

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie ellittiche

Tesi di Laurea

Presentata da:
Michele Costa

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Sommario

Il principale obiettivo di questo elaborato sarà l'indagine dell'emissione di galassie ellittiche in un'ottica di tipo prevalentemente qualitativo, prestando particolare attenzione alla sua contestualizzazione all'interno della sequenza di Hubble, ovvero alla correlazione presente tra struttura di una galassia e tipologia della sua emissione.

A tal proposito verrà presentata una breve introduzione alla classificazione delle galassie, soffermandosi sulla descrizione delle galassie ellittiche. Ad essa farà seguito una più approfondita analisi fotometrica di questa tipologia di oggetti astronomici, nella quale si metteranno in luce gli stretti legami presenti tra luminosità bolometrica e altre loro caratteristiche dinamiche e morfologiche. Successivamente, attraverso l'analisi degli spettri di alcune galassie, si tenterà di spiegare l'andamento dell'emissione nelle diverse bande dello spettro elettromagnetico, ricollegandola ai processi fisici che vi stanno alla base e alle proprietà dell'ambiente nel quale avvengono. Infine si tratterà molto brevemente di come la presenza di un nucleo galattico attivo può influire sull'emissione della galassia, presentando le caratteristiche principali delle cosiddette galassie attive.



Figura 1: *La galassia ellittica M87.*
Credit: Chris Mihos (Case Western Reserve University)/ESO

Indice

1	Introduzione alle galassie ellittiche	1
1.1	Sequenza di Hubble	1
1.2	Le galassie ellittiche e la loro osservazione	1
2	Emissione bolometrica e leggi scala	4
2.1	Profilo di Sersic	4
2.2	Piano fondamentale delle galassie ellittiche	5
3	Spettro EM e processi di emissione	6
3.1	Banda ottica, UV e IR	6
3.2	Banda X	9
3.3	Banda radio	12
4	Galassie attive	14
4.1	Introduzione agli AGNs	14
4.2	Contributo al continuo	15

1 Introduzione alle galassie ellittiche

1.1 Sequenza di Hubble

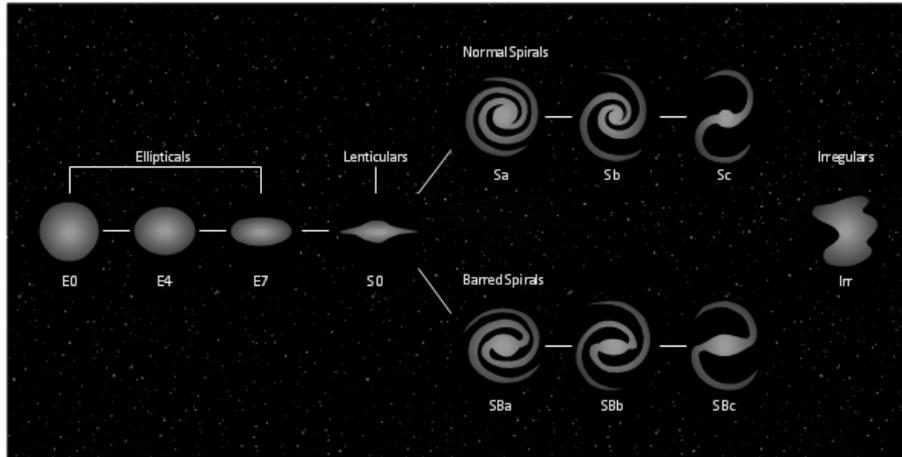


Figura 1.1: Sequenza di Hubble

La sequenza di Hubble è una classificazione ideata dall'omonimo astrofisico statunitense nel 1926 che divide le galassie in base alla loro morfologia. In figura 1.1 ne possiamo vedere la celebre rappresentazione a diapason, nella quale riconosciamo due grandi tipologie di galassie: le *early-type galaxies* e le *late-type galaxies*.

Sono classificate come *early-type galaxies* le galassie ellittiche e le galassie lenticolari, le prime identificate dalla loro forma ellissoidale mentre le seconde da una struttura a disco nella quale non è rilevabile la presenza di bracci a spirale. Tra le *late-type galaxies* figurano invece le galassie a spirale, dalla caratteristica forma discoidale nella quale è possibile riconoscere strutture di maggior densità chiamate bracci a spirale e le galassie irregolari, galassie che non presentano nessuna delle caratteristiche precedentemente elencate.

1.2 Le galassie ellittiche e la loro osservazione

Oggetto di una più approfondita trattazione saranno le galassie ellittiche, strutture stellari la cui forma è ben approssimabile a quella di un ellissoide, sia esso oblato, prolato o triassiale. Tuttavia ciò che si può osservare da terra è unicamente la proiezione di queste figure tridimensionali sulla volta celeste ed è su di essa che si basa la loro classificazione. In prima approssimazione infatti ognuna delle isofote di questi oggetti può essere descritta da un'ellisse con semiasse maggiore a , semiasse minore b e angolo di posizione¹ PA . Si definisce ellitticità il parametro reale ε :

$$\varepsilon = 1 - \frac{b}{a} \quad (1.1)$$

¹Si definisce angolo di posizione l'angolo che intercorre tra l'asse maggiore a e l'asse congiungente il centro dell'ellisse con il polo nord celeste, misurato in senso antiorario.

Nella classificazione di Hubble una galassia ellittica viene indicata con la sigla En dove n è pari a 10ε , arrotondato all'intero più vicino. Importante è notare che non tutte le isofote presentano la stessa ellitticità, perciò risulta interessante studiarne l'andamento in funzione della distanza dal centro $\varepsilon(a)$. Nel classificare una galassia l'ellitticità a cui si fa fede è la media integrale pesata sulla luminosità dell'ellitticità delle isofote aventi semiasse a minore o uguale al raggio effettivo² R_e , ovvero:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{R_e} \varepsilon(a)L(a)da}{\int_0^{R_e} L(a)da} \quad (1.2)$$

Nella storia delle osservazioni astronomiche non vi sono casi riportati di galassie E8; è infatti possibile dimostrare che per ε maggiori di 0.67 circa, il sistema risulta instabile a causa della *firehose instability*.

A variare in funzione di a non è unicamente l'ellitticità delle isofote ma anche, talvolta, l'angolo di posizione: quando si rileva in una galassia la presenza di questo fenomeno si parla di *isophotal twisting* (figura 1.2).

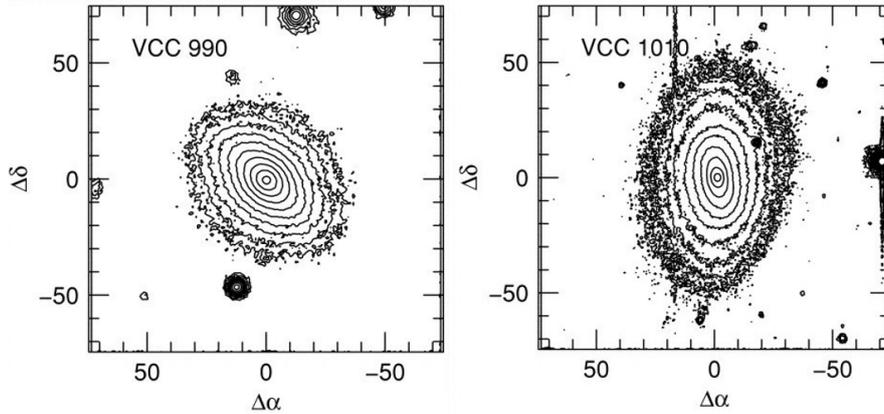


Figura 1.2: Esempi di galassie ellittiche senza (a sinistra) e con (a destra) *isophotal twisting*. Da [1].

