

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche Principali dell'Emissione di Galassie Ellittiche

Tesi di laurea

Presentata da:
Nilo Caiozzo

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

Appello IV
Anno Accademico 2022-2023

Alla mia famiglia...

Indice

Introduzione	1
1 Caratteristiche delle Galassie e Leggi di Scala delle Ellittiche	2
1.1 Classificazione di Hubble-Vaucouleurs	2
1.2 Galassie Ellittiche	4
1.3 Profilo di De Vaucouleurs	5
1.4 Il Piano Fondamentale	5
2 Principali processi di emissione in diverse bande spettrali e le loro leggi	7
2.1 Banda X	7
2.2 Banda Ottica	9
2.3 Banda Radio	12
Bibliografia	17
Note	19

Introduzione

Il primo tentativo di catalogare quelli che allora erano chiamati "oggetti nebulosi" risale all'inizio del XVII secolo, a opera del siciliano Giovan Battista Hodierna, che inserì nel suo catalogo *De Admirandis Coeli Characteribus* del 1654 anche alcune di quelle che in seguito sarebbero state chiamate "galassie".

Nel 1845 William Parsons riuscì a distinguere diversi tipi di "nebulose" e osservò sorgenti puntiformi (stelle) in alcune di queste, dando credito all'ipotesi di Kant, ovvero che alcune nebulose fossero in realtà galassie distinte dalla Via Lattea. Nonostante questo, il concetto di Galassie esterne alla via lattea non fu universalmente accettato. Nel 1917 Heber Curtis osservò la supernova S Andromedae all'interno della "Grande Nebulosa di Andromeda" (M31) e ne scoprì altre undici nei registri fotografici. Curtis determinò che tali oggetti, per avere magnitudine apparente 10 volte inferiore rispetto a oggetti all'interno della Via Lattea, dovessero essere esterni a questa. Calcolò che la "nebulosa" dovesse trovarsi a una distanza di circa 150 000 parsec.

Il problema fu definitivamente risolto da Edwin Hubble nei primi anni venti, grazie all'uso del nuovo e più potente telescopio Hooker, situato presso l'osservatorio di Monte Wilson. Lo scienziato americano fu in grado di risolvere le parti esterne di alcune nebulose spiraliformi come insiemi di stelle e tra esse identificò alcune variabili Cefeidi, che lo aiutarono a stimare la distanza di queste nebulose: queste si rivelarono troppo distanti per essere parte della Via Lattea. Nel 1936 lo stesso Hubble ideò un sistema di classificazione per le galassie ancora usato ai nostri giorni: la sequenza di Hubble.

In questo elaborato tratterò della radiazione proveniente da Galassie Ellittiche e le sue caratteristiche più importanti. Inizierò spiegando la classificazione delle Galassie e le proprietà principali delle Ellittiche, per poi parlare delle relazioni fisiche fra le caratteristiche della loro radiazione e le loro caratteristiche morfologiche (Capitolo 1) e concludere parlando dei corpi responsabili delle emissioni in diverse bande fotometriche e i processi di emissione principali (Capitolo 2).

1 Caratteristiche delle Galassie e Leggi di Scala delle Ellittiche

1.1 Classificazione di Hubble-Vaucouleurs

Come la scoperta delle Galassie, anche la loro classificazione è merito di Edwin Hubble, che si basò su fotografie al telescopio e stilò una prima versione nel 1926, fondamentale ma basata su assunzioni errate. Egli infatti riteneva, per scarsità di informazioni sulle popolazioni stellari osservate, che le Galassie Ellittiche non fossero altro che la prima fase nell'evoluzione delle Galassie a Spirale, da cui derivano i due nominativi *Early-Type* e *Late-Type*. In seguito fu compreso che le galassie Ellittiche erano anzi quelle più antiche, con un processo di formazione ancora non chiaro. Studi recenti ne attribuiscono la nascita allo scontro di due o più galassie piccole basandosi su osservazioni di ammassi aperti blu di stelle giovani al loro interno¹. La classificazione è stata poi utilizzata come base di altre classificazioni più raffinate, come la Classificazione di Hubble-Vaucouleurs del 1959, che introduce le *Galassie Lenticolari* S0 e *Galassie a Spirale Barrate Intermedie*.

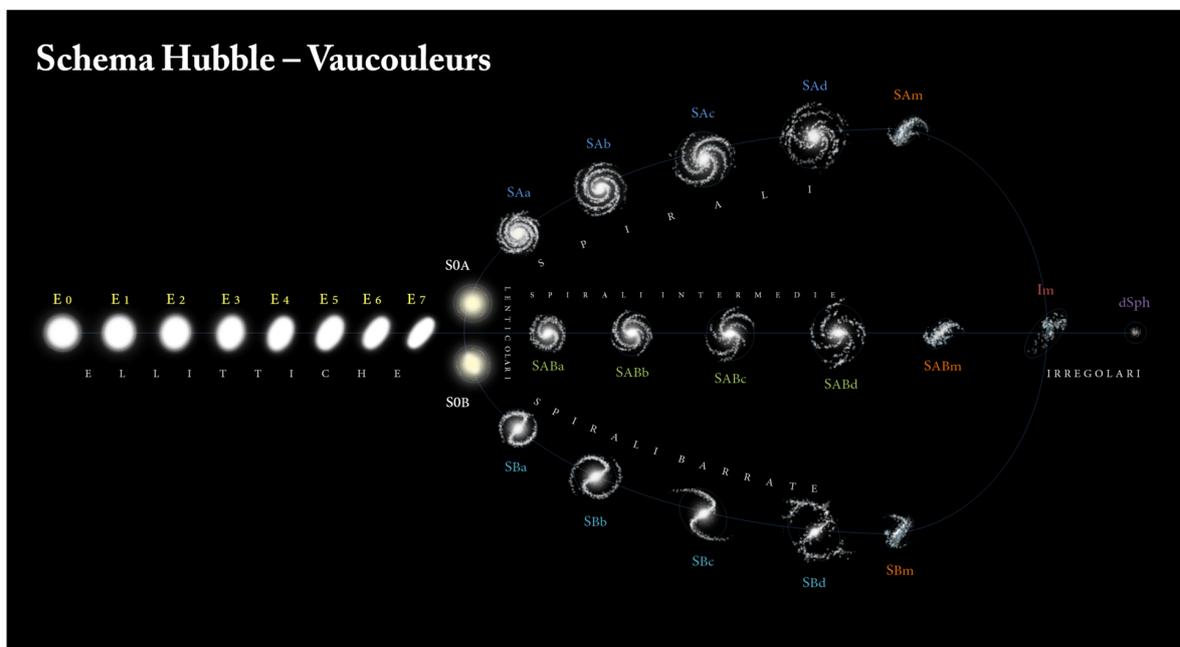


Figura 1.1: Classificazione di Hubble-Vaucouleurs. (da Wikipedia, a)

Le Galassie sono suddivise in:

