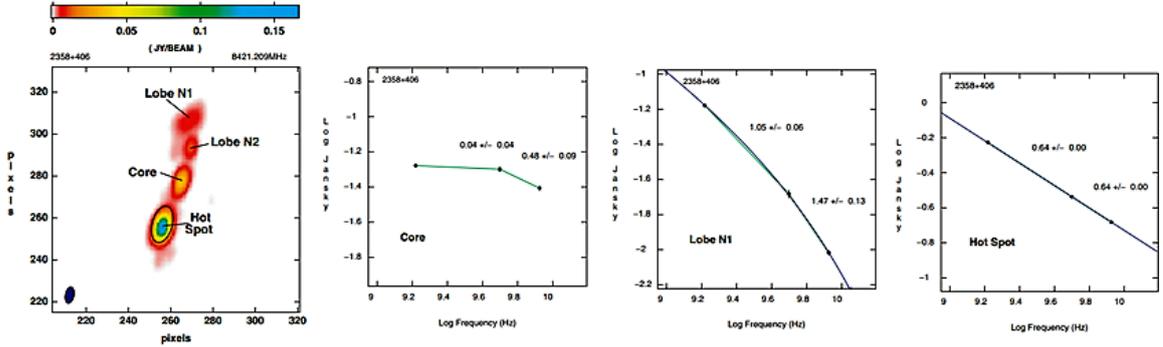


Fig. 2.7: Fit spettrali nei lobi (modello JP), hot spot (legge di potenza) e core (spettro invertito) della sorgente B3-2358+406 - Fonte [5]

Perciò, per stimare l'età di una particolare regione di una radiosorgente, basta determinarne lo spettro ed identificare la frequenza di break (*spectral aging*). Se lo spettro non è molto ripido, gli elettroni sono "giovani", appena accelerati dalla sorgente, queste sono le zone in prossimità degli hot spot. Allontanando da essi, verso il centro lo spettro si irripidisce di più, dato che non vi è un rifornimento così efficiente di elettroni, segno che si stanno osservando le popolazioni più vecchie. Queste features sono esemplificate in Fig. 2.7, fatta eccezione per il core della radiosorgente. Quest'ultima è una zona otticamente spessa e soggetta ad autoassorbimento. Questo è un fenomeno si presenta quando $T_e \sim T_B$ (temperatura cinetica elettroni vs t di brillantezza) ovvero nel caso in cui gli elettroni non sono trasparenti alla propria radiazione. In tali casi lo spettro si divide in due regioni, una in cui il regime è otticamente sottile e la brillantezza è pari all'emissività $B_S(\nu) \approx \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{\alpha+1}$; un'altro di regime otticamente spesso¹³ in cui $B_S(\nu) \approx \nu^{5/2} H_{\perp}^{-1/2}$ (Fig. 2.6). Dalla frequenza di picco inoltre si può ricavare il campo magnetico presente nella sorgente, una volta conosciute le dimensioni angolari

$$\nu_{peak} \approx S_{peak}^{2/5} \theta^{-4/5} H_{\perp}^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (2.16)$$

Infine, un altro metodo per ricavare il campo magnetico delle radiosorgenti più compatte è tramite l'equipartizione. Infatti, sommando l'energia totale di un oggetto che emette per sincrotrone (somma di energia delle particelle e energia del campo magnetico) si trova un minimo dell'energia. In corrispondenza di tale minimo si trova il valore del campo magnetico di una sorgente supposta in condizioni di minima energia

$$H_{eq} = \left[\frac{3}{4} (1+k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (2.17)$$

con L luminosità della sorgente di volume V, k che dipende dalla composizione del plasma e C_{el}, C_H costanti. Da osservazioni risulta che questo campo magnetico teorico concorda efficacemente con quello misurato dalla frequenza di picco ν_{peak} per sorgenti giovani e compatte, e quindi fornisce una buona stima dell'effettivo campo magnetico.

¹³nonostante il nucleo sia autoassorbito si vede chiaramente che lo spettro non segue la pendenza di -2.5 attesa. Questo perchè, di oggetti che seguono tale pendenza sono rari. Per esempio, un plasma termico interposto tra sorgente ed osservatore può facilmente modificare lo spettro autoassorbito.