Esso può trovare una sua spiegazione geometrica in un effetto ottico dovuto al modo in cui due (o più) ellissoidi coassiali scaleni concentrici vengono proiettati su di un piano (figura 1.3). Chiamato infatti ψ l'angolo compreso tra gli assi maggiori a_1 e a_2 di due isofote, è possibile dimostrare la validità della seguente relazione

$$\sin(2\psi) = \frac{(T_2 - T_1) \cdot \sin^2\theta \cdot \cos\theta \cdot \sin(2\phi)}{D_2 \cdot D_1} \quad (1.3)$$

$$D_i = T_i^2 \cdot \cos^2\theta \cdot \sin^2(2\phi) + [T_i \cdot (\cos^2\theta \cdot \sin^2\phi - \cos^2\phi) + \sin^2(\theta)]^2$$

dove gli angoli θ e ϕ identificano in coordinate polari la linea di vista rispetto alla quale stiamo effettuando l'osservazione e T è chiamato parametro di triassialità. Per un ellissoide scritto nella forma:

$$M^2 = \frac{x^2}{A} + \frac{y^2}{B} + \frac{z^2}{C} \quad \text{con } 1 = A \geq B \geq C \quad (1.4)$$

²Raggio corrispondente alla circonferenza entro la quale viene emessa metà della luminosità bolometrica della galassia

questo parametro è pari a:

$$T = \frac{1 - B}{1 - C} \quad (1.5)$$

L'analisi dell'equazione 1.3 ci permette quindi di ottenere delle informazioni sulla morfologia della galassia che stiamo studiando a partire dall'osservazione delle sue isofote. La presenza dell'*isophotal twisting* infatti esclude a priori la possibilità che osservando la galassia in tre dimensioni le sue superfici isofote siano descritte dallo stesso ellissoide riscalato, ovvero avente uguali A , B e C ma diverso M . Allo stesso tempo queste superfici non possono nemmeno essere entrambe ellissoidi oblati o prolati, in quanto sarebbe impossibile per loro dare origine a questo fenomeno.

Ipotizzando inoltre che superfici di uguale luminosità abbiano anche uguale densità, possiamo considerare ciò che abbiamo detto fino ad ora valido anche per la distribuzione di massa nella galassia e quindi utilizzare le informazioni provenienti dallo studio delle isofote per analizzarne la struttura interna.

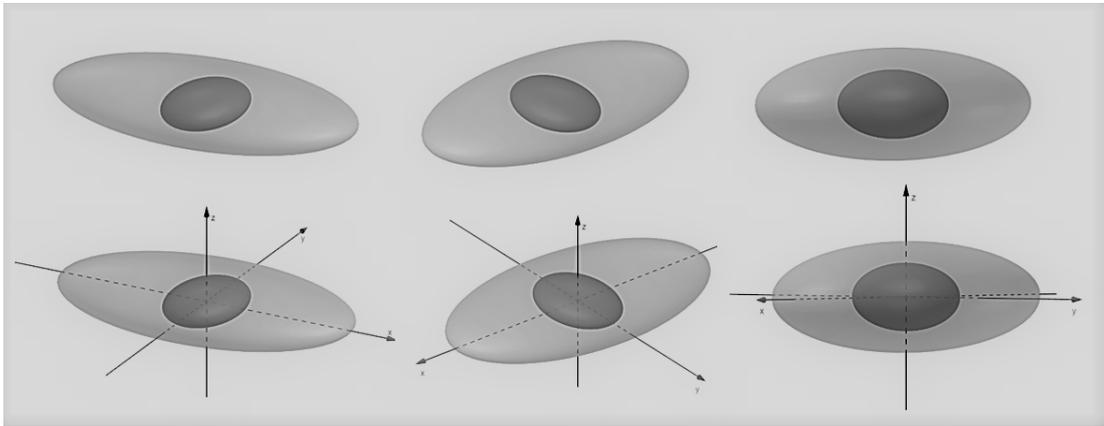


Figura 1.3: *Effetto dell'inclinazione sulla proiezione di due ellissoidi scaleni coassiali concentrici: lo stesso oggetto osservato da angolazioni differenti (in basso) e la sua proiezione (in alto). Si noti in essa il variare dell'inclinazione relativa degli assi.*

2 Emissione bolometrica e leggi scala

2.1 Profilo di Sersic

Il profilo (o legge) di Sersic è una relazione empirica che descrive l'andamento della brillantezza bolometrica di una galassia in funzione della distanza dal centro. Nella sua formulazione più generale si presenta nelle due forme equivalenti:

$$I(R) = I(0) \cdot e^{-b_n \left(\frac{R}{R_e}\right)^{\frac{1}{n}}} = I(R_e) \cdot e^{-b_n \left[\left(\frac{R}{R_e}\right) - 1\right]^{\frac{1}{n}}} \quad (2.1)$$

dove I è la *brillantezza*, n l'*indice di Sersic* e b_n un parametro dipendente da n . Per semplicità di notazione abbiamo indicato (e indicheremo d'ora in poi) con R il semiasse maggiore a . Nella maggior parte delle galassie l'andamento della brillantezza può essere descritto da un profilo di Sersic con indice n compreso tra 0.5 e 10. Generalmente si può osservare una correlazione tra il raggio effettivo R_e e l'indice di Sersic: tanto maggiore è R_e , tanto lo è n .

Possiamo considerare il profilo di Sersic come una generalizzazione della legge di *De Vaucouleurs* (figura 2.1), ovvero il profilo di brillantezza che si ottiene ponendo l'indice di Sersic $n=4$ (a cui segue $b_n = 7.67$). La formulazione della legge di De Vaucouleurs è storicamente antecedente a quella del profilo di Sersic ma questo è dovuto al fatto che in passato la limitatezza della strumentazione astronomica dava origine a un fenomeno di selezione, che privilegiava ovviamente le galassie più luminose. Questo portò De Vaucouleurs a credere che n fosse indipendente dalla galassia osservata e pari proprio a 4.

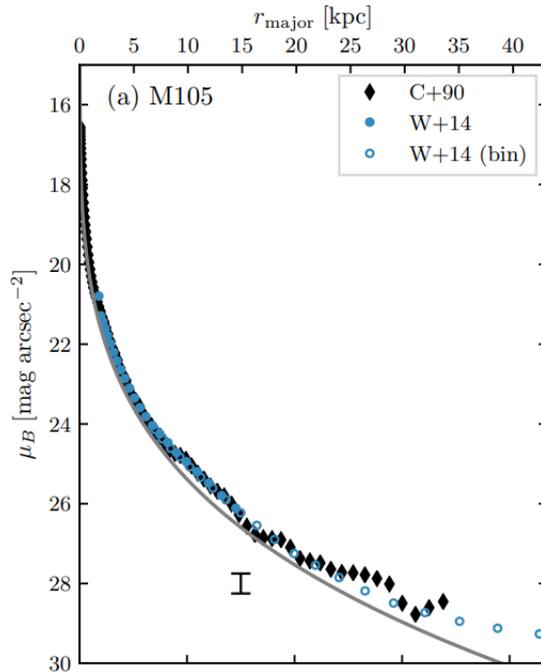


Figura 2.1: Profilo di Sersic della galassia M105 espresso in magnitudini. Si noti la consistenza dei dati osservativi con la legge di De Vaucouleurs. Dati da Watkins et al. (2014, W+14) e Capaccioli et al. (1990, c+90). Immagine da [2]

