

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie ellittiche

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Presentata da:
Sapori Matteo

Sessione I
Anno Accademico 2020-2021

Introduzione

Con il termine *galassia* s' intende un sistema formato prevalentemente da stelle, gas e polveri la cui dinamica interna, così come la sua evoluzione viene descritta dalle interazioni gravitazionali delle sue componenti. risulta impossibile dire con precisione quante galassie ci siano nell'universo, i calcoli piú recenti stimano il loro numero in circa 200 miliardi.

Questo elaborato tratterá unicamente di una particolare classe di galassie; quelle *ellittiche*, descrivendone le principali caratteristiche in emissione e i meccanismi che maggiormente partecipano all'emissione di radiazione di questi vasti e complicati sistemi.

Indice

Introduzione	i
1 Classificazione delle galassie	3
1.0.1 Concetti fotometrici e tipi morfologici	3
2 principali processi di emissione	7
2.1 Banda X	7
2.1.1 Bremsstrahlung, radiazione da singolo evento	7
2.1.2 Bremsstrahlung termica	9
2.2 Banda ottica	10
2.2.1 Corpo nero	11
2.3 Emissione radio, radiogalassie	13
2.3.1 emissione di sincrotrone	13
Bibliografia	15

Capitolo 1

Classificazione delle galassie

La prima classificazione dei tipi di galassie fu proposta da Edwin Hubble nel 1925 basandosi sulla morfologia di oggetti relativamente vicini e luminosi; gli unici per i quali potesse risolvere con accuratezza la morfologia.

la sequenza introdotta da Hubble distingue tre classi principali: Galassie ellittiche (E), Galassie irregolari (Ir) e Galassie a spirali (S), con un ulteriore distinzione di queste ultime in Galassie a spirali normali (S) e spirali barrate (SB). In riferimento alla figura 1.1 non é difficile capire perché il diagramma che rappresenta questa classificazione é spesso chiamato diagramma a diapason, tuttavia la forma non é casuale; quando Hubble introdusse questo tipo di classificazione immaginó (erroneamente) che le classi di galassie osservate rappresentassero di fatto diversi stadi evolutivi delle stesse e che le galassie che identifichiamo come a spirale siano piú anziane (evolute) di quelle che un tempo erano galassie ellittiche. Oggi sappiamo che non sussiste nessuna correlazione evolutiva tra i diversi tipi morfologici e che anzi, le galassie ellittiche sono sistemi piú antichi, tanto che i processi di formazione stellare si sono praticamente esauriti¹. Le moderne classificazioni si basano sullo studio delle proprietà fotometriche spettroscopiche e dinamiche.

1.0.1 Concetti fotometrici e tipi morfologici

Ai nostri occhi le galassie ellittiche appaiono tipicamente di color rosso, chiaro segno del tipo di stelle che contengono.

¹una tipica galassia ellittica produce circa l'equivalente di una massa solare l'anno

Le informazioni che siamo in grado di raccogliere sono interamente contenute nella radiazione che emettono. Moltissimi sono i processi di emissione che avvengono all'interno di sistemi così vasti e complicati, allo scopo di mantenere questo elaborato conciso verranno trattati solamente i più importanti per le principali bande osservative: ottica, radio e X.

Da un'osservazione in banda ottica di una galassia ellittica si possono connettere punti con la stessa brillantezza superficiale e ottenere così delle linee isofote, utili a determinare la forma (ellitticità) della galassia considerata.

Le galassie ellittiche sono classificate in base al valore del parametro di ellitticità ϵ definito sulla base del rapporto tra l'asse minore apparente (b) delle linee isofote e l'asse maggiore apparente (a):

Più precisamente le galassie ellittiche vengono indicate con la lettera E seguita da un numero che meglio approssima il valore di 10ϵ , dove:

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

Minore è il valore di ϵ , più rotonda appare la galassia. Sulla base di questo quindi una galassia E0 appare come sferica mentre una E7² risulta particolarmente schiacciata. Un'ulteriore suddivisione distingue diversi tipi di galassie ellittiche basandosi su parametri quali massa, luminosità e caratteristiche dinamiche:

