

Alma Mater Studiorum - Università di Bologna

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie ellittiche

Tesi di laurea

Presentata da:
Giada Rossi

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Appello II
Anno Accademico 2017-2018

*A chi mi ha spinta fin qui, a chi mi ha accompagnata lungo la strada.
A me stessa.*

Indice

Introduzione	2
1 Capitolo 1: Caratteristiche generali delle galassie ellittiche	3
1.1 La classificazione di Hubble	3
1.2 Classificazione delle galassie ellittiche	4
1.3 Caratteristiche comuni e leggi generali	5
2 Capitolo 2: Caratteristiche emissive delle galassie ellittiche	6
2.1 Banda Ottica: il corpo nero delle stelle	7
2.2 Banda X: La bremsstrahlung del mezzo interstellare	9
2.3 Banda Radio: il sincrotrone degli AGN	11
2.4 Banda Ultravioletta: l'UV-upturn	14
Bibliografia	15

Introduzione

In seguito alla classificazione di Hubble è stato possibile racchiudere sotto la denominazione di ellittiche un insieme di galassie accomunate da alcune caratteristiche: la forma ellittica, l'aspetto omogeneo, e la totale assenza di un disco e di bracci. Le galassie ellittiche condividono anche una simile composizione di stelle e gas: si può quindi caratterizzare una emissione in ogni banda tipica di tale classe di galassie. In questo elaborato si descriverà l'emissione di tali oggetti in ognuna delle bande osservabili, e si analizzeranno i processi astrofisici che possono spiegare tale emissione. Innanzitutto, però, si provvederà ad una descrizione generale della classificazione di Hubble, definendo quali sono le caratteristiche comuni di quelle galassie che essa categorizza come ellittiche, e quali leggi empiriche descrivono più accuratamente le loro proprietà osservabili.

Capitolo 1: Caratteristiche generali delle galassie ellittiche

1.1 La Classificazione di Hubble

Osservando le galassie in cielo, non è sempre stato ovvio che si trattasse di altri oggetti come la *Via Lattea*: sistemi di stelle e materia interstellare come quello che ospita il nostro Sole e il pianeta Terra. Quando, grazie al telescopio di *Mt. Wilson*, si è scoperto che la loro distanza è superiore al raggio della nostra galassia, quindi doveva trattarsi di oggetti esterni ad essa, una delle prime necessità è stata quella di classificarli. Se ne è occupato l'astronomo americano *Edwin Hubble* attorno agli anni 20 del '900. La sua classificazione, con modifiche e correzioni non sostanziali, è quella utilizzata tutt'ora.

Essa divide le galassie in categorie poste su una scala da *early types* a *late types*, denominazioni dovute alla supposizione di Hubble che questa scala definisse anche una sequenza evolutiva. Tale idea sembra oggi poco probabile, ma i termini sono rimasti tali.

Sono quattro le principali categorie di galassie che derivano dalla *Classificazione di Hubble*: ellittiche, lenticolari, a spirale e irregolari. Le galassie di tipo E0, le prime da sinistra nella Fig.1, sono concentrazioni di stelle di forma sferica, con una densità stellare che decresce in modo regolare verso l'esterno della galassia. Procedendo verso destra nella classificazione le galassie ellittiche si schiacciano lungo uno dei loro assi, assumendo appunto una forma ellittica, fino alla categoria E7. Le galassie lenticolari S0, intermedie fra ellittiche e a spirale, posseggono, in aggiunta ad una componente centrale analoga a quella delle galassie ellittiche, un sottile disco di stelle in rotazione. Tale disco però non presenta spirali o tracce sostanziali di polvere, a differenza delle galassie a spirale, così denominate appunto per via della presenza di bracci a spirale molto luminosi. Tale luminosità è dovuta alla cospicua presenza di stelle O e B, necessariamente affiancata a zone di *formazione stellare* dense di polvere, dove tali stelle vengono generate. Al centro si trova un bulge di stelle più vecchie, assimilabile in alcune caratteristiche fotometriche alla struttura di una galassia ellittica. Le galassie a spirale possono presentare una barra centrale, in tal caso si dicono *barrate*, e si differenziano da quelle non barrate formando due sottocategorie. Per entrambe, spostarsi verso destra nella sequenza delle spirali coincide con un aumento della rilevanza del disco rispetto a quella del bulge. Citiamo, infine, la categoria delle galassie irregolari: generalmente luminose e ricche di gas e stelle giovani, non presentano particolari strutture che potrebbero farle ricadere nelle classi già descritte.

Procediamo quindi con un'analisi più dettagliata della natura delle galassie ellittiche, soggetto di questo elaborato.