2.2 Piano fondamentale delle galassie ellittiche

Il *piano fondamentale delle galassie ellittiche* è una relazione empirica che intercorre tra tre diverse grandezze: il raggio effettivo R_e , la brillantezza bolometrica media misurata entro il raggio effettivo $\langle I_e \rangle$ e la dispersione di velocità¹ σ . Si presenta nella forma:

$$\alpha \cdot \log R_e + \beta \cdot \log \langle I_e \rangle + \gamma \cdot \log \sigma = C \quad (2.2)$$

È il risultato del lavoro fatto da Stanislav G. Djorgovski e Marc Davis per unificare le celebri leggi scala di *Faber-Jackson* e di *Kormendy*². Una volta appurato che le galassie ellittiche tendono a disporsi sul piano descritto dall'equazione 2.2 (figura 2.2) è infatti possibile interpretare queste due relazioni come la sua proiezione sui piani $\log R_e = 0$ e $\log \sigma = 0$ rispettivamente. Sia la legge di Faber-Jackson:

$$L_e = A \cdot \sigma^4 \quad (2.3)$$

che la legge di Kormendy:

$$L_e = B \cdot R_e^{-1} \quad (2.4)$$

possiedono infatti uno spessore $\Delta L/L \simeq 40\%$. Questa dispersione dei dati può essere interpretata alla luce del fatto che il piano fondamentale delle galassie ellittiche non è perpendicolare a nessuno degli assi. A differenza di queste due relazioni, invece, il piano fondamentale presenta una dispersione dei dati molto bassa, inferiore al 5%.

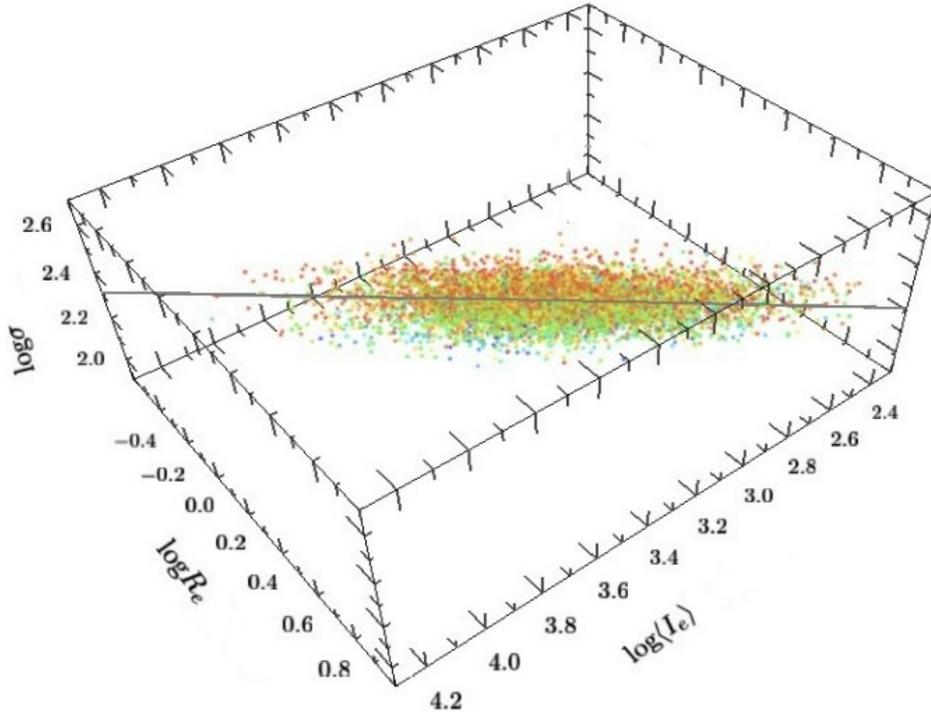


Figura 2.2: *Piano fondamentale delle galassie ellittiche ricavato da misurazioni fotometriche nel vicino infrarosso (filtro J). Da [3]*

¹Si tratta della deviazione standard della distribuzione di velocità lungo la linea di vista, che nel merito di questa definizione viene assunta gaussiana. Si parla unicamente di velocità lungo la linea di vista in quanto σ viene misurata attraverso l'allargamento delle linee spettrali per effetto Doppler.

²Sebbene queste due leggi scala abbiano una formulazione formalmente diversa, in quanto legano la luminosità bolometrica emessa entro il raggio effettivo L_e a σ e R_e , possiamo considerare il ruolo di L_e equivalente a quello di $\langle I_e \rangle$, infatti $L_e = 4\pi R_e^2 \Omega \langle I_e \rangle$, dove Ω è l'angolo solido.

3 Spettro EM e processi di emissione

3.1 Banda ottica, UV e IR

La principale componente dell'emissione delle galassie ellittiche si manifesta nella banda ottica dello spettro EM. In questa regione il meccanismo a dare il maggior contributo alla luminosità è l'emissione di corpo nero da parte delle stelle. Siccome per gran parte delle galassie è difficile risolvere gli spettri delle singole stelle a causa della distanza, ciò che si analizza è lo spettro integrato, ovvero la somma dei loro contributi. Come vedremo, da esso è possibile risalire ad alcune informazioni riguardanti la natura delle popolazioni stellari delle galassie ellittiche.

Sappiamo che, con buona approssimazione, le stelle emettono come corpo nero secondo la legge:

$$I(\lambda) = \frac{2hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.1)$$

Ne deriva che il picco dell'emissione dipende dalla temperatura secondo la *legge dello spostamento di Wien*:

$$\lambda_{max} = \frac{0.0029}{T} \text{ m} \quad (3.2)$$

Non solo, a variare in funzione della temperatura è anche l'emittanza¹ del corpo considerato, secondo la *legge di Stefan-Boltzmann*:

$$F(R_*) = \sigma T^4 \text{ W/m}^2 \quad (3.3)$$

con $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ [W/M}^{-2} \cdot \text{T}^{-4}]$ chiamata costante di Stefan-Boltzmann.

In figura 3.1 vengono riassunte tutte queste nozioni date sull'emissione di corpo nero: dal grafico possiamo infatti notare come all'aumentare della temperatura la brillantezza bolometrica aumenti e il picco dell'emissione si sposti a lunghezze d'onda sempre minori.

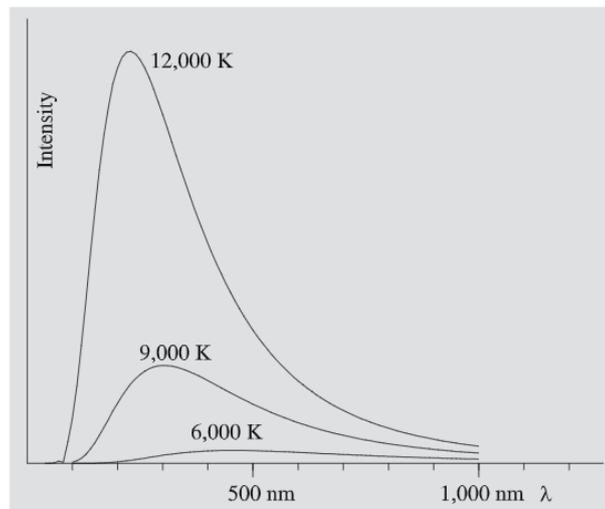


Figura 3.1: Andamento delle curve planckiane in funzione della temperatura. Da [4]

¹Si definisce emittanza il flusso misurato sulla superficie di un corpo, quindi in questo caso la potenza per unità di superficie misurata a distanza $R = R_*$ dal centro della stella, dove R_* è il raggio della stella presa in considerazione.