- Galassie Ellittiche/Early-Type:
Attraverso le loro isofote, di cui parlerò a breve, è possibile calcolare l'ellitticità della galassia tramite la relazione

$$\epsilon = 1 - \frac{b}{a} \times 10 \rightarrow E_\epsilon. \quad (1.1)$$

- Galassie Lenticolari:
Presentano un disco, come le spirali, contenente quantità molto ridotte di *mezzo interstellare*, possibilmente perduta o usata per la formazione stellare, ormai poco attiva. A causa della concentrazione di polveri vicino al Bulge², più importante di quello nelle Galassie a Spirale, e ai bracci a spirale poco definiti è facile confonderle con Galassie Ellittiche quando viste di taglio o inclinate.
- Galassie a Spirale/Late-Type:
Più complesse rispetto a quelle ellittiche, presentano un Bulge centrale dalle proprietà simili alle galassie ellittiche ma con una metallicità inferiore. Presentano ancora fenomeni di formazione stellare all'interno dei bracci di spirale, strutture non materiali responsabili per gli aumenti di densità di polveri e gas. Analoghe alle Galassie a Spirale sono le Galassie a Spirale Barrate, che prendono il nome dal loro Bulge dalla forma più squadrata.
- Galassie Irregolari o Anomale:
Non categorizzabili rigorosamente, sono il tipo di galassia più numeroso e la loro massa complessiva supera la somma dei di quelle dei due tipi precedenti. Ne fanno parte anche le Galassie Nane, in quanto presentano similarità con galassie Ellittiche o a Spirale ma sono di dimensioni ridotte.



(a) Coppia di Galassie VV 191. (da NASA et al., 2022)



(b) Galassia a Spirale NGC 7459. (da ESA/Webb et al., 2022)



(c) Galassie Lenticolari NGC 2292 e NGC 2293. (da NASA et al., 2020)

Figura 1.2: Foto 1.2a: Nonostante siano molto vicine, le due Galassie non interagiscono molto. Notiamo anche una galassia distante distorta dalla lente gravitazionale dovuta al Bulge.

Foto 1.2b: Notiamo nell'infrarosso le attività di formazione stellare lungo i bracci e soprattutto vicino al centro della Galassia.

Foto 1.2c: Fusione in corso fra le Galassie NGC 2292 e NGC 2293, che creeranno una Ellittica. È ancora possibile notare gli ormai sbiaditi bracci di spirale.

1.2 Galassie Ellittiche

Come scritto sopra, le Galassie Ellittiche sono classificate principalmente in base alla loro *ellitticità* data dall'eq. 1.1. In questa relazione a e b sono rispettivamente i semiassi maggiore e minore misurati nelle *isofote*, ovvero grafici 2D in cui vengono mostrate le densità di radiazione emessa dalla Galassia, costante lungo le ellissi disegnate, come vediamo in figura 1.3. A volte le isofote non risultano essere completamente ellittiche, assumendo la nomenclatura di *Disky*, quando presentano delle "punte" lungo l'asse minore, oppure *Boxy*, quando risultano più squadrate lungo gli assi. Ciò avviene quando le dimensioni dei semiassi variano con l'angolo di posizione ed è possibile spiegarlo tramite l'analisi di Fourier. Un altro fenomeno possibile è l'*Isofotal Twisting*, che avviene quando il rapporto fra i tre assi in un *ellissoide triassiale* varia continuamente con la distanza dal centro dell'ellissoide, facendo apparire le isofote sempre più ruotate.

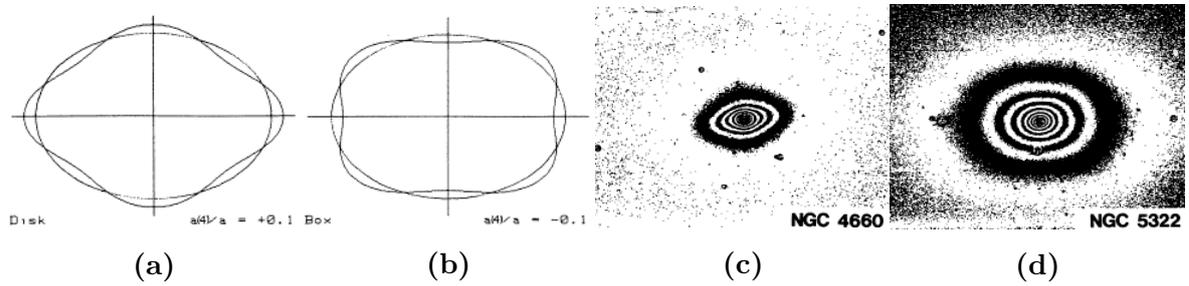


Figura 1.3: 4 immagini: le figure 1.3a e 1.3b raffigurano lo schema di isofote di una Galassia Ellittica Disky e di una Boxy, le figure 1.3c e 1.3d mostrano le vere isofote delle Galassie NGC 4660 e NGC 5322. (da Bender et al., 1988)

Tutte le Galassie Ellittiche mostrano proprietà analoghe:

- Presentano una popolazione stellare prevalentemente di tipo II, composta da Nane Rosse, Giganti K ed M e altre stelle vecchie e poco massive. Questo conferisce alla galassia un colore rosso-arancione nell'ottico.
- Non sono osservate Supernove di Tipo II³ in quanto le stelle abbastanza massive in grado di generarne una sono già esplose ed il gas rimescolato. Una conseguenza della passata presenza di Supernove è la scarsa quantità di gas freddo rispetto al gas ionizzato ($10^9-10 M_{\odot}$ a $10^6 K$), impedendo nuovi processi di formazione stellare. Possiedono a volte degli anelli di polvere.
- Le zone centrali di queste Galassie sono fra le zone a concentrazione più elevata di metalli (6-8%) dell'universo conosciuto. Ciò è dovuto al rilascio e rimescolamento dei metalli creati all'interno delle stelle e durante le loro Supernove.
- Nonostante siano fra i corpi più antichi osservabili, *ogni* stella mostra una bassa percentuale di metalli incompatibile con la produzione da Supernove. Questo fenomeno viene attribuito all'influenza che la Popolazione III⁴ ebbe nella formazione delle Ellittiche.
- Al centro di ogni Galassia Ellittica si trova un Buco Nero Supermassiccio⁵ di massa $M_{BH} \simeq 10^{-3} M_G \approx 10^6 M_{\odot}$ dove M_{BH} è la massa del Buco Nero, M_G è la massa della Galassia Ellittica e M_{\odot} è la massa del nostro Sole.

In quanto le Ellittiche sono fondamentalmente trasparenti, la rimozione del fondo del cielo risulta critica per lo studio accurato della Galassia, onde evitare che lo spettro sia contaminato da quello di background.

1.3 Profilo di De Vaucouleurs

Una volta rimosso il flusso corretto, il profilo di brillantezza superficiale osservato sembra seguire una legge di potenza del raggio della Ellittica⁶.

Già trattato in passato con tecniche introducenti dei bias, Gérard De Vaucouleurs riaffronta questo problema con le tecniche adatte e trova la notevole relazione

$$I(R) = I_e \exp \left(-7.67 \left[\left(\frac{R}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \right). \quad (1.2)$$

chiamata *Legge $R^{1/4}$ di De Vaucouleurs* o *Profilo di De Vaucouleurs*, che lega la Brillantezza Superficiale I al Raggio Effettivo⁷ R_e . Come vediamo, la relazione è in funzione dei parametri $I_e = I(R_e)$ e $\frac{R}{R_e}$, dove R_e è tale che

$$2\pi \int_0^{R_e} R I(R) dR = \frac{1}{2} 2\pi \int_0^\infty R I(R) dR = \frac{L_t}{2} = L_e. \quad (1.3)$$

Molte delle galassie ellittiche osservate risultano seguire questo profilo, con una leggera variazione della pendenza in base alla luminosità dell'Ellittica. Esistono poi Galassie che presentano un forte aumento di brillantezza ad R più alti, denominate *Galassie cD* o *Ellittiche Diffuse Supergiganti*.

