

ALMA Mater Studiorum  
Università degli Studi di Bologna

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Astronomia

CARATTERISTICHE PRINCIPALI  
DELL'EMISSIONE DI  
GALASSIE ELLITTICHE

Elaborato Finale

Candidato:  
Marco Merusi

Relatore:  
Prof. Daniele Dallacasa

*Daniele Dallacasa*

---

---

Sessione II  
Anno Accademico 2014-2015



## Sommario

Fin dalla loro scoperta, le galassie ellittiche hanno sempre suscitato grande curiosità da parte degli astronomi, in quanto strutture dotate di dinamiche alquanto complesse. Spesso considerate meno affascinanti delle galassie a disco, esse vantano molteplici caratteristiche di carattere morfologico e radiativo; noi le osserviamo sulla Terra e fuori dall'atmosfera con ogni tipo di strumento, dato che tutto lo spettro elettromagnetico ne testimonia la presenza e, in molti casi, la piena attività nucleare.

Obiettivo della presente dissertazione è fornire una panoramica generale riguardo le forme di emissione delle galassie ellittiche, approfondendo particolarmente i meccanismi principali e le modalità fisiche. Inizialmente vedremo brevemente come queste galassie vengono classificate e le leggi empiriche che ne descrivono alcuni importanti parametri osservativi; successivamente analizzeremo separatamente le tre bande (Ottica, X e Radio) in cui l'emissione è prominente, soffermandoci sui relativi meccanismi dominanti (rispettivamente: emissione di Corpo Nero, Bremsstrahlung e Sincrotrone) e le peculiarità.



# Indice

<b>1</b>	<b>Cenni generali sulle galassie ellittiche</b>	<b>1</b>
1.1	Classificazione . . . . .	1
1.2	Leggi fondamentali . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Caratteristiche dell'emissione di galassie ellittiche</b>	<b>4</b>
2.1	La banda ottica . . . . .	4
2.1.1	Radiazione di Corpo Nero . . . . .	5
2.2	La banda X . . . . .	7
2.2.1	Radiazione di Bremsstrahlung . . . . .	8
2.3	La banda radio . . . . .	11
2.3.1	Radiazione di Sincrotrone . . . . .	13
	<b>Bibliografia</b>	<b>17</b>



*Nella nostra galassia ci sono quattrocento miliardi di stelle,  
e nell'universo ci sono più di cento miliardi di galassie.  
Pensare di essere unici è molto improbabile.*

Margherita Hack





# Capitolo 1

## Cenni generali sulle galassie ellittiche

Le galassie ellittiche sono sistemi stellari dal contenuto estremamente esiguo (se non inesistente) di gas interstellare freddo (CNM, Cold Neutral Medium, utile alla formazione di nuove stelle) e polvere. Le stelle nella maggior parte di tali galassie si trovano in stadi vitali molto avanzati, tanto da avere età confrontabili all'età dell'Universo: ciò è consistente con l'assenza del sopraccitato CNM. Per questo motivo queste galassie sono contraddistinte da un colore rossastro, dovuto al fatto che la maggior parte delle stelle che le popolano sono rosse; tramite i telescopi X inoltre è stato possibile scoprire la presenza di un buco nero supermassiccio al centro di questo tipo di galassie. A titolo puramente indicativo, le dimensioni di tali galassie possono raggiungere i  $100\text{Kpc}$  ed ospitano da  $10^9$  a  $10^{12}$  stelle, ossia dalle  $10^9$  alle  $10^{13}$  masse solari.



**Figura 1.1:** *Galassia ellittica M86*

### 1.1 Classificazione

La classificazione generale morfologica delle galassie più comunemente accettata è quella proposta da Edwin Hubble nel 1926: egli suddivise le galassie in ellittiche, spirali, lenticolari (o  $S0$ ) ed irregolari. Nel caso di nostro interesse, le galassie ellittiche si distinguono a loro volta in otto categorie identificate dalla lettera E seguita dal numero  $\epsilon$  (moltiplicato per 10) che rappresenta l'**ellitticità**, definito

dalla formula:

$$\epsilon = 1 - \frac{\text{semiasse minore}}{\text{semiasse maggiore}}$$

Si va dunque dalla classe  $E0$  di oggetti perfettamente circolari alla classe  $E7$  di oggetti schiacciati e oblungi (non sono mai state individuate galassie con  $\epsilon$  superiore a 0.7). Dal punto di vista delle dimensioni e della luminosità, è possibile suddividere le galassie ellittiche secondo un'altra classificazione:

- **Ellittiche Normali.** Esse includono le ellittiche giganti, quelle di luminosità intermedia e le ellittiche compatte.
- **Ellittiche Nane (dE).** Esse hanno brillantezza superficiale e metallicità molto inferiori rispetto alle compatte.
- **Ellittiche cD (supergiganti diffuse).** Estremamente grandi e luminose, si trovano solo nei centri degli ammassi di galassie.
- **Ellittiche Nane Compatte Blu (BCD).** Come suggerisce il nome, esse sono di colore più blu rispetto alle altre ellittiche e presentano un maggiore contenuto di gas freddo.
- **Ellittiche Sferoidali Nane (dSph).** La luminosità e la brillantezza superficiale sono molto basse, e ciò ha permesso di osservare solo quelle del Gruppo Locale (nei dintorni della Via Lattea).

