

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

**Caratteristiche principali delle emissioni di
Galassie ellittiche**

Tesi di laurea

Presentata da:
Giulia Fadini

Relatore:
**Chiar.ma Prof.
Marcella Brusa**

Appello III
Anno Accademico 2022-2023

*Per angusta ad augusta...
Attraverso strade anguste,
verso traguardi straordinari*

Indice

Introduzione	3
1 Classificazione e morfologia	4
1.1 Classificazione di Hubble, 1926	4
2 Leggi empiriche e relazioni in scala	6
2.1 Profilo di Brillanza	6
2.2 Relazioni in scala e piano fondamentale	6
3 Principali processi di emissione	9
3.1 Banda Ottica	10
3.2 Banda X	11
3.3 Banda Radio: AGN e radiogalassie	13
Note	16
Bibliografia	18

Introduzione

[16] Nella notte tra il 5 e 6 Ottobre 1923 la concezione del nostro universo cambiò drasticamente quando l'astrofisico statunitense Edwin Hubble, con l'uso del telescopio da 2,54 m di diametro situato presso il Mount Wilson Observatory, scoprì una stella Cefeide all'interno della Nebulosa a spirale di Andromeda, la quale, fino a quel momento, si pensava fosse interna alla *Milky Way*. Grazie allo studio di tale Cefeide, Hubble fu in grado di determinare con estrema precisione la distanza della Nebulosa dalla Terra, ottenendo un risultato di circa 1 milione di anni luce¹, ponendo quindi l'oggetto oltre i confini della nostra galassia ipotizzati fino allora. Tale scoperta diede il via all'era dell'astronomia extragalattica e consentì di classificare la maggior parte delle allora dette Nebulose come *galassie*.

Nella corrente tesi verranno trattate le galassie ellittiche, ponendo particolare attenzione alle principali caratteristiche delle loro emissioni. Dopo una prima classificazione generale di tutte le galassie (Capitolo 1), verranno trattate le proprietà osservabili attraverso delle leggi empiriche (Capitolo 2), per poi concludere con un'analisi dei principali processi di radiazione (Capitolo 3).

1. Classificazione e morfologia

1.1 Classificazione di Hubble, 1926

La classificazione, o sequenza, di Hubble è stata sviluppata nel 1926 e perfezionata successivamente nel 1936 grazie alle immagini fotografiche ad alta qualità delle galassie ottenute durante gli anni '30. Essa divide le galassie in base alla loro morfologia in 4 grandi categorie: ellittiche, a spirale, lenticolari e irregolari. Ognuna di esse contiene a sua volta delle sotto categorie in base a proprietà fisiche o geometriche delle galassie stesse.

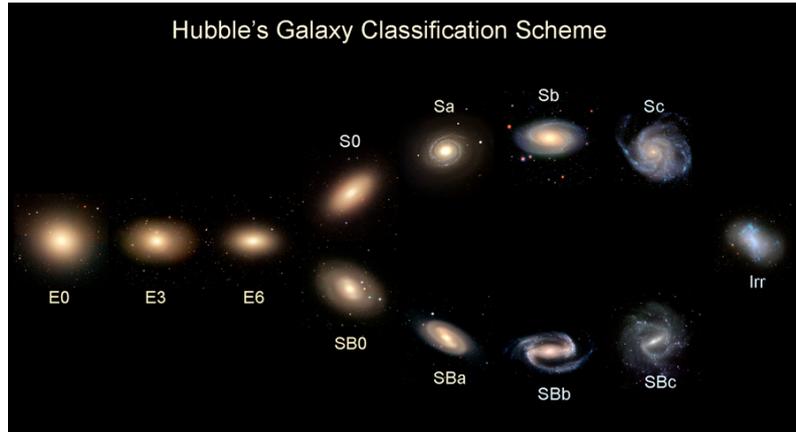


Figura 1.1: Schema della classificazione di Hubble detto anche *Forchetta* di Hubble[1]

- *Galassie ellittiche.*(figura 1.2) Rappresentano il 13% del totale e sono suddivise in base alla forma dell'isofota² dalla quale si ottiene una classificazione con E_n , dove n è un numero compreso tra 0 e 7, che indica il grado dell'ellitticità (0 corrisponde a una forma perfettamente sferica,7 a una forma altamente ellittica). n si ottiene dalla relazione:

$$n = \left(1 - \frac{b}{a}\right) \times 10 \quad (1.1)$$

in cui b è il semiasse di lunghezza minore e a è il semiasse di lunghezza maggiore. Le isofote sono caratterizzate dal rapporto b/a , il quale si colloca nel range di $0.3 \leq b/a \leq 1$ e dall'angolo di posizione, il quale può cambiare con il raggio creando il fenomeno di *isophote twisting*. Da quest'ultimo si ha un'ulteriore divisione delle galassie ellittiche, attraverso l'analisi di Fourier su tale angolo, in *boxy* o *disky*.

- *Galassie lenticolari o S0.*(figura 1.3) Insieme alle ellittiche formano le cosiddette galassie *Early-type* e rappresentano il 22% del totale. Le S_0 sono degli oggetti che si collocano tra le galassie ellittiche e a spirale poiché presentano caratteristiche in comune a quest'ultime: come le ellittiche sono prive di bracci a spirale ma presentano un disco sottile e un *bulge* come in quelle a spirale (come si vedrà in seguito), sebbene questo nelle lenticolari sia più importante conferendo alle galassie l'evidente forma a *lente*; inoltre possono essere barrate e classificate come SB0.
- *Galassie a spirale.*(figura 1.4) Rappresentano il 61% del totale e sono divise in base alla forma del loro *bulge* in normali (S) e barrate (SB). Inoltre, vengono ulteriormente divise in 3 classi, a , b , c in base a 3 criteri specifici:
 - frazione della luce nel *bulge*;
 - grado di avvolgimento dei bracci a spirale;
 - grado di risoluzione dei bracci a spirale all'interno delle singole stelle e nelle nebulose emittenti.

Tali criteri sono correlati tra di loro: per esempio, le galassie a spirale di tipo Sa presentano un rapporto *bulge/disk* molto elevato e bracci estremamente avvolti, mentre quelle classificate come Sc hanno caratteristiche opposte; lo stesso si può dire delle galassie SB.

- *Galassie irregolari o Irr.* Insieme alle galassie a spirale formano le cosiddette galassie *Late-type*, esse rappresentando il 4% del totale e comprendono tutti quegli oggetti che hanno una struttura debole (Irr di tipo I), oppure assente (Irr di tipo II), inoltre presentano un'enorme quantità di gas freddo e una popolazione stellare giovane. L'esempio più importante è rappresentato dalle *nubi di Magellano* (figura 1.5).