Graficando i profili di brillantezza superficiale di diverse Ellittiche rispetto ai parametri $\frac{I(R)}{I_e}$ e $\frac{R}{R_e}$, notiamo che i profili coincidono l'un l'altro e seguono lo stesso andamento entro i loro errori. Solo le Ellittiche seguono questa relazione.

Esiste una relazione generalizzata per i profili di brillantezza superficiale chiamata *Legge o Profilo di Sérsic*:

$$I(R) = I_e e^{-b(m)(R/R_e)^{1/m}}. \quad (1.4)$$

Vediamo che anche b dipende da m e svolgendo il calcolo imponendo $m = 4$ otteniamo il valore di b della legge di De Vaucouleurs. m tende ad essere leggermente più elevato in Ellittiche più luminose ed è anche legato al fenomeno di Rilassamento Violento⁸, scoperto da Lynden-Bell nel 1967.

1.4 Il Piano Fondamentale

Come abbiamo visto precedentemente, esistono dei parametri base comuni a tutti i tipi di Ellittica classificabili in due categorie: i parametri dipendenti dalla forma

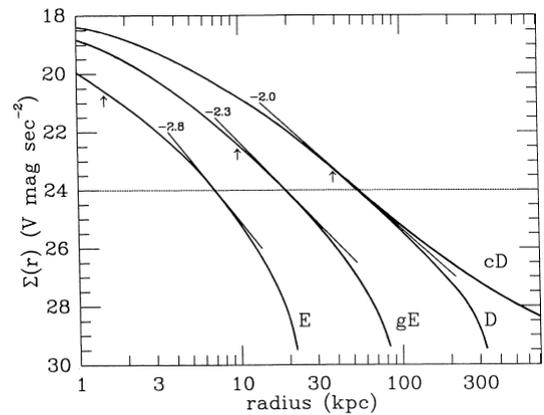


Figura 1.4: Profili di brillantezza superficiale mediati per diverse Galassie. È indicata la loro pendenza mentre le frecce indicano il Raggio Effettivo calcolato con la legge $R^{1/4}$. (da Tonry, 1987)

(come ϵ e $\frac{a}{a_4}$) e parametri indipendenti dalla forma, quali la Luminosità in diverse bande L_X , il raggio effettivo R_e , la dispersione di velocità⁹ σ_0 , la brillantezza superficiale effettiva I_e , colori medi B-V, etc. È logico pensare che più una galassia è ampia ($\propto R_e$) più debba essere luminosa ($\propto L_X$). Cerchiamo dunque relazioni simili fra i parametri indipendenti dalla forma. Questo tipo di relazioni sono fondamentali, in quanto ci permettono di misurare indirettamente quantità come la Luminosità senza necessariamente sapere la distanza della Galassia.

★**Legge di Kormendy:** Nel 1977 Kormendy dimostrò che maggiore il Raggio Effettivo R_e di una Ellittica, *minore* la brillantezza superficiale I_e , spesso sostituita dal suo valore medio $\langle I \rangle_e$:

$$R_e \propto \langle I \rangle_e^{-0.83 \pm 0.08}. \quad (1.5)$$

Essendo la Luminosità effettiva $L_e = \pi \langle I \rangle_e R_e^2$, ne segue che $L_e = B \cdot R_e^\alpha$; $\alpha \approx 1$. Dunque, più una Ellittica è estesa, più sarà luminosa (emette più luce) ma meno sarà brillante (ci *appare* più debole, ci arriva meno luce). Non esiste l'equivalente di questa relazione per le Galassie a Spirale.

★**Legge di Faber-Jackson:** Scoperta da Faber e Jackson nel 1976, lega la *dispersione di velocità centrale* alla Luminosità L_e interna al Raggio effettivo:

$$L_e = A \sigma_0^4. \quad (1.6)$$

Poiché la dispersione di velocità è anche legata all'intensità delle righe di assorbimento e al colore dell'Ellittica, fu anche dimostrato che Ellittiche più luminose presentano righe di assorbimento più pronunciate (Faber, 1973) e che sono più rosse rispetto ad altre meno luminose (Visvanathan & Sandage, 1977).

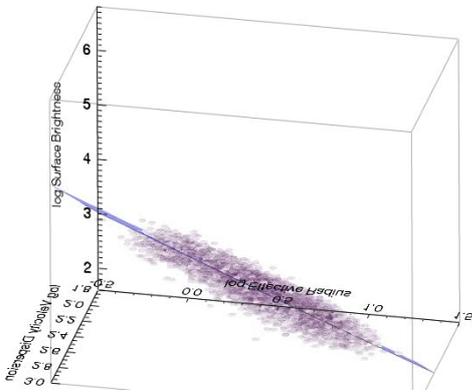


Figura 1.5: Vista del piano di taglio, possiamo vedere la bassissima dispersione, di circa il 15%, attribuibile agli errori di misurazione. (da Bezanson, Bezanson)

Le due relazioni viste sopra presentano però degli errori percentuali troppo elevati, che scopriamo inoltre correlarsi alle grandezze che andiamo a misurare. Per esempio, galassie che presentano una dispersione di velocità maggiore di quella fornita dalla Faber-Jackson presentano anche una brillantezza superficiale media maggiore. Per trovare anche tutte queste correlazioni secondarie ma non meno importanti fu applicata la tecnica PCA - Principal Component Analysis¹⁰, molto usata in ambito statistico. Viene così trovata l'equazione del *piano fondamentale* delle Galassie Ellittiche:

$$\log R_e = 0.36 \left\langle \frac{I_e}{\mu_B} \right\rangle + 1.4 \log \sigma_0. \quad (1.7)$$

Come vediamo in Figura 1.5, troviamo tutti i dati estremamente vicini al piano fin quanto gli errori di misurazione permettono. In loro assenza, le galassie potrebbero addirittura essere confinate al piano.

★**Relazione $D_n - \sigma_0$:** Scoperta da Dressler *et al.* nel 1987, utilizzano il piano fondamentale per trovare la relazione fra σ_0 , $\langle I \rangle_e$ e un nuovo parametro simile al Raggio Effettivo, il diametro D_n entro cui la brillantezza superficiale è $I_n = 20.75 \mu_B$:

$$D_n \propto R_e I_e^{0.8} \rightarrow D_n \propto \sigma_0^{1.4} I_e^{0.07} \Rightarrow \frac{D_n}{kpc} = 2.05 \left(\frac{\sigma}{100 km s^{-1}} \right)^{1.33}. \quad (1.8)$$

2 Principali processi di emissione in diverse bande spettrali e le loro leggi

Possiamo immaginare in quali bande spettrali emetta una Galassia Ellittica basandoci sui corpi che possiamo osservare al loro interno:

★ A causa della Popolazione Stellare di Tipo II, lo spettro della galassia presenterà nella fascia ottica un profilo basso, con intensità paragonabile al piccolo rosso delle stelle vecchie, oltre che a forti righe di assorbimento dovute alle nubi di polveri e gas ricche di metalli. La Figura 2.1 ne è un esempio.

