

ALMA MATER STUDIORUM
UNIVERSITA' DI BOLOGNA

Corso di laurea in Fisica

ANALISI EVOLUTIVA DELLE
RADIOSORGENTI TRAMITE INDAGINE
SU “COMPACT STEEP SPECTRUM”(CSS)
E “HIGH FREQUENCY PEAKERS” (HFP)

Relatore
prof. Gabriele Giovannini

Presentata da
Riccardo Sciarra

Co-relatori
dr. Filippo D'ammando
dr.ssa Monica Orienti

Sessione Unica Anno Accademico 2018/2019

Abstract

in questo lavoro di tesi verrà fornita dapprima una descrizione degli oggetti che andremo a studiare, e cioè i nuclei galattici attivi (AGN), con un richiamo alle strutture più importanti di cui si costituiscono i loro sottogruppi: Quasar e radiosorgenti.

Saranno forniti i segni distintivi con cui poter riconoscere queste forme di sorgenti radio e verrà fornito un modello che consenta di concepire il ciclo vitale radiativo a cui sono destinati tali classi di radiogalassie.

Si vedrà che il tipo di radiazione emessa è prevalentemente non termico, anch'essa vista come una loro caratteristica peculiare. Si darà quindi una descrizione di questo meccanismo di radiazione, che corrisponde all'emissione di sincrotrone, e si analizzeranno, facendo riferimento a questa base teorica, dati provenienti da una particolare tipologia di radiosorgenti: le "High Frequency Peakers" (HFP) che, come si evince dal nome stesso, rappresentano delle sorgenti con uno spettro di radiazione con picco riscontrabile alle alte frequenze.

Si studieranno i dati raccolti dal catalogo TGSS a 150MHz con la speranza di avere riscontri tali da poter confermare o rigettare il modello evolutivo che prendiamo in considerazione per descrivere il ciclo vitale di questa classe di oggetti astronomici e di cui daremo spiegazione nelle prossime pagine.

Indice

Introduzione.....

1 Radiogalassie e Radio-quasar

- 1.1 Morfologia
- 1.2 La struttura standard delle radiosorgenti
- 1.3 Classificazione morfologica
- 1.4 L' emissione radio
- 1.5 Radiosorgenti compatte e nuclei-radio
- 1.6 Struttura radio delle regioni nucleari
- 1.7 Autoassorbimento di sincrotrone
- 1.8 Effetto Doppler (relativistico)

2 Radiazione sincrotrone

- 2.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme
- 2.2 Irraggiamento di una carica in un campo magnetico uniforme
- 2.3 Distribuzione angolare della radiazione
- 2.4 Caratteristiche della radiazione di sincrotrone
- 2.5 Emissione da un insieme di elettroni relativistici
- 2.6 Radiazione di Sincrotrone con assorbimento interno

2.7 Evoluzione dello spettro di energia degli elettroni relativistici

2.8 Perdite di energia per effetto Compton inverso e sincrotrone

2.9 Equazione di continuità

3 Approfondimento sulle radiosorgenti CSS e HFP

3.1 CSS e HFP

3.2 Morfologia

3.3 Variabilità

3.4 Il ciclo di vita dell'emissione radio

4 Analisi Dati

4.1 Scopo della tesi

4.2 Risultati

4.3 Discussione dei risultati

5 Bibliografia

Introduzione

Una percentuale inferiore all'1% delle galassie conosciute presenta caratteristiche di attività fortemente al di sopra di quella delle galassie consuete.

Le forme di attività sono diverse e vengono studiate in diverse bande spettrali.

In molti casi si riscontra che lo spettro delle regioni nucleari è non termico, e la radiazione è polarizzata, presumibilmente dovuta ad emissione di sincrotrone ad elettroni relativistici in presenza di campi magnetici.

Il fatto che tale categoria ristretta di galassie abbia un'emissione molto elevata fa capire che la durata temporale di questi oggetti debba essere molto più breve di quella delle galassie normali; per tale ragione si suppone che gli Active Galactic Nuclei (AGN) siano considerabili come una fase di un processo evolutivo più ampio riguardante le galassie in genere.

In genere vengono classificati come AGN i seguenti oggetti astronomici:

- Radiogalassie
- Quasar
- Galassie di Seyfert
- BL Lac

Optically Violent Variables

In questa trattazione ci concentreremo soprattutto nell'analisi di oggetti appartenenti alle prime due sottoclassi di AGN: Radiogalassie e Quasar.

In particolare approfondiremo lo studio spettrale di un sottoraggruppamento di radiogalassie definite: "high frequency peaker" (HFP) trovate da Dallacasa et al.(2000).

Essi sono oggetti compatti con una larghezza angolare compresa tra 1-2" la cui peculiarità risiede nella convessità dello spettro radio di sincrotrone che presenta massimi pronunciati a frequenze superiori al GHz.

1 Radiogalassie e Radio-quasar

Le radiosorgenti extragalattiche, di cui fanno parte radiogalassie e radio-quasar, sono forti sorgenti di onde radio che presentano uno spettro che segue una legge di potenza

$$F(\nu) = \nu^{-\alpha}$$

dove $F(\nu)$ è il flusso alla frequenza ν e α è l'indice spettrale.

L'elevato grado di polarizzazione lineare e il modello a legge di potenza sono indicativi di una radiazione di tipo sincrotrone non termico.

La scoperta delle prime radiosorgenti extragalattiche risale al 1949 quando Bolton e Stanley trovarono che le posizioni di due fra le radio stelle più forti coincidevano con quelle di due galassie vicine. Si capì allora che un certo numero di questi oggetti doveva essere extragalattico.

Altre radiosorgenti vennero identificate negli anni successivi con galassie ellittiche giganti, e in seguito anche con quasar, anche se i progressi furono all'inizio lenti a causa della inaccuratezza delle posizioni radio.

1.1 Morfologia

Le dimensioni totali delle radiosorgenti vanno da pochi pc al Mpc. Le quasar hanno mediamente dimensioni più piccole (valore mediano ~ 30 kpc) delle radiogalassie (valore mediano ~ 100 kpc). Sebbene ci sia quest'ampio intervallo di dimensioni lineari le strutture con cui si presentano sono relativamente simili tra loro, almeno a grandi linee.

La maggior parte delle radiosorgenti extragalattiche estese (dimensioni superiori a qualche minuto d'arco) replicavano una struttura doppia con due componenti di flusso simile, *i lobi radio*, disposte simmetricamente rispetto alla galassia associata, esterne o allineate con essa.

Sebbene a primo impatto si potrebbe pensare che questi lobi si siano formati a causa di fenomeni esplosivi provenienti dal nucleo tale supposizione viene smentita dal fatto che le perdite di energia per espansione adiabatica sono troppo grandi in questo modello.

Il modello che si confaceva meglio con la realtà era invece quello per cui i lobi vengono riforniti da un flusso o "iniezione" continua di particelle che si origina nel nucleo della galassia o quasar.

Queste caratteristiche così semplici per le galassie estese più potenti vanno a complicarsi man mano che si usano radiotelescopi più affinati, permettendo di rivelare nuovi dettagli e fare osservazioni a diverse frequenze.

1.2 La struttura standard delle radiosorgenti

Lo schema che meglio rappresenta oggi una radiosorgente è il seguente (si vedano fig.1 e fig.1.1):

- *Lobi:*
due strutture estese, di forma ellissoidale, poste simmetricamente rispetto all'oggetto ottico associato su distanze che vanno da qualche decina di pc a 1Mpc. Lo spettro dei lobi è descritto da una legge di potenza con indici spettrali $\alpha \approx 0.7 \div 1.0$ che indica radiazione non termica (di sincrotrone).
- *Hot-Spot:*
una regione di piccolo diametro (fino a qualche Kpc) con una brillantezza superficiale maggiore di quella dei lobi e che in genere si forma sulle loro parti esterne.
E' possibile che in alcuni oggetti la Hot-Spot sia presente in uno solo dei due lobi ma quando sono presenti entrambi risultano ben allineati e con il nucleo centrale.
In queste regioni l'indice spettrale è più piatto rispetto ai lobi: $\alpha \approx 0.5 \div 0.6$. Ciò suggerirebbe la presenza di elettroni più giovani.
- *Nucleo (core):*
una componente centrale molto compatta (<100pc), a spettro piatto o convesso, coincidente col centro dell'oggetto ottico associato alla radiosorgente. Il suo contributo all'emissione radio della radiosorgente è generalmente molto piccolo ma in certi casi può anche superare l'emissione dei lobi stessi.
Queste componenti compatte possono mostrare variazioni di flusso con scale temporali dell'ordine di mesi o anni.
- *Getti (jets):*
strutture strette ed allungate, di geometria cilindrica o conica che partono dal nucleo e puntano approssimativamente alle hot-spot, e tracciano i condotti, *beam*, attraverso cui energia, campo magnetico, particelle relativistiche e anche plasma termico sono convogliati dal nucleo verso lobi esterni.
Le hot-spot dovrebbero rappresentare le regioni dove il materiale contenuto nei getti urta contro il mezzo intergalattico, venendo così frenato producendo uno shock e depositandosi nei lobi. Questi getti sono una conferma del modello a flusso continuo. I *getti* sono in alcuni casi visibili a causa delle perdite di energia a cui è soggetto il plasma relativistico trasportato.

Bisogna notare che i rapporti fra le luminosità delle diverse componenti possono avere valori molto diversi da sorgente a sorgente. Ci sono casi estremi in cui la luminosità del nucleo è molto maggiore

di quella dei lobi (di qualche ordine di grandezza), così da rendere difficile la visibilità degli stessi. Queste radiosorgenti vengono chiamate “core dominated”(figura 1.2). Il loro spettro radio è piatto (è quello del nucleo, $\alpha > \sim 0.0$). Radiosorgenti di questo tipo sono in larga prevalenza quasar e sono frequenti in cataloghi selezionati a frequenze elevate, $\nu \geq 1$ GHz. Le hot-spot, i lobi, il nucleo e i getti sono gli ingredienti principali, anche se non sempre tutti visibili, sui quali si deve basare ogni teoria fisica delle radiosorgenti.