Tale classificazione, sebbene sia la più usata, è stata realizzata su ipotesi sbagliate. Hubble, infatti, credeva che le galassie a spirali e irregolari fossero l'evoluzione delle galassie ellittiche e lenticolari, per questo le prime vennero dette *Late-type* mentre le seconde *Early-type*. Ad oggi è ben noto che ciò è falso e tali nomi rimangono solo per ragioni storiche.

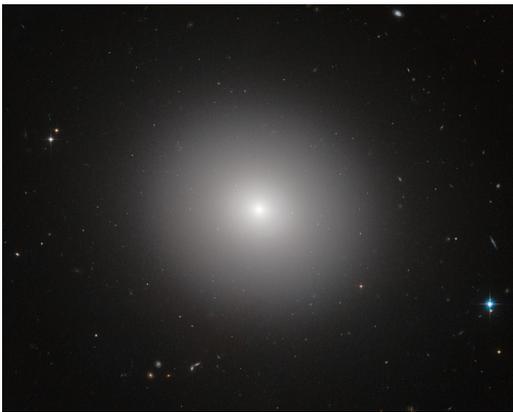


Figura 1.2: Galassia ellittica IC 2006, immagine del Telescopio Spaziale Hubble[4]

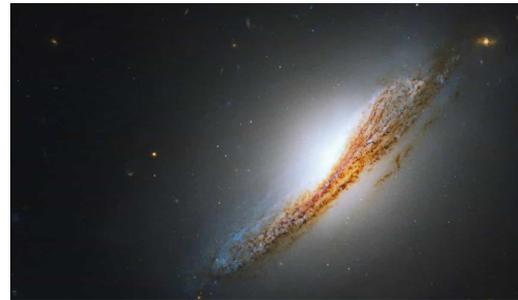


Figura 1.3: Galassia lenticolare NGC 612, catturata dal Telescopio Spaziale Hubble[8]



Figura 1.4: Galassia a spirale NGC 1566 presa dal Telescopio Spaziale Hubble[5]



Figura 1.5: Nubi di Magellano, coppia di galassie irregolari satelliti della *Milky Way*[6]

2. Leggi empiriche e relazioni in scala

Nel seguente capitolo verranno presentate le leggi empiriche, ovvero ottenute attraverso dati osservativi, che, sebbene presentino una dispersione del 40%, legano caratteristiche importanti delle galassie ellittiche come luminosità, raggio effettivo, distanza e velocità di dispersione.

2.1 Profilo di Brillanza

In prima approssimazione, immaginando di togliere tutto il gas presente nelle galassie ellittiche, queste apparirebbero come oggetti completamente trasparenti: ciò significa che le stelle non si oscurano le une con le altre, e la luminosità proveniente dalla galassia è data dalla somma dei singoli contributi di queste. La distribuzione di luce che deriva da tali galassie è descritta dal *Profilo di De Vaucouleurs* (1948), o legge $r^{\frac{1}{4}}$ (si veda la figura 2.2), che indica l'andamento della brillanza superficiale³, I , in funzione della distanza R proiettata dal centro:

$$I(R) = I_e \exp\left(-7.669[(R/R_e)^{1/4} - 1]\right) \quad (2.1)$$

in cui R_e è il raggio effettivo ovvero il raggio che contiene metà della luminosità emessa e viene definito dalla relazione:

$$\int_0^{R_e} RI(R)dR = \frac{1}{2} \int_0^\infty RI(R)dR \quad (2.2)$$

Integrando su tutta la brillanza superficiale, si ottiene una relazione tra la luminosità e il raggio effettivo:

$$L = \int_0^\infty 2\pi RI(R)dR = 7.215\pi I_e R_e^2 \quad (2.3)$$

dove $I_e = I(R_e)$ è la brillanza superficiale a una distanza dal centro pari al raggio effettivo. L'aspetto particolare del profilo di de Vaucouleurs è il seguente: sebbene ogni galassia ellittica sia caratterizzata dal proprio profilo di brillanza, in realtà, graficando $I(R)/I_e$ in funzione di R/R_e , si osserva che le galassie seguono tutte lo stesso andamento entro gli errori, quindi possono essere considerate tutte variazioni dello stesso modello⁴.

Una generalizzazione del profilo di De Vaucouleurs è il profilo di *Sérsic* (1968), valido non solo per le galassie ellittiche ma anche per il *bulge* delle galassie a spirale, la cui relazione non presenta parametri liberi e dipende solo da 2 scale fisiche:

$$I(R) = I_e \exp\left(-b(n)(R/R_e)^{1/n}\right) \quad (2.4)$$

in cui n è un valore dato dalle osservazioni e varia da 1 a 10 a seconda della galassia in esame. Si può osservare che: se $n = 4$ con $b(4) \simeq 7.67$ si ottiene il profilo di De Vaucouleurs, mentre se $n = 1$, si ottiene un profilo esponenziale. In generale, più è grande tale valore, più il profilo di brillanza è concentrato nella parte centrale della galassia e, allo stesso tempo, maggiore è la luminosità superficiale per un valore di R alto; la dipendenza del valore n dalla luminosità è dovuta a un fenomeno stocastico detto rilassamento violento di Lynden-Bell.

2.2 Relazioni in scala e piano fondamentale

- *Legge di Faber-Jackson*. Nel 1976 gli astronomi Statunitensi Sandra Faber e Robert Jackson, trovarono una relazione tra la luminosità totale delle galassie ellittiche e la loro velocità di dispersione, che prende la forma:

$$L \propto \sigma_0^\alpha, \quad \alpha \approx 4 \quad (2.5)$$

dove L è la luminosità totale in una data banda fotometrica e σ_0 è il valore osservato della velocità di dispersione. L'importanza di tale relazione è legata al fatto che affermi come in

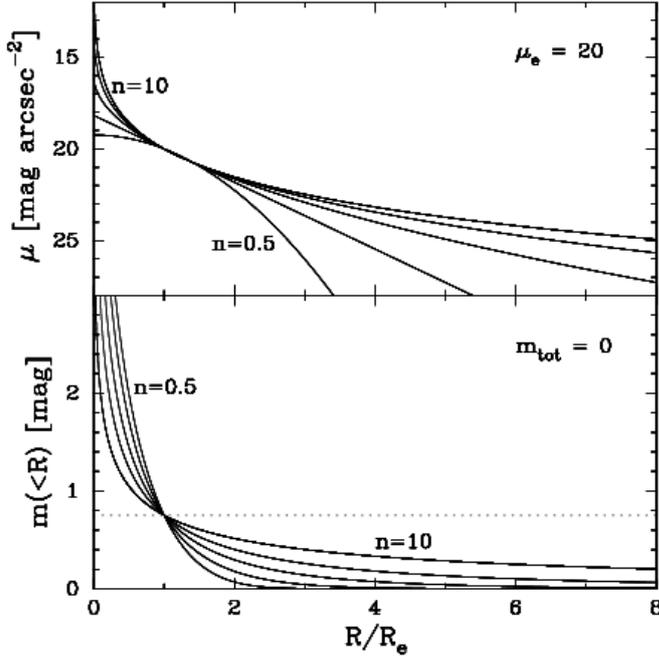


Figura 2.1: Grafico superiore: Profilo di Sérsic per valori di n di 0.5, 1, 2, 4 e 10. Il profilo è normalizzato a $\mu_e = 20 \text{ mag/arcsec}^2$ ed è plottato in funzione di R/R_e in cui tutti i profili sono stati scelti in modo tale da avere la stessa brillantezza a distanza R_e . Si può riconoscere il profilo esponenziale per $n = 1$, dato dalla seconda riga a partire dal basso. Grafico inferiore: Similmente al grafico superiore, si può vedere come tutti i profili, normalizzati in modo che la magnitudine totale sia pari a zero, hanno la stessa magnitudine[18]