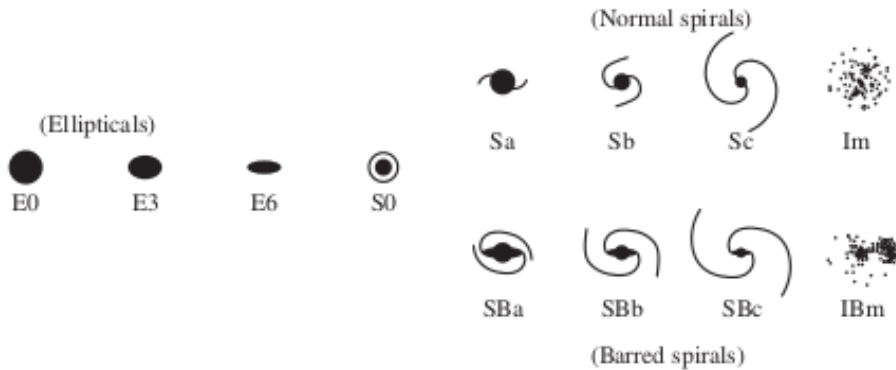


Figura 1: Schematizzazione della classificazione di Hubble - Source:[3]

1.2 Classificazione delle Galassie Ellittiche

Le galassie ellittiche, a differenza di quelle a spirale, sono oggetti apparentemente privi di disuniformità o features peculiari che suggeriscano la natura complessa che effettivamente le caratterizza. Un'altra errata conclusione che il loro aspetto uniforme potrebbe avvalorare è che siano strutture all'equilibrio, nelle quali le stelle si muovono di moti random avendo raggiunto una termodinamica. La loro evoluzione è invece ancora molto lontana dall'equilibrio, e la loro struttura interna è molto più complessa di ciò che appare.

Ne esistono di dimensioni molto differenti: le galassie ellittiche normali hanno una massa compresa fra le 10^{10} e 10^{12} masse solari e un diametro fra 20 e 80 kpc. Esistono tuttavia *ellittiche nane*, di dimensioni molto più ridotte: fino a 10^5 masse solari e 1 kpc. Dall'altro capo dello spettro ne esistono anche di enormi, dette *cD*: sono ellittiche giganti e diffuse, che si trovano solitamente al centro di grandi ammassi di galassie. Queste possono avere un diametro sino a 200 kpc, e una massa di 10^{13} masse solari. Oltre che per dimensioni le galassie ellittiche differiscono molto anche per la forma dell'ellissoide: denominando a , b e c i tre assi esso può essere *oblato* (se $a = b > c$), *prolato* (se $a > b = c$) o *triassiale* (se $a > b > c$).

Come accennavamo nella precedente sezione il numero n caratterizzante i tipi E_n di galassie ellittiche aumenta all'aumentare dello schiacciamento dell'ellissoide. In particolare:

$$e = 1 - \frac{b}{a}$$

$$n = 10e$$

Vale la pena notare che questa classificazione non dipende dalla effettiva forma dell'ellissoide, ma dalla forma osservata, ossia dall'angolo di osservazione. Non sono mai stati osservati ellissoidi con $n > 7$, e probabilmente si tratta appunto di un limite fisico per gli ellissoidi autogravitanti in rotazione.

La rotazione stessa della galassia è un altro aspetto che varia molto, e si osserva una correlazione fra l'intensità della rotazione e la magnitudine della galassia:

- Le galassie più brillanti ($M_b < -20.5$) presentano poca rotazione
- Quelle di luminosità intermedia ($-20.5 < M_b < -18$) sono molto rotazionali
- Le galassie meno brillanti ($M_b > -18$) non presentano affatto rotazione, o quasi nulla

1.3 Caratteristiche Comuni e Leggi Generali

Nonostante le differenze appena descritte, vi sono alcuni aspetti comuni a tutte le galassie ellittiche, ed alcune leggi che possono essere utilizzate per descriverle in modo generale.

Sono composte da stelle vecchie e dunque hanno una colorazione molto rossa. Non è infatti presente *polvere* nè *Cold Neutral Medium*, la componente fredda e neutra del *mezzo interstellare*, entrambe necessarie per avere zone di formazione stellare, dove si troverebbero le stelle più giovani. L'assenza di stelle giovani e blu spiega anche il fatto che non si siano mai osservate *supernovae di tipo II* (che si formano dal collasso di stelle molto massive) ma soltanto di tipo Ia.

Le galassie ellittiche sono dunque strutture antiche, fossili dell'inizio dell'universo. Dallo studio delle stelle vecchie e poco massive che le compongono ora possiamo scoprire quali fossero le loro caratteristiche in un passato nel quale presentavano formazione stellare.

Per descrivere la distribuzione della luce al variare del raggio di una galassia ellittica si utilizza la *formula empirica di Sersic*. Tale formula è valida sia per i dischi che per gli sferoidi (galassie ellittiche o bulge di galassie a spirale), al variare di un parametro (n). In particolare:

$$I(R) = I(R_e) \exp[-b[(R/R_e)^{\frac{1}{n}} - 1]]$$

dove la costante b è scelta in modo che un raggio R_e racchiuda metà della luce dell'immagine. Per $n=4$ si ottiene la legge $R^{1/4}$ o di *De Vaucouleurs*:

$$I(R) = I(R_e) \exp[-7.67[(R/R_e)^{0.25} - 1]]$$

Questa legge approssima bene il profilo di luce di molte galassie ellittiche, ma tende a sovrastimare la luminosità centrale, producendo un picco che non si riscontra nella realtà (Fig.2).

Sono state trovate, inoltre, una serie di relazioni che correlano grandezze fondamentali caratterizzanti le galassie ellittiche.