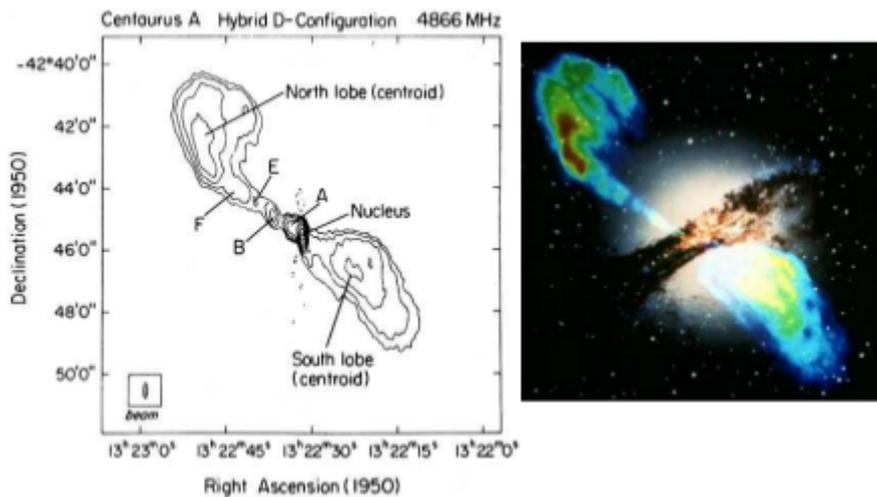


Fig.1 Centaurus A: Parkes (Australia) 1.4 GHz, 1965, 14' (Cooper et al., 1965, Austr.J.Phys, 18, 589); VLA 5GHz, 1983, 4" × 1" (Burns, 1983, ApJ, 273, 128, sovrapposta a destra all'immagine HST), ingrandimento della regione più brillante del lobo nord situata vicino al centro di questa radiosorgente di quasi 10°)

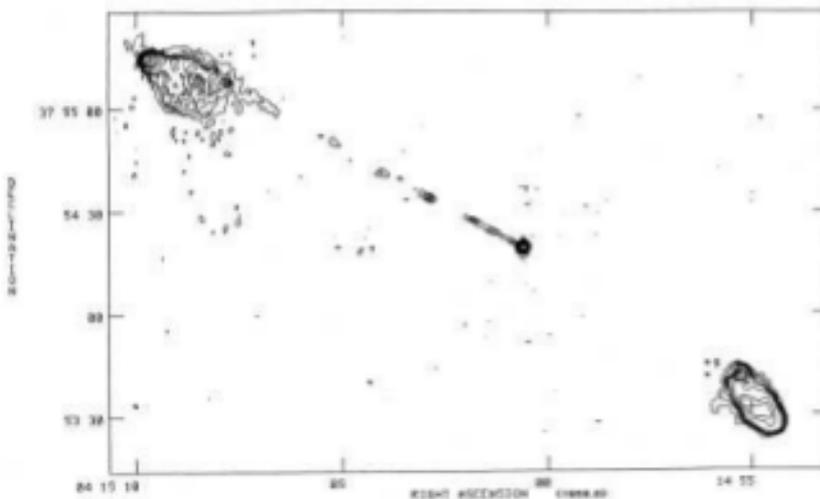


Fig.1.1
Immagine VLA a 1.4 GHz di 3C 111, radiogalassia di tipo FR II estremo. (Linfield&Perley, 1984, ApJ, 279, 60)

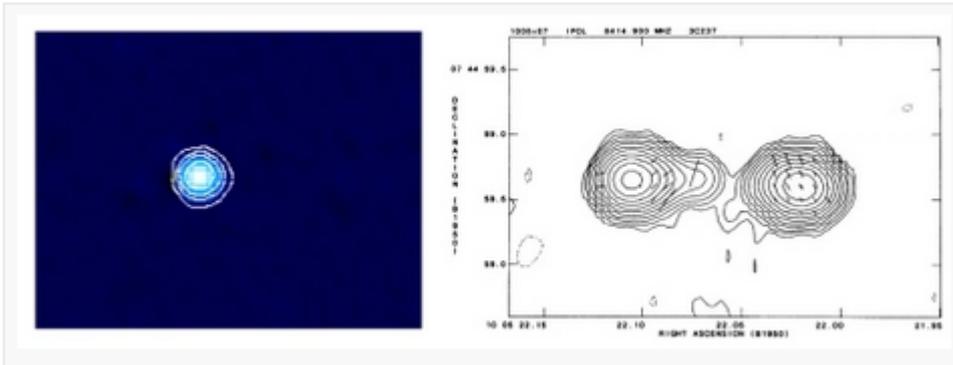


Fig1.2

radiosorgente core dominated, 3C 237; a sinistra come visto dal FIRST e con risoluzione 20 volte maggiore tramite VLA (a destra). Si noti come una risoluzione migliore possa mettere in evidenza i lobi. evidentCredits: FIRST, Akujor & Garrington 1995. Sito: <https://blog.galaxyzoo.org/2014/02/03/the-curious-lives-of-radio-galaxies-part-one/>

E' bene notare come una accurata classificazione morfologica richieda la giusta sensibilità dello strumento, una risoluzione adeguata e spesso misure a più frequenze per indagini spettrali. Infatti osservazioni non sufficientemente profonde potrebbero far perdere lobi o strutture di bassa brillantezza superficiale, mentre una bassa risoluzione potrebbe non essere in grado di mettere in evidenza strutture fini come core, hot-spot o getti. Inoltre osservazioni ad una frequenza sola potrebbero far perdere un nucleo autoassorbito a quella frequenza.

1.3 Classificazione morfologica

Le radiosorgenti estese o “*lobe dominated*”, mostrano un cambio drastico in morfologia attorno alla potenza $P_{(1.4\text{GHz})} \sim 10^{24.5} \text{ W Hz}^{-1}$.

1) Le radiosorgenti più potenti hanno le parti estreme brillanti (*edge brightned*) per la presenza di hot-spot compatte e in genere sono allineate con grande precisione con l'oggetto ottico centrale. I lobi appaiono ben separati. I loro getti sono deboli e ben collimati, il che fa pensare ad un meccanismo efficiente di trasporto. Spesso si vede un solo getto.

Queste radiosorgenti prendono il nome di Faranoff-Riley di tipo 2 (FR II). Esempi di FR II sono mostrati in figura 2.

2) Nelle radiosorgenti più deboli le hot-spot sono deboli o assenti. I lobi non sono sempre così ben allineati con l'oggetto centrale; sono in genere piuttosto estesi rispetto alle dimensioni totali della radiosorgente e spesso quasi a contatto. I getti sono sempre bilaterali sulla scala del secondo d'arco. Il nucleo radio tende ad essere percentualmente più luminoso. A bassa risoluzione queste caratteristiche li fanno apparire con una brillantezza maggiore nella parte centrale, che poi decresce lentamente allontanandosi dal nucleo. Per questo sono dette, in inglese, *edge darkened*, cioè "scure ai bordi".

Queste radiosorgenti prendono il nome di Faranoff-Riley di tipo 1(FRI). Si veda figura 2.1.

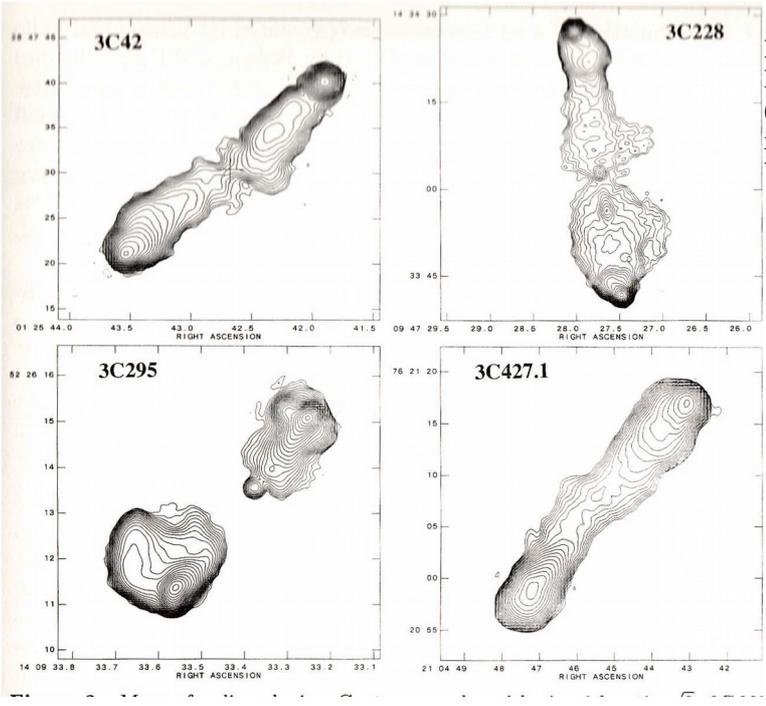


Fig.2
Mappe di radiogalassie FRII.
(Leahy, "Lessons from Large-Scale Radio Sources",
in "Parsec-scale Radio Jets", p. 182, Cambridge
Univ. Press).

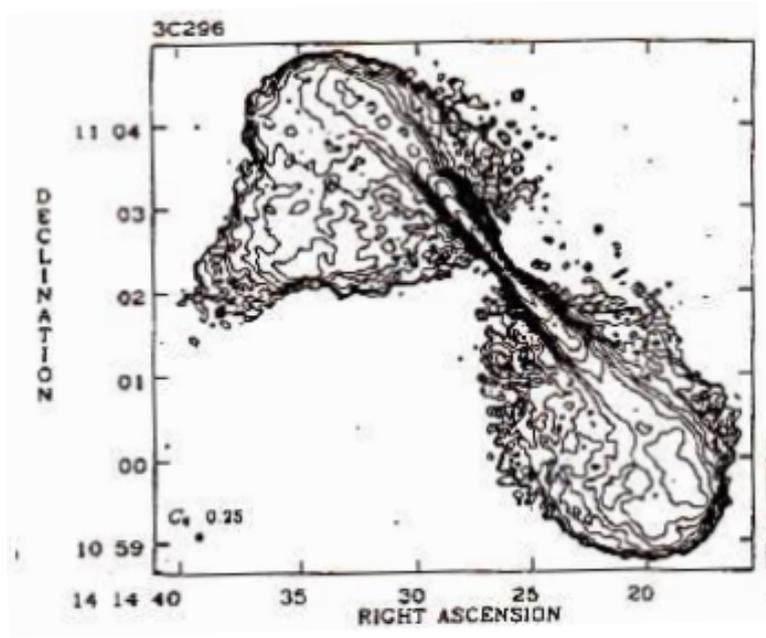


Fig. 2.1
Esempio di radiogalassia FRI: FRI 3c296.
(Lehay&Perley,
1991, AJ, 102, 537)

1.4 L'emissione radio

In generale lo spettro totale delle radiosorgenti extragalattiche è ben rappresentato da una legge di potenza del tipo $F(\nu) = \nu^{-\alpha}$ con $\alpha = 0.8 \pm 0.2$, indice del fatto che l'emissione è di sincrotrone. La distribuzione degli indici spettrali per le radiosorgenti del catalogo 3CR è mostrata in figura 3.

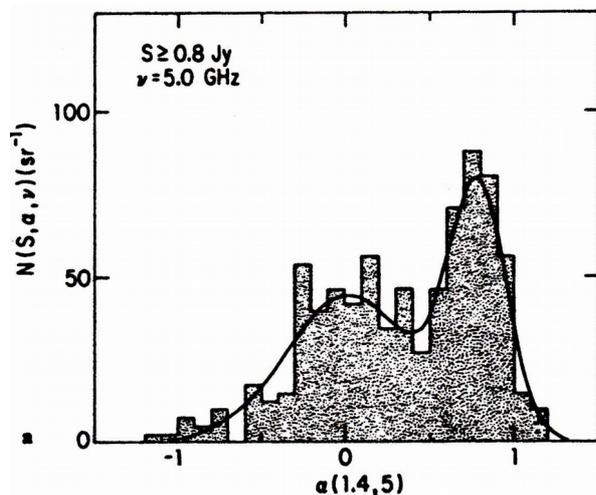


Fig. 3
Distribuzione di indici spettrali fra 1.4 e 5 GHz, in cataloghi selezionati a frequenze diverse: a 5 GHz (O Witzel et al., 1979, AJ, 84, 942);

Oltre al picco principale, che contiene la maggior parte delle radiosorgenti, si notano due code non trascurabili di indici spettrali rispettivamente molto piatti e molto ripidi.