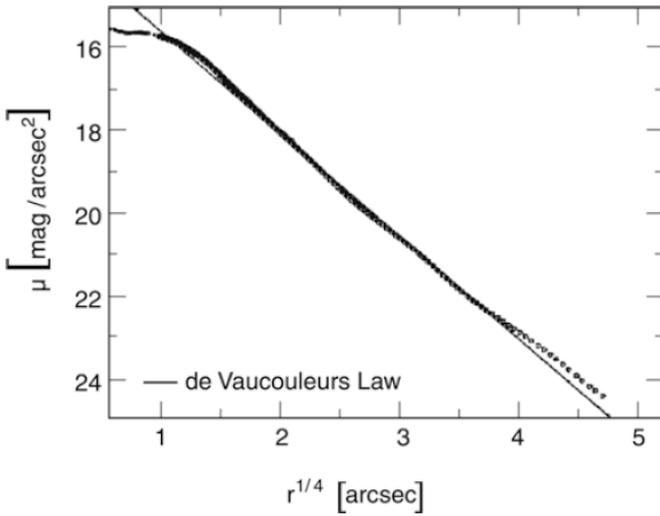


Figura 2.2: Profilo di brillantezza fittato dalla legge di De Vaucouleurs della Galassia NGC4472. Si osserva la relazione lineare tra il logaritmo dell'intensità e $r^{1/4}$; per questa ragione viene detta anche legge $r^{1/4}$ [17]

una galassia ellittica la velocità di dispersione delle stelle aumenta con la loro luminosità totale.

- *Legge di Kormendy.* Nel 1977 l'astronomo statunitense John Kormendy osservò un'anti-correlazione tra la brillantezza superficiale delle galassie ellittiche e le loro dimensioni,

$$L \propto R_e^\beta, \quad \beta \leq 1 \tag{2.6}$$

- *Relazione $D_n - \sigma_0$.* Nelle galassie ellittiche è presente una correlazione tra il diametro D_n , che racchiude una certa brillantezza superficiale di $I = 20.75 \text{ mag/arcsec}^2$ nella banda B, e la velocità di dispersione σ_0 , espressa nel 1977 gli astronomi statunitensi Kormendy e Djorgovski come:

$$D_n \propto \sigma_0^{1.4} I_e^{0.05} \tag{2.7}$$

ottenendo dunque una relazione tra 2 grandezze osservabili. Dal punto di vista empirico, si segue la seguente relazione normalizzata:

$$\frac{D_n}{Kpc} = 2.05 \left(\frac{\sigma_0}{100 Km/s} \right)^{1.33} \tag{2.8}$$

la quale presenta una dispersione con una larghezza relativa del 15%.

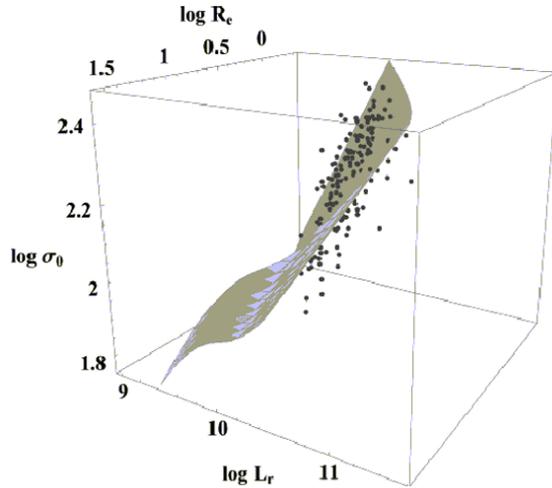


Figura 2.3: Rappresentazione 3D del piano fondamentale in cui ogni punto rappresenta una galassia ellittica

I parametri α, β, γ , dipendono dalla banda fotometrica considerata: per esempio, usando la banda Gunn r (620-750 nm) per la galassia *Coma cluster* sono riportati $\alpha \simeq 1.24, \beta \simeq -0.82, \gamma \simeq 0.182$. Il FP presenta una piccola costante dispersione: R_e possiede una dispersione dell'ordine del 15% del piano logaritmico per dei fissati σ_0 e L . Inoltre, tale piano è molto sottile, nello spazio non è perpendicolare a nessun asse ma risulta inclinato e le relazioni in scala di Faber-Jackson, Kormendy e $D_n - \sigma_0$, sono le sue proiezioni.

Le relazioni appena illustrate possono essere combinate tra di loro per ottenere una scala delle distanze: per esempio dalla relazione 2.8 si può ricavare il raggio effettivo R_e e, conoscendo la dimensione angolare nel cielo della galassia, se ne può ottenere la distanza. Mentre se la relazione 2.7 viene divisa per R_e^2 , si può ricavare, ancora una volta, R_e e dunque, la distanza.

Inoltre, ogni galassia ellittica può essere rappresentata da un punto in uno spazio a 3-dimensioni ($\log L, \log R_e, \log \sigma_0$). I punti non risultano ben uniformi ma sono confinati nelle vicinanze di un piano logaritmico, ovvero il *Fundamental Plane* FP (figura 2.3), o piano fondamentale, di equazione:

$$\log R_e = \alpha \log \sigma_0 + \beta \log L + \gamma \quad (2.9)$$

il quale è descritto dalla combinazione dei parametri, usando la tecnica della PCA, *Principal Component Analysis*.