- La *legge di Faber-Jackson* lega la luminosità (L) alla velocità di dispersione centrale delle stelle (σ):

$$L \propto \sigma^4$$

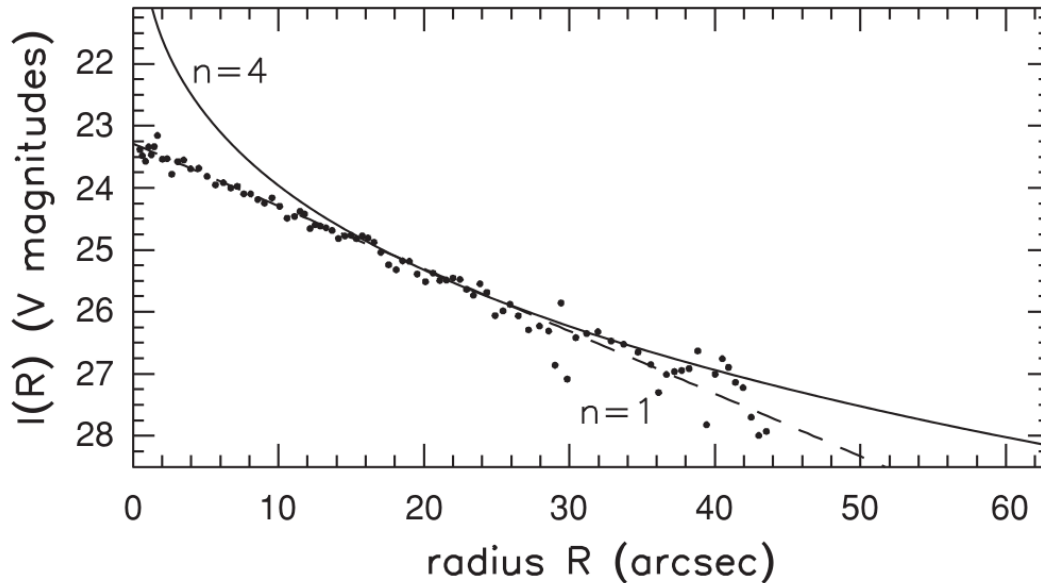


Figura 2: La linea continua rappresenta la legge di Sersic con $n=4$ (de Vaucouleurs) mentre quella tratteggiata con $n=1$. I punti rappresentano la brillantezza superficiale in banda V della galassia VCC753 - [4]

- Sempre a Faber è attribuita la scoperta, nel 1989, di una correlazione diretta fra il raggio effettivo (R_e) e la luminosità assoluta nel blu.
- Esiste inoltre una correlazione inversa fra la brillantezza superficiale al raggio effettivo, e la luminosità assoluta nel blu.
- Le precedenti correlazioni implicano che le galassie ellittiche al decrescere della luminosità presentino sia una maggior brillantezza superficiale che un minor raggio effettivo. Questo suggerisce l'esistenza di una terza relazione che correli le ultime due grandezze. Tale relazione è detta *di Kormendy* ed è effettivamente stata osservata.

$$I_e \propto R_e^{-0.8}$$

- Infine, combinando queste e altre relazioni, si ottiene l'equazione che definisce il *piano fondamentale*, un sottile piano nello spazio di assi R_e , I_e e σ , sul quale si trovano approssimativamente tutte le galassie ellittiche:

$$R_e \propto \sigma^{1.2} I_e^{-0.8}$$

L'importanza di questa relazione risiede nel fatto che, misurando quantità indipendenti dalla distanza quali I_e e σ è possibile stimare il raggio effettivo. Nota la dimensione lineare dell'oggetto in cielo è dunque possibile stimarne la distanza.



Figura 3: La galassia ellittica M87 - Fonte: NASA

Capitolo 2: Caratteristiche emissive delle galassie ellittiche

Dallo studio dell'emissione delle galassie ellittiche a varie lunghezze d'onda è stato possibile scoprire tutto ciò che sappiamo oggi sulla struttura e sulle componenti di questi oggetti, come stelle, mezzo interstellare e buchi neri centrali. Ognuna di queste, infatti, ospita processi astrofisici differenti, che producono fotoni a lunghezze d'onda caratteristiche. Inoltre, lo studio di tali fotoni permette di ricavare informazioni fondamentali sulla struttura in cui vengono generati (campi magnetici, temperatura...) e sulla galassia ellittica stessa (distanza, età ...). Passiamo quindi ad un'analisi dettagliata delle caratteristiche emissive di una galassia ellittica alle varie lunghezze d'onda.

2.1 Banda Ottica: il corpo nero delle stelle

La principale emissione visibile in banda ottica è dovuta al processo di radiazione di *corpo nero* dovuto alle stelle della galassia. Un corpo nero è un corpo che assorbe tutta la radiazione incidente su di esso, senza rifletterne nessuna componente, ed è in equilibrio termico con essa. Una volta assorbita viene persa l'informazione sulla distribuzione spettrale iniziale, l'energia della radiazione aumenta l'energia interna del corpo e viene poi interamente re-irradiata termicamente. Tale radiazione, detta di corpo nero, ha una distribuzione spettrale tipica descritta dalla funzione di Planck:

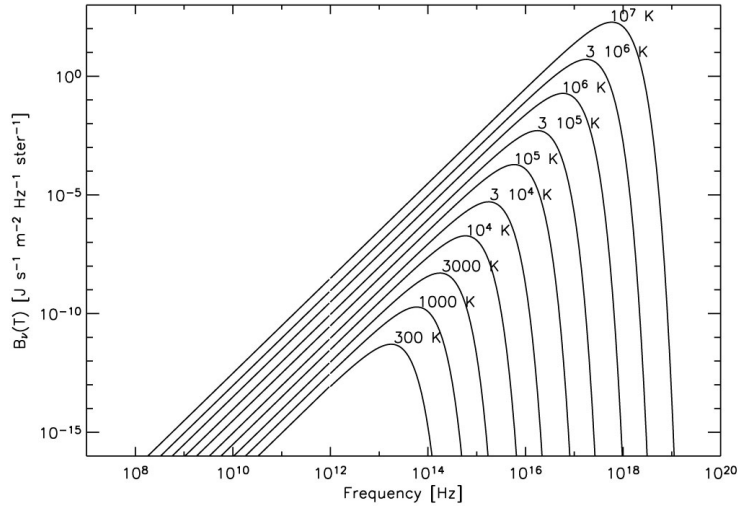


Figura 4: La funzione di Planck al variare della temperatura - Fonte: NJIT

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

Gli spettri rappresentati da tale funzione hanno tutti la medesima forma, ma presentano il picco ad un valore differente, determinato dalla temperatura (fig. 4) e non si toccano mai. Come è evidente dal grafico, la *planckiana* può essere approssimata da funzioni molto più semplici in due particolari regimi:

- *Approssimazione di Rayleigh-Jeans*: quando $h\nu \ll kT$ la planckiana diventa:

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

La brillantezza di corpo nero aumenta come ν^2 prima del picco.

- *Approssimazione di Wien*: quando $h\nu > kT$ la planckiana diventa:

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

Dopo il picco il crollo della brillantezza è più ripido, come $e^{-h\nu/kT}$

Il valore del picco dell'emissione è chiaramente dipendente dalla temperatura: per formalizzare tale dipendenza è sufficiente derivare e porre la derivata uguale a zero, ottenendo la *Legge di Wien*, o di *spostamento*:

$$\nu_{\max} = 5.88 \cdot 10^{10} T \text{ Hz K}^{-1}$$

Corpi neri più caldi avranno quindi un picco di emissione a frequenze maggiori, verso il blu, mentre corpi neri più freddi presenteranno un picco più vicino al rosso.

Come accennavamo, le stelle presentano emissione di corpo nero. Esse sono, in effetti, uno dei migliori esempi di corpo nero esistenti in natura (ossia uno di quelli che meglio si avvicina alla descrizione puramente teorica appena fornita): sono oggetti otticamente spessi, in cui la radiazione si genera tramite reazioni di fusione nel core, e viene emessa e riassorbita, fino a che i fotoni raggiungono gli strati più esterni, e vengono emessi con una distribuzione caratteristica della temperatura di tali strati.

Quando si osserva una galassia ellittica più lontana di 20 Mpc non è possibile, con gli strumenti ad oggi disponibili, distinguere le singole stelle in essa presenti. Lo spettro di corpo nero che si ottiene è quindi, di fatto, la somma degli spettri di corpo nero delle varie stelle presenti in una certa zona della galassia, e ci permette quindi di ottenere informazioni di tipo statistico sulla popolazione stellare in quell'area.

Puntando i telescopi sulle galassie ellittiche ciò che si osserva è una planckiana con un picco sulla componente rossa del visibile, e pochissima luce a lunghezze d'onda inferiori ai 3500 Å. Ciò suggerisce una popolazione di stelle vecchie e fredde, la cui maggior luminosità è dovuta a *giganti rosse* e stelle nel *ramo asintotico delle giganti (AGB)*. La mancanza di stelle che emettono oltre i 3500 Å indica che la formazione stellare deve essersi interrotta da almeno 2 Gyr. Le stelle più calde, che quindi emetterebbero a lunghezze d'onda inferiori, hanno infatti una vita molto più breve, precisamente legata alla loro massa. L'assenza di tali stelle è un indicatore di quando è avvenuta l'ultima formazione stellare.

La radiazione di corpo nero proveniente dagli strati esterni della stella attraversa poi l'atmosfera stellare, dove subisce un assorbimento in riga dovuto agli elementi pesanti in essa presenti. Tali righe sono osservate ad una specifica lunghezza d'onda, associata ad una specifica transizione dell'elemento o molecola che le ha causate. Lo spettro che giunge quindi ai nostri telescopi presenta delle *righe di assorbimento* caratteristiche dell'atmosfera delle stelle in cui si è formato, delle quali è dunque possibile ricavare la composizione. Tale assorbimento, negli spettri provenienti dalle galassie ellittiche, è molto intenso: ciò evidenzia una presenza di metalli pesanti tipica delle stelle di classe K. In particolare, a lunghezze d'onda inferiori a 4000 Å vi è un profondo assorbimento, detto *break*, dovuto appunto alla somma di tali righe, e che tende ad accentuarsi con l'avanzare dell'età della galassia.

2.2 Banda X: La bremsstrahlung del mezzo interstellare

La principale emissione che viene rilevata in banda X è dovuta al processo di *bremsstrahlung* al quale è soggetto il gas ionizzato del mezzo interstellare. Una descrizione esatta del processo richiederebbe un approccio quantistico, ma nel regime discusso in questo elaborato è lecito limitarsi ad una trattazione classica.