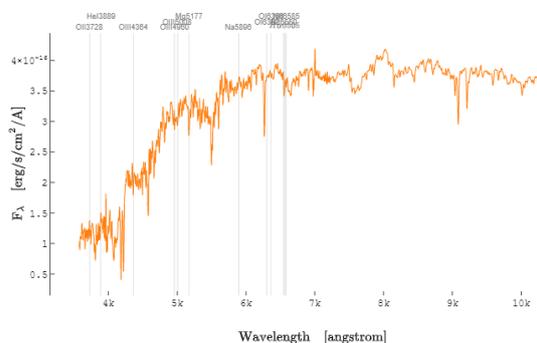


Figura 2.1: Spettro integrato della Galassia Ellittica SDSS *J*161104.06 + 522701.2 ottenuto tramite IRS. (da SDSS, SDSS)

★ Se è presente un *AGN, Nucleo Galattico Attivo*, sarà possibile osservare anche in banda radio grazie ai processi di emissione da *Sincrotrone* che avvengono nei *getti* dell'AGN.

★ Essendo il gas rimanente nella galassia ionizzato ed a temperature estremamente elevate, il gas stesso emetterà ad alte energie per *Bremsstrahlung*, rendendo possibile l'osservazione in banda X e superiori. Anche i *radiolobi* emettono in Banda X tramite *Synchrotron Self Compton*¹¹.

2.1 Banda X

Come accennato sopra, le Ellittiche possiedono solo ridotte quantità, $\sim 10^9 - 10^{10} M_{\odot}$, di gas e polveri diffuse al loro interno, dunque presentano una bassissima densità. Viene chiamato *HIM - Hot Ionized Medium* in quanto fortemente ionizzato a causa dei processi di *accelerazione di Fermi*, quali le onde d'urto generate dalle Supernove o dallo scontro del materiale nei getti degli AGN con l'ISM circostante, che portano il materiale a $\sim 10^6 - 10^7 K$. Proprio a causa dell'alta temperatura e bassa densità, il tempo di propagazione di una particella è prossimo al tempo di propagazione del suono, rendendo quasi impossibile il suo raffreddamento.

Bremsstrahlung

È proprio l'HIM che è responsabile dell'emissione in Banda X tramite la *Bremsstrahlung*, il suo processo di emissione principale alimentato dal materiale altamente ionizzato. La *Radiazione di Frenamento*, o in tedesco appunto *Bremsstrahlung*, è la radiazione emessa da una particella carica quando interagisce con un'altra particella carica tramite la *Forza di Coloumb*¹², decelerando ed emettendo l'energia persa come un fotone. L'emissione è in realtà principalmente dovuta all'interazione $e^- - p^+$, in quanto le interazioni $e^- - e^-$ e $p^+ - p^+$ possiedono dipolo elettrico nullo e di conseguenza non c'è emissione. Come vedremo sotto, possiamo considerare solo l'elettrone come sorgente poiché l'emissione dipende inversamente dalla massa. Possiamo utilizzare una trattazione completamente classica per trovare le giuste relazioni fra le quantità fisiche ma in seguito correggeremo tramite un *fattore di gaunt* che tenga conto degli effetti quantistici trascurati durante i calcoli.

La potenza irradiata da un singolo elettrone ci è fornita dalla *formula di Larmor*, mentre la sua accelerazione è ricavata tramite la *legge di Coloumb*:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2 e^2 a^2}{3 c^3} = \frac{2 e^2}{3 c^3} \left(\frac{E e^2}{m x(t)^2} \right)^2. \quad (2.1)$$

Vediamo quindi come $P \propto x^{-4}$, per cui l'emissione è massima quando la distanza è minima, indicata con b . Il tempo di interazione, o *di collisione*, è considerato essere $\Delta t = \frac{2b}{v}$, in quanto l'emissione è trascurabile quando l'elettrone è troppo distante dalla sorgente del campo. L'energia totale emessa da una collisione è dunque

$$P \Delta t = \frac{4 Z^2 e^6}{3 c^3 m^2 b^3 v}. \quad (2.2)$$

Approssimando lo spettro come un rettangolo di lato $\Delta \nu = \nu_{max} \sim \frac{1}{2 \Delta t} = \frac{v}{4b}$, possiamo calcolare le *perdite radiative per frequenza* come

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{P \Delta t}{\Delta \nu} = \frac{16 Z^2 e^6}{3 c^3 m^2 b^2 v^2}. \quad (2.3)$$

Integrando questa quantità rispetto al parametro b ci fornisce l'*emissività di una nube generale*:

$$J_{BR}(\nu, \nu) = \frac{32 \pi e^6}{3 \sqrt{3} c^3 m_e v} n_e n_z Z^2 g_{ff}(\nu, T) \quad (2.4)$$

dove $g_{ff}(\nu, T)$ è il *fattore di Gaunt* di valore $\frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$ ¹³.

Nel caso di gas all'equilibrio termico, come all'interno delle Ellittiche, avviene la

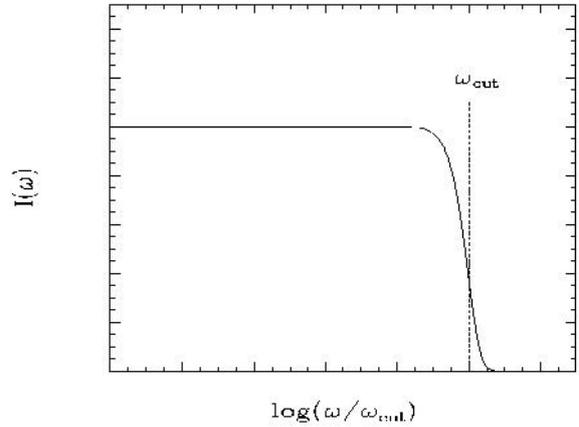


Figura 2.2: Spettro emesso da un'elettrone con Bremsstrahlung. Possiamo vedere che rimane costante all'incirca fino alla frequenza caratteristica. (da Dallacasa, 2022)

Bremsstrahlung Termica, in cui le velocità degli elettroni seguono la *distribuzione di Maxwell-Boltzmann*:

$$f(v)dv \propto v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}}. \quad (2.5)$$

Moltiplicando l'eq. 2.5 con l'eq. 2.1 ed integrando sulle velocità otteniamo l'*emissività di ogni frequenza in funzione della temperatura*:

$$J_{BR} = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}}(\nu, T) \quad (2.6)$$

Possiamo dunque vedere come lo spettro mostri una *frequenza di cut-off* dovuta al termine esponenziale a $\nu_{c-o} = kT/h$. Approssimando l'emissività come costante fino a ν_{c-o} e moltiplicandola per la frequenza di cut-off otteniamo l'*emissività totale*:

$$J_{BR} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{-1/2} n_e n_z Z^2 \overline{g_B}(T) \quad (2.7)$$

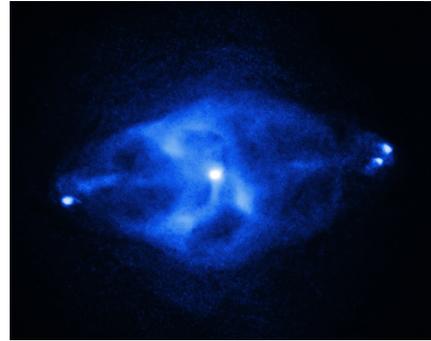
dove $1.1 \leq \overline{g_B}(T) \leq 1.5$. Possiamo adesso definire il *Tempo di Raffreddamento* come il rapporto fra l'energia termica totale della nube/plasma e le perdite energetiche da Bremsstrahlung (ponendo $n_e = n_z$):

$$t_{BR} = \frac{3}{2} \frac{(n_e + n_z)KT}{1.4 \cdot 10^{-27} T^{-1/2} n_e n_z Z^2 \overline{g_B}(T)} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \overline{g_B}} T^{1/2} yr. \quad (2.8)$$

Inserendovi i valori medi per una Galassia Ellittica (densità di elettroni $n_e \sim 10^{-3} cm^{-3}$, $T \sim 10^7 K$) otteniamo un tempo di raffreddamento pari a $\sim 6 \cdot 10^{10} yr$, paragonabile con l'età del nostro universo, per cui è ragionevole dire che il gas non si raffredderà mai.