3. Principali processi di emissione

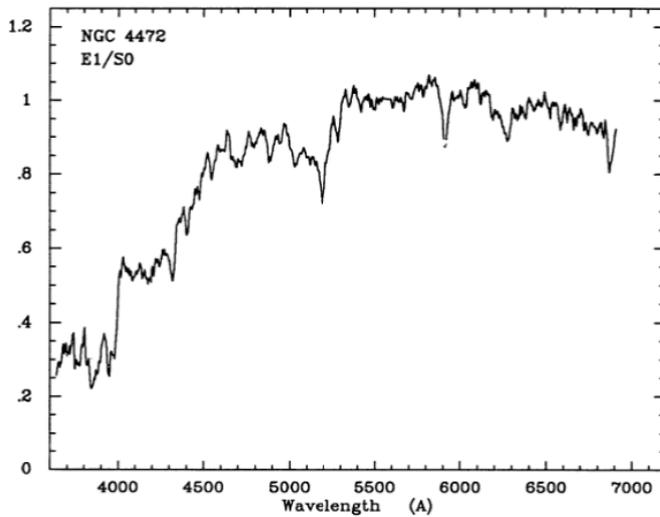


Figura 3.1: Spettro integrato della galassia NGC 4472, o M49, ottenuta con IRS (*Infrared Spectroscopy*) a bassa risoluzione[12]

unicamente da linee di assorbimento dovute alla presenza di metalli come calcio e magnesio contenuti nel *mezzo interstellare*, ISM, e tipici delle stelle vecchie enunciate in precedenza.

In aggiunta, nelle galassie ellittiche è presente un gradiente di colore, indice di un gradiente di età e metallicità⁶. Quest'ultimo è rappresentato con Z e indica la presenza di popolazioni vecchie con alti valori di metallicità, $Z \sim 6 - 8\%$, distribuite attorno al centro della galassia. Tali popolazioni metalliche vengono dette *Super Metal Rich*, SMR.

Infine, si può notare come lo spettro rimanga abbastanza costante nella parte corrispondente all'infrarosso: ciò è giustificato dalla scarsa quantità di polvere, altro indicatore di un tasso di formazione stellare basso. Nei paragrafi di questo capitolo verranno analizzati nello specifico i processi di emissione radiativa che caratterizzano le galassie ellittiche.

Lo spettro tipico di emissione delle galassie ellittiche viene riportato in figura 3.1. Esso è dovuto principalmente alle stelle vecchie di classe K e M⁵ che compongono tali galassie: infatti quest'ultime sono prive di formazione stellare e per questo hanno un colore integrato rosso. Inoltre, sono prive di gas freddo (indicatore di formazione stellare), ma posseggono un enorme quantità di gas caldo, con temperature che raggiungono l'ordine di $10^6 K$, caratteristiche dell'HIM, *Hot Ionized Medium* che le compone, il quale causa un'emissione in banda X per Bremsstrahlung.

La presenza di popolazioni stellare vecchie è indicata da un *Jump* pronunciato nella regione dello spettro che corrisponde all'ultravioletto, UV, a circa 4000 Å. Inoltre, in queste galassie non sono presenti regioni HII, in cui si generano linee di emissione; infatti, lo spettro è caratterizzato

3.1 Banda Ottica

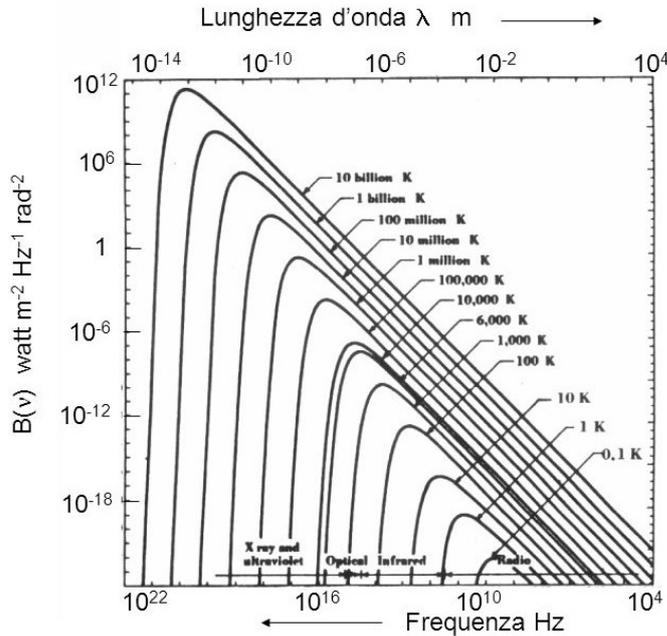


Figura 3.2: Grafico in scala logaritmica che rappresenta spettri di corpo nero alle varie temperature

possono formulare le seguenti considerazioni:

- L'energia irradiata R , per unità di tempo e unità di superficie, è proporzionale alla quarta potenza della temperatura T :

$$R = \sigma T^4, \quad \sigma = 5,67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4} \quad (3.1)$$

Tale relazione prende il nome di *Legge di Stefan-Boltzman*.

- Se si fissa T , la distribuzione di intensità di radiazione è in funzione della lunghezza d'onda λ .
- La distribuzione segue un andamento come in figura 3.2, e aumentando T , la forma della curva rimane la stessa, ma l'altezza della distribuzione aumenta, mentre il picco si sposta verso lunghezze d'onda minori. Questo perché i massimi della distribuzione $I(\lambda)$ di energia in funzione di λ , sono inversamente proporzionali alla temperatura T :

$$\lambda_{max} = \frac{\alpha}{T}, \quad \alpha = 0,29 \text{ cm K} \quad (3.2)$$

Tale relazione è chiamata *Legge dello spostamento di Wien*.

A fine '800, ci furono varie teorie per spiegare le precedenti leggi e fra queste si distinse quella proposta da Rayleigh e Jeans, basata sulle leggi dell'elettromagnetismo classico e sui principi della fisica Newtoniana. Essi proposero di descrivere l'intensità di luce I in funzione della lunghezza d'onda come segue:

$$I(\lambda) \propto \frac{T}{\lambda^4} \quad (3.3)$$

Tale relazione era in accordo con i dati sperimentali per grandi valori di λ ma diverge per piccole lunghezze d'onda, prevedendo un'emissione enorme nella parte dello spettro corrispondente all'ultravioletto e Raggi X: tale problema venne chiamato *catastrofe ultravioletta*.

L'approccio seguito da Rayleigh e Jeans era corretto, ma mancava di un'ipotesi fondamentale che non era compatibile con le leggi dell'elettromagnetismo classico, introdotta poi nel 1900 da Planck.

La radiazione proveniente da una galassia è data dalla somma di tutti i contributi dati dalle singole stelle presenti nella galassia stessa; tale radiazione, nella banda ottica, può essere approssimata a quella di corpo nero, specialmente se la galassia ha raggiunto uno stato di equilibrio termico.

Si definisce corpo nero, o *blackbody*, un corpo la cui superficie assorbe tutta la radiazione elettromagnetica incidente su di esso, ed è in equilibrio termico con la radiazione stessa. Esso può essere modellizzato come un corpo cavo, le cui pareti interne sono rappresentate come oscillatori carichi, che fanno rimbalzare la radiazione senza farla uscire, finché non si raggiunge l'equilibrio tra radiazione e pareti, caratterizzato da una certa temperatura T .