Perché avvenga bremsstrahlung, detta anche *radiazione di frenamento*, è necessario un ambiente in cui elettroni liberi possano interagire con dei nuclei tramite la *forza di Coulomb*. Gli elettroni, nel campo coulombiano dello ione positivo, vengono deviati dalla loro traiettoria rettilinea e accelerati, perdendo una parte della loro energia cinetica, che viene

irradiata sotto forma di un fotone. Tale accelerazione è derivabile dalla legge di Coulomb, ed è pari a:

$$a(t) = \frac{Ze^2}{mx(t)^2}$$

Quindi il massimo di tale accelerazione si ha quando $x(t)$ è minimo, ossia quando ione ed elettrone sono alla minore distanza, $x_{min} = b$. La potenza totale irradiata, data dalla *formula di Larmor*, è :

$$P = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2 b^4}$$

A distanze minori e maggiori di b , l'accelerazione cala molto rapidamente. Si suppone quindi che l'interazione inizi quando l'elettrone si trova ad una distanza b dal punto di minima distanza, e termini quando lo ha superato di una distanza b . Quindi la durata totale dell'interazione è :

$$\Delta t = \frac{2b}{v}$$

E l'energia totale emessa dalla interazione è :

$$P\Delta t = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v}$$

Notiamo subito che, essendo la massa al quadrato al denominatore, l'energia emessa dall'accelerazione degli ioni (minima, ma presente) è trascurabile rispetto a quella emessa dall'accelerazione di elettroni. Inoltre, gli elettroni più veloci (quindi più energetici) emettono meno energia di quelli meno veloci. Tramite un'analisi di Fourier dell'impulso è possibile ottenere lo spettro della radiazione emessa dalla singola interazione appena descritta: in funzione della frequenza, esso si presenta piatto fino ad una frequenza particolare detta di *cut-off*, dopo la quale crolla rapidamente fino ad annullarsi. Il valore di tale frequenza dipende dall'energia dell'elettrone incidente:

$$\nu_{max} = \frac{v}{4b}$$

È interessante, per la descrizione della *bremsstrahlung* nell'ISM, applicare questa trattazione puramente teorica ad una nube di ioni ed elettroni all'equilibrio termodinamico, caratterizzati da una densità volumetrica n_z e n_e rispettivamente. In tal caso si parla di *bremsstrahlung termica*. La singola velocità dell'elettrone viene sostituita dalla *distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann*, che dipende dalla temperatura. Si ottiene quindi un'espressione dell'emissività specifica della *bremsstrahlung* termica dipendente dalla temperatura:

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

dove $g_{ff}(\nu, T)$ è il *Fattore di Gaunt*, e indica quanto buona è l'approssimazione della trattazione classica (in questo caso vale circa 1). L'esponenziale comporta il cut-off visibile

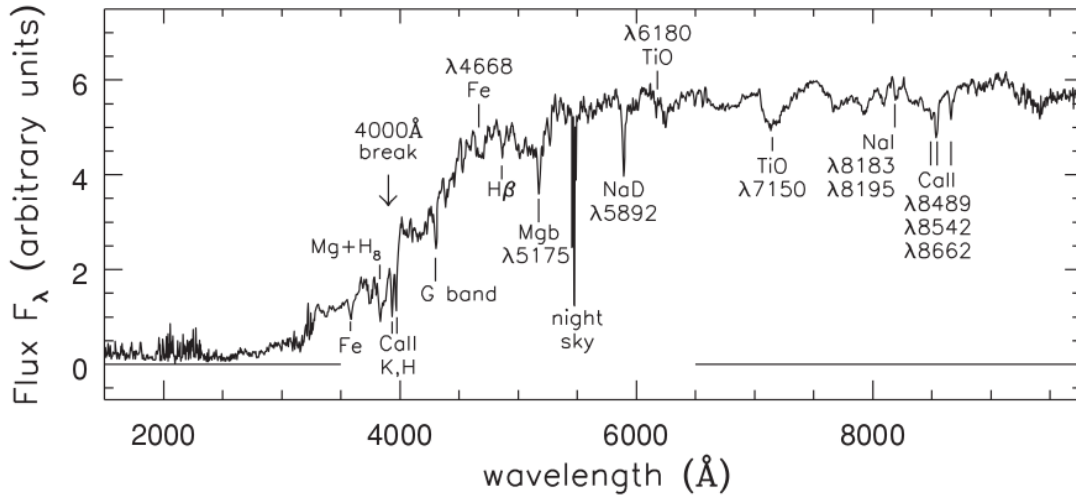


Figura 5: Lo spettro di una galassia ellittica - Fonte: [4]

nello spettro, ad una *frequenza di cut-off* pari a $\nu_{\text{cutoff}} = kT/h$. Si nota anche una dipendenza da $n_e \cdot n_z$, pari circa a n_e^2 per le applicazioni astrofisiche di nostro interesse. Dalla misura sperimentale di questa brillantezza è quindi possibile ottenere informazioni sulla densità e la temperatura del gas.

In una galassia ellittica l'emissione di bremsstrahlung in banda X è molto intensa, e si espande assai oltre il limite della galassia in banda ottica, fino a 50 kpc. È dovuta agli ioni ed elettroni del mezzo interstellare che, essendo composto principalmente da idrogeno, la cui temperatura di ionizzazione è circa $10^4 K$, è completamente ionizzato a temperature di $10^6 K$ e superiori.

