

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

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

Analisi del moto proprio di tre radio  
galassie:  
3C 454.3, 3C 345, 3C 446

**Relatore:**  
Prof. Gabriele Giovannini

**Presentato da:**  
Lorenzo Bellagamba

*Anno accademico: 2018/2019*

# Sommario

I nuclei galattici attivi sono delle galassie caratterizzate da una grande luminosità, rappresentano circa il 10% delle galassie osservabili. Il fenomeno che crea questa particolare caratteristica si forma nel loro nucleo, zona centrale dalle dimensioni relativamente piccole rispetto all'intero ammasso di stelle. Inoltre, presentano emissione fortemente non termica su una larga banda dello spettro elettromagnetico. Alcune di queste regioni emettono getti di materia che possono essere molto lunghi, trasportando energia verso strutture estese (radiogalassie).

La tesi tratta: la morfologia e classificazione degli AGN (Active Galactic Nuclei), le diverse possibilità di osservare tali oggetti a seconda della banda che si vuole utilizzare ed un accenno al modello unificato. Si dedica un capitolo alla descrizione degli effetti relativistici che caratterizzano i nuclei attivi e dei meccanismi alla base dell'emissione non termica.

La parte finale è dedicata al lavoro sperimentale, in cui si prendono dati pubblici di diversi AGN e li si analizza attraverso software specifici di analisi dati, con lo scopo di delineare un moto proprio di tali oggetti cosmici e studiare la variabilità del loro flusso. In questa parte, oltre a presentare i nuclei attivi in esame descrivendo le loro caratteristiche e proprietà, si definisce il processo di analisi dati e la loro elaborazione.

Nella conclusione vengono discussi i risultati dell'elaborazione con eventuali commenti e riflessioni sugli stessi.

# Indice

<b>1. Nuclei galattici attivi</b>	4
1.1 Morfologia .....	4
1.2 Classificazione.....	6
1.2.1 Radio-loud AGN.....	6
1.2.2 Radio-quiet AGN.....	8
1.3 Osservazione.....	10
1.4 Modello unificato.....	12
<b>2. Fisica degli AGN</b>	14
2.1 Effetti relativistici.....	14
2.1.1 Moti superluminali.....	14
2.1.2 Effetto Doppler e Boosting relativistico.....	15
2.2 Meccanismi d'emissione.....	17
2.2.1 Radiazione di sincrotrone.....	17
2.2.2 Compton inverso.....	19
<b>3. Strumenti per l'analisi dati</b>	20
3.1 Blazar Group.....	20
3.2 Software AIPS.....	21
<b>4. Elaborazione dati e risultati</b>	22
4.1 3C454.3.....	22
4.2 3C446.....	28
4.3 3C345.....	33
<b>Conclusioni</b>	37

# Capitolo 1

## Nuclei Galattici Attivi

Quando furono osservate per la prima volta delle sorgenti dall'emissione estremamente intensa e puntiforme nell'ottico, si pensò dovessero essere una nuova classe di stelle. Considerazioni sul loro redshift fecero rigettare l'ipotesi, in quanto un elevato spostamento verso il rosso significa grandi distanze (possiamo calcolare le distanze misurando il redshift e usando la legge di Hubble). Inoltre, l'elevata energia della radiazione emessa non può essere ricondotta semplicemente all'emissione termica di stelle, gas, polveri o resti di supernova che caratterizzano una normale galassia. In seguito, grazie allo studio ad alta risoluzione nel radio si comprese che l'emissione è circoscritta in una zona relativamente piccola, all'incirca delle dimensioni del sistema solare. Si coniò in questo modo il termine Nucleo Galattico Attivo (AGN).

Si crede che le galassie attive attingano la loro energia da materia in accrescimento su di un Buco Nero Super massivo (SMBH) e la correlazione osservata fra le masse dei suddetti buchi neri e delle galassie ospiti suggerisce un legame fra l'evoluzione dei due oggetti. Le conoscenze attuali portano ad ipotizzare che molte galassie (se non tutte) avrebbero attraversato nel loro arco di vita la fase attiva; per le alte energie ed i violenti fenomeni che le caratterizzano, questa fase non può essere di lunga durata, il che giustifica la bassa percentuale di galassie attive osservabili nell'universo.

### 1.1 Morfologia

Le galassie attive irradiano con potenza simile in tutte le bande dello spettro elettromagnetico. La distribuzione spettrale energetica è quasi piatta dall'infrarosso all'ultravioletto per gli oggetti Radio-quiet, mentre la notevole potenza radio è un'eccezione di circa un decimo degli AGN, chiamati Radio-loud. La loro luminosità varia rapidamente in tutte le bande, grazie proprio a questa caratteristica si può definire un limite superiore alle dimensioni della regione emittente:  $R \leq c\Delta t$ , dove  $\Delta t$  indica il tempo di scala di variabilità. Il limite superiore della luminosità che può essere prodotta dall'accrescimento gravitazionale è definito come limite di Eddington, ed è determinato dall'equilibrio tra la forza di gravità e la pressione di radiazione sul gas in accrescimento. Se la luminosità eccede il limite di Eddington l'accrescimento è bloccato dalla pressione

di radiazione. Per spiegare come tale luminosità (che raggiunge i  $10^{46}$  erg  $s^{-1}$  per alcuni Quasar) sia prodotta in un volume così piccolo è stato necessario supporre che tale forza sia prodotta dalla gravità di un buco nero massivo.