Sebbene, come abbiamo detto in precedenza, lo spettro delle stelle sia approssimabile con quello di corpo nero, dobbiamo tenere conto della presenza delle linee di assorbimento: transizioni elettroniche tra i differenti livelli energetici degli elementi dell'atmosfera stellare causano l'assorbimento della radiazione a precise lunghezze d'onda, modificando lo spettro originale. L'entità e la natura delle linee spettrali dipendono dalla composizione chimica della stella, dall'abbondanza dei metalli e dalla temperatura della sua atmosfera. Infatti la presenza o meno di un dato metallo influisce sulla presenza delle corrispondenti linee d'assorbimento, la sua abbondanza sulla loro intensità mentre la temperatura dell'atmosfera regola lo stato di ionizzazione degli elementi. Ad esempio in stelle di classe O, aventi una temperatura superficiale maggiore di 25000K, le linee spettrali della serie di Balmer sono estremamente deboli, in quanto a quelle temperature gran parte dell'idrogeno risulta ionizzata. Quando le linee di assorbimento diventano talmente fitte da non essere risolvibili singolarmente, generando una diminuzione dell'intensità del continuo, si parla di *line blanketing*. Questo fenomeno è tanto più importante tanto più è alta la metallicità dell'astro ed inoltre tende ad attenuare maggiormente le frequenze corrispondenti alla regione blu dello spettro. In figura 3.2 riportiamo gli spettri tipici di una stella a seconda della sua classe spettrale. Si noti come la regione rossa risulti meno intaccata dalla presenza delle linee spettrali.

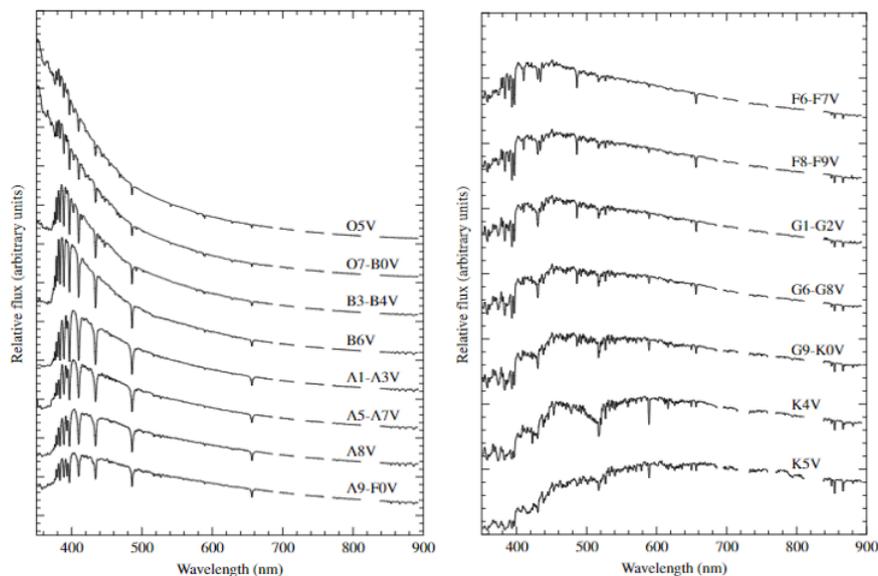


Figura 3.2: Confronto tra gli spettri di stelle appartenenti a diverse classi spettrali. Da [5]

Dopo aver brevemente descritto come funziona l'emissione di radiazione da parte delle stelle possiamo passare ad analizzare lo spettro di una tipica galassia ellittica per come si presenta nella banda ottica e nei suoi dintorni. Riportiamo qui come esempio M 105, ma ciò che diremo a riguardo è generalizzabile alla maggior parte delle galassie ellittiche. Per evidenziare al meglio le peculiarità di questa categoria di galassie si confronterà poi il suo spettro con quello di una tipica galassia a spirale (si è presa come riferimento la galassia a spirale NGC 3198) e si tenterà di dare una spiegazione alle differenze riscontrabili tra di essi (figura 3.3).

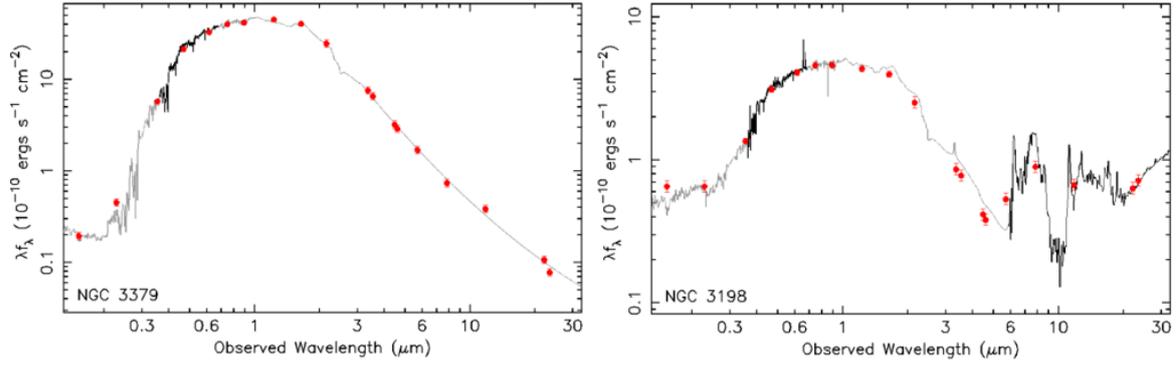


Figura 3.3: Lo spettro UV-Optical-IR di NGC 3379 (M105) a sinistra e di NGC 3198 a destra. Da [6]

In primo luogo è possibile notare come la componente ultravioletta dello spettro della galassia ellittica risulti molto debole rispetto a quella della galassia a spirale. Vi sono due motivazioni principali che possono stare alla base di questa differenza: il line blanketing dovuto all'elevata metallicità e la scarsa presenza di stelle di tipo O e B (traducibile in un basso tasso di formazione stellare, dato che queste classi di stelle sono quelle la cui durata della sequenza principale è minore). Per quanto possa risultare difficile scindere i contributi di questi due fenomeni, approfonditi studi sono riusciti a dimostrare che il colore rosso delle galassie ellittiche è dovuto ad entrambi: le popolazioni stellari che le formano sono allo stesso tempo sia antiche che ricche di metalli. In particolare la misurazione dell'abbondanza relativa della concentrazione di ossigeno rispetto a quella del ferro ha permesso di stabilire che le galassie ellittiche, specialmente quelle più massive, hanno assistito poco dopo la loro nascita a un fenomeno di formazione stellare di durata molto limitata. Questo vuol dire che in questa tipologia di oggetti astronomici si è assistito in passato a un *burst* iniziale nella formazione stellare e in seguito, col passare del tempo, le stelle più calde e massive hanno iniziato a esplodere in *core-collapse supernovae*, arricchendo l'ambiente di metalli. Si spiega così sia la ragione per cui le galassie ellittiche presentano popolazioni stellari antiche che la loro elevata metallicità. Alla luce di queste informazioni è possibile giustificare anche il *break* a 4000 Å ben visibile in figura 3.4. Esso si trova in corrispondenza del doppietto del CaII e può essere considerato un indicatore dell'età della galassia: siccome con il passare del tempo la metallicità è destinata ad aumentare esso sarà tanto più marcato tanto più è antica la galassia. Inoltre, come abbiamo detto, nelle galassie ellittiche il tasso di formazione stellare è estremamente basso, quindi la nascita di nuove stelle di classe O e B non riesce a sopperire alla diminuzione dell'intensità luminosa a più alte frequenze causata da stelle massive che terminano il loro ciclo vitale. Come possiamo notare infatti, il *break* a 4000 Å è quasi inesistente nello spettro della galassia a spirale, questo perché generalmente in questo tipo di galassie il tasso di formazione stellare è molto più elevato, quindi nuove stelle di colore blu sostituiscono quelle che vanno via via spegnendosi.