Appendice A

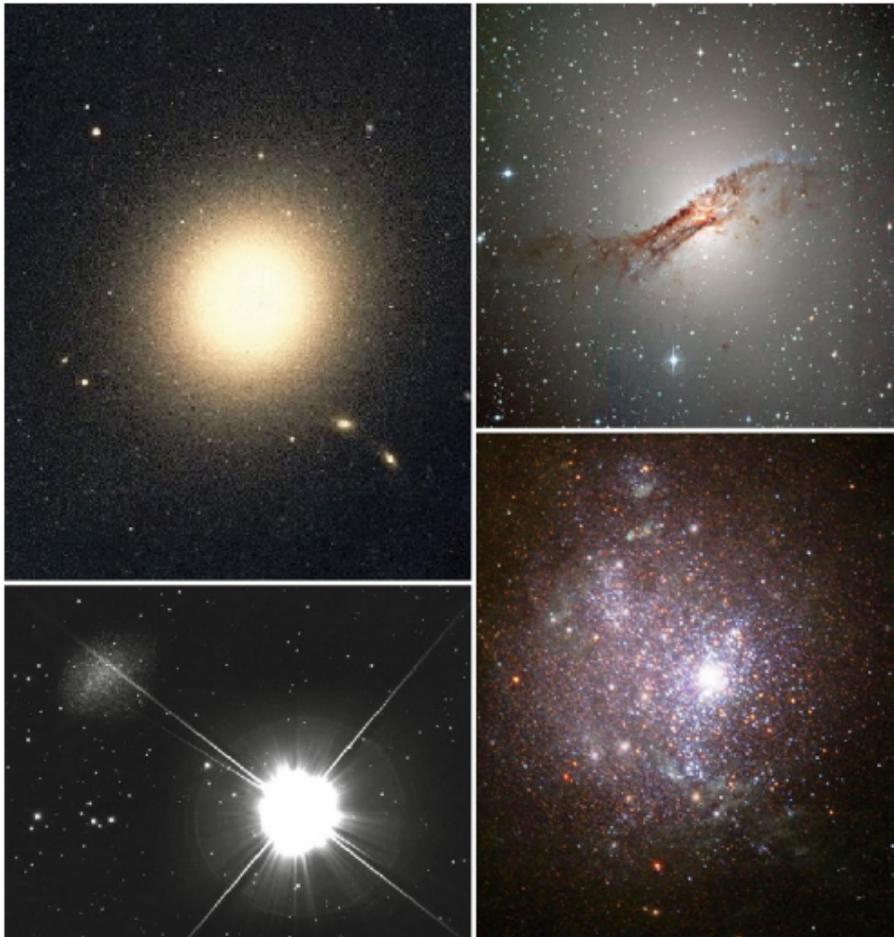


Fig. A.1: Diversi tipi di galassie ellittiche. *Alto sinistra:* galassia cD M87 all'interno dell'ammasso di Virgo; *alto destra:* Centaurus A, gigante ellittica con un disco distintivo di polvere e un nucleo attico; *basso sinistra:* la galassia Leo I (posizionata nell'angolo in alto a sinistra dell'immagine) è una delle nove galassie nane sferoidali del Gruppo Locale; *basso destra* NGC 1705, la nana irregolare mostra indicatori di formazione stellari - un ammasso stellare e un forte vento galattico. - Fonte [1]