Da ciò che sappiamo dell'emissione di sincrotrone possiamo ragionevolmente supporre che gli spettri piatti si riferiscano a sorgenti dominate da strutture compatte (*core dominated*), in cui si manifesta il fenomeno dell'auto-assorbimento di sincrotrone; quelli ripidi a sorgenti estese e vecchie, in cui lo spettro si è irripidito a causa delle perdite radiative degli elettroni relativistici. Si noti che la distribuzione degli indici spettrali in un catalogo di radiosorgenti dipende dalla frequenza di selezione del catalogo stesso.

In un certo numero di radiosorgenti lo spettro devia dalla pura legge di potenza, sia mostrando una curvatura verso il basso a bassa frequenza (*turnover*), sia mostrando forme complesse che si interpretano come la sovrapposizione degli spettri di sotto-strutture della radiosorgente con caratteristiche morfologiche differenti.

A causa del fatto che le varie sotto-strutture hanno spettri di sincrotrone differenti, la struttura radio complessiva può cambiare, anche considerevolmente, a seconda della frequenza di osservazione, in quanto vengono rivelate ogni volta solo le componenti non auto-assorbite a quella frequenza.

In tutti i casi in cui lo spettro della radiosorgente è stato analizzato in dettaglio, si è notato che: i) il nucleo radio o ha uno spettro piatto ($\alpha \approx 0.0 \pm 0.2$) o comunque molto più piatto di quello della struttura estesa, oppure ha una forma a "campana", indicando che è compatto (o contiene una struttura dominante compatta) e quindi opaco alla sua stessa radiazione in un vasto intervallo di frequenze radio.

ii) lo spettro delle hot-spot tende ad essere più piatto ($\alpha \sim 0.5 \div 0.7$) delle regioni immediatamente circostanti.

iii) nei lobi lo spettro si irripidisce dalle hot-spot al centro.

iv) in genere l'andamento dell'indice spettrale è uguale, entro le incertezze di misura, nei due lobi, ma in qualche radiosorgente si osservano differenze cospicue.

1.5 Radiosorgenti compatte e nuclei-radio

Abbiamo accennato alle motivazioni che fanno ritenere che le radiosorgenti extragalattiche abbiano la loro origine nelle regioni nucleari della galassia o quasar associata e da qui si espandono lungo una direzione stabile.

Le osservazioni hanno mostrato che effettivamente nelle regioni nucleari di galassie e quasar avvengono fenomeni violenti che liberano grandi quantità di energia, che si manifestano con emissione radio.

Queste regioni nucleari sono molto piccole e ben al di sotto dei limiti di risoluzione dei telescopi; parliamo, senza fare distinzione, sia delle sorgenti nucleari che si trovano al centro delle strutture radio estese o *lobe-dominated* (sia radio-galassie che quasar) che delle radiosorgenti compatte, (apparentemente) isolate, o *core-dominated* (in prevalenza quasar), quelle cioè dove il contributo dei lobi è molto minore, tanto da risultare a volte non apprezzabile.

La definizione di nucleo radio è in genere alquanto imprecisa, in quanto legata fortemente ad aspetti osservativo-strumentali.

Da un punto di vista fisico si intende, quando si dice di avere osservato "il nucleo" di una radiosorgente, la parte iniziale dei due getti opposti, non risolta e ancora otticamente spessa.

1.6 Struttura radio delle regioni nucleari

Quando è possibile ottenere delle immagini radio dettagliate, le sorgenti compatte mostrano una grande varietà di forme. La maggior parte di esse ha una struttura asimmetrica costituita da una regione brillante e compatta, con spettro auto-assorbito a frequenze elevate (e.g. $\nu_{max} \geq 10 \text{ GHz}$) che è considerata il nucleo (o contenente il nucleo) vero e proprio, più una struttura allungata, che ricorda i getti che si vedono sulle scale maggiori.

Il nucleo è spesso caratterizzato da una variabilità di flusso.

Questa struttura a getto, che chiameremo il getto nucleare, è generalmente frammentata in componenti distinte, che hanno brillanze superficiali diverse e quindi spettri radio con differenti frequenze di auto-assorbimento.

Queste radiosorgenti compatte sono generalmente più luminose e meno estese delle radiosorgenti "lobe dominated" e questo viene spiegato con effetti geometrici e relativistici causati dal fatto che il getto forma un piccolo angolo con la nostra linea di vista.

Questo fa sì che le dimensioni proiettate sono più compatte e la luminosità risulta aumentata a causa del boosting relativistico.

1.7 Autoassorbimento di sincrotrone

Fra le caratteristiche che contraddistinguono le radiosorgenti compatte c'è l'osservazione dell'autoassorbimento sincrotrone che porta ad un "cut off" nelle lunghezze d'onda del centimetro.

Il picco dello spettro si manifesta principalmente alla frequenza a cui la temperatura di brillantezza della radiosorgente è uguale a quella dei suoi elettroni, mentre per frequenze minori si ha un andamento che si discosta dalla legge di potenza $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ e che rispecchia la possibilità che ci siano fenomeni di autoassorbimento che diminuiscono le emissioni in quelle bande.

Si vedrà invece che per frequenze maggiori del picco l'andamento dipenderà dal modello teorico preso in considerazione, cioè a seconda che ci sia un meccanismo di iniezione o no. I concetti chiave di questo fenomeno saranno trattati più avanti.

Dato che le componenti radio nucleari sono in genere caratterizzate da opacità diverse, lo spettro radio complessivo, sovrapposizione degli spettri con differenti frequenze di autoassorbimento, ha in genere un andamento complicato.

1.8 Effetto Doppler (relativistico)

Quando una sorgente di emissione è dotata di velocità relativistica verso l'osservatore ($\beta = v/c \rightarrow 1$), occorre allora tenere conto dell'effetto Doppler relativistico che sposta la frequenza, i periodi e il flusso ricevuti (*shift relativistico*) rispetto a quelli emessi.

Gli effetti a cui si assiste sono:

- 1) aberrazione, che porta la radiazione osservata in laboratorio ad essere concentrata nella direzione del moto.
- 2) dilatazione dei tempi.

Le formule esprimenti tali cambiamenti sono qui riportate assumendo che θ sia l'angolo tra la direzione del moto e la linea di vista, ν' la frequenza a cui l'osservatore riceve il segnale e ν è quella emessa dalla sorgente:

$$\nu' = \frac{\nu}{\gamma(1 - \beta \cos(\theta))} = \nu * D(\theta) \quad \text{con} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$D(\theta)$ è chiamato fattore Doppler e γ è il fattore relativistico. Si tenga conto anche che se $\beta \rightarrow 0$ si riottiene l'effetto Doppler classico: $D(\theta) \rightarrow (1 + \beta \cos \theta)$.

Il valore massimo del fattore Doppler si ottiene per $\theta = 0$ ed è dato da: $D = \frac{\sqrt{1+\beta}}{\sqrt{1-\beta}}$

Notare che qui adottiamo la convenzione opposta a quella abituale in astronomia, per cui consideriamo positive le velocità in avvicinamento ($\cos \theta > 0$, $-90^\circ < \theta < +90^\circ$) e quindi, correttamente, $D(\theta) > 1$, ossia $\nu' > \nu$, se la sorgente di radiazione si avvicina all'osservatore.

Se $D(\theta) > 1$ la radiazione emessa dalla sorgente entro un certo angolo solido $d\Omega$ e verrà concentrata per l'osservatore in un angolo solido $d\Omega'$ uguale o minore (si usa il termine *beaming* o *boosting*).

Non solo ma anche il flusso emesso alle varie frequenze sarà alterato da un tale fenomeno e financo la luminosità.

Si può dimostrare che la differenza nei flussi, rispetto al caso di sorgente ferma, differisce di un fattore: $F' = D(\theta)^4 F$

I moti relativistici presenti nelle sorgenti compatte, causando Doppler boosting, possono quindi falsare le considerazioni energetiche. Poichè il flusso è sovrastimato a causa dei moti relativistici, anche la luminosità lo sarà altrettanto.

2 Radiazione di sincrotrone

Si indica con tale termine la radiazione prodotta da particelle cariche che si muovono a velocità relativistiche in un campo magnetico e vengono deviate dal moto inerziale, esattamente come avverrebbe in un acceleratore di particelle.

La radiazione di sincrotrone fu osservata per la prima volta del 1948 al sincrotrone della General Electric: di qui il suo nome.

2.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme

Consideriamo una particella di carica q e massa m in moto con velocità \vec{v} in un campo magnetico \vec{H} , che per ora supponiamo uniforme. L'equazione del moto di tale particella sarà data da:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} (\vec{v} \times \vec{H}), \quad \vec{p} = m \vec{v}$$

Dove \vec{p} è il vettore della quantità di moto, c è la velocità della luce e t il tempo.

Il moto della carica risulta elicoidale con asse parallelo alle linee di forza del campo, in quanto il vettore velocità può essere dotato di una componente parallela e una ortogonale al campo magnetico: $\vec{v} = (v_{||}, v_{\perp})$. L'ipotesi che il campo magnetico sia uniforme, significa, in pratica, che è sufficiente che sia uniforme su dimensioni molto più grandi del raggio di Larmor:

$$r_L = \frac{mc}{(qH)} v_{\perp} \rightarrow \omega_L = \frac{qH}{mc}$$

Se la particella è relativistica le formule precedenti si modificano facilmente ricordando che la massa dipende dal fattore di Lorentz:

$$m = \gamma * m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}}$$

dove m_0 è la massa a riposo della particella e γ è il fattore di Lorentz. Abbiamo quindi che nel caso relativistico:

$$r_{rel} = \frac{r_L}{\gamma} \rightarrow \omega_{rel} = \frac{\omega_L}{\gamma}$$

2.2 Irraggiamento di una carica in un campo magnetico uniforme

La carica q in moto in un campo magnetico è soggetta ad un'accelerazione centripeta

$$a_c = q \left(\frac{v_{\perp}}{mc} \right) H \quad .$$

Secondo l'elettromagnetismo classico, una particella non relativistica, di carica q e momento di dipolo elettrico $\vec{\delta} = q \vec{r}$, soggetta ad una accelerazione

$$\vec{a} = \frac{1}{q} \frac{d^2 \vec{\delta}}{dt^2} \quad ,$$

irradia una potenza data dalla formula di Larmor:

$$w(t) = - \frac{dE}{dt} = \frac{2}{3c^3} \frac{d^2 \vec{\delta}}{dt^2} = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} a^2(t)$$

e facendo uso della relazione $\vec{p} = m \vec{v} = m(v_{\parallel}, v_{\perp})$ abbiamo:

$$w(t) = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 = \frac{2q^2}{3c^3} \left(\frac{v_{\perp} q}{mc} H \right)^2 \quad .$$

Tale radiazione è polarizzata col campo elettrico nel piano definito dal vettore accelerazione della carica e dalla direzione di propagazione della radiazione ed è perpendicolare a quest'ultima. Tale processo classico si identifica con il nome di "emissione di ciclotrone" e coincide con la formula di Larmor che è ottenuta in funzione del momento di dipolo.