Il gas interstellare possiede momento angolare e si dispone a formare un disco di accrescimento ruotante attorno al buco nero. Nel disco, la viscosità permette al gas di perdere momento angolare e “cadere” verso il buco nero, convertendo energia gravitazionale in radiazione elettromagnetica, producendo particelle accelerate a velocità relativistiche.

Gli AGN sono caratterizzati anche da un toro oscurante, a distanza maggiore del disco di accrescimento, in rotazione attorno al nucleo. Esso è composto principalmente da polveri e gas con densità e velocità minori rispetto al disco.

Nelle regioni sopra e sotto al disco è presente una grande quantità di materiale in rapida rotazione attorno all’asse del buco nero. Il moto a velocità elevate, ionizzando tale materiale, causa un’emissione di radiazione le cui linee sono prodotte da due regioni specifiche. Le Broad Line Region (BLR) sono piccole zone interne dell’AGN, la cui estensione è dell’ordine di qualche anno luce; esse circondano il disco di accrescimento e sono caratterizzate da linee d’emissione larghe. L’assenza di linee proibite è indice dell’alta densità elettronica ( $10^{10}$   $cm^{-3}$ ) del gas in questa zona. Le Narrow Line Region (NLR) si estendono dai 10 pc ai 100 pc attorno al motore centrale e presentano strette linee d’emissione. Rispetto alle BLR, la presenza di linee proibite fissa una densità inferiore ( $10^6$   $cm^{-3}$ ) per un gas comunque piuttosto disomogeneo.

I getti che presentano le galassie attive, fuoriuscite di materia molto energetiche e altamente collimate, hanno origine dal disco d’accrescimento. La materia, accelerata dalla rotazione attorno al SMBH, raggiunge una velocità di fuga relativistica ed è espulsa violentemente: le strutture che si formano possono estendersi per migliaia, o addirittura milioni di parsec senza perdere l’elevato grado di collimazione. Le velocità di propagazione apparenti possono arrivare ad essere decine di volte superluminali. I getti sono prominenti nelle osservazioni a frequenza radio e compaiono nei cosiddetti oggetti Radio-Loud, i quali presentano una larga emissione continua di radiazione di sincrotrone dalle particelle cariche che compongono il getto stesso.

Onde d’urto generate dal sistema, poi, portano il getto a sfociare in strutture molto ampie, i lobi; le regioni ad alta densità che compaiono in queste zone prendono il nome di Hotspots, i quali grazie a processi d’emissione indipendenti da quelli nel core contribuiscono alla luminosità del AGN.

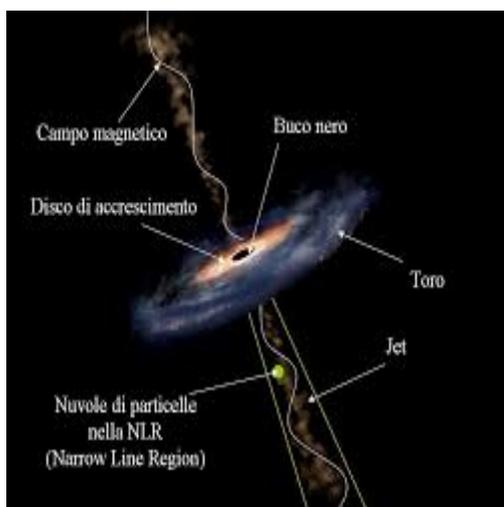


Figura 1.1: Rappresentazione della morfologia di un AGN.

## 1.2 Classificazione

Una classificazione degli AGN è stata fatta (Kellermann, 1989) sulla base delle loro proprietà radio definendo il parametro  $R$  come il rapporto fra il flusso a 5 GHz e il flusso in banda ottica a 4400 Å, cioè:  $R = \frac{L_\nu(5\text{GHz})}{L_\nu(4400\text{Å})}$

Per convenzione è stato stabilito che un AGN è:

- Radio-loud AGN se  $R > 10$
- Radio-quiet AGN se  $R < 10$

Le due classi sono ulteriormente suddivise sulla base delle loro proprietà spettroscopiche.