Un'altra differenza che si nota è la presenza di righe di emissione nello spettro di NGC 3198 (si noti in particolare in figura 3.4 la riga H α), assenti invece in quello di M 105. Come in precedenza possiamo spiegare questo fenomeno adducendo come motivazione l'assenza di stelle massive: le emissioni in riga osservate nello spettro delle galassie a spirale sono caratteristiche delle regioni *HII*, regioni composte perlopiù da idrogeno

ionizzato create dalla radiazione ultravioletta proveniente da stelle di classe spettrale O o B. Non essendo queste presenti nelle galassie ellittiche non sono presenti nemmeno le regioni *HII*, né tantomeno le relative righe di emissione.

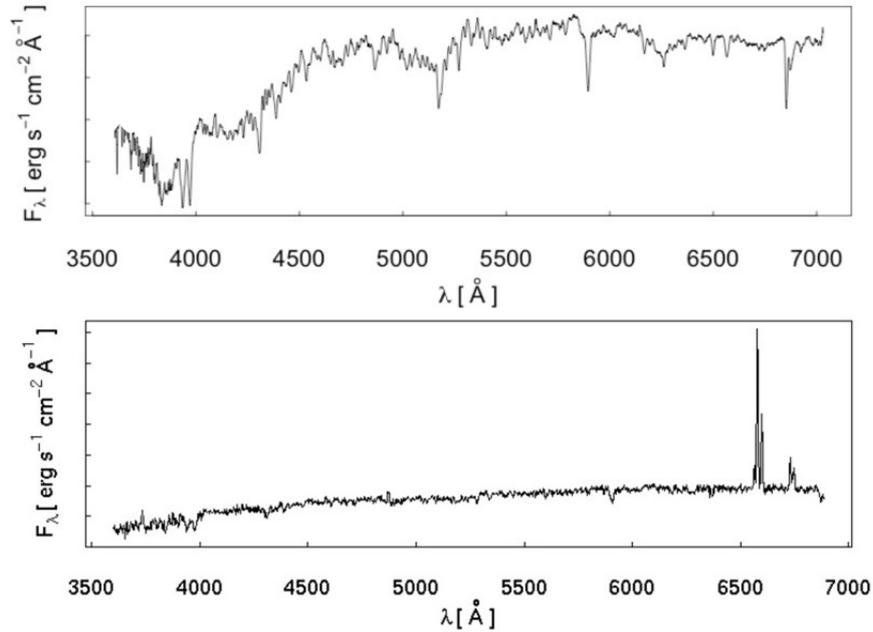


Figura 3.4: Focus sullo spettro ottico di *M 105* (in alto) e *NGC 3198* (in basso). Da [7] e [8] rispettivamente.

L'ultima sostanziale differenza la troviamo nella regione IR dello spettro elettromagnetico: mentre *M 105* presenta un'intensità di radiazione decrescente con l'aumentare della lunghezza d'onda, nello spettro di *NGC 3198* possiamo osservare una risalita situata proprio in questa regione spettrale. Questa è dovuta alla presenza della polvere interstellare, formata da aggregati di elementi pesanti di grandezza variabile da $5 \cdot 10^{-4} \mu m$ a $0.5 \mu m$, i cosiddetti *grani*. Essi assorbono molto efficacemente la radiazione a lunghezze d'onda minori della loro dimensione e la riemettono nell'infrarosso come corpo grigio. L'assenza di questo tipo di emissione nelle galassie ellittiche ci porta a concludere che in questi oggetti la polvere interstellare deve essere quasi totalmente assente.

Ricapitolando, dall'analisi di questa regione dello spettro elettromagnetico siamo riusciti a concludere che le galassie ellittiche sono oggetti ricchi di popolazioni stellari antiche, aventi elevata metallicità, un basso tasso di formazione stellare e una quantità di polvere interstellare trascurabile.

3.2 Banda X

Le galassie ellittiche sono note per essere forti sorgenti di raggi X, con una luminosità che in questa banda può andare da 10^{39} erg/s fino a 10^{42} erg/s ed un'emissione notevolmente più estesa rispetto a quella osservata nell'ottico (figura 3.5). È possibile ricollegare questa radiazione al processo di raffreddamento dell'*HIM*, una fase del mezzo interstellare caratterizzata da temperature molto elevate (da 10^6 K a 10^7 K) e densità molto basse (da 10^{-2} cm^{-3} a 10^{-4} cm^{-3}). Le galassie ellittiche sono regioni ricche di questa tipologia di *ISM*, fatto che può spiegare il motivo per il quale esse siano regioni

in cui la formazione stellare è praticamente nulla. Infatti la *massa di Jeans*² è direttamente proporzionale alla temperatura: sono quindi le elevate temperature dell'*HIM* che spiegano il perché nelle galassie ellittiche il tasso di formazione stellare è così basso. Il meccanismo attraverso il quale l'*HIM* emette radiazione è il processo di *bremstrahlung*, ovvero la decelerazione di una particella carica (tipicamente un elettrone) da parte di una seconda particella di carica opposta (tipicamente un nucleo atomico). Considerando una nube di gas all'equilibrio termico, le cui particelle seguono la *distribuzione di Maxwell-Boltzmann*, è possibile dimostrare che l'emissività in funzione della frequenza è (ignorando l'autoassorbimento della sorgente):

$$J_{br}(\nu, T) \approx 6 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_i Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad [erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-3} \cdot Hz^{-1}] \quad (3.4)$$

dove T è la temperatura, h la costante di Planck, k la costante di Boltzmann, n_e e n_i la densità di elettroni e di ioni rispettivamente, Z il numero atomico dell'elemento che compone il plasma preso in considerazione e $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$ il fattore di Gaunt. Quest'ultimo è un fattore correttivo che tiene conto di effetti quantistici non considerati nella derivazione classica di questa formula. Il suo valore varia in funzione delle frequenza e della temperatura, spaziando in un intervallo che va da 0.5 a 15.

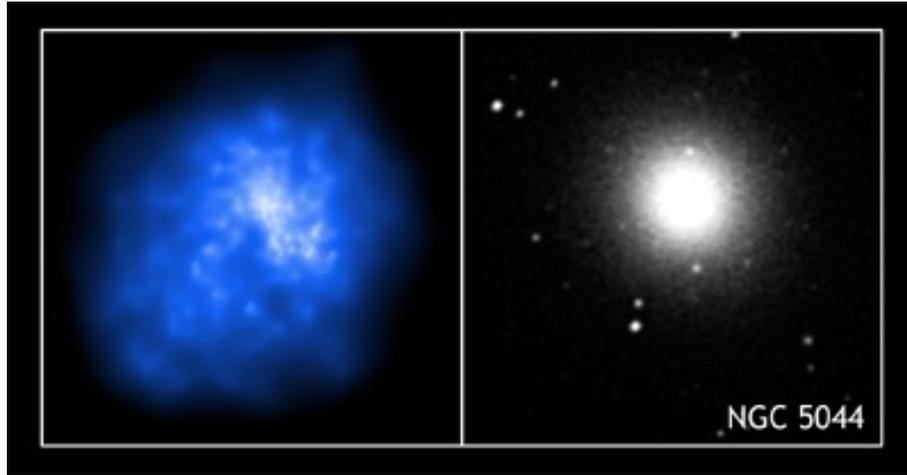


Figura 3.5: Immagine della galassia NGC 5044 nei raggi X (a sinistra) e nell'ottico (a destra). Si noti la diversa estensione spaziale. Credit: X-ray, NASA/CXC/U. Ohio/T.Statler & S.Diehl; Optical, DSS