Per quanto riguarda il caso relativistico la formula appena data assume la seguente forma, non molto diversa dal caso classico, a cui si associa il nome di "emissione di sincrotrone":

$$w(t) = - \frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^2 c^3} \gamma^2 H_{\perp}^2 \quad .$$

2.3 Distribuzione angolare della radiazione

Nel caso relativistico, la radiazione può considerarsi di dipolo, ma solo nel sistema di riferimento in cui l'elettrone è istantaneamente in quiete. Per ottenere la distribuzione della radiazione nel sistema dell'osservatore occorre eseguire una trasformazione di angoli fra i due sistemi utilizzando la formula relativistica per l'aberrazione della luce.

Se α e α' sono due angoli corrispondenti nel sistema dell'osservatore e della particella, misurati rispetto alla direzione della velocità, vale la relazione:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin(\alpha')}{\gamma(\cos(\alpha') + \beta)}$$

Se per esempio consideriamo un semispazio nel sistema dell'elettrone per $\gamma \gg 1$ ossia $\beta \approx 1$:

$$\tan(\alpha) = \frac{1}{\gamma} \approx \alpha$$

Si vede quindi come per elettroni relativistici metà della radiazione è concentrata in un cono di semiampiezza $\approx 1/\gamma$, che ha per asse la direzione istantanea della velocità e che può anche essere molto piccolo, mentre l'altra metà è diluita praticamente su tutto lo spazio restante (angolo solido di $\sim 4\pi$ ster.).

Poichè l'elettrone si muove lungo una la sua orbita, un osservatore fisso riceve radiazione solo quando il cono punta verso la sua direzione, come si può osservare dalla figura 4.

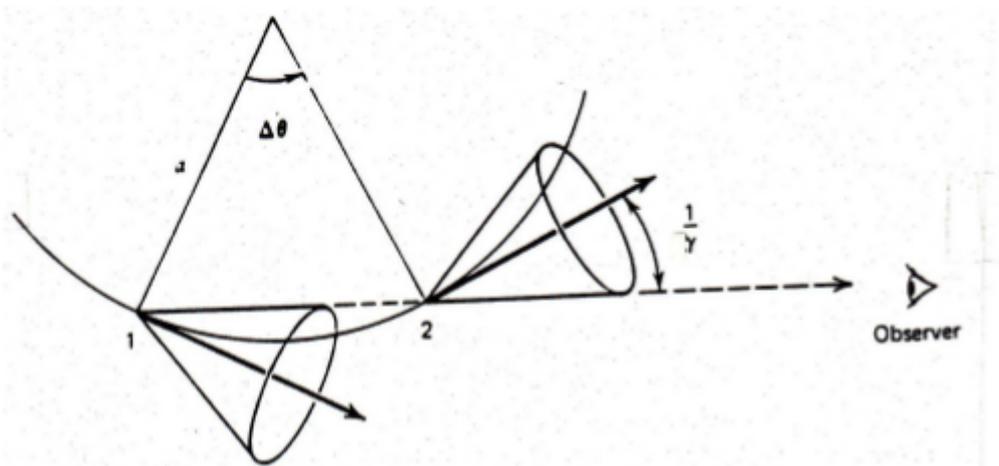


Fig.4 Distribuzione angolare della radiazione di sincrotrone

2.4 Caratteristiche della radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è prodotta da elettroni altamente relativistici immersi in un campo magnetico.

Da quanto visto nei paragrafi precedenti possiamo così riassumere le sue caratteristiche:

- il moto degli elettroni è di tipo elicoidale, con asse parallelo alle linee di forza del campo magnetico
- La radiazione è emessa entro un cono di semiapertura $1/\gamma$ centrato sulla direzione istantanea della velocità. L'osservatore riceve quindi il segnale solo se la sua linea di vista è vicina al piano definito dall'orbita dell'elettrone ed è entro un angolo $1/\gamma$ della direzione istantanea della velocità. La radiazione ricevuta non è continua nel tempo, ma è costituita da impulsi i cui massimi si verificano quando la velocità dell'elettrone è diretta verso l'osservatore. Si stima che la durata di questi impulsi sia

$$\tau \approx \frac{mc}{eH} \frac{1}{\gamma^2} = \frac{1}{\omega_{rel} \gamma^3} .$$

dove "c" è la velocità della luce, "m" la massa, "e" la carica, γ il fattore di Lorentz e ω_{rel} è la pulsazione relativistica.

- La distribuzione spettrale della radiazione, cioè la potenza emessa per unità di intervallo di frequenza, si ottiene facendo l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto. Lo spettro è continuo e si estende fino ad una frequenza che è dell'ordine di $1/\tau$. Si definisce una frequenza

critica data da:

$$\nu_s \sim \frac{3}{4\pi\tau} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{eH\gamma^2}{m_e c} \right) = \frac{3}{4\pi} \frac{e}{m_e^3 c^5} H E^2 \approx 6,24 * 10^{18} E^2 H$$

- Se la potenza $\nu \ll \nu_s$ la potenza irradiata è proporzionale a $(\nu/\nu_s)^{\frac{1}{3}}$, se invece $\nu \gg \nu_s$ l'emissione va come $e^{-\frac{\nu}{\nu_s}}$.

2.5 Emissione da un insieme di elettroni relativistici

Nelle situazioni astrofisiche che considereremo si avrà sempre a che fare con insiemi di elettroni dotati di energie molto diverse fra loro.

Poiché ν_s dipende da γ^2 è chiaro che basta variare di poco γ per coprire tutta la banda radio.

Se si hanno molte particelle che irradiano, e si suppone che non agiscano processi collettivi (ossia ciascuna particella irradia in maniera indipendente dalle altre) nè vi siano fenomeni di assorbimento interno, l'emissione totale si ottiene semplicemente sommando i contributi delle singole particelle.

Sia $N(E)dE$ il numero di elettroni, per unità di volume, con energia compresa fra $[E, E+dE]$, che irradiano prevalentemente nell'intervallo di frequenze $[\nu, \nu+d\nu]$.

L'emissività specifica, cioè la potenza monocromatica irradiata per unità di volume da queste particelle è data da

$$J_s(\nu) = \int_{E_1}^{E_2} w_s(\nu, E) N(E) dE$$

avendo indicato con $w_s(\nu, E)$ lo spettro di emissione dell'elettrone di energia E.

Per fare delle previsioni sulla emissività attesa in funzione della frequenza dobbiamo fare un modello della distribuzione in energia degli elettroni.

Assumiamo: $N(E) = N_0 E^{-\delta}$ dove N_0 e δ sono delle costanti.

Tale distribuzione ha come giustificazione primaria il fatto che conduce allo spettro di energia osservato nei raggi cosmici e conduce a delle previsioni sulla forma dello spettro delle radiosorgenti che sono in accordo con le osservazioni.

Inserendo tale distribuzione nella formula dell'emissione specifica si trova che l'integrale ha un valore finito, cioè costante, per cui:

$$J_s(\nu) \propto \nu^{-\left(\frac{\delta-1}{2}\right)} = \nu^{-\alpha}$$

e lo spettro risultante non dipende dalla forma dello spettro di emissione del singolo elettrone.

Esso è una legge di potenza (in funzione della frequenza) il cui esponente α , detto indice spettrale, è determinato solo dalla distribuzione in energia degli elettroni. Quindi lo studio degli spettri delle radiosorgenti ci dà informazioni sulla distribuzione di energia degli elettroni che irradiano.

Le deviazioni dalla legge di potenza vengono discusse in termini di autoassorbimento della radiazione di sincrotrone e di invecchiamento degli elettroni.

2.6 Radiazione di Sincrotrone con assorbimento interno

Nei precedenti paragrafi si è fatta l'assunzione che il gas di elettroni relativistici fosse trasparente alla sua stessa radiazione poiché avevamo scartato la possibilità che potessero essere presenti fenomeni collettivi.

Se tuttavia la temperatura di brillanza della sorgente si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni, l'assorbimento interno da parte degli elettroni relativistici non si potrà più trascurare. In altre parole ad un certo punto il numero di fotoni di sincrotrone che interagiscono con le particelle cariche, e ri-cedono loro la propria energia, diventa cospicuo, e la luminosità della sorgente diminuirà in modo apprezzabile.

Dall'equazione del trasporto radiativo, la brillanza di una radiosorgente di sincrotrone può essere espressa come:

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} (1 - e^{-\tau_s(\nu)}) \quad , \quad \tau_s = \mu_s l_0$$

dove l_0 è lo spessore di nube attraversato, μ_s il coefficiente di assorbimento e τ_s è il così detto *spessore ottico* e τ_s è l'*emissività di sincrotrone*.

Poiché l'opacità del gas relativistico cresce al diminuire della frequenza, ci si aspetta che una radiosorgente sia:

- opaca ($\tau \gg 1$) a bassa frequenza (grandi lunghezze d'onda)
- trasparente ($\tau \ll 1$) ad alta frequenza (lunghezze d'onda piccole).

Precisamente, sostituendo a $J_s(\nu)$ la sua espressione nei casi di mezzo otticamente spesso ed otticamente sottile si arriva, per la brillanza di sincrotrone, alle espressioni:

$$B_s(\nu) \propto \nu^{\frac{5}{2}} H_{\perp}^{-\frac{1}{2}}, \tau \gg 1$$

$$B_s(\nu) \propto N_0 l_0 \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{(\alpha+1)}, \tau \ll 1$$

Uno spettro autoassorbito è quasi sempre indice della presenza di strutture molto compatte, anche se possono esistere altri fenomeni (es. presenza di gas termico) che causano assorbimento della radiazione a bassa frequenza. Riportiamo un esempio di schema dello spettro autoassorbito in figura 5.

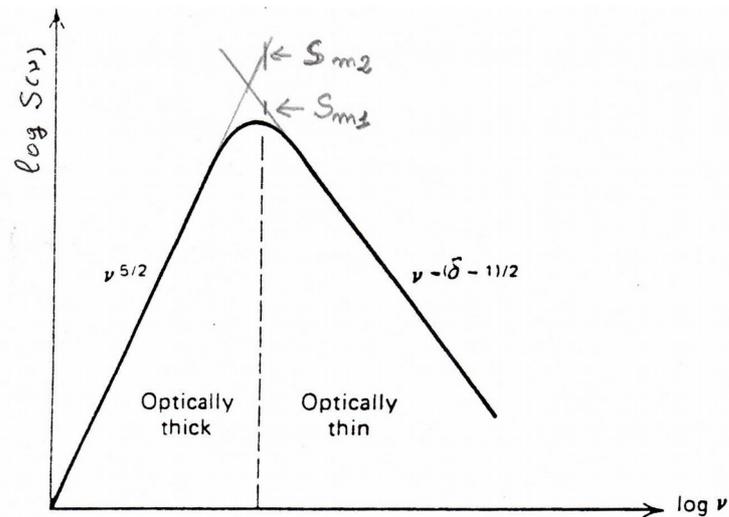


Fig.5 Schema di spettro radio nel caso di autoassorbimento di sincrotrone

2.7 Evoluzione dello spettro di energia degli elettroni relativistici

Gli elettroni relativistici che producono la radiazione di sincrotrone subiscono processi che ne riducono l'energia. I più importanti sono:

- 1) Emissione per sincrotrone
- 2) Effetto Compton Inverso
- 3) Espansione adiabatica
- 4) Bremsstrahlung relativistica
- 5) Ionizzazione

Oltre ai processi citati, che riducono l'energia degli elettroni, possono verificarsi processi di ri-accelerazione degli elettroni, che possono compensare in maniera più o meno rilevante le perdite di energia.