(a) Foto di Messier 87 in Banda X. Oltre all'ISM, a causa del fenomeno di Inverse Compton fra le particelle nei getti e quelle nell'ISM circostante, i getti risultano visibili. (da Chandra, 2010)



(b) Foto di Cygnus A in Banda X. Oltre all'ISM, Anche gli hotspot nei radiolobi fungono da sorgenti tramite Inverse Compton, fornendo un contributo minore. (da Chandra, 2022)

Figura 2.3

2.2 Banda Ottica

Come scritto sopra, lo spettro in Banda Ottica di una Galassia Ellittica è composto dalla sovrapposizione degli spettri di corpi neri che ricadono nella fascia di temperature $\leq 3700 K - 5200 K$, dunque stelle principalmente K arancioni ed M rosse. È poi possibile osservare una forte discontinuità a circa 4000 \AA dovuta sia dall'assorbimento da parte dei metalli nel mezzo interstellare che dalla Discontinuità di Balmer¹⁴.

Emissione da Corpo Nero e la Legge di Plank

Si definisce corpo nero un corpo in grado di assorbire tutta la radiazione incidente sulla sua superficie. Può essere immaginato come un contenitore cavo le cui pareti sono degli oscillatori che emettono ad ogni frequenza e riflettono internamente la radiazione assorbita, fino al raggiungimento dell'equilibrio termico con questa. Per osservare la sua emissione possiamo immaginare di praticare sul lato del contenitore un foro abbastanza piccolo da non disturbare l'equilibrio.

È possibile dimostrare che questo tipo di emissione dipende solamente dalla temperatura e non dalle caratteristiche del corpo stesso, oltre che ad essere isotropa, svolgendo un rapido esperimento mentale. Immaginiamo di collegare tramite i loro fori due corpi neri descritti come prima, entrambi all'equilibrio a temperatura T , con un rilevatore di flusso di energia che lascia passare una singola frequenza. Essendo entrambi i corpi alla stessa temperatura per definizione, è impossibile che la frequenza che misuriamo sia d'intensità diversa fra i due contenitori, $I(\nu) \neq I'(\nu)$, in quanto avremmo così uno scambio di energia che è vietato dalla *seconda legge della termodinamica*. Arriviamo quindi alle considerazioni fatte sopra. La legge di Plank è utilizzata per approssimare l'emissione di corpi otticamente spessi, in grado di assorbire e riemettere la propria radiazione, come ad esempio il Sole e altre Stelle.

Oltre alle SED¹⁵ osservate a diverse temperature, erano conosciute altre due leggi riguardanti i corpi neri:

- *La legge dello Spostamento di Wien:*

$$\lambda_{max} = \frac{\alpha}{T} \text{ cm} ; \alpha = 0.29 \text{ cm} \cdot \text{K}. \quad (2.9)$$

Mostra che la lunghezza d'onda ad intensità maggiore dipende inversamente solo dalla Temperatura del corpo nero. Il valore di α è stato inizialmente ottenuto empiricamente.

- *La legge di Stefan-Boltzmann:*

$$R = \sigma T^4 ; \sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{K}^4}. \quad (2.10)$$

Mostra che l'energia emessa del corpo ogni secondo dipende solo dalla sua Temperatura alla quarta potenza. Il valore di σ è stato inizialmente ottenuto empiricamente.

I tentativi di spiegare queste leggi furono numerosi, ma solo Rayleigh e Jeans riuscirono ad avvicinarsi alla risposta corretta, utilizzando solo fisica newtoniana e l'elettromagnetismo classico, giungendo all'Approssimazione di Rayleigh-Jeans:

$$\rho(\lambda) = \frac{8\pi T}{\lambda^4}. \quad (2.11)$$

Questa approssimazione porta però a un problema: per lunghezze d'onda molto piccole la radiazione sarebbe stata emessa con un'intensità elevatissima, tanto da essere stata definita "*Catastrofe Ultravioletta*", visibile nella riga nera in figura 2.5a. Naturalmente, questo non avviene in natura in quanto dopo il picco calcolato con la legge di Wien, la

distribuzione tende a 0 per lunghezze d'onda sempre più piccole.

La soluzione arriva attraverso una idea azzardata: Max Plank, nel 1900, ipotizza che la luce, anziché essere emessa in maniera continua, viaggi sotto forma di pacchetti o *quanti*, chiamati *fotoni*, possedenti energia $E = h\nu$. Con questo singolo cambiamento, i calcoli di Rayleigh e Jeans tornano a descrivere con successo il comportamento di un corpo nero e le due leggi viste sopra attraverso la *Legge di Plank*:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad \text{oppure} \quad B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.12)$$

ove la *costante di Plank* vale $h = 6.62618 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$. Per semplificare i calcoli in molte situazioni, possiamo decidere di utilizzare due approssimazioni molto utili della legge di Plank:

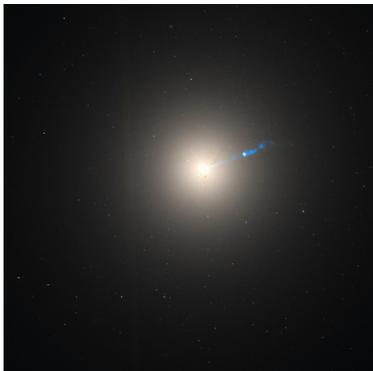
- Se $h\nu \ll kT$, dunque per fotoni poco energetici, allora è possibile applicare l'*Approssimazione di Rayleigh-Jeans*:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2kT \left(\frac{\nu}{c}\right)^2. \quad (2.13)$$

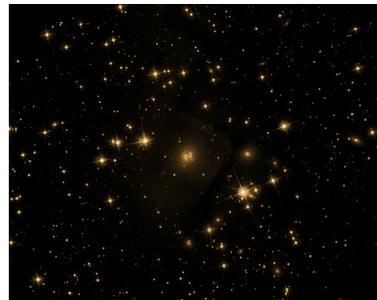
- Se $h\nu \gg kT$, dunque per fotoni molto energetici, allora è possibile applicare l'*Approssimazione di Wien*:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (2.14)$$

Come scritto sopra, la SED non mostra un profilo liscio come quello di un corpo nero perfetto ma è possibile osservare varie *righe d'assorbimento*, punti della distribuzione dove l'intensità di una frequenza non è uguale al resto del continuo, causate dall'assorbimento da parte di polveri e metalli della radiazione emessa dalle stelle. Ad ogni riga o set di righe corrisponde un materiale ben preciso, per cui è possibile risalire alla composizione delle polveri dell'ISM nelle Galassie comparando le righe osservate nella SED con le righe ottenute in laboratorio, correggendo per l'*Effetto Doppler*¹⁶ della Galassia. Le principali righe osservate nelle Galassie Ellittiche sono quelle del Calcio H e K (a 3934 Å e 3969 Å), del Magnesio (5175 Å) e del Sodio (5894 Å).