Praticando un piccolo foro nella cavità per osservare la radiazione, senza alterare lo stato del sistema, si

Egli ipotizzò che la radiazione potesse essere emessa dagli oscillatori delle pareti solo in pacchetti discreti detti *quanti* che potevano trasportare una determinata energia $E = h\nu$, con h costante universale e ν frequenza dell'energia trasportata.

Grazie a questa ipotesi si ottenne la nota *legge di Plank* per l'intensità di spettro di corpo nero $I(\nu) = B(\nu, T)$:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.4)$$

la quale è in perfetto accordo con i dati sperimentali se la costante h assume il valore di $h = 6,62618(4) \times 10^{-27} \text{ erg s}$ prendendo il nome di *costante di Plank*. Dunque, l'ipotesi di Plank spiega con successo i fenomeni relativi alla radiazione di corpo nero e giustifica le leggi empiriche di Stefan-Boltzmann e di Wien.

Ogni curva di corpo nero può essere studiata in 2 regioni collocate a sinistra e a destra del picco della distribuzione, denotato con frequenza ν_{max} e lunghezza d'onda λ_{max} .

- Se $h\nu \ll kT$, i fotoni sono poco energetici e si ottiene l'*approssimazione di Rayleigh-Jeans*:

$$B(\nu, T) = 2kT \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 \quad (3.5)$$

Quindi a basse frequenze, gli andamenti nel grafico in figura 3.2, sono delle rette di pendenza pari a 2.

- Se $h\nu \gg kT$, i fotoni sono molto energetici e si ha l'*approssimazione di Wien*:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (3.6)$$

Per ottenere la legge dello spostamento di Wien, si parte dall'equazione 3.4, se ne calcola la derivata prima la si pone pari a zero, ottenendo ν_{max} la quale, in termini di lunghezza d'onda, fornisce l'equazione 3.2. Dunque, la brillantezza di un corpo nero diminuisce molto rapidamente con la frequenza dopo aver raggiunto il picco a ν_{max} .

Da questa relazione si deduce che lo spettro di corpo nero fornisce un'informazione fondamentale sull'indice di colore di un *blackbody* che emette una radiazione luminosa simile alla radiazione dell'oggetto celeste in esame: a temperature più alte corrispondono lunghezze d'onda minori nella regione dell'ultravioletto, mentre a temperature basse, si hanno lunghezze d'onda maggiori andando verso l'infrarosso.

Tale relazione può essere anche invertita per ottenere la temperatura nota come *temperatura di colore*, la quale fornisce correttamente la temperatura di un corpo nero senza conoscerne la scala assoluta. In figura 3.2, si può notare che le varie curve non si intersecano mai tra di loro, quindi, data una certa frequenza, la temperatura di colore di un oggetto astrofisico è univoca.

Inoltre, considerando la superficie delle stelle come un mezzo otticamente sottile, è possibile ricavare la temperatura di una sorgente termica. Infatti, dall'analisi spettroscopica condotta su stelle appartenenti a galassie ellittiche, si ottiene una temperatura superficiale tra i 3.500 e 4.500 °K (tipiche delle stelle di tipo K e M), con picchi di emissione nel vicino infrarosso: ciò spiega perché nell'ottico le galassie ellittiche appaiano rosse.

3.2 Banda X

Come anticipato in precedenza, le galassie ellittiche possiedono solo un gas caldo formato da idrogeno e metalli ionizzati, il quale permea l'intera galassia e contribuisce alla massa totale della galassia fino a circa $10^9 - 10^{10} M_{\odot}$ (8). Tale gas raggiunge temperature comprese tra $10^6 - 10^7 \text{ K}$ e possiede densità molto basse, dell'ordine di $10^{-2} - 10^{-4}$ particelle per cm^3 .

È studiato usando satelliti con rilevatori nei raggi X, oppure mediante righe di assorbimento UV di specie altamente ionizzate viste contro stelle brillanti di fondo. Una proprietà fondamentale del gas è che non si raffredda mai a causa della bassa densità che non permette alle particelle presenti di interagire tra di loro.

Inoltre il gas si può considerare in equilibrio idrostatico in quanto il tempo dinamico di attraversamento è lo stesso del tempo di propagazione del suono, ed entrambi sono molto più piccoli del



Figura 3.3: Immagine Radio/raggi X/optica dell'enorme galassia ellittica M87, la quale ospita al suo interno un buco nero super massiccio, responsabile della sua potente emissione, fino alla banda radio [3]

tempo di raffreddamento radiativo, ovvero il tempo impiegato da un oggetto astrofisico per perdere energia tramite radiazione e raggiungere un nuovo equilibrio termico. Assumendo quindi la condizione di equilibrio idrostatico, attraverso osservazioni condotte in banda X, è stato possibile determinare la distribuzione totale di massa $M_{tot}(r)$ per molte galassie e ammassi.

Il gas caldo produce una luminosità di circa $L_X \sim 10^{39} - 10^{42} \text{ erg/s}$, la quale correla con la luminosità in banda ottica L_B in modo diverso a seconda della massa della galassia: per galassie ellittiche con bassa luminosità ($L_B \leq L_{B,crit} = 3 \times 10^9 L_{B\odot}$), la luminosità X è, in approssimazione, proporzionale alla luminosità in banda ottica, $L_X \propto L_B$, mentre per quelle con alta luminosità ($L_X > L_{B,crit}$), si osserva $L_X \propto L_B^2$.

L'origine del gas è ancora tutt'oggi dibattuta. Tra le teorie proposte si trova quella che ne affida la nascita alle *supernovae*, SN: esso potrebbe essere il residuo completamente disperso dell'esplosione delle SN all'inizio dell'evoluzione galattica.

Il principale meccanismo di emissione del gas è la *Bremsstrahlung termica* o radiazione di frenamento. Nello studio di interazioni tra elettrone-nucleo, tale emissione è la perdita di energia di un elettrone che, essendo deviato da un nucleo, irradia, perdendo energia, e venendo quindi frenato. Poiché il nucleo è più massivo dell'elettrone, si può trattare il problema in termini approssimati di una collisione dell'elettrone con un campo di forze statico. Nello specifico, l'emissione è del tipo *free-free*, ovvero, l'elettrone perde energia passando da uno stato non legato a un altro, inoltre la collisione viene detta *termica* dal momento che gli elettroni e i nuclei sono in equilibrio termico a una certa temperatura T .