Il contenuto energetico della radiosorgente può inoltre modificarsi nel tempo a causa della fuga di particelle dal volume occupato dalla radiosorgente o per immissione di particelle nuove.

Per la discussione del problema è utile definire una vita media delle particelle relativistiche. Di solito si considera l'intervallo di tempo τ dopo il quale l'energia iniziale E_0 si è dimezzata, cioè

$$E(t^*) = E_0/2$$

Per $t > \tau$ l'energia dell'elettrone diviene rapidamente trascurabile, e in molti casi la si può porre approssimativamente uguale a zero. t^* rappresenta quindi una sorta di tempo massimo di vita per la particella. Sotto l'azione dei processi che fanno loro perdere energia, la distribuzione in energia $N(E)$ delle particelle relativistiche e, di conseguenza, lo spettro di radiazione a legge di potenza si modificheranno nel corso del tempo. Per studiare come avviene tale evoluzione sotto l'azione dei processi citati sopra (1-5) si deve risolvere l'equazione di continuità relativa al numero di particelle, $N(E, t)$, in funzione di E e di t .

In seguito viene discusso solo il caso delle perdite di energia per sincrotrone.

Gli altri processi di perdita radiativa non sono significativi nel caso delle sorgenti studiate.

2.8 Perdite energia per sincrotrone

Le perdite radiative dovute all'emissione di sincrotrone sono rappresentate da:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = b_s E^2 \quad \text{con} \quad b_s = H^2 \approx 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ c.g.s.}$$

Dove b_s è un parametro dipendente dal quadrato del campo magnetico H. Integrando la precedente equazione in t si ottiene:

$$E(t) = \frac{E_0}{1 + b_s E_0 t}$$

La vita media degli elettroni relativistici vale:

$$t^* = \frac{1}{b_s E_0} \quad \text{da cui} \quad E(t) = \frac{E_0}{1 + \frac{t}{t^*}}$$

Notare che t^* è inversamente proporzionale all'energia iniziale degli elettroni per cui quelli di minor energia hanno una vita media più lunga.

Lo spettro di energia degli elettroni, $N(E)dE$, col passare del tempo si modifica: il numero di elettroni in un intervallo generico di energia ($E \pm dE$) diminuisce poiché gli elettroni in esso contenuti si spostano ad energie più basse, causando una diminuzione di $N(E)$, che non è bilanciata dagli altri elettroni di energia precedentemente maggiore che, a causa delle loro perdite, migrano nell'intervallo considerato ($E \pm dE$).

Quindi per i processi di sincrotrone lo spettro si modifica.

In particolare, ad ogni epoca t ci sarà un'energia di taglio (o di break), $E(t^*)$, al di sotto della quale lo spettro di energia iniziale mantiene approssimativamente la sua forma, mentre per $E > E(t^*)$ viene modificato.

Inoltre l'energia di taglio si sposta a valori sempre più bassi al passare del tempo.

2.9 Equazione di continuità

Consideriamo un insieme di elettroni relativistici, descritti dalla funzione di distribuzione $N(E,x,y,z,t)$, che ne rappresenta il numero per unità di volume e intervallo unitario di energia, e ci proponiamo di scrivere una equazione differenziale che descriva la $N(E)$, in presenza dei processi di sincrotrone.

Prendendo un volume dV del quadrivettore (E,x,y,z) , per la conservazione del numero di particelle in esso contenuto, la variazione nel tempo delle stesse dovrà corrispondere al flusso (o corrente) di particelle attraverso la superficie limite (quadrimensionale), cambiato di segno.

Una tale ipotesi può portare a due situazioni diverse a seconda che si considera l'assenza o presenza di un meccanismo di iniezione capace di rinnovare la distribuzione di particelle, che identificheremo tramite la funzione $Q(E,t)$, e la possibilità che la sorgente riesca a trattenere le sue particelle per un certo tempo (detto tempo di confinamento): $T_{conf} < \infty$ e $T_{conf} = \infty$.

Da queste assunzioni otteniamo due possibili scenari:

a) $T_{conf} = \infty$, $Q(E,t) = 0$, $N(E,0) = N_0 E^{-\delta}$

queste assunzioni ci dicono che gli elettroni restano confinati nella radiosorgente, dove sono stati prodotti tutti in un unico evento iniziale a $t=0$.

L'energia di break: E^* divide lo spettro energetico in due parti.

Le particelle con $E(0) > E^*$ scivolano ad energie inferiori per cui si assume:

$$N(E > E^*, t=0) = 0$$

Per $E(0) < E^*$ l'equazione di continuità fornisce una soluzione stazionaria che ci consente di fare le seguenti conclusioni:

- $E \ll E^*$ lo spettro di energia non cambia col tempo e risulta indipendente da δ .
- $E \sim E^*$ lo spettro di energia cambia a seconda dei casi seguenti:

1) $\delta > 2$ lo spettro si modifica irripidendosi fino a toccare l'asse delle ascisse $N(E^*, t) = 0$

2) $\delta = 2$ lo spettro è quello iniziale fino a $E^* = 0$, dove crolla a zero

3) $\delta < 2$ si ha dapprima un picco pronunciato per poi crollare a zero come per $E = E^*$

Tutte queste caratteristiche sono ben visibili nel grafico di fig. 6 (in basso a sinistra).

Conseguenza di questi cambiamenti che avvengono nello spettro di energia degli elettroni è che anche lo spettro di radiazione si modifica; comparirà infatti una frequenza di taglio

$$\nu^* \text{ legata alla } E^* \text{ tramite: } \nu^* = 6,24 \cdot 10^{18} (E^*)^2 H$$

Per frequenze inferiori a questa lo spettro rimane immutato mentre per frequenze superiori si riduce a zero, ma non in maniera così drastica come nel corrispondente spettro di distribuzione perché la potenza irradiata non è monocromatica e quindi un po' di radiazione viene emessa anche con frequenze maggiori di quella di taglio.

Anche questa descrizione è raffrontabile nella figura 6 (grafico a destra) e si nota che anche la frequenza critica dipende dal tempo e al suo trascorrere si sposta verso frequenze via via più basse.

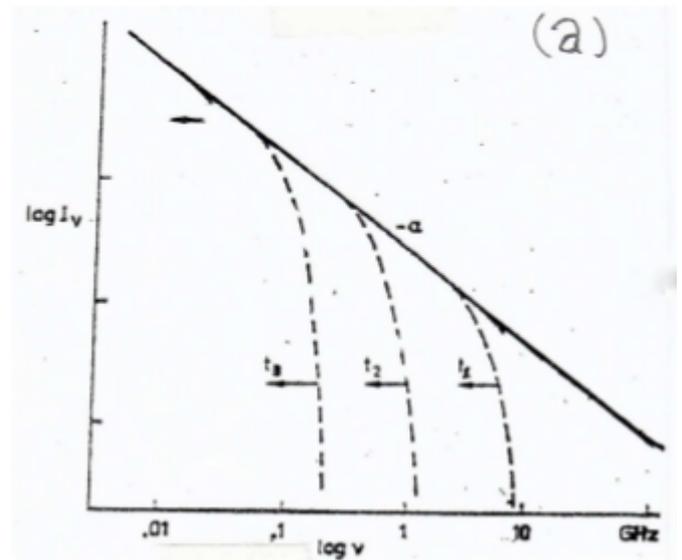
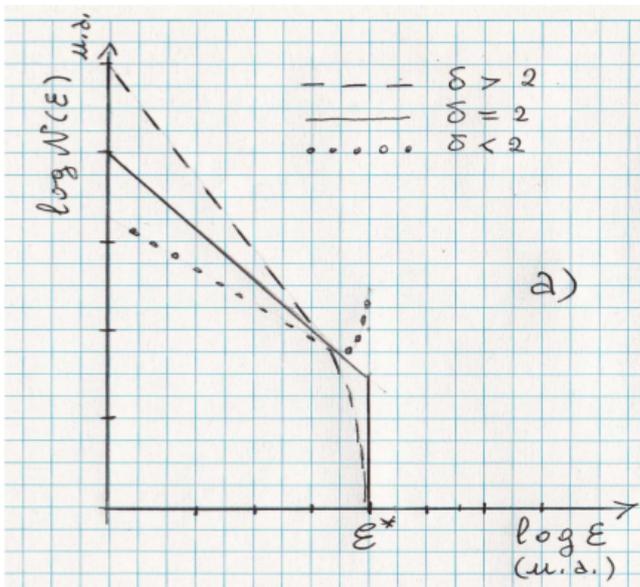


Fig.6

A sinistra: Spettro di energia di elettroni relativistici modificato a causa di perdite radiative, senza iniezione continua di elettroni relativistici.

A destra: Spettro di radiazione di sincrotrone soggetto a perdite radiative, a tempi diversi, senza iniezione continua di elettroni relativistici (unità arbitrarie).

b) $T = \infty \wedge Q(E, t) = AE^{(-\delta)}$

Questi vincoli indicano che si ha una produzione prolungata di particelle dovuta alla presenza un meccanismo di iniezione di elettroni relativistici.

Considerando $E(0) < E^*$ la soluzione dell'equazione di continuità è data da una funzione di cui prenderemo in considerazioni solo le sue approssimazioni nei casi:

1) $E \ll E^*$ la soluzione è $N(E, t) \approx AE^{-\delta}t$ cioè a basse energie lo spettro cresce col tempo e quindi possiamo ritenere che le perdite radiative siano trascurabili grazie alla iniezione di nuove particelle ($Q(E \ll E^*, t) > 0$). Al crescere di E le perdite radiative aumentano.

2) Per $E \sim E^*$ lo spettro comincia irripidirsi come si nota nella fig.7 in basso a sinistra.

3) Per $E > E^*$ si ha soluzione stazionaria e cambio di pendenza nello spettro di energia non si ha più un crollo come nel caso a) come è ben visibile nella figura 7; ciò è ovviamente dovuto alla $Q(E > E^*, t) > 0$.