L'equazione 3.4 descrive un'emissività che si può considerare praticamente costante fino ad una certa frequenza, chiamata appunto *frequenza di cut-off*, in corrispondenza della quale troviamo una rapida decrescita esponenziale. Essa è definita come la frequenza per la quale il termine esponenziale vale $1/e$, e si può quindi scrivere:

$$\nu_{cutoff} = \frac{kT}{h} \quad (3.5)$$

Notiamo quindi che tanto più è alta T , tanto più ν_{cutoff} si sposta ad alte frequenze. Considerando temperature tipiche dell'*HIM* di $10^7 K$ possiamo stimare quindi che per

²Si tratta della massa che una nube di gas deve avere per poter collassare su sé stessa e dare inizio alla formazione di una nuova stella. Essa dipende dalla temperatura e, considerando una nube di forma sferica di raggio R composta da particelle di massa media \bar{m} , è data dalla formula $M_j = \frac{3kT}{G\bar{m}} R$

questa fase del mezzo interstellare il cut-off si trovi a circa a 10^{19} Hz, ovvero nei raggi X. Ciò ci permette di comprendere l'elevata luminosità delle galassie ellittiche in questa regione spettrale.

Un secondo meccanismo che porta all'emissione di radiazione in questa banda dello spettro è legato ai sistemi di stelle binarie, ossia sistemi in cui due stelle legate gravitazionalmente orbitano attorno al loro centro di massa. Nella loro descrizione hanno un ruolo di primaria importanza i *Lobi di Roche*, ovvero le superfici equipotenziali al *punto lagrangiano* L_1 . Se infatti una delle due stelle si espande oltre i confini delle regioni delimitate da queste superfici il sistema viene definito *semidetached binary system* (in opposizione ai *detached binary systems*, nei quali nessuna delle due stelle oltrepassa i Lobi di Roche e ai *contact binary systems*, nei quali sono entrambe le stelle a farlo). In questo tipo di sistema la stella che oltrepassa i confini dei Lobi di Roche è chiamata stella secondaria, mentre la sua compagna stella primaria. La stella secondaria, in questo tipo di condizioni, cede alla compagna parte del gas della sua fotosfera: esso infatti può sfuggire all'attrazione gravitazionale della stella secondaria attraverso il punto lagrangiano L_1 e fluire verso la stella primaria. Il moto rotazionale del sistema può poi impedire al flusso di materia di cadere direttamente sulla superficie della stella primaria ma portarlo ad orbitare attorno ad essa, generando così un *disco di accrescimento* (figura 3.6).

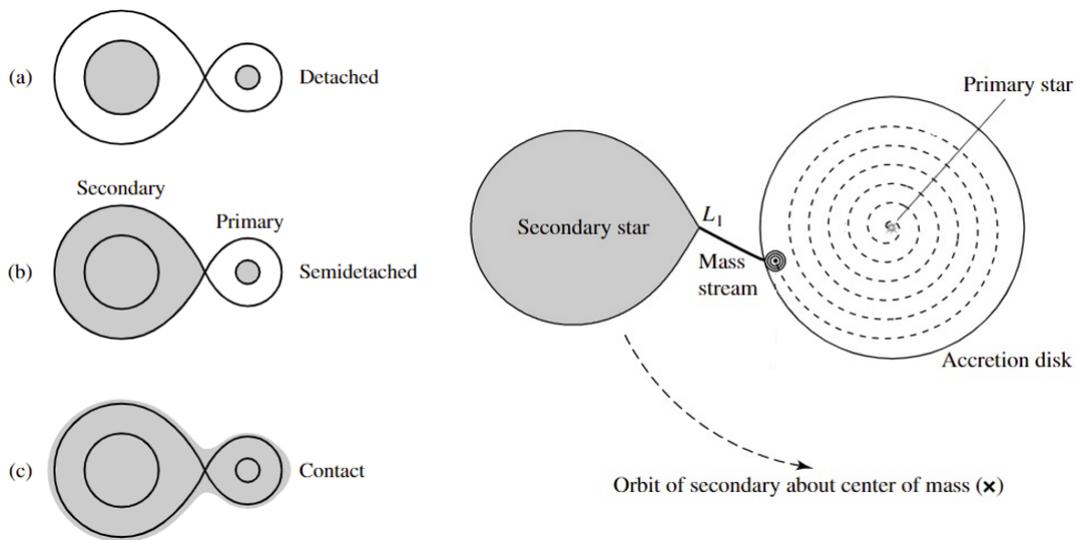


Figura 3.6: *Classificazione dei sistemi binari (a sinistra) e il disco di accrescimento in un semidetached binary system (a destra). Da [5]*

È proprio il disco di accrescimento il fulcro dell'emissione ad alte frequenze: a causa dell'attrito tra le particelle la materia che orbita intorno alla stella primaria si scalda, emette energia e perde momento angolare, causando la caduta del materiale verso il centro in lente spirali. L'emissione del disco può essere studiata considerando quest'ultimo come un corpo otticamente spesso che emette radiazione seguendo la legge di corpo nero. Attraverso la conservazione dell'energia, la legge di Stefan-Boltzmann applicata ad un disco e tenendo conto della turbolenze nel moto del materiale, è possibile dimostrare che la temperatura del disco di accrescimento dipende dalla distanza dalla stella

primaria secondo la formula:

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{r} \right)^{3/4} \left(1 - \sqrt{R/r} \right)^{1/4} \quad (3.6)$$

dove M è la massa della stella primaria, R il suo raggio, \dot{M} il rate di trasferimento della massa e σ la costante di Boltzmann. Possiamo quindi trovare il massimo della temperatura derivando rispetto a r , arrivando a dimostrare che lo si ha a $r = \frac{49}{36}R$ ed è pari a:

$$T_{max} \simeq 0.488 \cdot \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3} \right)^{1/4} K \quad (3.7)$$

Questo ci permette di stabilire il picco dell'emissione da corpo nero del disco utilizzando la legge dello spostamento di Wien. Prendendo come esempio di stella primaria una nana bianca possiamo assumere che $M = 0.85M_{\odot}$, $R = 0.0095R_{\odot}$ e $\dot{M} = 10^{13}Kg/s$, dall'equazione 3.7 deriva quindi che:

$$T_{max} = 2.62 \cdot 10^4 K \quad \longrightarrow \quad \lambda_{max} = 111 nm$$

ovvero stiamo assistendo ad un'emissione da corpo nero che presenta il massimo nella regione UV. Se invece ora considerassimo come stella primaria una stella di neutroni, assumendo $M = 1.4M_{\odot}$, $10Km$ e $\dot{M} = 10^{14}Kg/s$, si troverebbe:

$$T_{max} = 6.86 \cdot 10^6 K \quad \longrightarrow \quad \lambda_{max} = 0.423 nm$$

quindi in questo caso il disco di accrescimento vedrebbe la sua emissione essere massima nei raggi X. Questo processo però, sebbene costituisca un meccanismo di emissione particolarmente efficiente, è di secondaria importanza rispetto alla bremsstrahlung dell'*HIM*.