## 1.2 Leggi fondamentali

Per quanto riguarda il comportamento dei parametri fisici delle galassie ellittiche, essi obbediscono ad alcune importanti leggi: il profilo di brillantezza di De Vaucouleurs e le leggi di Faber-Jackson e Kormendy.

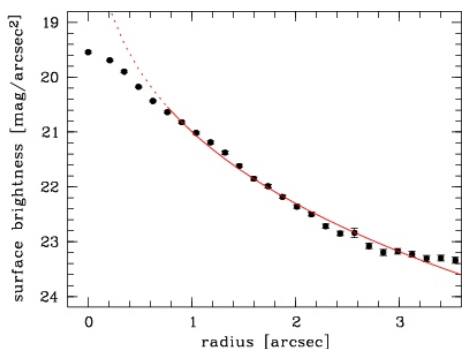
Alla fine degli anni '40, Gérard De Vaucouleurs scoprì una invarianza di scala tra i termini  $\frac{I(R)}{I(0)}$  e  $\frac{R}{R_e}$ , dove  $I(R)$  rappresenta l'intensità ad una distanza  $R$  dal centro della galassia,  $I(0)$  l'intensità al centro e  $R_e$  il raggio effettivo entro cui è emessa metà della luminosità totale della galassia. Quest'ultimo è definito dalla relazione:

$$\frac{L}{2} = \int_0^{R_e} R I(R) dR$$

dove  $L$  è la luminosità totale della galassia ellittica. Per mezzo di questa relazione, l'astronomo ricavò la **Legge di De Vaucouleurs**, valida per la maggior parte delle galassie ellittiche:

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

in cui, empiricamente,  $b \approx 7,67$  (figura 1.2).



**Figura 1.2:** *Profilo di brillantezza di una galassia ellittica (punti neri) e profilo di De Vaucouleurs (linea rossa)*

quindi la luminosità  $L$  ed infine, per mezzo della magnitudine, si risale alla sua distanza. Tutt'ora la Legge di Faber-Jackson è confermata dagli strumenti più avanzati.

L'anno successivo (1977) l'astronomo John Kormendy stabilì la seguente legge empirica, nota come **Legge di Kormendy**:

$$L \propto R_e^{-1}. \quad (1.2)$$

Nonostante  $R_e$  sia apparentemente variabile (a differenza di  $\sigma$  che è intrinseca), è comunque possibile calcolare la distanza degli oggetti per mezzo del parametro  $\frac{L}{R_e^2}$ , detto "Brillantezza assoluta superficiale", invariante della distanza.

Negli anni '80 infine, il metodo della PCA (Principal Component Analysis) determinò la correlazione di soli tre parametri fisici per le galassie ellittiche:  $L$ ,  $\sigma$  e  $R_e$ . Essi sono legati nella famosa equazione del **Piano Fondamentale**:

$$\alpha \log L + \beta \log \sigma + \gamma \log R_e = \text{costante}.$$

Questa legge, rappresentata dall'equazione di un piano in tre dimensioni molto sottile (lo "spessore", ossia l'errore, è del 5%), altro non è che una proiezione tridimensionale delle leggi di Faber-Jackson (1.1), di Kormendy (1.2) e della relazione  $D_n$ - $\sigma$  (tra il diametro fotometrico  $D_n$  e  $\sigma$ ) studiata nel 1987 da Alan Dressler. La correlazione tra i tre parametri stabilisce che le galassie ellittiche sono sistemi estremamente regolati tra loro (sulla struttura, la cinematica e le popolazioni stellari); dunque la formazione di questi oggetti deve essere stata un processo "speciale": maggiori sono le dimensioni degli oggetti, più numerosi saranno i possibili modi di formazione, e dunque il Piano Fondamentale tende a dilatarsi (rispetto a quel 5% sopracitato).

Circa trent'anni dopo (1976), Sandra Faber e l'allora assistente Robert Jackson determinarono un'importante legge astrofisica che porta il loro nome: la **Legge di Faber-Jackson** stabilisce infatti che

$$L \propto \sigma^4. \quad (1.1)$$

Il significato sta nel fatto che nelle galassie ellittiche la luminosità totale è correlata alla dispersione di velocità  $\sigma$  elevata alla (circa) quarta. Esso costituisce un buon metro delle distanze: una volta individuata una galassia ellittica, se ne misura la  $\sigma$ ,