Anche in questa circostanza lo spettro della radiazione risentirà di queste casistiche dello spettro di energia e si avranno due andamenti che sono evidenti nella fig.7 di destra e che dipendono se ci troviamo prima o dopo una certa frequenza critica ν^* corrispondente ad una determinata E^* :

1) $J_s(\nu) \propto \nu^{-\alpha}, \nu < \nu^*$

2) $J_s(\nu) \propto \nu^{-(\alpha + \frac{1}{2})}, \nu > \nu^*$

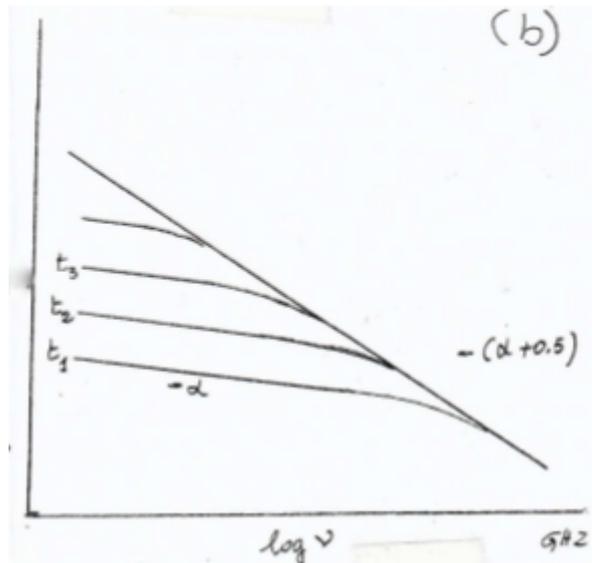
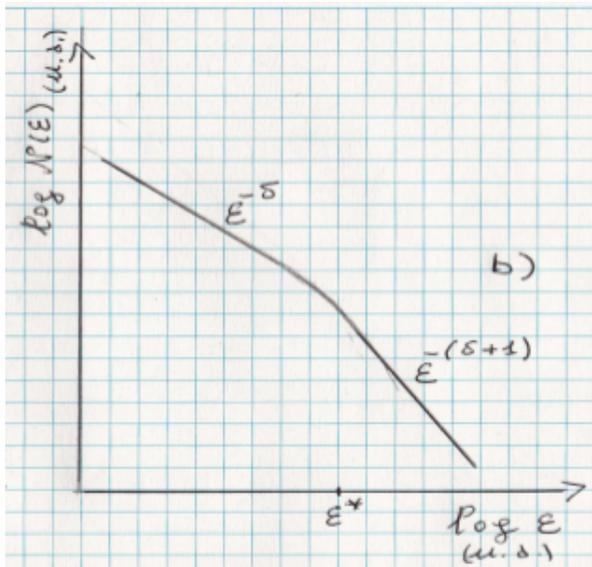


Fig.7

-A sinistra spettro di energia con iniezione continua di elettroni relativistici (unità arbitrarie)

-A destra spettro di radiazione di sincrotrone di elettroni relativistici modificato a causa dell'iniezione

3 Approfondimento sulle radiosorgenti CSS/HFP

In questo capitolo saranno approfonditi gli aspetti che riguardano la classificazione di radiosorgenti quali “Compact steep spectrum” (CSS) e “high frequency peekers” (HFP).

Le caratteristiche che ne metteremo in risalto sono le stesse che abbiamo detto essere essenziali per la classificazione delle radiosorgenti in generale: proprietà emissive, morfologia e il loro ciclo di vita radiativo. Quest’ultimo potrebbe consentirci di arrivare al vero obiettivo della nostra ricerca: dimostrare o rigettare l’ipotesi che alcune radiosorgenti compatte corrispondano ad uno stadio evolutivo della vita di una radiogalassia.

3.1 CSS e HFP

Le “Compact steep spectrum” (CSS) e le “High frequency peekers” (HFP) sono potenti sorgenti radio ($P_{1.4\text{GHz}} > 10^{25} \text{WHz}^{-1}$) e sono dimensionalmente molto compatte (larghezza angolare non minore di 1” e che non eccede 2”).

Queste due classi di sorgenti si accomunano anche per il loro spettro radio che risulta convesso ma si distinguono per la frequenza a cui si rileva il picco di emissione, che nel primo caso si aggira attorno ai 100 MHz e nel secondo, come testimonia il nome, a frequenze più elevate: >1GHz.

Sopra la frequenza di picco lo spettro si irripidisce con un indice $\alpha \approx 0.7$ ($s_\nu = \nu^{-\alpha}$).

Alcune analisi statistiche hanno evidenziato come ci sia un’ empirica proporzionalità inversa fra picco in frequenza e dimensione della radio-galassia (O’Dea & Baum 1997).

Questo è stato interpretato in termini di assorbimento di sincrotrone correlato alle dimensioni ridotte delle sorgenti (e.g, Snellen et al. 2000; Fanti 2009; Orienti & Dallacasa 2008).

Poichè CSS e HFP rappresentano una frazione significativa delle sorgenti si è aperto un dibattito sulla loro natura.

Il punto d’inizio della ricerca è la supposizione che l’intrinseca compattezza di questi oggetti sia interpretabile in termini di “giovinanza”: queste sorgenti risulterebbero piccole perché ancora giovani e non si esclude la possibilità che rappresentino i precursori delle FRI o FRII (FRI/FRII, (Faranoff & Riley 1974) ma anzi ci sono forti indizi in questo senso provenienti dalle stime dell’età radiativa (Murgia 2003; Murgia et al. 1999; Nagai et al. 2006).

3.2 Morfologia

A causa della struttura molto compatta che le caratterizza le sorgenti CSS e HFP appaiono non risolte da osservazioni con telescopi single dish e solo con interferometri con risoluzione del sub-arcosecondo si è stati capaci di ricostruire la loro morfologia.

Molti degli oggetti osservati appaiono simmetrici e in particolare sembrerebbero riproduzioni in scala delle sorgenti radio FR I e II; altri invece hanno strutture più complesse il che non esclude che potrebbero essere affetti da fenomeni di beaming che alterano l’emissione ricevuta.

3.3 Variabilità

Il comportamento spettrale e la variabilità della densità di flusso sono stati investigati tramite osservazioni a frequenze diverse e in varie epoche.

Le sorgenti CSS/HFP sono riconosciute come le radiosorgenti meno variabili; osservazioni per tempi prolungati hanno messo in luce che alcune di esse, che sembravano appartenere a tale categoria, invece possedevano uno spettro piccato alle alte frequenze solo durante eventi di “flare” e poi tornavano ad avere uno spettro piatto (Tornaine et al. 2005; Tinti et al. 2007), e sono quindi poi state scartate .

Comunque i cambi nell’andamento dello spettro non sempre indicano che le sorgenti siano parte di una popolazione di blazar, che appunto sono sorgenti radio dallo spettro di emissione molto variabile, ma potrebbero essere dovuti all’espansione a cui sono soggette queste sorgenti compatte (e.g Tingay & de Kool 2003).

Se ciò è vero ci aspettiamo che i picchi scivolino a frequenze sempre minori: la densità di flusso quindi diminuirà nel regime otticamente trasparente e aumenterà nel regime otticamente spesso (secondo i criteri dovuti all’autoassorbimento di sincrotrone e alle perdite radiative di energia).

3.4 Il ciclo di vita delle emissioni radio

E’ oggi chiaro che le radiosorgenti più potenti ($L_{1.4GHz} > 10^{25} WHz^{-1}$) rappresentano una piccola frazione dei nuclei galattici attivi (AGN) e ciò suggerisce che la attività radio è una fase di passaggio del ciclo vitale di questi sistemi.

L’intervallo di tempo che caratterizza la loro fase di attività radiativa è circa $10^7 - 10^8$ anni per poi continuare con un periodo in cui si riduce progressivamente e velocemente fino a poter essere considerati relitti; in questo stato permangono per tempi di circa un ordine di grandezza più brevi (Parma et al. 2007) prima di riattivarsi, sebbene possa anche accadere che rimangano nella loro fase dormiente per sempre come testimonia l’eccesso di sorgenti “giovani” trovate.

Il motivo per cui queste emissioni si riducano così drasticamente in un certo momento della loro vita è ancora oggetto di studio.

E’ oltretutto possibile che dopo la fine di un’epoca di radio emissione e dopo un lungo periodo di quiescenza ricominci una nuova fase di attività, ed è addirittura possibile che questo processo si reiteri più di una volta.

In tali casi una nuova “giovane” radiosorgente con regioni di nuova attività, come il nucleo e gli hot spots, si forma vicino al “fossile” di un’epoca precedente.

Le tracce di questa attività passata possono essere individuate in regioni non molto distanti dal nuovo nucleo ($\approx 50pc$).

Gli stadi possibili sono riassunti nella figura 8 che mostra tutte le casistiche a cui potrebbe andare incontro una CSO durante la sua evoluzione.

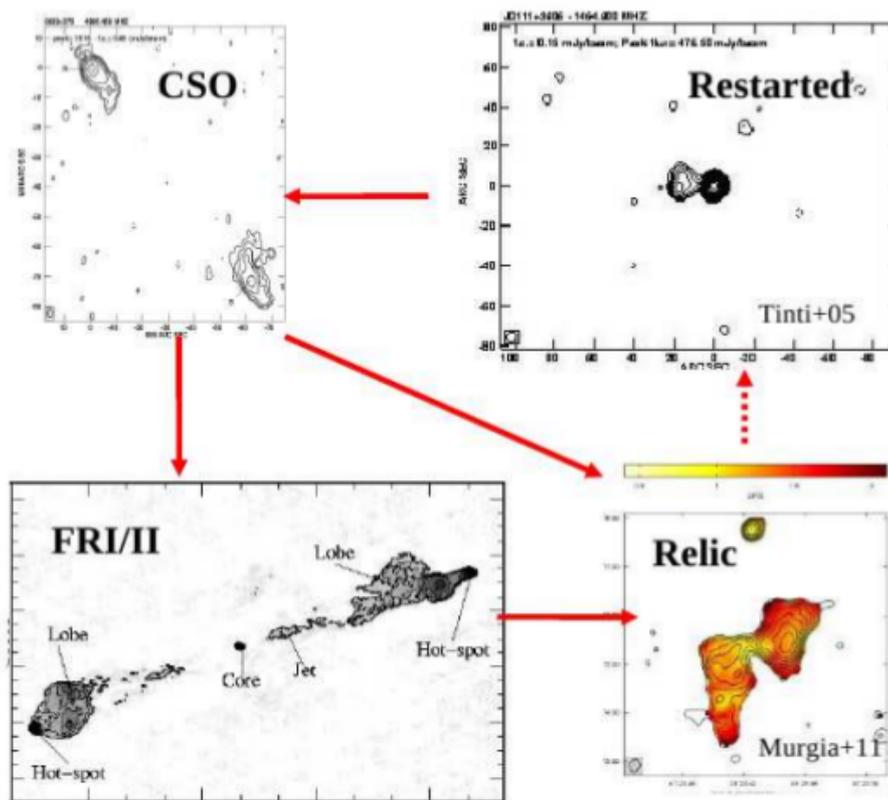


Fig.8
 la mappa evolutiva della radiosorgente. Giovane CSO (alto a sinistra, immagine prodotta da Orienti et al. 2004) potrebbe diventare o una classica estesa FRII (basso a sinistra, immagine prodotta da Mack et al. 2009) o un relitto nel caso in cui la fase attiva si spenga presto dopo la sua riattivazione (in basso a destra, immagine prodotta da Murgia et al. 2011). Se l'attività centrale attraversa una nuova fase d'attività, una nuova luminosa e compatta sorgente può essere osservata vicino al relitto di una precedente epoca di attività (in alto a destra, immagine ricavata da Tinti et al. 2005).

4 Analisi Dati

In questo lavoro di tesi abbiamo preso in esame un campione di sorgenti candidate HFP (il campione "bright" definito in Dallacasa et al. 2000) che sono state selezionate sulla base sia della forma dello spettro radio e sia sulla base delle frequenze di turnover (cioè le frequenze in cui l'intensità del flusso si irripidisce) e provenienti dall'articolo: "Constraint the nature of high frequency peakers" di M. Orienti, D. Dallacasa e C. Stanghellini, pubblicato nel 9 Agosto del 2007. Il metodo di selezione di queste sorgenti è basato sull'osservazione simultanea del flusso emesso a frequenze multiple tramite il telescopio VLA (Very Large Array) e eseguite a varie epoche di attività.