- **Ellittiche normali (gE, E, cE).** Si tratta del tipo più comune di galassie ellittiche. Le stelle che le compongono sono maggiormente raggruppate nelle regioni centrali. La loro massa raggiunge le $10^{13}M_{\odot}$. Il rapporto massa/luminosità suggerisce la presenza di materia oscura. La distribuzione di brillantezza superficiale $B(r)$ misurata a partire dal centro della galassia segue la legge di De Vaucouleurs³:

$$B(R) = B(0) \cdot e^{-7.669[(\frac{R}{R_e})^{\frac{1}{4}} - 1]} \quad (1.2)$$

- **Ellittiche giganti (cD).** Si tratta di gigantesche strutture con masse fino a $10^{14}M_{\odot}$. La componente centrale appare come una galassia ellittica la cui di-

²Ad oggi non sono state osservate galassie E8

³ R_e è il raggio effettivo, definito in modo da contenere la metà della luce prodotta dalla galassia

stribuzione di brillantezza segue l'eq (1.2) circondata da un alone diffuso di stelle con una distribuzione piú piatta rispetto al profilo di De Vaucouleurs.

- **Ellittiche nane (dE)** . Sono molto compatte e poco luminose con una massa tipica di $10^9 M_{\odot}$. La loro distribuzione di brillantezza superficiale é in buon accordo con la legge di Vaucouleurs.

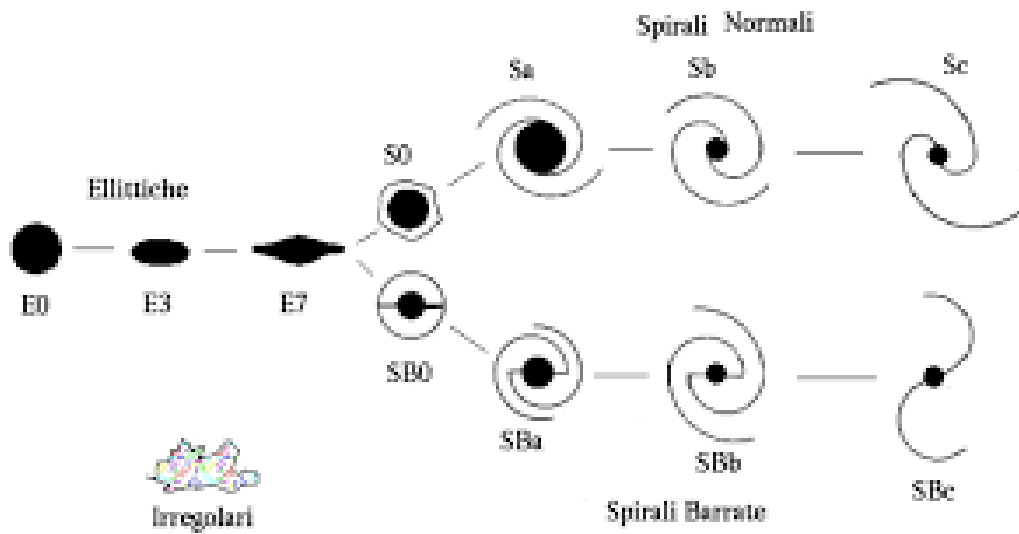


Figura 1.1: sequenza di Hubble

Capitolo 2

principali processi di emissione

2.1 Banda X

Osservativamente si é notato che le galassie ellittiche sono forti sorgenti di radiazione X con luminosità tipiche che coprono un intervallo $L_X \approx 10^{39} - 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$.

A differenza delle galassie a spirali, nelle quali il mezzo interstellare é formato per la maggior parte da HI e H_2 , l'ISM delle galassie ellittiche consiste prevalentemente di plasma caldo con temperature dell'ordine di $T \geq 10^6 \text{ K}$ (Hot Ionize medium) distribuito in buona approssimazione omogeneamente all'interno del volume della galassia.

Questo plasma caldo é il principale responsabile della forte emissione di raggi X attraverso processi di emissione free-free come bremsstrahlung e di ricombinazione elettronica.