# Capitolo 2

## Caratteristiche dell'emissione di galassie ellittiche

### 2.1 La banda ottica

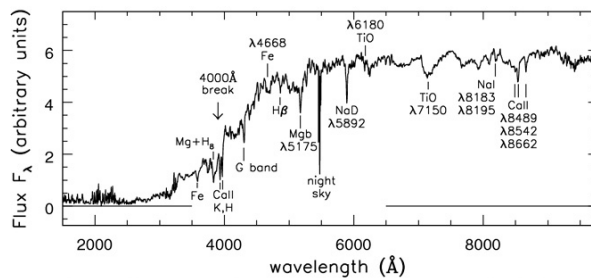


Figura 2.1: Spettro ottico di una galassia ellittica

L'emissione in banda ottica, più vicina alla nostra esperienza diretta (e che caratterizza anche il colore visibile della galassia), è dovuta ad alcuni fattori determinanti. In primo luogo, lo spettro elettromagnetico tipico di una galassia ellittica ha una conformazione causata dalla sovrapposizione di tutti gli spettri delle singole stelle, ossia spettri di Corpo Nero. Come è noto, le stelle possiedono uno spettro elettromagnetico approssimabile alla radiazione di Corpo Nero, alla quale vengono sovrapposte numerose righe in assorbimento (mentre quelle in emissione sono quasi inesistenti): ciò costituisce la differenza principale in banda ottica tra galassie ellittiche ed a spirale (queste ultime presentano un maggior numero di righe in emissione, in particolare per l'Idrogeno e l'Elio). In secondo luogo, l'età avanzata delle stelle plasma la forma dello spettro: la stragrande maggioranza delle stelle di una galassia ellittica si trova in età estremamente avanzate (Giganti Rosse), perciò l'emissione è maggiore a lunghezze d'onda maggiori, a differenza delle spirali, ricche di stelle giovani (classi O, B), per le quali lo spettro è più intenso nel Blu. La presenza di stelle vecchie grava inoltre sulla composizione chimica: è alta infatti la metallicità, cioè l'abbondanza di elementi pesanti, che

causa un break spettrale intorno a  $4000\text{\AA}$  ed alcune righe (in particolare Calcio e Magnesio); l'esplosione di Supernove di tipo Ia libera invece il Ferro.

### 2.1.1 Radiazione di Corpo Nero

Un Corpo Nero, principale responsabile dello spettro di emissione delle galassie ellittiche in banda ottica, è un oggetto ideale che assorbe tutta la radiazione incidente aumentando la propria energia termica interna e riemette radiazione in maniera isotropa. Il potere emissivo  $\epsilon(\lambda)$  del Corpo Nero uguaglia il suo potere assorbente  $\mu(\lambda)$  ad ogni lunghezza d'onda  $\lambda$ , secondo l'equazione  $\epsilon(\lambda) = \mu(\lambda) = 1$  (la condizione è di equilibrio termico); ad una fissata temperatura, il Corpo Nero è quello con il più alto potere emissivo possibile. Vale inoltre la Legge di Kirchhoff:

$$J(\nu) = \mu(\nu) B(\nu, T)$$

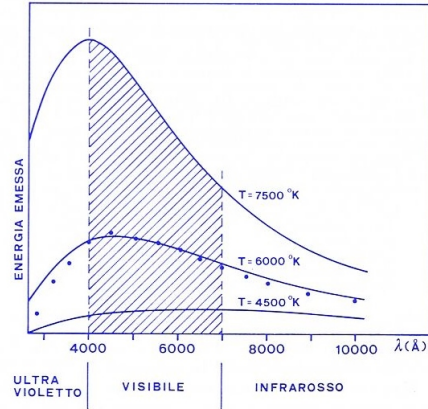
che lega l'emissività specifica  $J(\nu)$  con il potere assorbente e la Brillanza Superficiale  $B(\nu, T)$  ad una data temperatura  $T$  e frequenza  $\nu$ . La formula della Brillanza Superficiale di Corpo Nero viene chiamata **Legge di Planck**: essa può essere espressa in funzione della frequenza

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad [W m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}] \quad (2.1)$$

oppure della lunghezza d'onda

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad [W m^{-2} sr^{-1} \mu m^{-1}] \quad (2.2)$$

dove compaiono la costante di Planck  $h = 6.626 \cdot 10^{-34} J s$ , la costante di Boltzmann  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} J K^{-1}$  e la velocità della luce  $c \approx 3 \cdot 10^{10} cm s^{-1}$ . Entrambe le formule danno origine ad un grafico (figura 2.2): è importante ricordare che le curve di corpi a temperature diverse non si incrociano mai, ed anche che i massimi in funzione della frequenza non coincidono con quelli in funzione della lunghezza d'onda ( $\lambda_{max} \cdot \nu_{max} \neq c$ ); ciò significa che, aumentando la temperatura, il picco della "Planckiana" in frequenza si sposta verso energie (e brillanze) maggiori, mentre lo stesso in lunghezza d'onda si sposta verso valori di  $\lambda$  tendenti a 0.



**Figura 2.2:** Spettro di Corpo Nero in funzione della lunghezza d'onda

Prendendo in considerazione l'equazione in frequenza (2.1), vi sono due approssimazioni della stessa a seconda che  $\nu \rightarrow 0$  oppure  $\nu \rightarrow +\infty$ : nel primo caso (bassa energia fotonica,  $h\nu \ll kT$ ) vale l'**Approssimazione di Rayleigh-Jeans**

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

mentre invece nel secondo caso (alta energia fotonica, ossia  $h\nu \gg kT$ ) vale l'**Approssimazione di Wien**

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

I valori in frequenza e lunghezza d'onda dei massimi delle due distribuzioni spettrali dipendono esclusivamente dalla temperatura, e determinano il colore visibile dell'oggetto:

$$\nu_{max} = 5.88 \cdot 10^{10} [Hz K^{-1}] \cdot T \quad \lambda_{max} = \frac{0.29 [cm K]}{T} \quad (2.5)$$

Le righe in assorbimento visibili nello spettro globale della galassia ellittica sono dovute al materiale assorbitore frapposto tra la sorgente e l'osservatore.