I dati raccolti si limitano all'analisi della *densità di flusso specifico* S_ν ($1.4 \text{ GHz} \leq \nu \leq 43.2 \text{ GHz}$), *degli indici spettrali* α_{below} e α_{above} *dell'intero spettro, che sono parametri utili alla definizione di spettro piatto* ($\alpha_{\text{below}} > -0.5 \wedge \alpha_{\text{above}} < 0.5$ Tornainen et al. 2005), e del *redshift* z .

Si è riscontrato che delle 51 sorgenti esaminate 23 sono considerati Blazar, poiché presentano una forte variabilità spettrale, e i rimanenti 28 sono stati invece considerati buoni candidati HFP, presentando una trascurabile variabilità; esempi di questi comportamenti sono messi in risalto dai grafici sulla densità di flusso proposti in figura 9 in cui si notano bene le caratteristiche che contraddistinguono i blazar dalle HFP fin qui discusse.

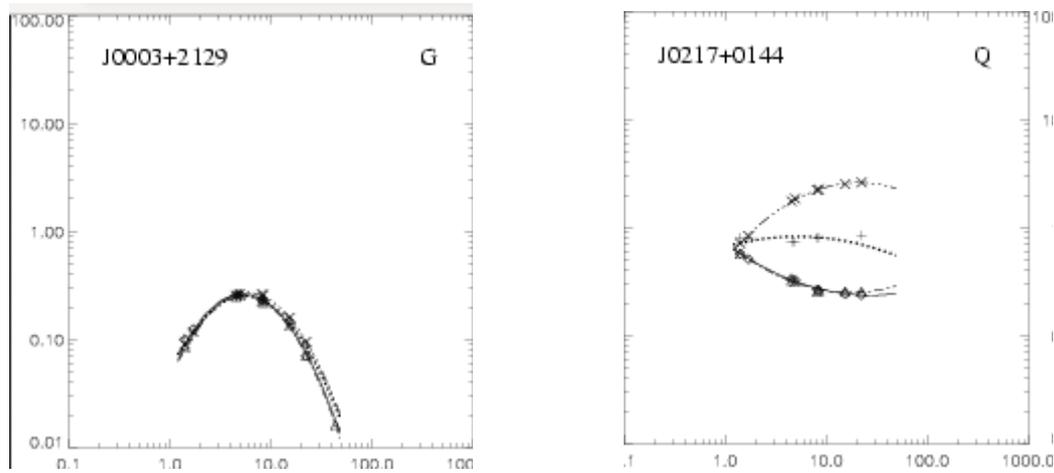


Fig.9
Spettri radio di 2 dei 51 candidati ad HFPs osservati con il VLA. In particolare sono presentati due esempi rappresentanti una genuina HFP (sinistra) e un blazar (destra).

4.1 Scopo della tesi

Lo scopo di questa tesi consiste nello studio di radiosorgenti compatte (CSS) in particolare di quelle che hanno picchi del flusso a frequenze elevate: HFP.

Si suppone che queste sorgenti siano i precursori delle tipologie FRI e FR II poiché giovani ma una tale ipotesi deve ovviamente essere avallata dalle evidenze sperimentali.

Pertanto ciò che ho fatto è stato utilizzare i valori delle osservazioni VLA della densità del flusso alla frequenza di 1.4GHz e estrapolare queste misurazioni ad una frequenza minore (150MHz) e infine cercare di capire, tramite un confronto con le osservazioni del flusso a 150MHz

(S_{150MHz}) prese dal catalogo TGSS (TIFR GMRT Sky survey, vedi sezione 4.2), se ci potessero essere le prove di una attività più volte cessata e più volte ricominciata, il che porterebbe indizi a favore del modello di evoluzione come quello proposto nel paragrafo 3.5.

Per il nostro obiettivo mi sono avvalso dei valori della densità di flusso registrate dal VLA a frequenza 1.4GHz ($S_{1.4GHz}$), misurato in mJy (milli-Jansky), e del valore del corrispettivo indice spettrale α_{below} per ciascuna delle 51 sorgenti tramite i quali abbiamo ricavato la densità di flusso a frequenze più basse con una formula di conversione derivante dal modello $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$. La formula in questione è:

$$\log(S_{EXT-150MHz}) = \log\left(\frac{1400MHz}{150MHz}\right) * \alpha_{below} + \log(S_{1.4GHz})$$

Si è poi proseguito con il misurare la discrepanza relativa dei flussi tra le osservazioni ricavate dalle TGSS e quelle calcolate tramite formula:

$$\Delta S_{\nu=150MHz} = S_{TGSS} - S_{EXT-150MHz} \rightarrow \frac{\Delta S_{150MHz}}{S_{TGSS}} = \Sigma_{rel}$$

I risultati sono esposti nella seguente tabella in cui sono presenti: *nome, coordinate, flussi osservati a 150MHz dalla TGSS, flusso estrapolato a 150MHz, indice spettrale, flusso osservato a 1.4 GHz e discrepanza relativa dal flusso osservato delle varie sorgenti.*

Tabella 1. Dati presi dall'articolo "Constraint the nature of high frequency peakers"

NOME	COORDINATE	FLUSSO OSSERVATO A 150 MHz S_{TGSS} [mJy]	FLUSSO ESTRAPOLATO (150 MHz) S_{150MHz} [mJy]	$\alpha_{(below)}$	$J_s(\nu=1.4GHz)$ FLUSSO OSSERVATO A $\nu=1400$ Mhz [mJy]	DISCREPANZA RELATIVA DAL FLUSSO OSSERVATO Σ_{rel}
j0003+2129	00 03 19.34 21 29 44.5	52,4±7,0	17,3	-0,8	100	0,67
j0005+0524	00 05 20.21 05 24 10.1	<5	104,7	-0,2*	166	-19,41
j0037+0808	00 37 32.2 08 08 13.0	<5	126.18	*-0,9	98	-0,96
j0111+3906	01 11 37.31 39 06 27.6	84,0±9,3	85,1	-0,8	509	-0,01
j0116+2422	01 16 33.47 24 22 14.8	251,2±26,4	21,9	-0,7	106	0,91
j0217+0144	02 17 48.93 01 44 48.9	1453,4±145,5	2179,3	0,5*	577	0,50
j0329+3510	03 29 15.35 35 10 08.1	<5	208,9	-0,3	410	-36,60
j0357+2319	03 57 21.65 23 19 53.5	86,5±10,0	38,0	-0,5	116	0,56
j0428+3259	04 28 05.82 32 59 52.0	90,8±11,6	24,8	-0,8	148	0,72
j0519+0848	05 19 10.77 08 48 57.0	590,8±59,4	110,1	-0,4	269	0,81
j0625+4440	06 25 18.27 44, 40 01.7	<5	110,7	-0,2	173	-21,10
j0638+5933	06 38 02.85 59 33 22.2	420,3±43,0	81,5	-0,5	249	0,80
j0642+6758	06 42 04.23 67 58 35.5	70±10,1	74,0	-0,5	226	-0,05
j0646+4451	06 46 32.09 44 51 16.8	175,6±19,3	24,3	-1,3	444	0,86
j0650+6001	06 50 31.21 60 01 44.5	<5	106,2	-0,7	507	-20,24
j0655+4100	06 55 10.03 41 00 10.6	43,7±7,2	107	-0,3	209	-1,44

j0722+3722	07 22 01.26 37 22 28.6	86,7 ± 10,1	84,7	-0,2*	148	0,02
j0927+3902	09 27 03.03 39 02 20.7	7006,5 ± 700,7	470,7	-0,8	2810	0,93
j1016+0513	10 16 03.11 39 02 20.7	506,1 ± 51,1	166,5	-0,6*	633	0,67
j1045+0624	10 45 52.74 06 24 36.2	<5	24,8	-0,9	185	-3,96
j1148+5254	11 48 56.63 52 54 25.7	193,1 ± 19,6	14,5	-0,9	108	0,92
j1335+4542	13 35 21.98 45 42 38.5	<5	44,7	-0,8	267	-7,94
j1335+5844	13 55 25.94 58 44 00.8	<5	50,1	-0,8	299	-9,02
j1407+2827	14 07 00.43 28 27 14.5	92,7 ± 10,1	283,1	-0,5	865	-2,05
j1412+1334	14 12 36.38 13 34 38.5	468,5 ± 47,3	78,1	-0,4	191	0,83
j1424+2256	14 24 38.13 22 56 00.6	149,8 ± 16,3	62,1	-0,8	371	0,58
j1430+1043	14 30 09.78 10 43 27.1	<5	164,2	-0,3	321	-31,84
j1505+0326	15 05 06.30 03 26 30.3	120,0 ± 15,4	21,0	-1,3	382	0,82
j1511+0518	15 11 41.18 05 18 09.3	<5	7,9	-1,1	92	-0,58
j1526+6650	15 26 42.88 66 50 55.0	<5	35,7	-0,5	109	-6,14
j1623+6624	16 23 04.44 66 24 01.0	<5	78,8	-0,3	154	-14,76
j1645+6630	16 45 58.56 63 30 11.0	478,4 ± 48,2	224,0	-0,1	280	0,53
j1717+1917	17 17 01.19 19 17 40.7	49,0 ± 7,8	168,8	-0,1	211	-2,44
j1735+5049	17 35 49.04 50 49 11.5	<5	116,5	-0,6	445	-22,30
j1751+0939	17 51 32.84 09 39 01.1	594,1 ± 59,8	320,8	-0,5	980	0,46
j1800+3848	18 00 24.72 38 48 31.1	<5	35,0	-0,7	262	-6,00

j1840+3900	18 40 57.13 39 00 46.0	86,7 ± 10,6	98,4	-0,1	123	-0,13
j1850+2825	18 50 27.54 28 25 12.8	194,8 ± 19,9	20,1	-1,1	235	0,89
j1855+3742	18 55 27.65 37 42 56.0	29,1 ± 6,1	47,1	-0,6	180	-0,61
j2021+0515	20 21 35.29 05 15 05.1	73.6 ± 10.4	184,2	-0,3	360	-1,5
j2024+1718	20 24 56.47 17 18 11.3	181,4 ± 20,3	100,5	-0,5	307	0,44
j2101+0341	21 01 38.84 03 41 32.2	<5	309,0	-0,2	483	-60,8
j2114+2832	21 14 58.34 28 32 57.0	325,5 ± 33,0	413,7	-0,3	414	-0,27
j2123+0535	21 23 44.52 05 35 22.5	429,9 ± 44,5	1747,6	-0,1	2185	-3,065
j2136+0041	21 36 38.56 00 41 54.5	1164,1 ± 116,6	886,6	-0,7	4234	0,23
j2203+1007	22 03 30.95 10 07 42.9	<5	14,3	-0,9	107	-1,86
j2207+1652	22 07 52.79 16 52 15.6	544,9 ± 54,8	141,6	-0,1	177	0,74
j2212+2355	22 12 06.01 23 55 40.7	198,2 ± 20,3	313,5	-0,2	490	-0,58
j2257+0243	22 57 17.54 02 43 17.5	484,3 ± 48,9	81,4	-0,4	199	0,83
j2320+0513	23 20 44.83 05 13 50.5	759,1 ± 76,2	172,2	-0,5	526	0,77
j2330+3348	23 30 13.72 33 48 36.2	77,4 ± 10,3	140,2	-0,3	274	-0,81

Notiamo che nella tabella 1:

- ci sono dei nomi contrassegnati in grassetto: questo serve ad evidenziare le sorgenti di cui si è stabilita, con buon margine di prove a favore, la natura di HFP; le rimanenti invece sono quelle classificate come blazar a causa delle caratteristiche non associabili a quelle di una tipica HFP (come per esempio l'elevata variabilità del loro spettro).
- ci sono dei valori numerici associati alla colonna di α_{below} che sono stati marcati con un asterisco. Questo perché erano inizialmente assenti fra i dati a disposizione e quindi abbiamo proceduto estrapolandolo tramite formula:

$$\alpha_{below}^* = \frac{\log\left(\frac{S_{1.4GHz}}{S_M}\right)}{\log\left(\frac{\nu_M}{1.4 * 10^3 MHz}\right)}$$

dove S_M ed $S_{1.4GHz}$ rappresentano rispettivamente il flusso relativo alla frequenza di picco ν_M e il valore del flusso alla frequenza di 1400MHz.