2.1.1 Bremsstrahlung, radiazione da singolo evento

Una particella carica che subisce un'accelerazione emette sempre radiazione elettromagnetica. la potenza emessa é fornita dalla formula di Larmor.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right)^2 = \frac{2q^2 \mathbf{a}^2}{3c^3} \quad (2.1)$$

Dove q indica il valore della carica della particella e $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ é il suo momento. Quando la decelerazione o accelerazione di una carica é prodotta dall'interazione con il campo coulombiano di un'altra carica la radiazione prodotta é chiamata *bremsstrahlung*. In

riferimento alla equazione 2.1 si può notare che particelle più massicce (a parità di forza) vengono accelerate meno e quindi emettono meno radiazione, ciò significa che in un

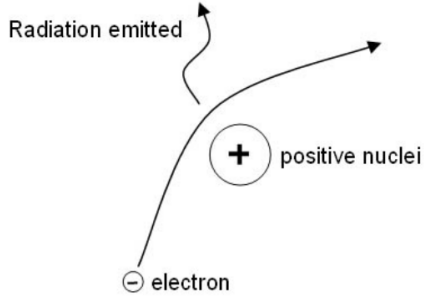


Figura 2.1: Schema d'interazione ione-elettrone

plasma di ioni ed elettroni quest'ultimi sono la principale fonte di radiazione. In virtù della grande differenza di massa, durante un'interazione ione-elettrone possiamo supporre che il primo non subisca alcuna deviazione dalla sua traiettoria originale al contrario dell'elettrone.

Si definisca b come *parametro d'impatto*; ossia la distanza minima che separerebbe le due particelle se queste non interagissero. La durata dell'interazione può essere approssimata come:

$$\Delta t \approx \frac{b}{v} \quad (2.2)$$

L'accelerazione che l'elettrone subisce è facilmente derivabile dalla forza Coulombiana:

$$\mathbf{a} = \frac{Ze^2}{m_e b^2} \quad (2.3)$$

Combinando le (2.1) (2.2) e (2.3) si ottiene la potenza emessa da una singola interazione:

$$P\Delta t \approx \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c^3} \frac{1}{b^3 v} \quad (2.4)$$

Si può notare che:

A parità di b particelle più veloci irradiano meno dal momento che la durata della loro interazione è minore.

A parità di v particelle con parametro d'impatto più piccolo irradiano di più.

2.1.2 Bremsstrahlung termica

Un plasma le cui particelle seguono la distribuzione di velocità di *Maxwell-Boltzman* é definito termico. La temperatura associata al plasma rappresenta di fatto l'agitazione termica delle particelle: maggiore é la temperatura, piú alta sará la velocità media.

Se gli elettroni seguono una distribuzione Maxwelliana delle velocità, la probabilità che un elettrone abbia velocità compresa tra v e $v + dv$ é data da:

$$f(v)dv = 4\pi\left(\frac{m_e}{2\pi K_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_e v^2}{2K_B T}} v^2 dv \quad (2.5)$$

La densità numerica di elettroni con velocità compresa tra v e $v + dv$ é data da $n_e(v) = n_e \cdot f(v)$. L'emissività specifica ad una data temperatura (eq 2.6) si ottiene mediante un'integrazione su tutte le possibili velocità. Si osservi però che l'energia cinetica degli elettroni non può essere inferiore all'energia dei fotoni che emettono. Questo pone un limite inferiore all'integrale rappresentato dalla condizione $\frac{1}{2}m_e v_{min}^2 \geq h\nu$

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(v, \nu) f(v) dv = 6,8 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-h\nu/K_B T} n_e n_z Z^2 g_{ff}(T, \nu) \quad [erg s^{-1} cm^{-3} Hz^{-1}] \quad (2.6)$$

Dove g_{ff} é il *fattore di Gaunt*, un termine correttivo derivante da una trattazione quantistica del processo. La 2.6 mostra chiaramente che l'emissività specifica ha una decrescita esponenziale derivante dalla distribuzione di Maxwell-Boltzman, tuttavia l'emissività rimane pressoché costante lungo un ampio intervallo di frequenze. La caduta esponenziale domina quando $\nu \leq K_B T/h$, condizione che definisce la frequenza di cut-off del plasma:

$$\nu_{cut-off} \approx \frac{K_B T}{h} \quad [Hz] \quad (2.7)$$

Per temperature tipiche del HIM, $T \approx 10^7$ K la frequenza di cut-off cade nella banda X permettendoci di comprendere buona parte dell'emissione ad alte energie delle galassie ellittiche.