Integrando la Brillanza rispetto a tutte le frequenze si ottiene la **Legge di Stefan-Boltzmann**:

$$B(T) = \sigma T^4 \quad \text{dove } \sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} [erg cm^{-2} s^{-1} K^{-4}] \quad (2.6)$$

Ulteriore ed utile parametro è la **Temperatura di Brillanza**:

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2} B(\nu, T) \quad (2.7)$$

Essa non è una temperatura reale: dato un corpo generico che emette un certo valore di Brillanza ad una determinata frequenza  $\nu$ , la Temperatura di Brillanza rappresenta la temperatura che un Corpo Nero dovrebbe possedere per emettere la stessa Brillanza del corpo iniziale alla stessa frequenza.

## 2.2 La banda X

Generalmente, le galassie ellittiche emettono nella banda X con luminosità comprese in un range tra i  $10^{39}$  e i  $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  ed estensioni che possono raggiungere i  $50 \text{ kpc}$ . Approssimativamente, su larga scala la brillantezza superficiale in banda X ( $I_X(r)$ ) è proporzionale alla brillantezza nell'ottico ( $I_B(r)$ ) ed in particolare decresce come  $r^{-2}$ ; chiaramente i profili di brillantezza X hanno forme non osservabili in quelli ottici (figura 2.3), ed inoltre le costanti di proporzionalità delle relazioni citate variano a seconda delle caratteristiche di ogni singola galassia ellittica. Prendendo in considerazione le ellittiche con luminosità X più forte, le osservazioni indicano che l'emissione

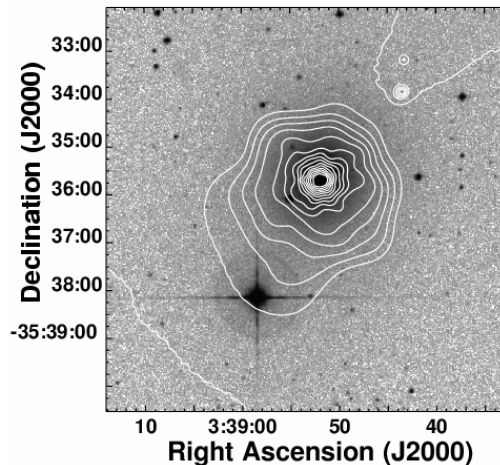
termica da gas diffuso è la responsabile dei raggi X: la temperatura tipica del gas si aggira intorno ai  $10^7 \text{ K}$ , dunque il gas appartiene alla categoria detta Hot Ionized Medium (HIM); i profili spettrali mostrano che la densità del gas decremmenta come  $r^{-\frac{3}{2}}$  a grandi distanze dal centro; la massa del gas inoltre si aggira tra le  $10^9$  e le  $10^{11}$  masse solari. Questa grande quantità di gas caldo che emette in banda X è consistente con la perdita di massa stellare: se tutta la massa persa viene convertita in gas in un tempo  $t$ , la relazione tra massa gassosa e luminosità ottica diventa

$$\frac{M_{gas}}{M_{\odot}} \approx 0.16 \frac{L_B}{L_{\odot}} \frac{t}{10^{10} \text{ yr}} \quad (2.8)$$

che è vicina al valore osservato nelle ellittiche più brillanti.

I meccanismi primari responsabili del riscaldamento del gas sono sostanzialmente due:

- le stelle nelle galassie ellittiche si muovono ad alte velocità rispetto alle stelle vicine: le nubi di gas emesse da stelle diverse (assieme al gas interstellare) possono termalizzare l'energia cinetica del moto del gas, raggiungendo temperature simili a quelle misurate;
- una piccola frazione di gas è stata espulsa con enorme energia cinetica dall'esplosione di supernove di tipo Ia.



**Figura 2.3:** Immagine X dell'ellittica NGC1404 catturata dal satellite ROSAT sovrapposta all'immagine ottica

Di questi due meccanismi il più probabile è il primo, in quanto vi sono diversi motivi che rendono il secondo inconsistente con le osservazioni in banda X; ulteriori cause di rilevazione di fotoni X risultano il processo di Sincrotron Self-Compton, di cui si parla a pagina 15, e la presenza di un buco nero supermassiccio nel centro della galassia. Quale dunque il principale processo di emissione radiativa? Poichè il gas in questione è un plasma caldo e sottile, sono frequenti le interazioni elettrone-protone che generano fotoni X e provocano il raffreddamento del gas: il processo in questione prende il nome di *Bremsstrahlung*.