- In ultimo notiamo che nella colonna in cui sono presenti i valori del flusso osservato a 150MHz, presi dal catalogo TGSS. Per le sorgenti non rilevate dalla TGSS viene riportato un limite superiore del flusso (<5 mJy) che corrisponde al limite di sensibilità dell'osservazione. Questi valori sono riportati in rosso

4.2 TGSS

TGSS è l'acronimo di "TIFR GMRT Sky Survey" ed è un progetto che ha avuto lo scopo (tra il 2010 e il 2012) di eseguire osservazioni radio alla frequenza di 150 MHz tramite il telescopio GMRT.

L'intento era quello di produrre uno studio affidabile sulle sorgenti compatte ed in modo del tutto automatizzato in modo da ridurre al minimo l'interazione umana. Tramite l'applicazione di tecniche innovative come "image-based flagging", "direction-dependent calibration of ionospheric phase errors", "correcting for systematic offsets in antenna pointing", "and improving the primary beam model" è stato creato un catalogo con immagini di buona qualità che coprono un angolo solido del cielo 3.6π [steradiani] tra -53° e $+90^\circ$ di Declinazione (cioè 90% del cielo).

La maggior parte delle acquisizioni ha un rumore di fondo della densità di flusso pari a $5[mJy][beam]^{-1}$ e una risoluzione nelle immagini di $25'' \times 25''$ (o $25'' \times 25'' / \cos(\text{Dec}-19^\circ)$ per puntamenti a sud di 19° di declinazione).

Tutto ciò ha prodotto un catalogo di 0.62 milioni di radiosorgenti.

Per la maggior parte dello studio l'accuratezza è stata maggiore di due arco-secondi in ascensione retta e declinazione, mentre l'accuratezza della densità di flusso è del 10%.

Si può quindi capire che il motivo per cui alcuni valori della densità del flusso a 150MHz non erano presenti: perché non rilevabili in quanto minori dello stesso rumore di fondo dello strumento ($5[mJy][beam]^{-1}$).

4.3 Risultati ottenuti

Per quanto concerne le sorgenti HFP abbiamo riscontrato che delle 28 radiosorgenti (55% del campione totale):

- 13 di questi (~ 46%) non hanno una densità di flusso registrata nel catalogo TGSS, il che significa che possiamo associargli un valore massimo del flusso osservato corrispondente a 5 mJy (si guardi paragrafo 4.2). Quindi il flusso estrapolato a 150MHz è molto maggiore di quello osservato.
- 15 di questi (~ 54%) hanno invece una discrepanza che ci consente di suddividerle in:
 - tre su 15 (~ 20%) con $|\Sigma_{rel}| < 0.1 \rightarrow < 10\%$;
 - sette su 15 (~ 46%) con $\Sigma_{rel} > +0.1 \rightarrow > 10\%$;
 - cinque su 15 (~ 34%) con $\Sigma_{rel} < -0.1 \rightarrow < -10\%$;

Per quanto riguarda il rimanente 45% del campione, e cioè le 23 sorgenti classificate come blazar, abbiamo ottenuti i seguenti risultati:

- Solo 3 su 23 (13%) sorgenti non hanno flusso osservato nel catalogo TGSS. Vale quindi lo stesso discorso fatto nel primo punto del precedente elenco.
- Dei rimanenti 20 su 23 (87%) blazar:
 - Per 7 su 23 (30%) il flusso TGSS è minore di quello estrapolato a 150MHz.
 - Per 13 su 23 (57%) il flusso TGSS è maggiore di quello estrapolato a 150MHz.

4.4 Discussione dei risultati ottenuti

Poiché lo scopo della ricerca è quello di stabilire se le HFP potessero dar prova di essere i “successori” di sorgenti radio preesistenti la cui attività sia cessata da tempo, il metodo da noi utilizzato è stato quello di indagare se, a frequenze relativamente basse (150MHz), vi potessero essere ancora segni di quest’ultima attività.

Riallacciandoci dunque alle teorie base dello spettro di sincrotrone abbiamo cercato di capire se l’andamento del flusso delle sorgenti HFP, classificate come sorgenti “giovani”, presentasse delle variazioni a basse frequenze (cioè nella parte “optically thick”), che alterassero l’andamento dello spettro in tale regime, il quale, come esposto nel paragrafo 2.6, è descritto dal meccanismo di autoassorbimento di sincrotrone.

In effetti i risultati ottenuti testimoniano che molte sorgenti hanno un flusso osservato (dal catalogo TGSS) maggiore di quello teorico, che sarebbe dovuto al solo meccanismo di autoassorbimento; altre invece hanno un flusso minore; infine solo tre hanno un flusso quasi uguale a quello teorico.

Ne deduciamo che:

- 7 su 28 (25%) delle sorgenti HFP sembrerebbero dare riscontri favorevoli al nostro modello confermando che per frequenze di 150MHz ci sia una sovrabbondanza di densità di flusso rispetto al modello autoassorbito; ciò permette di concludere che, con buona probabilità, questo surplus sia dovuto alla presenza di emissioni attribuibili a qualche relitto precedentemente attivo non ancora completamente cessato.
- 18 su 28 (64%) delle sorgenti HFP presenta un flusso osservato minore del flusso estrapolato.
Di queste possiamo quindi sospettare che le relative estrapolazioni dell' $\alpha_{(below)}$ non siano rappresentative dello spettro reale a basse frequenze.
- 3 su 28 (11%) hanno un flusso osservato quasi uguale a quello da noi estrapolato.
Questo potrebbe essere indicativo del fatto che non ci siano effettivamente presenze di relitti passati o che le attività di questi relitti sia completamente cessata.

Per quanto riguarda invece l'analisi del campione dei blazar è utile servircene come controprova.

Infatti come mostra la sua statistica anch'essi presentano grandi discrepanze tra il flusso TGSS e quello estrapolato, confermando che sono sorgenti molto variabili; questa conclusione ovviamente non può essere valida per le HFP, di cui infatti sono state elencate conclusioni diverse.

Qui di seguito (fig.10) riportiamo, a titolo di esempio, un grafico che mette in evidenza quanto il flusso osservato dalla TGSS si discosti da quello calcolato a 150MHz.

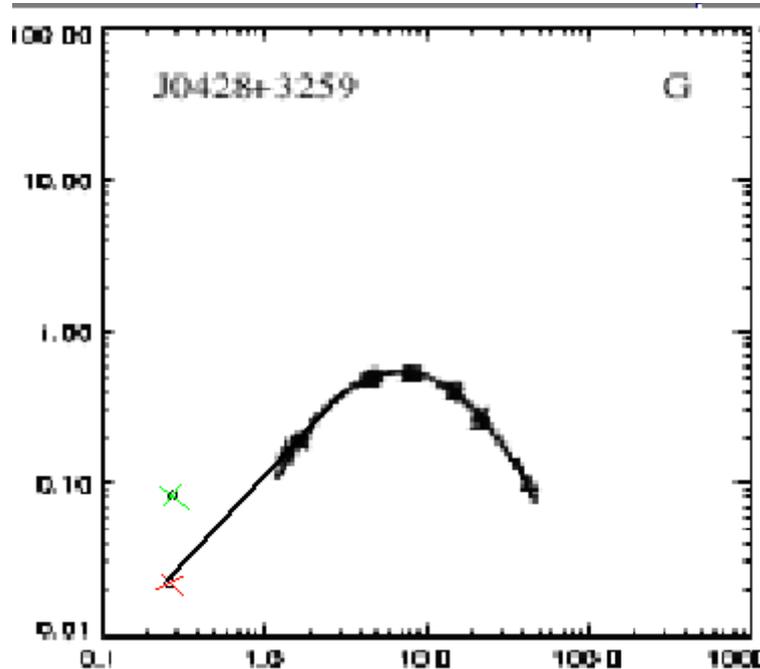


Fig.10

spettro radio di uno dei 51 candidati HFP osservato tramite VLA(1998-1999; Dallacasa et al. 2000).

Il cerchietto segnato in rosso identifica il valore del flusso ottenuto dalla nostra estrapolazione; in verde il flusso come registrato nel TGSS.

5 Bibliografia

Attilio Ferrari. (2011). *Stelle, galassie e universo*. Springer Milan, pp.242,251,252,456,458.

Fanti, C. (2012). *Una finestra sull'Universo "invisibile"*. Bologna, pp.40,41,45,46,47,48,49,53,54,55,68,69,81,82,88,89,390,400,401,405,406,407,408,410,411,443, 454,455.

Radio properties of Compact Steep Spectrum and GHz-Peaked Spectrum radio sources. (2019). *Astronomische Nachrichten*, [online] pp.1,2,3,5,6,7,8. Available at: <https://arxiv.org/pdf/1511.00436>.

Orienti, M., Dallacasa, D. and Stanghellini, C. (2007). Constraining the nature of high frequency peakers. *Astronomy & Astrophysics*, 475(3), pp.813-820.

Available at:

https://www.researchgate.net/profile/Carlo_Stanghellini/publication/1762270_Constraining_the_nature_of_High_Frequency_Peakers_I_The_spectral_variability/links/0912f50caf4eb0bae2000000/Constraining-the-nature-of-High-Frequency-Peakers-I-The-spectral-variability.pdf.

Cooper et al., 1965, *Austr.J.Phys*, 18, 589

Burns, 1983, *ApJ*, 273, 128

<https://blog.galaxyzoo.org/2014/02/03/the-curious-lives-of-radio-galaxies-part-one/>.

Leahy, "Lessons from Large-Scale Radio Sources", in "Parsec-scale Radio Jets", p. 182, Cambridge Univ. Press

Lehay&Perley, 1991, *AJ*, 102, 537

Witzel et al., 1979, *AJ*, 84, 942

Orienti et al. 2004

Mack et al. 2009

Murgia, M. 2003, *PASA*, 20, 19

Tinti, S., Dallacasa, D., de Zotti, G., Celotti, A., & Stanghellini, C. 2005, *A&A*, 432

1998-1999; Dallacasa et al. 2000

<https://arxiv.org/pdf/1511.00436>