L'emissività totale di una regione che emette per Bremsstrahlung termica si calcola facilmente integrando su tutte le frequenze l'eq 2.6.

$$J_{br}(T) = \int_0^{\infty} J_{br}(\nu, T) d\nu = 1,4 \cdot 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e n_z Z^2 g_B(T) \text{ [erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}] \quad (2.8)$$

dove $g_B(T)$ rappresenta il fattore di Gaunt medio. Quindi l'energia totale emessa per unitá di volume dipende unicamente dalla temperatura.

Un plasma termico emette sempre per bremsstrahlung e come conseguenza di ciò perde energia, raffreddandosi. Il rapporto tra l'energia termica iniziale del plasma e quella persa permette di definire il *tempo di raffreddamento*:

$$t_{br} = \frac{E_{tot}}{J_{br}(T)} \approx \frac{6 \cdot 10^3}{n_e g_B(T)} T^{\frac{1}{2}} \text{ [yr]} \quad (2.9)$$

In cui si é considerato $n_e = n_z$. Considerando densitá tipiche del HIM, $n_e \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ e temperature di $T \approx 10^7 \text{ K}$, il tempo di raffreddamento di queste regioni é $t_{br} \approx 10^9$ anni.

2.2 Banda ottica

Come già accennato nella sezione dedicata ai concetti fotometrici (cap 1), in banda visuale le galassie ellittiche si presentano tipicamente piú rosse di quelle a spirale. Dal momento che il contributo principale in questa banda osservativa é dovuto alle stelle si deduce che le stelle piú comuni in questo tipo di galassie siano rosse e vecchie.

Queste producono energia principalmente grazie ai processi di fusione nucleare che avvengono nel loro core, fin tanto che questo fonde nuclei di idrogeno per produrre nuclei di elio la stella viene definita in sequenza principale (MS). A causa dei numerosissimi processi di scattering e assorbimento i fotoni posso impiegare milioni di anni per attraversare i vari strati che compongono la stella, nel farlo modificano la loro distribuzione di energia iniziale e assumono quella tipica di *corpo nero* (fig. 2.3 e 2.4) . Le linee di assorbimento che osserviamo si formano poi nelle atmosfere stellari.

É estremamente importante sottolineare che in generale, per galassie distanti, non é possibile risolvere singolarmente gli spettri delle stelle che le compongono. Di conseguenza si ricava lo spettro integrato, in cui i contributi di tutti i corpi celesti sono sommati per fornire lo spettro finale. Il risultato é simile alla figura (2.2); la scarsitá di

radiazione sotto i 3500 Å é indicativa della carenza di stelle O e B¹. Sono inoltre visibili linee di assorbimento dei metalli presenti nell'ISM arricchito di elementi pesanti dalle supernovae, altro indicatore di come questi siano sistemi antichi ed evoluti.

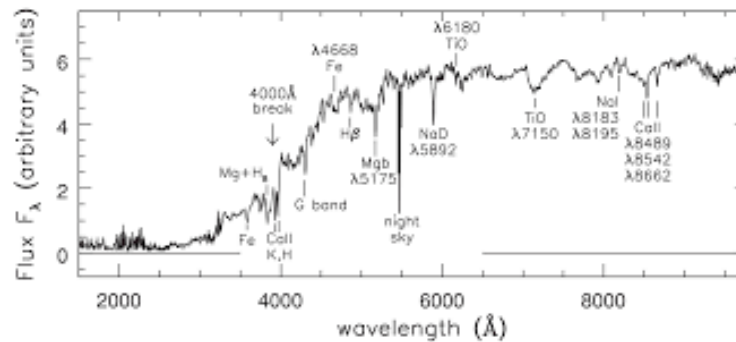


Figura 2.2: Spettro integrato di una tipica galassia ellittica

2.2.1 Corpo nero

In fisica un corpo nero é un oggetto otticamente spesso che si trova in equilibrio termico e che, in accordo con la *legge di kirchoof*, assorbe e reirradia tutta l'energia incidente secondo la relazione:

$$\mu(\nu) = \alpha(\nu) = 1 \quad (2.10)$$

Dove $\mu(\nu)$ rappresenta il coefficiente di assorbimento mentre $\alpha(\nu)$ quello di emissione.