Tale gas si trova in atmosfere stellari, venti stellari e resti di supernova, viene prodotto dalle stelle nelle fasi di gigante rossa e nebulosa planetaria e accelerato per interazione con l'ISM già presente, o dalle onde d'urto generate da supernovae di tipo Ia.

È detto *Hot Ionized Medium*, ed è una delle componenti del mezzo interstellare. Le altre, più fredde e quindi non ionizzate, sono presenti in quantità irrilevanti nelle galassie ellittiche: solo il 5 – 10% di esse contiene abbastanza idrogeno atomico o gas molecolare da essere rilevabile, e la poca polvere che è stata rilevata si trova di solito nelle zone centrali della galassia.

Tuttavia esiste una minoranza di galassie ellittiche, solitamente quelle che presentano peculiarità come gusci esterni e concentrazioni di polvere, che posseggono tanto gas freddo quanto quelle a spirale. L'origine di questo gas è probabilmente la *cattura*. Dove è presente *HI* spesso si concentra in un anello esterno, come nella galassia NGC 5128, nota come Centaurus A.

Le galassie ellittiche più luminose contengono una quantità di HIM fino al 10 – 20% della loro massa in stelle, ed esiste una relazione teorica e verificata sperimentalmente fra la massa gassosa e la luminosità ottica di una galassia. Naturalmente, un altro fattore da considerare è la massa della galassia: quelle più massicce esercitano una maggior attrazione gravitazionale sul gas, che ha quindi meno probabilità di disperdersi.

2.3 Banda Radio: il sincrotrone degli AGN

Quando una galassia presenta un'emissione significativa oltre a quella imputabile alle componenti già citate (stelle, polvere, mezzo interstellare), tale galassia si definisce *attiva*. Siccome l'emissione proviene quasi esclusivamente dal nucleo, queste galassie vengono chiamate *Nuclei Galattici Attivi (AGN)*. Ne esistono di vari tipi, a seconda di dove la loro emissione si colloca sullo spettro elettromagnetico, ma secondo alcuni modelli detti *unificati* si tratta sostanzialmente dello stesso tipo di oggetto. Le differenze sarebbero dovute all'angolo di osservazione, o ad alcune caratteristiche del nucleo della galassia.

Se l'emissione principalmente è osservabile in banda radio, si parla di *radiogalassie*, una tipologia di AGN che è quasi sempre associata alle galassie ellittiche. L'emissione radio caratteristica di questi oggetti è dovuta al processo di radiazione di *sincrotrone*. Perché si verifichi emissione di sincrotrone è necessario un plasma di elettroni che si muovono a velocità ultra-relativistiche in un campo magnetico. Le particelle vengono accelerate mentre spiraleggiano lungo le linee di campo magnetico e, come esplicitato dalla formula di Larmor (già vista nel caso della bremsstrahlung), emettono energia. A questo fenomeno, detto *ciclotrone*, vanno aggiunte alcune importanti considerazioni dovute alla velocità ultra-relativistica delle particelle.

A causa dell'*effetto Doppler relativistico*, che amplifica i campi elettromagnetici in avvicinamento e attenua quelli in allontanamento, l'emissione della radiazione da parte dell'elettrone non avviene in modo isotropo su 4π steradiani, ma viene concentrata su un cono di apertura $1/\gamma$ (dove γ è il *Fattore di Lorentz*) nella direzione della sua velocità. Questo effetto è detto *beaming relativistico*, ed è particolarmente importante: essendo la radiazione sempre emessa in direzione perpendicolare all'accelerazione centripeta dell'elettrone, mentre questo spiraleggia attorno alle linee di campo, tale radiazione risulta *polarizzata*. Questa caratteristica distingue osservativamente il sincrotrone da altri tipi di emissione, poichè i principali altri processi astrofisici non emettono radiazione polarizzata.

L'analisi di Fourier dell'impulso porta alla distribuzione spettrale di un singolo elettrone, la quale presenta un picco ad un valore caratteristico ν_s , seguito da una discesa a *legge di potenza*.

$$\nu_s = 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] GHz$$

Gli elettroni ultra-relativistici che emettono sincrotrone negli oggetti astrofisici si distribuiscono energeticamente secondo una legge di potenza, del tipo:

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

È quindi lecito considerare una distribuzione di questo tipo per calcolare la potenza emessa da radiazione di sincrotrone:

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2e^4}{3m_e^2c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2(\theta)$$