Nel caso delle galassie ellittiche, è presente un gas ionizzato, ovvero un plasma¹⁰, in cui, supponendo gli elettroni in equilibrio termico, questi seguono una distribuzione di velocità Maxwelliana¹¹, e la probabilità che un elettrone abbia una velocità compresa tra v e $v+dv$ è data da:

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2k_B T} v^2 dv \quad (3.7)$$

Integrando su tutte le velocità possibili si ottiene come risultato l'emissività specifica $J_{br}(\nu, T)$ di una nube con densità elettronica n_e e di ioni n_z :

$$J_{br}(\nu, T) = 6,8 \times 10^{-38} T^{1/2} e^{-h\nu/k_B T} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}(\nu, T)} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.8)$$

in cui $\overline{g_{ff}(\nu, T)}$ è detto *fattore di Gaunt* termine dovuto a correzioni relativistiche, mentre il termine esponenziale indica il *cut-off*: da quest'ultimo si può ricavare la *frequenza di cut-off* ponendo $h\nu = k_B T$. Si osservi come tale frequenza dipende solo dalla temperatura del plasma.

La 3.8 mostra che l'emissività decresce esponenzialmente con la frequenza, tuttavia, l'esponenziale si può ritenere costante per un largo intervallo di frequenze tali per cui $\nu < k_B T/h$. Ciò spiega perché l'emissione si estende fino alla banda X alle temperature tipiche dell'ISM.

Risulta quindi evidente il motivo per cui il gas caldo non ha possibilità di raffreddarsi: ciò si può mettere in evidenza calcolando il tempo di raffreddamento per l'HIM usando il tempo di raffreddamento, *cooling time*. In generale, esso è definito come il rapporto tra l'energia termica del plasma per unità di volume, e quella irradiata per Bremsstrahlung:

$$t_{br} = \frac{3/2(n_e + n_p)k_B T}{J_{br}(T)} \sim \frac{6 \times 10^3}{n_e g_{ff}} T^{1/2} yr \quad (3.9)$$

dove si è considerato ottenuta considerando sia $n_e \sim n_p$ che l'emissione di Bremsstrahlung integrata su tutto lo spettro. Considerando temperature e densità dell'HIM si ottiene un tempo di raffreddamento di $t_{br} = 10^{10} yr$, quindi, le galassie ellittiche non possono di fatto raffreddarsi.

3.3 Banda Radio: AGN e radiogalassie

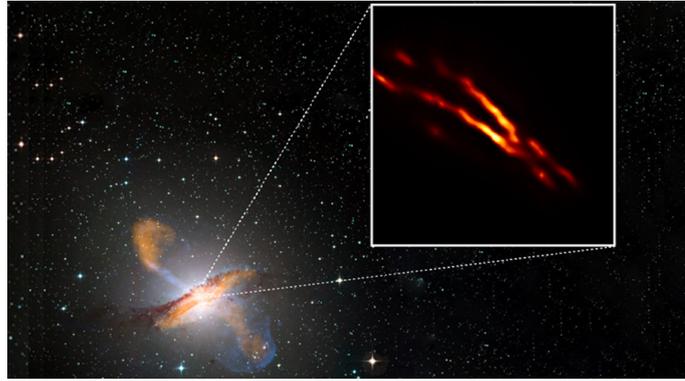


Figura 3.4: Galassia ellittica Centaurus A. Cattura della nascita di un gigantesco getto con telescopio EHT[7]

I *Nuclei Galattici Attivi*, AGN, caratterizzano una classe di oggetti che presentano nelle regioni centrali una notevole emissione non imputabile ai meccanismi ordinari analizzati in precedenza. Tale manifestazione può essere dominante nella maggior parte dello spettro elettromagnetico. Le galassie ellittiche che presentano una luminosità di circa $L_{radio} \sim 10^{40} - 10^{47} \text{ egr/s}$ sono caratterizzate da uno spettro nel radio molto luminoso, imputabile proprio alla presenza di AGN e per questo motivo vengono dette *radiogalassie*. La struttura delle radiosorgenti si può schematizzare come segue:

- *Lobi*. Sono 2 strutture estese di forma ellissoidale simmetriche rispetto all'oggetto associato e allineate con questo su distanze che possono essere anche ordini di grandezza maggiori rispetto al corpo celeste associato. La brillantezza superficiale decresce dal centro verso l'esterno, e lo spettro radio dei lobi è caratterizzato da radiazione non termica di sincrotrone, la quale verrà analizzata in seguito.
- *Hot-Spot*. Regione di piccolo diametro ma che contiene una brillantezza superficiale maggiore rispetto ai lobi, difatti, può costituire una frazione considerevole della luminosità totale della radiosorgente. Si possono avere più *hot-spot* nello stesso lobo allineati con il nucleo centrale. Inoltre si può osservare emissione in banda X per effetto di *Compton Inverso*¹². Le *Hot-spot* rappresentano le regioni in cui il materiale contenuto nei *Jets* (definiti in seguito) collide con l'ISM, viene poi frenato creando un'onda d'urto, e infine si deposita nei lobi.
- *Core*. È una componente centrale compatta coincidente con il centro dell'oggetto ottico associato alla radiosorgente. Non contribuisce molto all'emissione totale ma in alcuni casi può

superare l'emissione dei lobi. Inoltre, può mostrare variazioni di flusso in tempi dell'ordine di mesi o anni.

- *Jets*. Sono delle strutture estese cilindriche o coniche che partono dal *Core* e puntano verso le *Hot-Spot*, tracciando condotti, detti *beam*, attraverso i quali energia, campo magnetico, particelle relativistiche e plasma termico, vengono indirizzati verso i lobi esterni. I *Jets* sono visibili grazie alle perdite radiative di energia subite lungo il percorso.

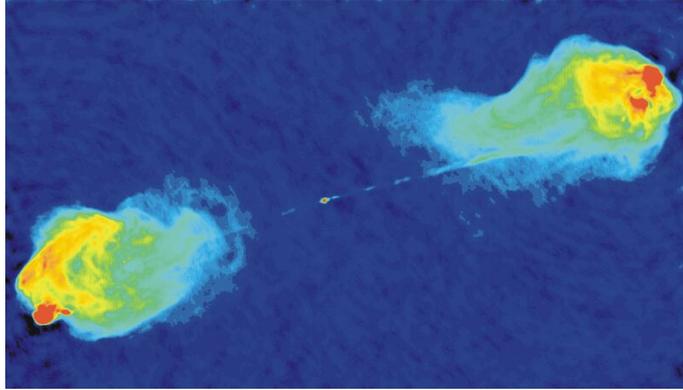


Figura 3.5: immagini falso colore dei jet e lobi della radiogalassia Cygnus A. In rosso sono indicate le regioni con l'emissione radio più brillante, mentre in blu, quelle con l'emissione più bassa. La galassia possiede un redshift di 0.057 ed è ad una distanza di 23 Mpc.⁵[2]

Tali regioni sono presenti in tutti i tipi di radiosorgenti, dalle più luminose alle più deboli, sebbene non sempre siano ben visibili. Si possono identificare radiosorgenti estese (*lobe-dominant*), in cui l'emissione è dovuta principalmente ai lobi, e compatte (*core-dominant*), dove il contributo maggiore all'emissione è dovuto al Core.