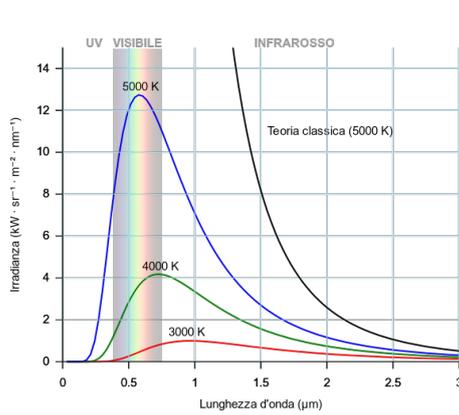


(a) Foto di Messier 87 in Banda Ottica. L'emissione del centro della galassia sovrasta tutto il resto, tranne il getto blu emesso dall'AGN. (da Nasa, Nasa)

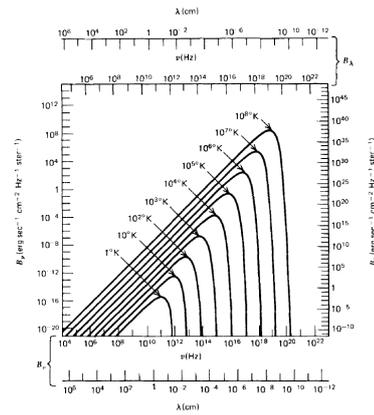


(b) Foto di Cygnus A in Banda Ottica. Nonostante sia in falsi colori, sappiamo che la galassia tende al rosso-arancione grazie alla sua popolazione stellare. (da Chandra, 2022)

Figura 2.4



(a) Spettro di Corpo Nero rispetto alle lunghezze d'onda. (da Wikipedia, b)



(b) Spettro di Corpo Nero rispetto alle frequenze ed altre grandezze. (da Rybicki & Lightman, 2016)

Figura 2.5

2.3 Banda Radio

Tassonomia degli AGN

Gli *AGN*, *Nuclei Galattici Attivi*, sono dei *Buchi Neri Supermassicci*, la cui origine è ancora un mistero, collocati nel nucleo di ogni galassia, sia a Spirale che Ellittica. Sono definiti *attivi* solo qualora generino emissioni grazie a materiale che vi cade dentro e riescono a consumare anche fino a 10 Masse Solari all'anno.

Scoperti agli inizi degli anni '60, vengono inizialmente confusi con delle "quasi-stelle" con forti righe d'emissione e spettri dalla forma insolita. Tramite la misura del loro redshift si realizza che sono in realtà dei corpi esterni alla nostra Galassia. Per essere così luminosi devono possedere una massa enorme ma le rapide variazioni dell'emissione, che possono avvenire nell'arco di qualche ora o anche anni, obbligano la sorgente ad avere un'estensione molto ridotta, circa quanto il nostro sistema solare.

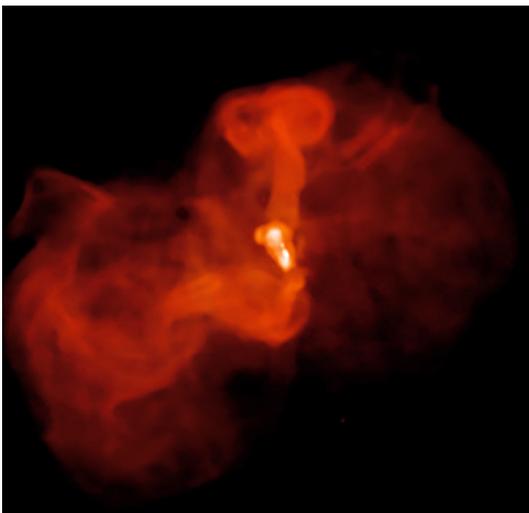
Gli AGN sono solitamente suddivisi in *Galassie Seyfert* e *Quasar*. Le Galassie Seyfert sono galassie a spirale con al loro interno un AGN con debole emissione in banda radio. A seconda dell'inclinazione del disco d'accrescimento rispetto alla nostra linea di vista, possono presentare righe d'emissione sia allargate che ristrette (Seyfert 1) oppure solo righe ristrette (Seyfert 2).

I Quasar sono forse gli oggetti più luminosi conosciuti, alimentati da enormi quantità di materiale spostato durante le collisioni fra Galassie, risultando in una Ellittica o una S0 in cui il Quasar emette energia e materiale tramite due getti fuoriuscenti dai poli magnetici. Possono presentare notevoli differenze l'un l'altro:

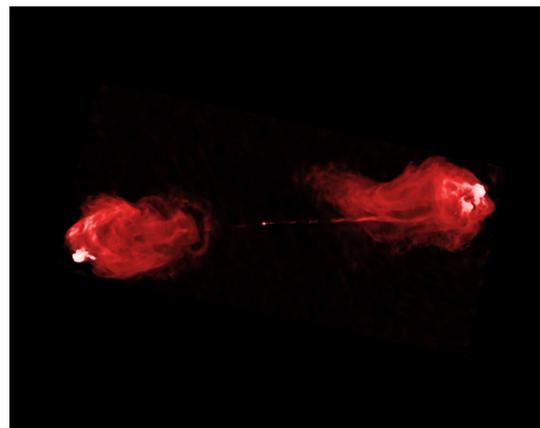
- Se il flusso in Banda Radio risulta 10 volte o più quello nell'Ottico sono chiamati *Radio-Loud*. Se il rapporto fra i flussi risulta inferiore a 10 allora sono *Radio-Quiet*.

- I Radio-Loud possono ulteriormente essere divisi in base alla forma del loro spettro in *SSRQ* o *FSRQ* se il loro spettro risulta possedere un picco più (Steep-spectrum) o meno (Flat-Spectrum) pronunciato.
- Se un Quasar Radio-Loud interno a una Ellittica presenta una magnitudine superiore alla media ($M_V > -23$), allora la galassia viene definita una *RadioGalassia*.
- Come le Seyfert 1 e 2, anche i Quasar possono mostrare righe d'emissione ristrette, allargate ed asimmetriche (*BLRG*) oppure solo righe ristrette (*NLRG*).
- Quasar i cui getti sono quasi perfettamente allineati alla nostra linea di vista sono chiamati *Blazar*. Presentano impulsi molto più energetici, periodi di variazione estremamente rapidi e moti superluminali fittizi dei radiolobi dovuti a effetti Doppler e della relatività speciale.

Gli AGN emettono tramite *Sincrotrone* all'interno degli *Hot-Spot* dei radiolobi proprio grazie ai *getti* originati dal loro *core*. Possono inoltre generare radiazione in Banda X tramite i fenomeni di Compton Inverso, anche se risulta meno importante rispetto all'emissione da Bremsstrahlung.