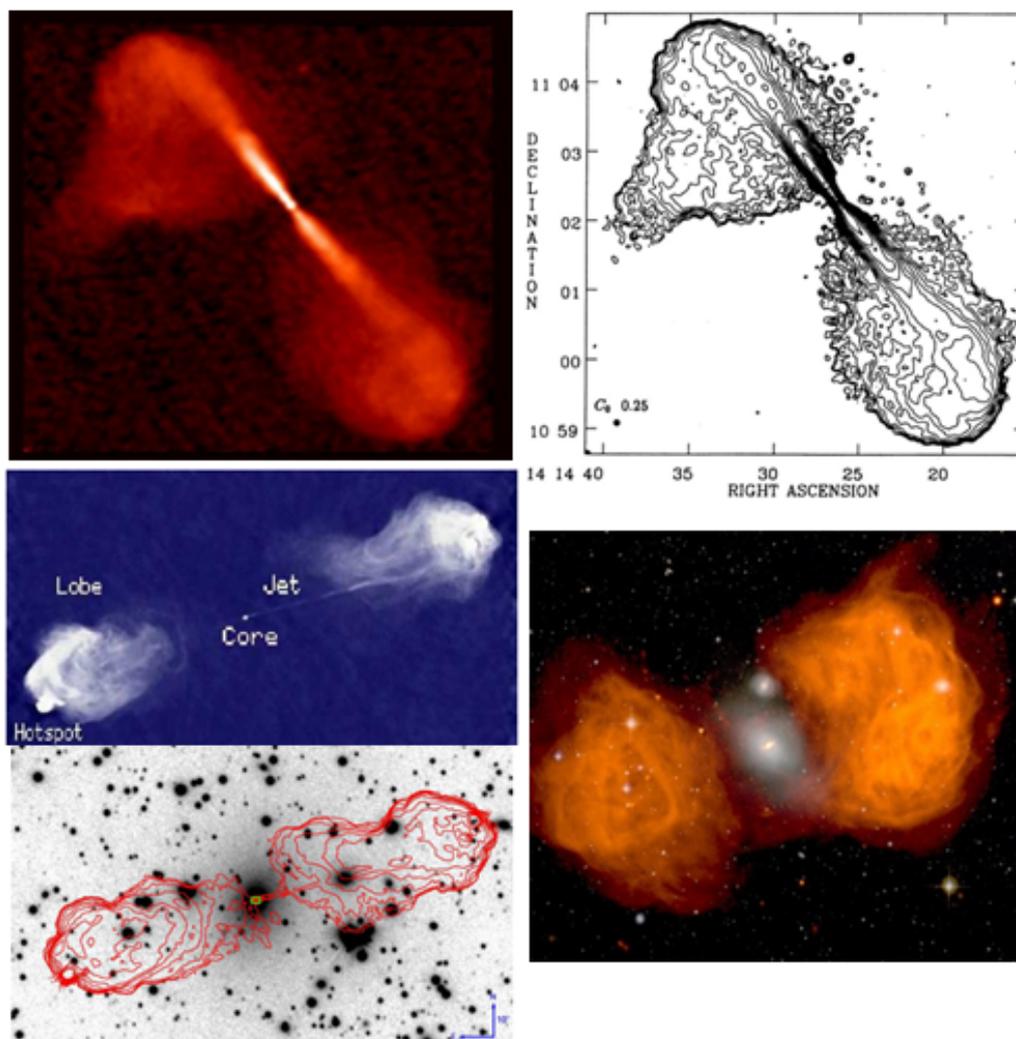


Fig. A.2: Vari tipi di radiogalassie. *Alto:* radiogalassia 3C 296, tipo FR I (edge-darkened) immagine radio VLA, a 20cm,1.5GHz (sinistra) e relativi contorni radio (destra). In entrambe le rappresentazioni si nota l'intensità dell'emissione decrescere dall'interno verso l'esterno; i getti nascono relativistici, perdono velocità e interagendo con la materia si rendono visibili.

Basso sinistra: Cygnus A, radiogalassia di tipo FR II (edge brightened), VLA 5GHz (alto); Immagine multibanda: l'immagine di background in scala di grigio è quella ottica dal telescopio Gemini, mentre in rosso si vedono i contorni radio, VLA 2 GHz (basso). I getti nelle radiosorgenti potenti rimangono ultrarelativistici e non si vedono o se ne vedono solo piccoli tratti.

Basso Destra: Fornax A, a 1.41 GHz color arancio (NRAO Image gallery), sovrapposta all'immagine ottica di HST. Non sono presenti nè hotspot nè getti: è una radiosorgente spenta, poichè l'emissione radio, se non rifornita, ha tempi di vita brevi $\sim 10^8 yr$; lo spettro sarà quindi ripido

Bibliografia

- [1] P. Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology - an introduction*
- [2] H. Mo, F. van den Bosch, S. White, *Galaxy Formation and Evolution*
- [3] L.S.Sparke and J.S.Gallagher, *Galaxies in the Universe - an introduction*
- [4] D. Dallacasa, *Processi di radiazione e MHD*, appunti a.a. 2017-2018
- [5] M. Orienti, D. Dallacasa, C. Fanti, S. Tinti, C. Stanghellini, "*The B3-VLA CSS sample. V. VLA images at 6 and 3.6 cm*", A&A, 2004
- [6] S. Pellegrini, *Astrofisica Extragalattica*, appunti a.a. 2017-2018
- [7] G.B. Rybick, A.P.Lightman, *Radiative processes in astrophysics*
- [8] Longair, *High Energy Astrophysics*
- [9] W.G. Mathews, F. Brighenti "*Hot gas in and around elliptical galaxies*", Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2003
- [10] Suhyoung K. Yi "*The Current Understanding on the UV Upturn*", 2008