Le radiosorgenti estese si suddividono in 2 classi: FR I (Fanaroff-Riley a bassa potenza), e FR II (Fanaroff-Riley ad alta potenza). In particolare, le FR II sono suddivise in 2 tipi in base alla larghezza delle righe di emissione nucleare e dello stato di eccitazione, la quale si riflette nell'intensità delle righe stesse. Si hanno perciò:

- *Narrow Line Radio Galaxy*, NLRG, in cui le righe di emissione sono strette e la maggior parte della loro luminosità ha origine entro 1 kpc dal nucleo, ma l'emissione si può estendere fino a decine di kpc. In questo caso si hanno righe strette spazialmente estese.
- *Broad Line Radio Galaxy*, BLRG, dove sono presenti righe di emissione sia strette che larghe, caratterizzate da un continuo che si può estendere fino alla banda X. La regione in cui hanno origine le righe larghe si estende fino a qualche pc dal nucleo.

Tra le radiosorgenti compatte, invece, si riportano le *BL Lac*, oggetti puntiformi associate alle galassie ellittiche giganti e caratterizzate da una forte polarizzazione sia in banda radio, dovuta alla presenza di radiazione di sincrotrone, che in banda ottica. Inoltre, presentano una notevole variabilità a tutte le lunghezze d'onda che, nello specifico in banda ottica e X, varia in tempi inferiori al giorno. Una caratteristica particolare di tali oggetti è l'apparente assenza di righe di emissione che può essere giustificata dalla scarsa quantità di gas oppure da un continuo così forte da coprire le righe. Le BL Lac sono identificati con il termine Blazar.¹³

I processi fisici che dominano lo spettro del continuo sono la radiazione di sincrotrone, a frequenze più basse, e processi Compton, per frequenze più alte. Il processo che verrà analizzato è la radiazione di sincrotrone essendo più comune a tutte le galassie ellittiche, mentre i processi Compton sono più evidenti nel caso di sorgenti extragalattiche che presentano AGN, quindi ad energie più elevate.

La radiazione di sincrotrone è prodotta da particelle ultra relativistiche¹⁴ in un campo magnetico. La potenza irradiata da una particella è descritta dalla formula di Larmor relativistica:

$$\omega = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m_0^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (3.10)$$

in cui m_0 è la massa a riposo della particella, \vec{p} è la sua quantità di moto e γ è il fattore di Lorentz¹⁵ che in questo caso è $\gamma \gg 1$. Inoltre si osserva che a parità di fattore di Lorentz, la potenza irradiata è inversamente proporzionale al quadrato della massa a riposo della particella. Quindi un elettrone (o un positrone) irradia circa 10^6 volte più di un protone, poiché quest'ultimo ha una massa circa 1800 volte maggiore rispetto all'elettrone. Dunque, da questo punto in poi verranno considerati solo gli elettroni.

Nell'equazione 3.10 si sostituisce al termine $d\vec{p}/dt$ la forza di Lorentz¹⁶ ottenendo:

$$\omega = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^2 c^3} \gamma^2 H_{\perp}^2 = 1.6 \times 10^{-25} \gamma^2 H_{\perp}^2 \quad (3.11)$$

in cui H_{\perp} è la proiezione del campo magnetico lungo la direzione della velocità: solo la componente perpendicolare della velocità modifica la forza subita dalla particella e ciò crea un moto circolare uniforme, mentre la componente parallela rimane costante creando un moto uniforme. Dall'unione dei 2 moti si dice che la particella abbia un moto di tipo *elicoidale*, con asse parallelo alle linee di forza del campo magnetico.

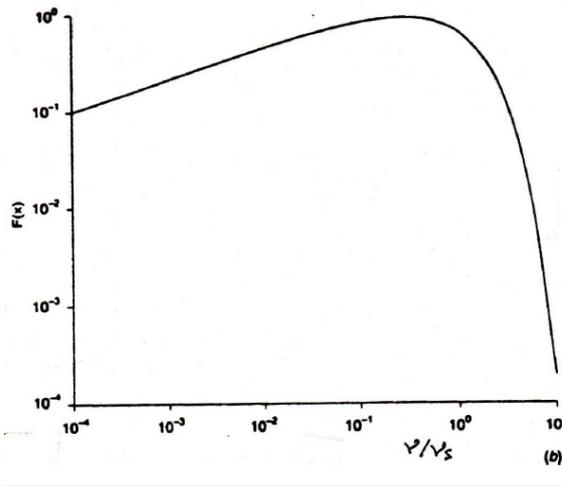


Figura 3.6: Distribuzione spettrale della potenza emessa da un singolo elettrone in scala logaritmica[10]

Si può usare la *sezione d'urto Thomson* dell'elettrone¹⁷ per scrivere la potenza irradiata in funzione di quest'ultima:

$$\omega = 2c\sigma_T \gamma^2 \frac{H_{\perp}^2}{8\pi} \quad (3.12)$$

Le relazioni 3.11 e 3.12 sono versioni più compatte della potenza irradiata da un singolo elettrone ed entrambe dipendo dal valore di H_{\perp}^2 , oltre che dal fattore di Lorenz. Inoltre si riferiscono ad una sola particella con un certo angolo di *pitch*¹⁸ θ , ma nel caso di sistemi di particelle, se la distribuzione degli angoli di *pitch* è isotropa, si considerano i valori medi di H_{\perp}^2 e si sostituisce a quest'ultima la quantità $2/3H^2$, ottenuta mediando su tutti gli angoli possibili θ .

La radiazione è emessa entro un cono di semi apertura $1/\gamma$, centrato nella direzione della velocità istantanea: l'osservatore vede il segnale entro tale angolo e lungo il piano definito dall'orbita dell'elettrone. Inoltre la radiazione ricevuta è formata da impulsi i cui massimi si verificano quando la velocità dell'elettrone è diretta verso l'osservatore, e di durata pari a:

$$\tau = \frac{5 \times 10^{-8}}{\gamma^2 (H/G)} \text{sec} \quad (3.13)$$

La distribuzione spettrale della radiazione di un singolo elettrone, è ottenuta attraverso l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto. Lo spettro è continuo e caratterizzato da una frequenza critica data da:

$$\nu_s (\text{GHz}) \approx 4,2 \times 10^{-9} \gamma^2 H (\mu\text{G}) \quad (3.14)$$

Come si può vedere dalla figura 3.6, per frequenze molto più piccole di ν_s , la potenza monocromatica irradiata è proporzionale a $(\nu/\nu_s)^{1/3}$, mentre per frequenze maggiori, l'emissione è proporzionale a $e^{-(\nu/\nu_s)}$, quindi diventa trascurabile.