### 2.2.1 Radiazione di Bremsstrahlung

Si definisce Bremsstrahlung (o emissione *free-free*) la radiazione dovuta all'accelerazione di una carica libera (in genere un elettrone) nel campo coulombiano di un'altra carica (un protone). Quando infatti un elettrone libero penetra nel campo di un protone libero, il primo subisce l'azione del campo (accelerazione o decelerazione) che si traduce nell'emissione di un fotone da parte dell'elettrone, seguendo la **Formula di Larmor**:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2 \dot{v}^2}{3c^3} \quad \text{dove} \quad \dot{v} = \frac{Ze^2}{mr^2} \quad (2.9)$$

che stabilisce che la potenza  $P$  emessa da una carica  $q$  è proporzionale al quadrato della sua accelerazione  $\dot{v}$  (la quale dipende dal numero di protoni  $Z$  ed è inversamente proporzionale al quadrato della distanza  $r$  tra le particelle). Dalla formula (2.9) si possono trarre alcune utili conclusioni: in primo luogo, la forza contraria (dall'elettrone sul protone) è trascurabile; la potenza irradiata è significativa per **particelle leggere** (elettroni, positroni, ecc.) e quando le cariche si trovano alla **minima distanza**; infine, se  $v$  è la velocità della particella e  $b$  è la minima distanza tra le cariche (detta Parametro d'Impatto), il tempo d'interazione è dato da:

$$\Delta t \sim \frac{2b}{v} \quad (2.10)$$

ovvero la particella decrementa la propria velocità durante l'emissione, motivo per cui quest'ultima viene chiamata Radiazione di Frenamento. La conseguenza di questa decelerazione è che la curva che mette in relazione l'energia irradiata ed il tempo è una campana asimmetrica, e la potenza emessa su tutta l'interazione di singola particella è data da  $P\Delta t \propto (b^3v)^{-1}$ , da cui si intuisce che le particelle più veloci perdono meno energia (a parità di  $b$ ), mentre quelle che transitano a  $b$  minori ne perdono di più (a parità di velocità). Applicando l'analisi di Fourier sulla singola interazione si ottiene un'approssimazione della frequenza massima di emissione (in un modello più rigoroso):

$$\nu_{max} \approx \frac{v}{4b} \quad (2.11)$$



Poichè un elettrone non può emettere più energia di tutta la propria energia cinetica ( $h\nu \leq \frac{1}{2}mv^2$ ), lo spettro in frequenza sarà caratterizzato da un brusco decadimento esponenziale una volta raggiunta l'energia massima irradiabile. Si ottiene perciò che l'energia irradiata per unità di frequenza da un singolo evento equivale a:

$$\frac{P\Delta t}{\Delta\nu} \approx \frac{P\Delta t}{\nu_{max}} \propto \frac{1}{b^2v^2} \quad (2.12)$$

Passando ad occuparci del caso reale, si consideri un plasma con densità elettronica  $n_e$  e protonica  $n_p$ : l'emissività totale della nube che emette per Bremsstrahlung è data da

$$J_{Br}(\nu, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3c^3 m_e^2} \frac{1}{v} n_e n_p Z^2 \log\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (2.13)$$

dove  $b_{max}$  e  $b_{min}$  sono rispettivamente il parametro d'impatto massimo e minimo; in particolare:

- per il parametro massimo vale  $b_{max} \leq \frac{v}{4\nu}$
- per il parametro minimo bisogna distinguere due casi:
  - nel caso classico,  $b_{min-c} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$
  - nel caso quantistico,  $b_{min-q} \geq \frac{h}{2\pi m_e v}$

Nel limite in cui  $v \geq \frac{1}{10}c$  prevale il limite quantistico.

### Bremsstrahlung termica

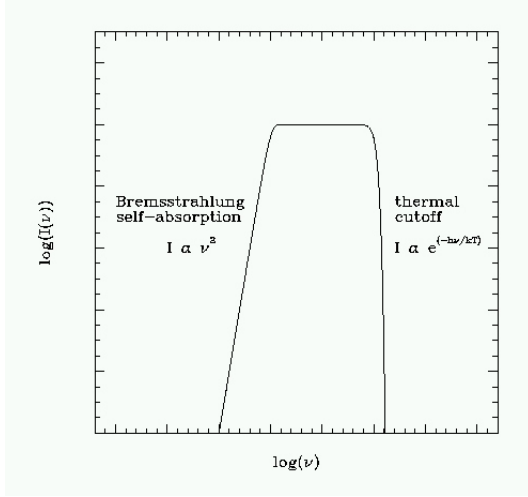
Un gas all'equilibrio termico segue la distribuzione in velocità di Maxwell-Boltzmann: in quel caso, il processo finora descritto prende il nome di *Bremsstrahlung termica*. Integrando l'emissività specifica (2.13) tra una velocità minima (dovuta al sopracitato fatto che l'energia cinetica della particella deve superare l'energia emessa) e l'infinito, si ottiene l'**Emissività Totale**:

$$J_{Br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_p Z^2 g_{FF}(\nu, T) \quad (2.14)$$

dove  $g_{FF}(\nu, T)$  è il Fattore di Gaunt (e vale 1 in molti casi). Il termine  $T^{-\frac{1}{2}}$  rappresenta l'energia termica della particella; il successivo fattore esponenziale  $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$  determina invece il cut-off ad alta energia: la misura della frequenza di cut-off è un modo per risalire alla temperatura del plasma; inoltre aumentando la temperatura il grafico (la  $J_{Br}(\nu, T)$ ) si abbassa ed il cut-off si sposta ad energie più alte. Questo grafico infatti si mantiene pressochè costante per gran parte dello spettro, dalla banda radio fino alla X (a temperature intorno a  $10^7 K$ , tipiche degli ammassi di galassie).