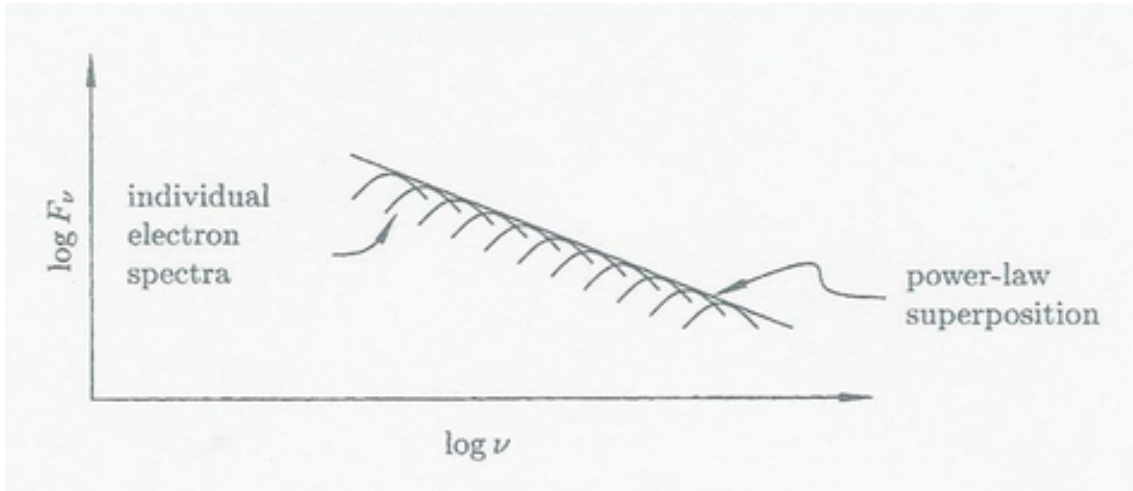


Figura 6: Lo spettro dell'emissione di sincrotrone come somma di quella dei singoli elettroni - Fonte: [2]

Notiamo che, a differenza della bremsstrahlung, sono gli elettroni più energetici ad emettere maggiormente. Come conseguenza di quanto appena scritto si ottiene la legge di potenza che descrive la distribuzione della radiazione di sincrotrone:

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

Lo spettro di emissione si presenta quindi come una sovrapposizione dello spettro di emissione dei singoli elettroni, nella forma della caratteristica legge di potenza (Fig 6).

Tale spettro potrebbe tuttavia presentare un cut-off nel suo estremo alle alte frequenze: lo studio della perdita energetica delle particelle rivela che quelle inizialmente più energetiche perdono energia più velocemente, e hanno quindi un tempo di vita media più breve. Se in una sorgente di sincrotrone gli elettroni sono stati iniettati tutti nello stesso momento, dopo un certo tempo quelli più energetici si saranno spostati ad energie più basse più velocemente di quelli meno energetici, generando quindi un break alle alte frequenze. Misurare tale break permette quindi di ottenere informazioni sull'età della sorgente. Se invece il rifornimento di elettroni è continuo, si raggiunge un equilibrio fra le particelle che si spostano e quelle iniettate, generando comunque una discontinuità nella legge di potenza, ma invece di un vero e proprio break sarà osservabile un *irripidimento*.

Al centro di molte galassie ellittiche è presente un *buco nero supermassiccio*, ed è proprio la caduta di materiale al suo interno a causare l'attività rilevata negli AGN. Il gas, accelerando per via dell'attrazione gravitazionale del buco nero, viene riscaldato e gli elettroni del plasma raggiungono velocità ultra-relativistiche. Si allontanano quindi dal centro e dalla galassia stessa lungo due getti che attraversano il *mezzo intergalattico* per decine di kpc oltre il confine visibile della galassia, emettendo per sincrotrone, e creando un canale di passaggio per gli elettroni prodotti successivamente. Spostandosi verso l'esterno si trovano quindi particelle più giovani, fino a giungere agli hot spot, zone molto brillanti nel radio, solitamente poste agli estremi dei getti. Osservando la discontinuità della legge di potenza (break o irripidimenti) nei vari punti dei lobi radio, come descritto poco fa, è possibile

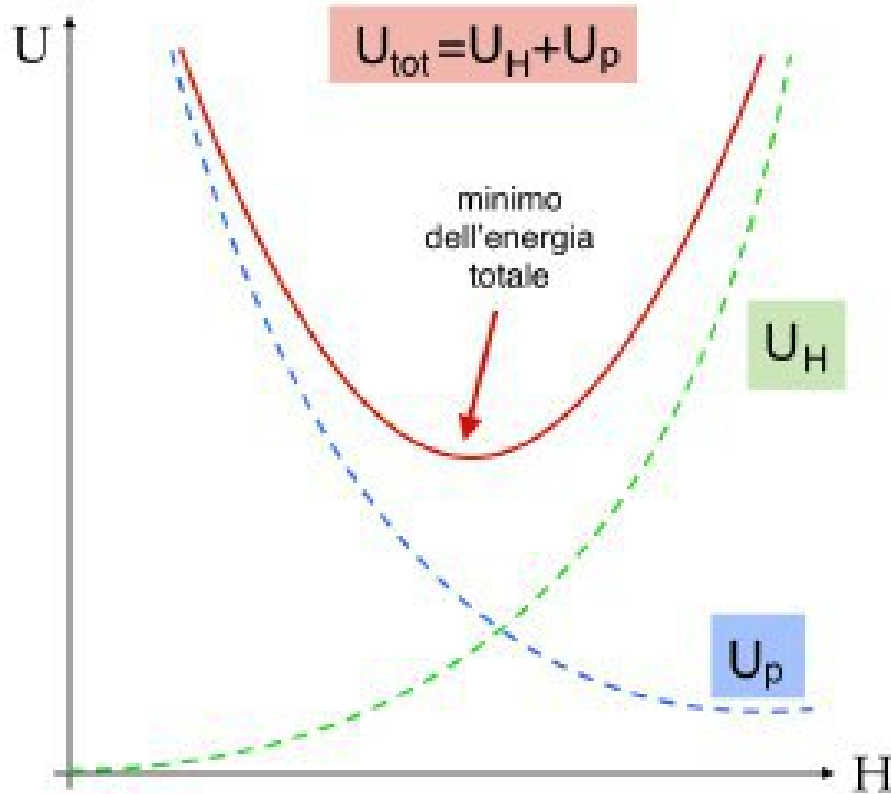


Figura 7: L'andamento di U_p , U_h e U_{tot} - Fonte: [2]

ottenere informazioni sull'età degli elettroni in emissione, e quindi sulla sorgente che li ha accelerati.