(a) Messier 87 in Banda Radio. L'emissione radio è molto diffusa a causa dell'interazione fra i getti e il gas vicino, che diventa energetico a causa di onde d'urto ed emette in banda Radio. (da Chandra, 2010)



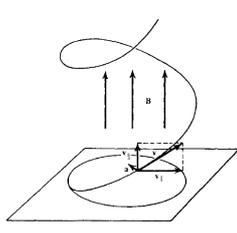
(b) Cygnus A in Banda Radio. Sono visibili i radiolobi e gli hotspot, sorgenti principali dell'emissione radio. (da Chandra, 2022)

Figura 2.6

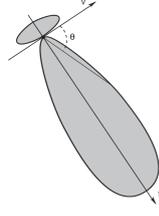
Emissione da Sincrotrone

Quando una particella carica in movimento, elettroni nel nostro caso, è influenzata da un campo magnetico *non parallelo* alla sua velocità, per effetto della forza di Lorentz¹⁷ questa inizierà a muoversi di moto elicoidale lungo la direzione delle linee di campo. In queste condizioni, l'elettrone crea un campo elettrico variabile che emette seguendo la distribuzione di dipolo e viene denominata *Emissione da Ciclotrone*. Lo spettro è un

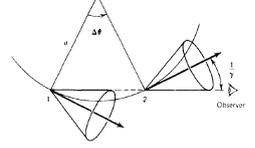
unica riga di emissione alla *frequenza di girazione* ν_L dell'elettrone. Se l'elettrone possiede una velocità prossima a quella della luce la situazione cambia drasticamente a causa degli effetti relativistici non più trascurabili.



(a) Moto di un elettrone in un Campo magnetico non perpendicolare alla sua velocità. (da Rybicki & Lightman, 2016)



(b) Distribuzione di dipolo in condizioni relativistiche. Il cono è lungo la velocità, l'accelerazione vi è perpendicolare. (da Melia, 2009)



(c) Moto del cono di emissione rispetto ad un osservatore. (da Rybicki & Lightman, 2016)

Figura 2.7

A causa del *beaming relativistico*¹⁸ la radiazione viene emessa come in 2.7, racchiudendo metà dell'emissione all'interno del cono di angolo $\frac{1}{\gamma}$ rivolto lungo il verso della velocità. Di conseguenza, ciò che rileviamo sono degli impulsi di radiazione solo quando il cono e la nostra linea di vista sono allineati. La durata stessa dell'impulso è inoltre abbreviata per via degli *Effetti Doppler di Propagazione*, riducendosi a

$$\Delta t_{obs} \approx \frac{1}{\gamma^2} \Delta t_{electron} \simeq \frac{5 \cdot 10^{-8}}{\gamma^2 H[G]} \text{ s.} \quad (2.15)$$

La *potenza totale emessa* da un elettrone in queste condizioni segue la relazione

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \beta^2 H_{\perp}^2. \quad (2.16)$$

Con il passaggio a condizioni relativistiche, compaiono nello spettro le *armoniche della frequenza di girazione*, ovvero le frequenze $\nu_k = k\nu_L \left(1 - \frac{v_{\parallel} \cos \theta}{c}\right)$, $k = 1, 2, 3, 4, \dots, n$, ove v_{\parallel} è la componente parallela al campo magnetico. Il picco dello spettro risulta spostato, per via del beaming relativistico, alla *frequenza caratteristica*:

$$\nu_c \simeq 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] \text{ GHz} \quad (2.17)$$

La radiazione da Sincrotrone è osservata nelle frequenze radio a causa dei campi magnetici generalmente deboli ($0.1 - 10 \mu G$), anche nei Quasar. La *potenza emessa da una singola particella* può essere scritta in funzione della frequenza caratteristica come

$$\frac{dW(\nu)}{dt} \approx \frac{\sqrt{3} e^3 H \sin \theta}{8 \pi^2 c m_e} F \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \quad (2.18)$$

e osservando il grafico di questa relazione nella figura 2.8a, possiamo vedere come l'emissione è *quasi monocromatica* attorno a ν_c .

Grazie a ciò, possiamo notevolmente semplificare i calcoli per l'emissività di una famiglia di elettroni relativistici distribuiti secondo una Power-Law¹⁹ nello stesso campo magnetico. Infatti, assumendo che tutta l'energia sia irradiata a ν_c possiamo considerare l'emissività specifica della popolazione come

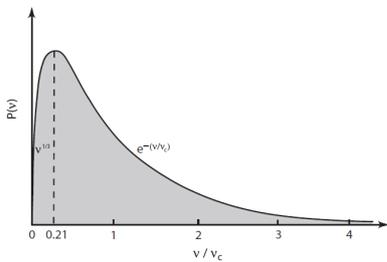
$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} \quad (2.19)$$

mostrando chiaramente la relazione di tipo power-law fra l'emissività e la frequenza. A causa della natura stessa della radiazione, essa risulta *polarizzata linearmente* anche se non al 100%. La polarizzazione della radiazione diminuisce anzi con l'apertura del cono di angolo $\frac{1}{\gamma}$ e con gli effetti di propagazione. È possibile conoscere la polarizzazione della radiazione pixel per pixel in base alla sua potenza, divisa in componente parallela e ortogonale, e ci permette inoltre di riconoscere rapidamente i fenomeni di sincrotrone in quanto pochi processi emettono luce polarizzata.

Nel caso di emissione di sincrotrone, *elettroni più energetici perdono energia più rapidamente*, come vediamo da

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{2e}{3m_e^4 c^7} \varepsilon^2 H_{\perp}^2 \quad (2.20)$$

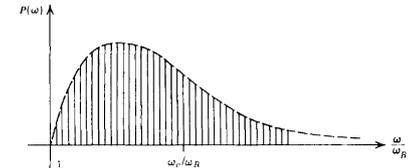
dove ε rappresenta l'energia. A causa di ciò, è possibile ricavare l'età della sorgente grazie al cut-off creato dall'invecchiamento degli elettroni più energetici. Se è in funzione anche un meccanismo di rinnovo di elettroni ultra-relativistici, il cut-off viene sostituito da un cambio di pendenza della Power-Law.



(a) Spettro continuo creato dalla sovrapposizione delle armoniche ed effetti come l'effetto Doppler. (da Melia, 2009)



(b) Impulsi elettrici osservati provenienti da una sorgente. (da Rybicki & Lightman, 2016)

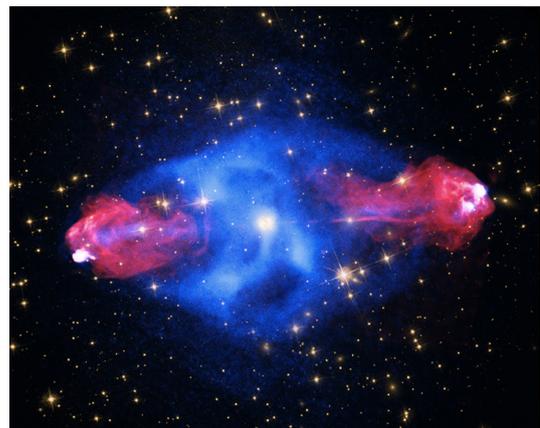


(c) Spettro generale di una nube sorgente di Sincrotrone. (da Rybicki & Lightman, 2016)

Figura 2.8



(a) Foto Composita in Bande X e Radio di Messier 87. (da Nasa, 2010)



(b) Foto Composita In Bande X, Ottica e Radio di Cygnus A. (da Chandra, 2022)