Essendo l'alone galattico un plasma dotato di energia termica che emette ad un certo tasso, il rapporto tra la prima quantità rispetto all'emissività totale della galassia ellittica da origine al cosiddetto **Tempo di Raffreddamento**:

$$t_{Br} = \frac{E_t}{J_{Br}} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e g_{FF}} T^{\frac{1}{2}} \quad [yr] \quad (2.15)$$



**Figura 2.4:** Spettro di emissione di Bremsstrahlung

di fotoni emessi per Bremsstrahlung da una nube dipende fortemente dalla frequenza; alle alte frequenze esso diventa trascurabile (non vi è autoassorbimento), mentre alle basse frequenze diventa significativo:

$$\mu_{Br}(\nu, T) \approx 0.2 \cdot T^{-\frac{3}{2}} \nu^{-2} n_e n_p Z^2 \quad (2.16)$$

Di conseguenza, la brillantezza di una nube che emette per Bremsstrahlung è la seguente:

$$B(\nu, T) \approx T \nu^2 (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (2.17)$$

dove il parametro  $\tau(\nu, T)$  è chiamato Opacità e determina il regime della nube: se  $\tau(\nu, T) \gg 1$  il regime è Otticamente Spesso (forte autoassorbimento), se  $\tau(\nu, T) \ll 1$  il regime è Otticamente Sottile (autoassorbimento trascurabile). Risultato finale di tutti i fattori fin qui citati è lo spettro in figura 2.4, nel quale si notano l'assenza di fotoni a basse frequenze dovuta all'autoassorbimento, l'intensità pressochè costante nella parte centrale ed infine il brusco cut-off esponenziale a frequenze maggiori.

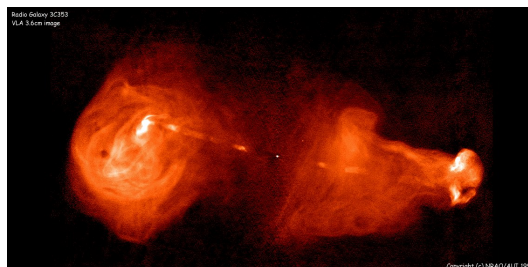
## 2.3 La banda radio

Nonostante parte dello spettro di una galassia ellittica sia dominato dal contributo di molti miliardi di stelle (sezione 2.1), esso risulta essere molto più esteso, dalla banda radio alla X (sezione precedente) e Gamma. Queste emissioni si generano da una regione molto ridotta detta **AGN** (Nucleo Galattico Attivo). La galassia che lo ospita (detta Galassia Attiva) può appartenere a varie categorie a seconda delle caratteristiche di luminosità, emissione e forma delle righe spettrali. Nel 1963 fu scoperto un oggetto puntiforme con altissima magnitudine che mostrava linee allargate a lunghezze d'onda insolite: questo tipo di oggetti viene chiamato **Quasar** o QSO (Quasi-Stellar Object) ed emette a tutte le lunghezze d'onda; la morfologia delle QSO nel radio dipende dalla frequenza osservata e può essere talvolta molto complessa. Nella maggior parte dei casi, il nucleo (nel quale è presente un buco nero supermassiccio) emette potenti getti simmetrici di energia e materia, le cui estremità, dette **Hot Spots** (regioni brillanti e compatte che emettono per sincrotrone), generano shock nel mezzo interstellare sviluppando strutture chiamate **lobi**; le dimensioni di queste strutture sono impressionanti (fino a 1Mpc).

Queste Radiosorgenti possono essere classificate secondo vari criteri; dal punto di vista della luminosità troviamo le **FRI** (Fanaroff-Riley Tipo I), più brillanti vicino al nucleo e con valori di luminosità  $L_\nu(1.4GHz) < 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ , mentre a valori maggiori vi sono le **FRII** (Fanaroff-Riley Tipo II), più brillanti nelle zone esterne. Buona parte dei Quasi-Stellar Objects inoltre emette debolmente nella banda radio: è il caso delle Radio-Quiet Quasars, che si contrappongono alle Radio-Loud Quasars per evidenti motivi.

Oltre alle brillantissime Quasar, vi sono altri tipi di oggetti che rientrano nella categoria degli AGN; tra i principali (che emettono in banda radio e sono riassunti nella tabella 2.1) incontriamo:

- le galassie di Seyfert Tipo 1, che presentano righe in emissione sia larghe (Broad Line Regions) che strette (Narrow Line Regions);
- le Seyfert Tipo 2, che invece possiedono solo righe strette;



**Figura 2.5:** Radiogalassia 3C353. Si notano il nucleo centrale ed i lobi radio simmetrici

- le Radiogalassie, le quali altro non sono che galassie ellittiche con nucleo attivo (figura 2.5);
- i BL Lac Objects, caratterizzati dalla mancanza di righe intense in assorbimento ed in emissione: ciò rende difficile, se non impossibile, determinarne il redshift;
- gli OVV (Optically Violently Variables), oggetti spesso forti emettitori in banda radio ma caratterizzati soprattutto da una forte e rapida variabilità di radiazione ottica;
- i Blazar, ovvero una sottotipologia di BL Lac ed OVV dotati di righe in emissione (tutti i Blazar conosciuti sono radiosorgenti).