Un'altra interessante informazione che si può ottenere dall'osservazione di una radiosorgente è il suo *campo magnetico di equipartizione*. L'energia totale di un corpo che emette per sincrotrone si può calcolare sommando l'energia delle particelle all'energia del campo magnetico. La prima diminuisce all'aumentare del campo magnetico, mentre la seconda aumenta, per cui la somma delle due presenta un minimo per un certo valore di H (Fig. 7). Esprimendo l'energia delle particelle (U_p) e quella del campo magnetico (U_h), sommandole (U_{tot}) e minimizzando tale somma si può ottenere questo valore di H , detto campo magnetico di equipartizione: il campo magnetico per il quale l'energia totale della radiosorgente è minima. Esso è pari a:

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

dove L è la luminosità della sorgente, V il suo volume, C_{el} e C_h delle costanti e k dipende dalla composizione del plasma: $k = 0$ per un plasma di elettroni, $k = 1$ per un plasma di elettroni e protoni, e $k > 1$ per un plasma dove i protoni sono più energetici perchè gli elettroni, emettendo, si sono raffreddati.

Quello del campo magnetico di equipartizione è un valore teorico, ma la sua importanza deriva da considerazioni osservative: per molte radiosorgenti il campo magnetico calcolato di equipartizione è in ottimo accordo con quello misurato tramite altri metodi, e nei casi in cui questa corrispondenza non si è verificata è stato possibile individuare condizioni che hanno falsato la misurazione. Ad esempio nella struttura est della sorgente J1511+0518, dove la non corrispondenza del campo magnetico trovato con la minima energia era dovuta a un plasma termico posto di fronte alla struttura osservata.

Quindi il calcolo del campo magnetico di equipartizione a partire dai dati osservativi fornisce una buona stima dell'effettivo campo magnetico presente nell'area che si sta osservando.

2.4 Banda Ultravioletta: l'UV-upturn

Descrivendo l'emissione ottica delle galassie ellittiche si è sottolineato il brusco calo della luminosità a lunghezze d'onda inferiori a 3500 \AA , dovuto all'assenza di stelle giovani O e B. Prima dell'astronomia osservativa spaziale questo era ciò che le osservazioni disponibili suggerivano, tuttavia, grazie ai dati raccolti dal OAO-2 satellite e dall'Astronomical Netherlands Satellite (ANS), si è potuto osservare che molte galassie ellittiche presentano debole ma significativa luminosità nella banda UV, sotto ai 2000 \AA , che diventa sempre più rilevante al diminuire della lunghezza d'onda, fino ai 1250 \AA . L'intensità di questa caratteristica, detta *UV-upturn*, varia molto fra galassie diverse, e si è osservata (Burstein et al. 1988) una correlazione fra tale intensità e l'abbondanza di metalli pesanti.

La causa di questa feature è dibattuta da ormai 40 anni, e si sono escluse una serie di possibili cause. I responsabili inizialmente più probabili sembravano due: una formazione stellare ad un rate troppo esiguo perchè se ne mostrassero le conseguenze nell'ottico, ma non nell'UV, quindi poche stelle di tipo O e B; oppure la vecchia popolazione stellare già responsabile dell'emissione ottica. Oggi si propende per la seconda soluzione, ma sono molti i processi candidati nei quali potrebbero essere coinvolte per produrre questa emissione UV. Un'opzione è che si tratti di stelle vecchie e ricche di metalli che hanno lasciato la *sequenza principale* e perso la maggior parte del loro *envelope di idrogeno*, esponendo il *core*. Stelle di questo tipo non sono state trovate nei dintorni del Sole, non è quindi stato possibile studiarle in dettaglio, e ciò rende i modelli disponibili piuttosto incerti.

Bibliografia

- [1] S. Pellegrini, *Astrofisica Extragalattica*, appunti, 2017-2018
- [2] D. Dallacasa, *Processi di radiazione e MHD*, appunti, 2017-2018
- [3] H. Mo, F. Van den Bosch, S. White, *Galaxy formation and evolution*, Cambridge University press
- [4] L. S. Sparkle, J. S. Gallagher, *Galaxies in the universe: an introduction*, Cambridge University press
- [5] Robert W. O'Connell, *Far-Ultraviolet radiation from elliptical galaxies*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1999
- [6] Sukyoung K. Yi, Jihye Lee, Yun-Kyeong Sheen, Hyunjin Jeong, Hyewon Suh, Kyuseok Oh *The UV Upturn in Elliptical galaxies and Environmental Effects*, ApJS
- [7] M. Orienti, D. Dallacasa, *Physical properties in young radio sources. VLBA observations of high frequency peaking radio sources*, Mon. Not. R. Astron. Soc.