Figura 2.9

Bibliografia

- Bender R., Doebereiner S., Moellenhoff C., 1988, *Isophote shapes of elliptical galaxies. I - The data*, Astronomy and Astrophysics
- Bezanson R., , *Rotation around Fundamental Plane*
- Binney J., Merrifield M., 1950, *Galactic Astronomy*. Princeton Series in Astrophysics
- Chandra 2010, *M87: Galactic Super-volcano in Action*, Flickr
- Chandra 2022, *X-Ray, Optical and Radio Images of Cygnus A*, Flickr
- Ciotti L., 2022, *Dispense e Appunti di Astrofisica Extragalattica*
- Dallacasa D., 2022, *Dispense e Appunti di Processi di Radiazione e MHD*
- Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R. L., Faber S. M., Terlevich R. J., Wegner G., 1987, *Spectroscopy and Photometry of Elliptical Galaxies. I. New Distance Estimator*, [The Astrophysical Journal](#)
- ESA/Webb NASA CSA Armus L., Evans A. S., 2022, *A Wreath of Star Formation in NGC 7469*, Flickr
- Longair M. S., 2011, *High Energy Astrophysics*. CUP
- Lynden-Bell D., 1967, *Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
- Melia F., 2009, *High-Energy Astrophysics*. Princeton Series in Astrophysics
- NASA ESA Keel W., Hubble S., 2020, *Hubble Finds "Greater Pumpkin" Galaxy Pair*, Hubble Website
- NASA ESA CSA STScI Windhorst R., Keel W., Wyithe S., the JWST PEARLS Team 2022, *Webb, Hubble Team Up to Trace Interstellar Dust Within a Galactic Pair*, Flickr
- NASA ESA Olmsted J., Summers F., Ma C., Hubble S., 2023, *Giant Galaxy Seen in 3D by NASA's Hubble Space Telescope and Keck Observatory*, Hubble Website
- Nasa, *M87*, Flickr
- Nasa 2010, *Massive Attack*, Nasa
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 2016, *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH

SDSS, [SDSS J161104.06+522701.2 Spectra](#)

Tonry J. L., 1987, *Properties of CD Galaxies*, [IAU](#)

Vogt N. P., 2012, [Dispense](#)

Wikipedia V., , [Corpo Nero](#)

Wikipedia V., , [Galassia](#)

Zhu G., Blanton M. R., Moustakas J., 2010, *STELLAR POPULATIONS OF ELLIPTICAL GALAXIES IN THE LOCAL UNIVERSE*, [The Astrophysical Journal](#)

Note

1. Queste stelle sono formate durante la collisione fra galassie e possiedono dunque una grande percentuale metallica di gas e polveri. Sono inoltre un indicatore temporale in quanto le stelle blu tendono a diventare supergiganti più rapidamente rispetto a stelle arancioni-rosse.
2. Il Bulge è il nucleo della Galassia, formato dal Buco Nero Supermassiccio e stelle vecchie che lo circondano.
3. Sono un tipo di Supernova che avviene per stelle con massa grande più di 8 volte quella solare. Avviene quando il nucleo ormai ferroso della stella non riesce più a contrastare il collasso gravitazionale. Le Supernove di tipo II presentano inoltre Idrogeno nel loro spettro, indicandoci che solo una stella molto massiva riesce ad implodere prima di consumare tutto il suo idrogeno.
4. Popolazione stellare postulata per spiegare la metallicità anomala delle stelle di Popolazione II. Sono ormai tutte estinte ma si ritiene fossero le prime stelle mai formate, composte interamente di Idrogeno ed altri elementi creati nel Big Bang. A causa delle condizioni dell'Universo subito dopo il Big Bang, queste stelle avrebbero avuto masse anche fino a 250 volte quella solare, facendole vivere per qualche milione di anni prima del collasso in un Buco Nero.
5. Ritenuti essere al centro di ogni Galassia, possiedono fino a miliardi di volte la massa solare. La loro origine è attribuita ad una lenta accrezione di materia ma non abbiamo mai osservato Buchi Neri di massa intermedia per convalidare quest'ipotesi.
6. Il flusso è proporzionale ad una potenza del raggio dell'Ellittica
7. L'equazione 1.3 è l'equazione per il calcolo della Luminosità Totale di una Ellittica. Ponendo l'integrale da 0 al raggio effettivo anziché all'infinito, otteniamo metà della Luminosità Totale.
8. Fenomeno che avviene durante la formazione di una Galassia Ellittica. A causa dell'interazione fra galassie, il potenziale gravitazionale varia violentemente, cambiando drasticamente la distribuzione orbitale delle stelle interne, rendendo impossibile risalire al loro percorso originale.
9. Se nelle Galassie a Spirale le stelle orbitano nel disco e possiedono una velocità di rotazione attorno al Bulge, nelle Ellittiche questo valore è sostituito dalla dispersione di velocità, la velocità media nella stessa direzione che i corpi in una Ellittica possiedono.
10. Tecnica di analisi in cui ogni parametro viene considerato come una coordinata in uno spazio multidimensionale, in cui cerchiamo di vedere se le soluzioni sono confinate in una Varietà. Ad esempio, con 3 parametri avremmo uno spazio 3D in cui cerchiamo se la soluzione sta su un piano. Se è confinata in un piano allora vediamo se è confinata su una retta. In questo caso le soluzioni stanno su un piano.
11. Fenomeno in cui avviene uno scontro fra particelle ultrarelativistiche, fornite dal getto, e fotoni, emessi per sincrotrone. In questo scontro l'elettrone cede la propria energia al fotone, spostando la frequenza dalla banda radio fino alla banda X
12. $|F| = K_0 \frac{|q_1||q_2|}{r^2}$, dove q è la carica della particella e K_0 è la costante elettrostatica nel vuoto
13. Il parametro $b_{max} \simeq \frac{v}{4\nu_{c-o}}$ è tale da poter trascurare tutte le interazioni più distanti, mentre il parametro b_{min} può essere calcolato per il caso classico e quello relativistico, essendo $b_{min,rel} > b_{min,class} \Leftrightarrow v \geq 0.01c$.

14. La discontinuità di Balmer è principalmente dovuta alla completa ionizzazione dell'idrogeno quando riceve un elettrone con energia vicina ma superiore rispetto alla prima riga di Balmer, ionizzando il nucleo e rendendo impossibile la riemissione del fotone assorbito. L'energia in eccesso diventa energia cinetica dell'elettrone
15. Distribuzione spettrale di Energia - Spectral Energy Distribution.
16. Effetto responsabile dello spostamento dell'intero spettro osservato a frequenze leggermente più elevate o basse, a seconda della direzione e della velocità della Galassia osservata rispetto alla nostra. Esiste anche per le onde sonore.
17. $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$
18. Fenomeno che avviene quando a velocità relativistiche. Se ci ponessimo nel sistema di riferimento dell'elettrone, la luce sarebbe irradiata in tutte le direzioni in maniera uniforme rispetto a noi, ma da un sistema di riferimento esterno, la situazione cambia. Metà dell'emissione si concentra in un cono rivolto verso la direzione del moto e guadagna energia, mentre l'altra metà viene racchiusa in un cono più piccolo e perde parte della sua energia.
19. $N(\varepsilon)d\varepsilon = N_0\varepsilon^{-\delta}d\varepsilon$