La radiazione emessa da un corpo nero segue una distribuzione caratteristica chiamata Plankiana:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/K_B T} - 1} \quad (2.11)$$

Rappresenta una famiglia di curve parallele (fig 2.3) la cui caratteristica principale é che il picco di emissione dipende unicamente dalla temperatura ; relazione espressa dalla *Legge di Wien*:

$$\lambda_{max} = \frac{0,29}{T} \text{ [cm]} \quad (2.12)$$

¹dalla classificazione di Harvard

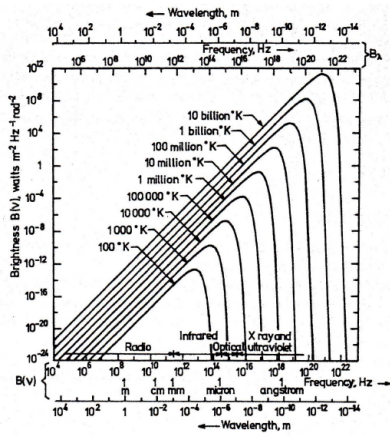


Figura 2.3: curve di Plank a temperature diverse in funzione della frequenza, scala logaritmica

Ciò significa che è possibile risalire alla temperatura della sorgente osservando la posizione del picco di emissione² e inoltre permette di comprendere la relazione tra temperatura e colore delle stelle che osserviamo.

Integrando su tutte le frequenze la (2.11) e raggruppando le costanti si ottiene la *legge di Stefan Boltzman*:

$$B(T) = \int_0^{\infty} B(\nu, T) d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}] \quad (2.13)$$

Dove $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-5} [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{K}^{-4}]$.

È possibile utilizzare la legge di Stefan Boltzman per trovare una formula accurata che indichi la luminosità di una stella e come questa dipenda dalla sua temperatura e dal raggio:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (2.14)$$

Questo risultato evidenzia come, a parità di temperatura superficiale, stelle di grande raggio contribuiscano maggiormente alla luminosità totale del sistema. In particolare ci si riferisce alle giganti rosse: corpi celesti fuori sequenza principale i cui strati esterni si sono gonfiati rendendo il raggio ampio e le temperature superficiali di circa 5000 K.

²Si fa presente che una stima più accurata della temperatura viene effettuata attraverso l'uso degli indici di colore e dell'estinzione la cui spiegazione però esula dagli obiettivi di questo elaborato

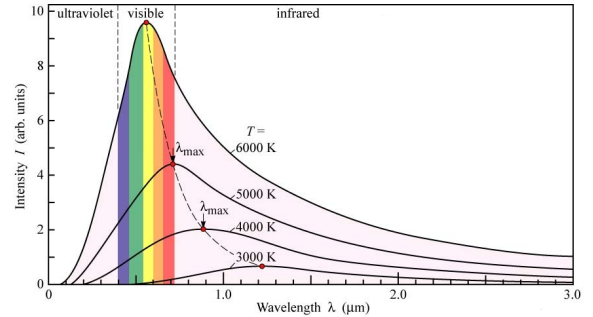


Figura 2.4: Intensità della radiazione di corpo nero in funzione della lunghezza d'onda, scala logaritmica

2.3 Emissione radio, radiogalassie

Una particolare classe di oggetti astrofisici noti come galassie attive presenta caratteristiche di attività estremamente piú marcate delle galassie considerate fino ad ora. Le due classi principali sono le galassie *Seyfert*, tipicamente associate a galassie a spirale, e *radiogalassie*, associate a galassie ellittiche. In accordo con il nome queste ultime sono fortissime sorgenti radio le cui caratteristiche spettrali indicano che il tipo di radiazione é di tipo sincrotrone non termico. Lo studio di questo tipo di oggetti ha evidenziato che sono tipicamente costituite da due lobi simmetricamente opposti rispetto alla galassia a cui appartengono con luminosità radio nell'intervallo $L_{radio} \approx 10^{40} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Questi lobi possono estendersi per diversi Mpc (per confronto il diametro della Via Lattea é stimato in 32 kpc) rendendoli di fatto piú grandi della galassia che li genera.