Caratteristica comune a tutti questi modelli è il buco nero supermassiccio (**SMBH**) al centro della sorgente: esso ha una massa compresa in un range tra  $10^6$  e  $10^9$  masse solari ed è il principale responsabile degli spettacolari getti e hot spots osservati in banda radio. Le evidenze della presenza del buco nero sono molteplici: in primo luogo, la presenza di un disco di accrescimento che lo circonda, che gli ruota attorno e gli fornisce la materia che esso espelle come energia; ulteriore spiegazione, proveniente dall'osservazione in banda radio, è il moto *superluminale* (velocità apparentemente superiore a  $c$ ) delle componenti dei getti. Siccome la velocità dei getti è vicina a  $c$  (ma mai superiore!), essi devono originarsi in una regione in cui la velocità di fuga ha un valore confrontabile a  $c$ : gli unici due oggetti che hanno questa caratteristica sono le stelle di neutroni e i buchi neri. Poichè tuttavia la massa del nucleo dell'AGN è molto superiore di quella massima raggiungibile da una stella di neutroni, l'unica spiegazione plausibile è l'esistenza di un SMBH, e che i getti si originano e vengono accelerati in una zona vicina al suo raggio di Schwarzschild.

Oggetto	Puntiforme	Banda Larga	Righe larghe	Righe strette	Radio
Radio-Loud Quasar	Si	Si	Si	Si	Si
Radio-Quiet Quasar	Si	Si	Si	Si	Debole
Broad Line radio galaxy	Si	Si	Si	Si	Si
Narrow line radio galaxy	No	No	No	Si	Si
OVV Quasar	Si	Si	Si	Si	Si
BL Lac Object	Si	Si	No	No	Si
Seyfert Tipo 1	Si	Si	Si	Si	Debole
Seyfert Tipo 2	Si	Si	Si	Si	Debole

**Tabella 2.1:** Griglia riassuntiva dei principali AGN che emettono nella banda radio ed alcune loro caratteristiche; essa è conosciuta come "Krolik AGN Bestiary" (Cfr. [6])

### 2.3.1 Radiazione di Sincrotrone

Si definisce Radiazione di Sincrotrone l'emissione di fotoni da parte di elettroni ultra-relativistici accelerati da un campo magnetico. Detti  $\vec{p} = m\vec{v}$  la quantità di moto dell'elettrone e  $\vec{H}$  il campo magnetico, la variazione di  $\vec{p}$  nel campo sarà data da:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (2.18)$$

L'equazione 2.18 mostra che l'elettrone segue una traiettoria elicoidale nel campo magnetico; nel caso del sincrotrone è possibile ricavare le espressioni del raggio della traiettoria nonché del periodo e della pulsazione semplicemente tenendo conto del fattore  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  relativistico:

$$r_{rel} = \gamma \frac{mc}{qH} v_{\perp} \quad T_{rel} = \gamma \frac{2\pi mc}{qH} \quad \omega_{rel} = \frac{qH}{\gamma mc} \quad (2.19)$$

La curvatura del moto dell'elettrone è determinante per l'emissione; se la velocità dell'elettrone è approssimabile a  $c$ , la potenza emessa dal singolo evento è data da:

$$-\frac{dW}{dt} = 2c \sigma_T \gamma^2 \frac{H^2}{8\pi} \sin^2\theta \approx 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2\theta \quad (2.20)$$

dove  $\sigma_T$  è la sezione d'urto Thomson ( $\sigma_T = 6.6 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$ ) e  $\theta$  è l'angolo compreso tra la direzione di  $\vec{v}$  e le linee del campo magnetico. Nel sistema di riferimento di un osservatore esterno il tempo dell'emissione del fotone è calcolato tenendo conto dell'effetto Doppler che abbrevia notevolmente l'impulso:

$$\Delta\tau = \frac{1}{\gamma^3 \omega_{rel}} \approx \frac{5 \cdot 10^{-8}}{\gamma^2 H} \quad [s] \quad (2.21)$$

dove  $H$  è calcolato in Gauss. Ciò che ci si aspetta di vedere è una serie di impulsi ben definiti e separati. Per mezzo dell'analisi di Fourier è inoltre possibile risalire allo spettro energetico del singolo evento; la frequenza caratteristica per un singolo elettrone è la seguente:

$$\nu_c \approx 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H \quad [GHz] \quad (2.22)$$

(qui  $H$  è espresso in  $\mu G$ ). Si notano bene gli effetti relativistici che inducono l'effetto Doppler sulla frequenza della radiazione: quest'ultima è infatti ben  $\gamma^2$  volte superiore di quella nel caso di un elettrone non relativistico in un campo magnetico (caso del *ciclotrone*).

## La Legge di Potenza

Nel caso di un insieme di elettroni relativistici dotati di energie distribuite secondo la seguente legge di potenza:

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0 \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (2.23)$$

(in scala logaritmica essa è una retta, figura 2.6), l'emissività specifica dell'intera popolazione è data da:

$$J_s(\nu) d\nu \approx N_0 F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (2.24)$$

dove  $F$  è una funzione che rappresenta la distribuzione attorno alla frequenza  $\nu_c$ . Se supponiamo che tutta l'energia sia emessa alla frequenza  $\nu_c$ , otteniamo l'espressione:

$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-\alpha} \quad (2.25)$$

dove il termine  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$  è detto **indice spettrale** della radiazione di sincrotrone (rappresenta il coefficiente angolare della legge di potenza logaritmica). Lo spettro totale è il risultato della sovrapposizione dei contributi elettronici, ognuno emittente alla propria frequenza caratteristica.