3.3 Banda radio

Per quanto riguarda la banda radio dello spettro EM il meccanismo di emissione dominante è il *sincrotrone*. Si tratta di un fenomeno fisico che si verifica quando particelle cariche aventi velocità ultrarelativistiche entrano in regioni pervase dal campo magnetico: qui, a causa della forza di Lorentz, esse risentono di un'accelerazione diretta perpendicolarmente alla loro velocità ed iniziano a spiraleggiare attorno alla linea di campo magnetico. Questa accelerazione porta quindi le cariche ad emettere radiazione. Data la sua natura relativistica si tratta di un processo non termico, ovvero un processo nel quale le particelle non seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann ma le cui energie hanno un andamento a legge di potenza del tipo $N(E) = N_0 E^{-\delta}$. Per un insieme di elettroni in queste condizioni, ignorando l'autoassorbimento della sorgente, è dimostrabile che l'emissività segue l'andamento:

$$J_s(\nu) \propto N_0 \cdot H^{(\delta+1)/2} \cdot \nu^{(1-\delta)/2} = N_0 \cdot H^{\alpha+1} \cdot \nu^{-\alpha} \quad (3.8)$$

Questa formula risulta dalla somma dei contributi delle singole particelle. Elettroni più energetici emetteranno a frequenze maggiori, mentre elettroni meno energetici emetteranno a frequenze minori: in questo modo la loro distribuzione energetica a legge di potenza si riflette sull'andamento dell'emissività (figura 3.7).

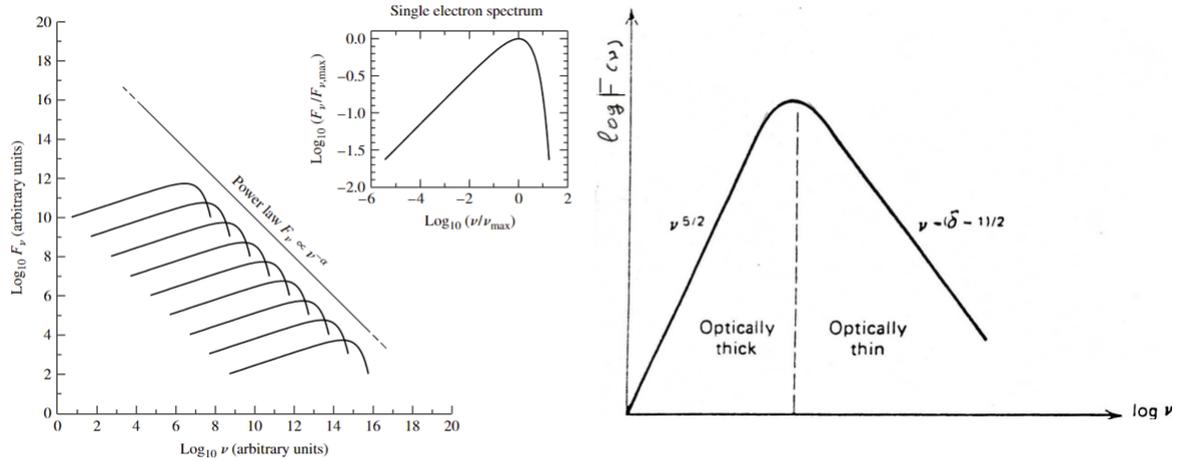


Figura 3.7: L'andamento a legge di potenza della radiazione di sincrotrone mostrato come somma dei contributi delle singole particelle (a sinistra) e spettro di sincrotrone autoassorbito (a destra). Da [5] e [9] rispettivamente.

Il fenomeno di autoassorbimento della sorgente non è però sempre trascurabile: quando la temperatura cinetica T_e è comparabile con la temperatura di brillantezza³ T_b i fotoni prodotti possono interagire cedendo energia alle particelle. Ciò porta ad una variazione nello spettro di sincrotrone, il quale ora mostrerà due regimi: il regime otticamente spesso, dove:

$$I_s(\nu) \propto N_0 \cdot H^{-1/2} \cdot \nu^{5/2}$$

ed il regime otticamente sottile, dove:

$$I_s(\nu) \propto N_0 \cdot H^{(\delta+1)/2} \cdot \nu^{(1-\delta)/2}$$

Come si può facilmente intuire dalla descrizione di questo fenomeno è perciò necessaria la presenza di campi magnetici e particelle ultrarelativistiche per dare origine all'emissione da sincrotrone. Le galassie ellittiche sono, sotto questo punto di vista, oggetti molto peculiari: la maggior parte di esse infatti non presenta emissioni significative nella banda radio in quanto sono assenti i meccanismi di accelerazione in grado di portare gli elettroni a velocità vicine a quella della luce. Questo risulta essere vero fintanto che si escludono le *galassie attive*, ovvero galassie nelle quali la presenza di un buco nero supermassiccio centrale contribuisce notevolmente all'emissione della radiazione e la cui trattazione verrà affrontata sinteticamente nel prossimo capitolo.

³Temperatura di un corpo nero avente la stessa brillantezza bolometrica dell'oggetto preso in considerazione.

4 Galassie attive

4.1 Introduzione agli AGNs

Fino ad ora abbiamo studiato l'emissione di radiazione ignorando una particolare categoria di oggetti astronomici: le galassie attive. Per offrire un quadro completo delle caratteristiche dell'emissione delle galassie ellittiche si deve tuttavia considerare l'eventualità che tra di esse vi siano anche galassie attive.

Si definisce galassia attiva una galassia in cui si osserva una luminosità particolarmente elevata provenire dalle regioni centrali, non imputabile alla componente stellare, alla polvere o al gas interstellare. Queste emissioni sono state a lungo materia di studi e, nonostante le notevoli differenze nello spettro riscontrabili all'interno di questa classe di oggetti, si è giunti a un modello unificato che vede come causa comune di questo fenomeno la presenza di un *AGN* (*Active Galactic Nucleus*). Un AGN è un nucleo galattico la cui luminosità è alimentata da un flusso di materia che, cadendo all'interno di un buco nero supermassiccio, emette radiazione in maniera analoga a quanto visto nel caso dei sistemi binari.

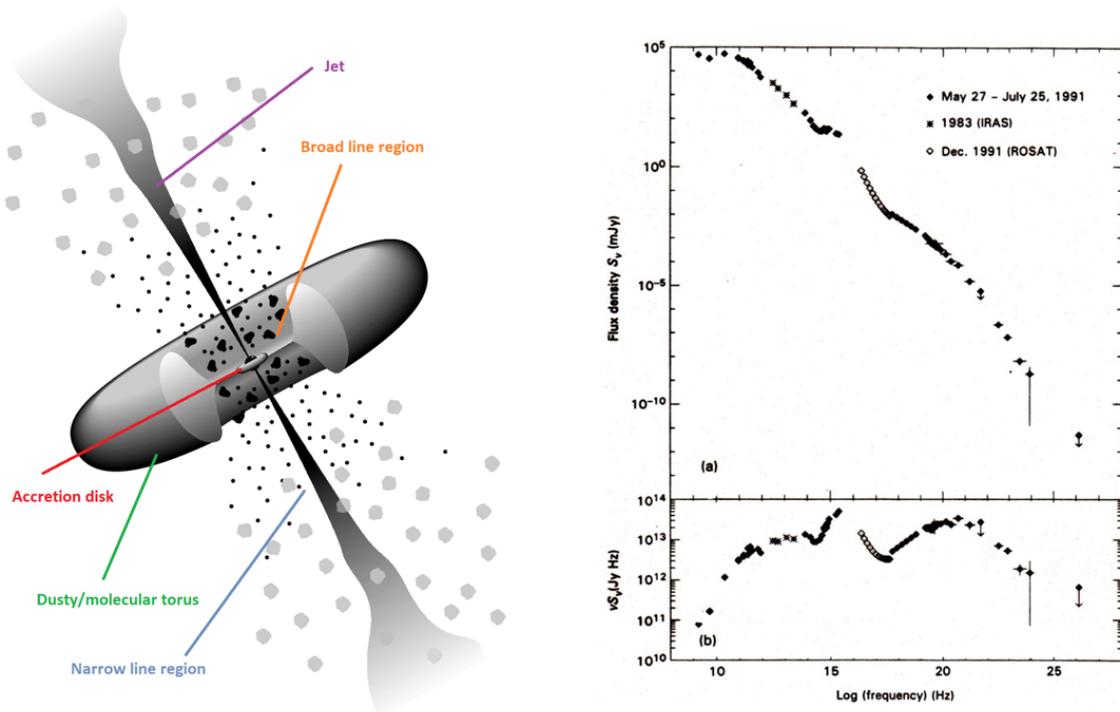


Figura 4.1: Modello di un radio-loud AGN (a sinistra) e SED di 3C 273, una galassia attiva (a destra). Da [10] e [9] rispettivamente