L'emissione totale prodotta da un insieme di elettroni relativistici si ottiene sommando i contributi

delle singole particelle. Sia $N(\xi)d\xi$ il numero di elettroni per unità di volume con energia compresa tra ξ e $\xi + d\xi$, allora la potenza monocromatica irradiata per unità di volume è:

$$J_s(\nu) = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \omega_s(\nu, \xi) N(\xi) d\xi \quad (3.15)$$

Si suppone che gli elettroni seguano una distribuzione di energia a legge di potenza del tipo $N(\xi) = N_0 \xi^{-\delta}$, dove N_0 e δ sono delle costanti. Tale relazione inserita nell'integrando della precedente formula, dà lo spettro di radiazione risultante:

$$J_s(\nu) \sim N_0 H_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{\delta - 1}{2} \quad (3.16)$$

in cui α è una quantità legata alle osservazioni.

Infine, un'altra quantità importante è il tempo caratteristico di raffreddamento t^* , definito come il rapporto tra l'energia totale delle particelle e il tasso di perdita di energia, ovvero:

$$t^* = \frac{1}{C_{sync} \xi H^2 \sin^2(\theta)} \propto \frac{1}{\xi} \quad (3.17)$$

in cui $C_{sync} = 2e^4 / (3m_e^4 c^7)$.

Tale relazione mostra che a elettroni più energetici corrispondono tempi di via più brevi. Inoltre, con il passare del tempo, le particelle perdono energia e si spostano a frequenze minori come si può vedere dalla relazione 3.14. Ciò può causare o un cambiamento della pendenza dello spettro, oppure un *cut-off*, a causa dell'invecchiamento della radiosorgente. Dunque, dalla forma dello spettro di emissione di sincrotrone si può stimare l'età di una particolare regione della radiosorgente: se lo spettro non è molto ripido, allora sono presenti elettroni *giovani*, come si osserva nelle zone vicino alle *Hot-Spot*.

. Note

1. 1 anno luce corrisponde a circa 0,306 parsec, dove 1 parsec è dell'ordine di 10^{13} Km, quindi 1 milione di anni luce sono circa 306 parsec ovvero 10 volte il diametro della nostra galassia
2. L'isofota è una curva o una linea che collega punti con la stessa luminosità o intensità in un'immagine
3. È espressa come L_{\odot}/pc^2 con $L_{\odot} = 3.8 \times 10^{33} \text{ erg/s}$ luminosità solare, ovvero la potenza totale irradiata dal Sole
4. Fanno eccezione le galassie ellittiche nane, le quali sono meglio rappresentate da un profilo esponenziale
5. K ed M fanno riferimento alla classificazione stellare di Harvard, basata sullo spettro delle stelle
6. La metallicità è espressa come il rapporto logaritmico dell'abbondanza di ferro di una stella rispetto all'abbondanza solare, $Z = [Fe/H]$
7. Si assume che il campo di radiazione sia descritto dalla funzione di Planck
8. M_{\odot} indica 1 massa solare ovvero $2 \times 10^{33} \text{ gr}$
9. $L_{B\odot}$ indica la luminosità solare già definita in precedenza
10. Gas ionizzato globalmente neutro, in cui le cariche elettriche si muovono le une nel campo magnetico delle altre
11. La distribuzione è indicata come $f(v) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2k_B T} v^2$
12. L'effetto Compton Inverso è causato dall'urto tra un fotone ed un elettrone possedente un'energia cinetica molto più grande rispetto al fotone, e parte di essa viene trasferita a quest'ultimo nell'urto
13. AGN caratterizzati da un'emissione fortemente variabile e da uno spettro continuo con elevato grado di polarizzazione, alimentati da buchi neri supermassicci situati al centro della galassia
14. Sono particelle con una velocità prossima a quella della luce e tali che $\beta = v/c \approx 1$
15. Il fattore di Lorentz è definito come $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$
16. La forza di Lorentz è espressa come $\vec{F} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H}$
17. $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_o^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ con r_o raggio effettivo dell'elettrone
18. È l'angolo tra la direzione della quantità di moto \vec{p} e quella del campo magnetico \vec{H}
19. La relazione deriva dalla formula relativistica per la aberrazione della luce, spostandosi dal sistema di riferimento dell'elettrone a quello dell'osservatore

Bibliografia

- [1] https://glossario.oa-cagliari.inaf.it/Classificaz_galassie2.html.
- [2] <https://www.nrao.edu/archives/items/show/33385>, 1983.
- [3] <https://esahubble.org/images/heic0815j/>, 2008.
- [4] <https://www.eso.org/public/italy/images/eso1516b/>, 2015.
- [5] Una nuova ipotesi per il mistero delle galassie a spirale. <https://www.cnr.it/it/comunicato-stampa/7893/una-nuova-ipotesi-per-il-mistero-delle-galassie-a-spirale>, 2018.
- [6] <https://www.media.inaf.it/2020/12/02/nubi-magellano-sorelle-galattiche/>, 2020.
- [7] Uno sguardo al cuore della galassia centaurus a con eht. <https://home.infn.it/it/comunicati-stampa/4521-uno-sguardo-al-cuore-della-galassia-centaurus-a-con-eh>t, 2021.
- [8] Hubble cattura una galassia che emette radiazioni infrarosse. <https://techbreak.com.br/hubble-cattura-una-galassia-che-emette-radiazioni-infrarosse/>, 2023.
- [9] D.Dallacasa. Appunti di processi di radiazione e mhd, 2022.
- [10] Carla e Roberto Fanti. *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*. 2012.
- [11] F.Ravanini. Appunti sulle basi storiche della meccanica quantistica, 2022.
- [12] Jr. Kennicutt, Robert C. A spectrophotometric atlas of galaxies. *Astrophysical Journal Supplement*, 79:255, 1992.
- [13] John Kormendy and Djorgovski. Surface photometry and the structure of elliptical galaxies. *Annual Review of Astronomy Astrophysics*, 27:235–277, 1989.
- [14] L.Ciotti. Appunti di astrofisica extragalattica, 2023.
- [15] L.Dore. Appunti sul mezzo interstellare, 2022.
- [16] Matteo Miluzio. La notte in cui andromeda divenne una galassia. <https://www.today.it/blog/spazio/hubble-andromeda.html#:~:text=Guardate%20questa%20immagine%3A%20state%20osservando,notte%20del%205%20ottobre%201923.>, 2021.
- [17] Peter Schneider. *Extragalactic astronomy and cosmology*. Springer, 2015.
- [18] Alister W.Graham and Simon P.Driver. A concise reference to (projected) sérsic $r^{1/n}$ quantities, including concentration, profile slopes, petrosian indices, and kron magnitudes. *Astronomical Society of Australia*, 22(2):118–127, 2005.