Particolare non trascurabile è la possibilità da parte del plasma di assorbire i fotoni emessi dallo stesso per sincrotrone (autoassorbimento); in questo caso il coefficiente di assorbimento è:

$$\mu_s \approx N_0 \nu^{-\frac{\delta+4}{2}} H^{\frac{\delta+2}{2}} \quad (2.26)$$

e l'espressione dell'emissività diventa la seguente:

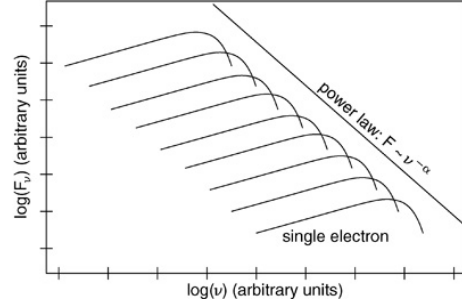
$$J_s(\nu) \approx \nu^{-\frac{\delta-1}{2}} H_{\perp}^{\frac{\delta+1}{2}} \quad (2.27)$$

Le equazioni 2.26 e 2.27 permettono di ottenere la brillantezza che tiene conto dell'autoassorbimento:

$$B_s = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} (1 - e^{-\tau_s(\nu)}) \quad (2.28)$$

in cui  $\tau_s(\nu)$  è ancora una volta l'opacità, che determina il regime:

- otticamente sottile ( $\tau \ll 1$ )  $B_s(\nu) \approx \nu^{-\frac{\delta-1}{2}} H_{\perp}^{\frac{\delta+1}{2}}$
- otticamente spesso ( $\tau \gg 1$ )  $B_s(\nu) \approx \nu^{\frac{5}{2}} H_{\perp}^{-\frac{1}{2}}$



**Figura 2.6:** Legge di potenza della emissione di Sincrotrone

Ad alte frequenze prevale il primo regime (legge di potenza), mentre a frequenze minori prevale il secondo. Nel mezzo è presente un picco di  $B_s$ , conoscendo il quale si può risalire all'intensità del campo magnetico:

$$\nu_p \approx S_p^{\frac{2}{5}} \theta^{-\frac{4}{5}} H_{\perp}^{\frac{1}{5}} (1+z)^{\frac{1}{5}} \quad (2.29)$$

in cui  $S_p$  è il flusso e  $z$  una costante.

L'emissione di fotoni per sincrotrone non ha durata indefinita: come per la Bremsstrahlung, è possibile definire un tempo caratteristico (cooling time) come rapporto tra l'energia totale delle particelle ed il tasso di perdita:

$$t^* = \frac{1}{C_{sync} \epsilon_0 H^2 \sin^2(\theta)} \quad (2.30)$$

(in cui  $C_{sync}$  è un valore tabulato e  $\epsilon_0$  l'energia misurata) da cui si ricava l'energia ad un certo istante  $t$ :

$$\epsilon(t) = \frac{\epsilon_0}{1 + t/t^*} \quad (2.31)$$

Le particelle di alta energia hanno tempi di raffreddamento più brevi, perciò lo spettro in emissione varia per via dell'esaurimento di queste particelle, producendo un break spettrale; la ricerca del break è uno strumento per stimare l'età della popolazione di elettroni relativistici.

### Synchrotron Self-Compton

Menzione a parte merita un processo detto Synchrotron Self-Compton: in primo luogo, esso non è un meccanismo di emissione ma di scattering, ossia di diffusione (che provoca una variazione nello spettro); inoltre i fotoni osservati relativi a tale processo non sono in banda radio ma si trovano in banda X.

I fotoni di bassa energia emessi da una nube elettronica relativistica magnetizzata possono interagire con gli elettroni tramite Inverse Compton: questi ultimi cedono parte della loro energia ai fotoni, che quindi compiono un salto di frequenza fino alle alte energie. Questo meccanismo diventa importante per temperature di brillantezza superiori a  $10^{12}K$ , in quanto la luminosità dovuta all'Inverse Compton è amplificata di un fattore  $\left(\frac{T_B}{[10^{12}K]}\right)^5$  rispetto al semplice sincrotrone; la sorgente perciò irradia tutta l'energia in un tempo irrisorio (Catastrofe Compton), motivo per cui la temperatura limite di brillantezza per le radiosorgenti è  $10^{12}K$ .





# Bibliografia

- [1] Peter Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. Springer, 2006.
- [2] James Binney, Michael Merrifield. *Galactic Astronomy*. Princeton University Press, 1998
- [3] George B. Rybicki, Alan P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004
- [4] Carla e Roberto Fanti *Una finestra sull'Universo "Invisibile". Lezioni di radioastronomia*. Dispense, 2012
- [5] Craig L. Sarazin. *X-ray Emission from Elliptical Galaxies*. University of Virginia, 1996
- [6] Julian H. Krolik. *Active Galactic Nuclei: from the Central Black Hole to the Galactic Environment*. Princeton Series in Astrophysics, 1998