Il modello unificato vede questo oggetto astronomico strutturato come descritto in figura 4.1, ovvero come un sistema al quale centro è posto un buco nero supermassiccio, circondato da un disco di accrescimento. Intorno a questa struttura vi è poi un toro di polvere, mentre nella regione che separa il disco e il toro possiamo trovare la cosiddetta *BLR* (*Broad Line Region*), una regione nel quale il mezzo interstellare ha densità molto

elevate (da 10^8cm^{-3} a 10^{10}cm^{-3}) e temperature intorno ai 10^4K . In una zona a doppio cono centrata sul buco nero troviamo poi, a una distanza che va indicativamente dai 10Pc ai 100Pc , la *NLR* (*Narrow Line Region*): si tratta di una regione nella quale il mezzo interstellare assume densità che variano da 10^2cm^{-3} a 10^7cm^{-3} e temperature dell'ordine di 10^4K . In alcuni AGN sono inoltre presenti dei *jets*, ovvero collimati fasci di particelle accelerate a velocità ultrarelativistiche e direzionati perpendicolarmente al piano del disco. Quando in una galassia si riscontra la loro presenza essa viene detta *radio-loud*. Solo il 10% delle galassie osservate sono galassie attive e unicamente il 10% di esse sono galassie radio-loud.

4.2 Contributo al continuo

Si vuole presentare ora una breve panoramica di come il contributo di un AGN vada ad influenzare, se presente, l'emissione nel continuo di una galassia nelle varie bande dello spettro elettromagnetico.

Una delle principali differenze si può riscontrare nella banda radio: nelle galassie radio-loud infatti, differentemente al caso visto in precedenza, i getti provenienti dal nucleo sono in grado di emettere per sincrotrone a causa delle velocità ultrarelativistiche delle particelle. In questa tipologia di oggetti si può infatti osservare nel radio l'andamento a legge di potenza tipico di questo meccanismo di emissione.

Nella regione IR invece si assiste ad un irripidimento dello spettro: è il contributo del toro, la cui polvere emette come corpo grigio la radiazione assorbita nell'ultravioletto.

L'emissione nell'ottico e nell'ultravioletto è caratterizzata dal cosiddetto *ultraviolet bump*, ben visibile in figura 4.1. Esso può essere descritto attraverso la sovrapposizione degli spettri di diversi corpi neri aventi temperature comprese tra i 10^4K e i 10^6K . Rappresenta, analogamente al caso dei sistemi binari, il contributo del disco di accrescimento intorno al buco nero centrale.

Nei raggi X si assiste all'emissione di radiazione dovuta alla *Comptonizzazione*¹ dei fotoni ottici o UV da parte di elettroni molto energetici ($T \simeq 10^8 \text{K}$) presenti nella zona sovrastante le regioni più interne del disco di accrescimento. La luminosità X si è visto essere correlata a quella radio: l'interpretazione data a questo fenomeno è che la componente aggiuntiva sia dovuta al *synchrotron self-Compton*² dei fotoni emessi per sincrotrone dai getti radio.

Un'ulteriore componente che si può manifestare è l'emissione di radiazione nei raggi gamma: essa è dovuta all'interazione per *inverse Compton* dei fotoni della radiazione di sincrotrone e dell'ultraviolet bump con gli elettroni accelerati nei jets. Questo spiega la ragione per la quale l'emissione di questa radiazione è presente solo nelle galassie *radio-loud*.

¹Processo attraverso il quale una popolazione di fotoni interagisce per inverse-Compton con elettroni altamente energetici modificando il suo spettro iniziale e spostandosi a più alte frequenze.

²Interazione per inverse-Compton tra una popolazione di fotoni emessi per sincrotrone e gli stessi elettroni che li hanno generati.

Bibliografia

- [1] Barbara S. Ryden, Donald M. Terndrup, Richard W. Pogge, and Tod R. Lauer. Detailed surface photometry of dwarf elliptical and dwarf s0 galaxies in the virgo cluster. *The Astrophysical Journal*, 517(2), 1999.
- [2] J. Hartkel, M. Arnaboldi, O. Gerhard, L. Coccato, C. Pulsoni, K. C. Freeman, M. Merrifield, A. Cortesi, and K. Kuijken. The halo of m105 and its group environment as traced by planetary nebula populations. *A&A*, 642, 2020.
- [3] Christina Magoulas, Christopher M. Springob, Matthew Colless, D. Heath Jones, Lachlan A. Campbell, John R. Lucey, Jeremy Mould, Tom Jarrett, Alex Merson, and Sarah Brough. The 6df galaxy survey: the near-infrared fundamental plane of early-type galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012.
- [4] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, and K. J. Donner. *Fundamental Astronomy*. Springer, 5th edition, 2007.
- [5] Bradley W. Carrol and Dale A. Ostlie. *An Introduction To Modern Astrophysics*. Pearson Education, 2nd edition, 2014.
- [6] Michael J. I. Brown, John Moustakas, J.-D. T. Smith, Elisabete Da Cunha, T. H. Jarrett, Masatoshi Imanishi, Lee Armus, Bernhard R. Brandl, and J. E. G. Peek. An atlas of galaxy spectral energy distributions from the ultraviolet to the mid-infrared. *The Astrophysical Journal Supplement*, 212, 2014.
- [7] G. Gavazzi, A. Zaccardo, G. Sanvito, A. Boselli, and C. Bonfanti. Spectrophotometry of galaxies in the virgo cluster ii. the data. *A&A*, 417, 2004.
- [8] Moustakas John and Kennicutt Robert C. Jr. An integrated spectrophotometric survey of nearby star-forming galaxies. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 164, 2006.
- [9] Fanti & Fanti. *Una finestra sull'Universo Invisibile-Lezioni di Radioastronomia*. 2012.
- [10] C. Megan Urry and Paolo Padovani. Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107, 1995.
- [11] M. Zoccali, A. Lecureur, B. Barbuy, V. Hill, A. Renzini, D. Minniti, Y. Momany, A. Gómez, and S. Ortolani. Oxygen abundances in the galactic bulge: evidence for fast chemical enrichment. *A&A*, 457(1), 2006.
- [12] Andrea Cimatti, Filippo Fraternali, and Carlo Nipoti. *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press, 1st edition, 2020.
- [13] James Binney and Michael Merrifield. *Galactic Astronomy*. Princeton University Press, 2nd edition, 1998.

- [14] Dong-Woo Kim and Silvia Pellegrini. *Hot Interstellar Matter in Elliptical Galaxies*. Springer, 1st edition, 2013.