2.3.1 emissione di sincrotrone

Elettroni ultrarelativistici che spiraleggiano all'interno di un campo magnetico subiscono un'accelerazione costante nota come accelerazione centripeta, pertanto emettono radiazione in accordo con la formula di Larmor (relativistica).

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right)^2 \quad (2.15)$$

Su un elettrone che si muove all'interno di un campo magnetico agisce sempre la forza di Lorentz:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\beta H \sin(\theta) \quad (2.16)$$

Sostituendo:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \gamma^2 \beta^2 H^2 \sin^2(\theta) \quad (2.17)$$

Pertanto la luminosità radio di un oggetto esteso dipende dall'energia cinetica degli elettroni del plasma e dall'intensità del campo magnetico in cui sono immersi.

Le morfologie dei lobi radio evidenziano come questi si generino a partire dal nucleo della galassia attraverso l'espulsione collimata di materia a velocità relativistiche.

Il problema principale che bisogna affrontare nello studio delle radiogalassie riguarda l'età radiativa dei lobi; gli elettroni accelerati dal nucleo galattico perdono energia

emettendo radiazione di sincrotrone e possiedono un età radiativa (eq 2.18) inferiore al tempo di attraversamento.

$$t_{sinc} = \frac{\epsilon_0}{dE/dt} \approx 5 \cdot 10^8 \mathbf{H}^{-2} \gamma^{-1} \approx 10^{12} \text{ [sec]} \quad (2.18)$$

L'eq. (2.18) rappresenta il *tempo di raffreddamento* per singolo elettrone, dove ϵ_0 é l'energia cinetica iniziale dell' elettrone considerato. Prendendo come valore medio per il tempo di attraversamento $t \approx 10^{16}$ sec si nota che per poter giustificare l'energia globale del fenomeno é necessario considerare delle regioni di accelerazione all'interno dei lobi. Queste prendono il nome di *hot-spot* e si presentano come zone particolarmente brillanti spesso situate alle estremitá dei lobi generate dall'interazione tra il plasma relativistico e il gas rarefatto del inter galactic medium.

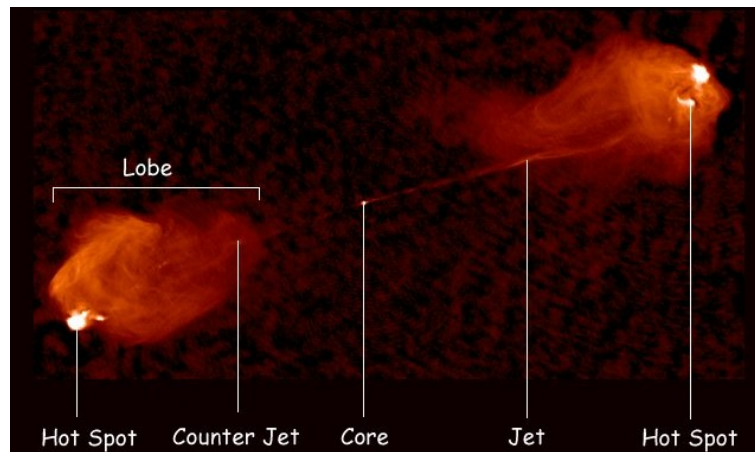


Figura 2.5: immagine in banda radio dei lobi di una radiogalassia

Bibliografia

- [1] J. Binney, M. Merrifield; Galactic astronomy
- [2] A. Ferrari; Stelle galassie e universo
- [3] D. Dallacasa; appunti corso processi di radiazione e MHD
- [4] L. Ciotti; appunti corso astrofisica extragalattica
- [5] C. Fanti, R. Fanti; una finestra sull'universo invisibile