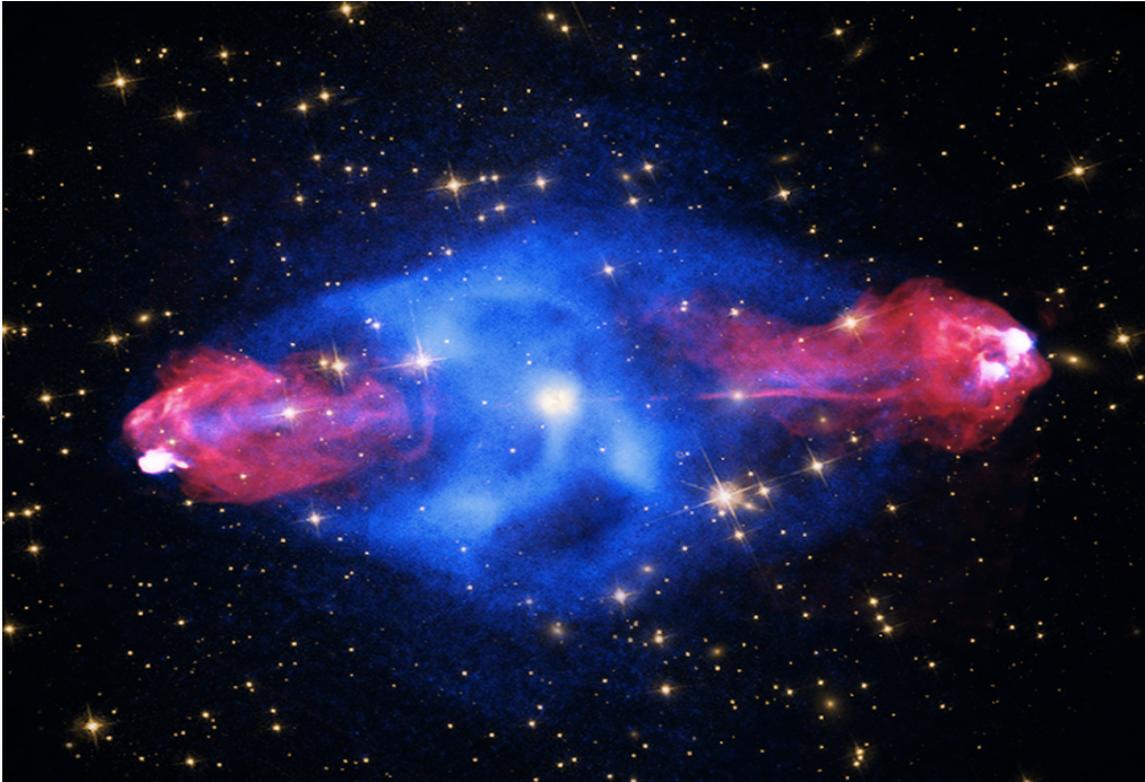
### 1.2.1 Radio-loud AGN

Queste tipologie di galassie attive sono caratterizzate da un'emissione di onde radio molto intense. Oltre alle radiogalassie estese, che producono i caratteristici lobi, esistono anche radiosorgenti compatte nelle quali l'emissione radio è quasi limitata al loro nucleo, detti Quasar Radio-loud.

#### **Radiogalassie**

Distinte da forte emissione radio, risultano tipicamente associate a galassie di tipo ellittico. Gli spettri della sorgente ottica mostrano forti linee d'emissione, la cui forma differenzia tali Nuclei Attivi in Broad Line Radio Galaxies e Narrow Line Radio Galaxies a seconda che siano linee larghe o strette. Un'ulteriore distinzione è data dalle diverse morfologie d'emissione radio: le immagini mostrano una struttura a due lobi che si estendono dalla zona centrale per kpc o Mpc (Figura 1.2). A seconda della dimensione e potenza d'emissione si propone una suddivisione in due categorie:

- **FRI**: poco estese e meno luminose, composte da getti turbolenti distorti da campi magnetici. Sono caratterizzati da Hotspots non lontani dalla zona centrale.
- **FRII**: più estese e luminose, dominati da lobi nei quali gli Hotspots contribuiscono in maniera determinante alla luminosità della radiogalassia. Generalmente, si osserva un solo getto molto potente mentre il secondo appare assente o depotenziato.



*Figura 1.2: Cygnus A, radiogalassia situata nell'omonima costellazione. L'immagine mostra un gas di raggi X, in blu (Chandra). Hotspots di 300000 anni luce dal centro della galassia rilevati dai dati in radio, in rosso (NSF's Very Large Array). Sovrapposti in un'immagine di luce visibile di Hubble.*

## **Quasar Radio-loud**

Rappresentano circa il 10% dei Quasar noti e si differenziano per la loro emissione in radio, causata dall'espulsione relativistica di materia in getti, producendo radiazione di sincrotrone. Presentano linee d'emissione particolarmente intense, interpretate come soggette ad un redshift molto alto. Questa caratteristica unita alla loro elevata luminosità ha contribuito ad associare tali oggetti a nuclei galattici attivi.

I Quasar sono gli oggetti più luminosi di tutto l'universo, ed anche i più lontani. Quest'ultima caratteristica, unita ad un livello strumentale insufficiente, ci rende incapaci di risolverne la forma.

Oltre a ciò, essi presentano un flusso del continuo variabile nel tempo, un allargamento delle linee d'emissione ed un eccesso di ultravioletto, emettendo in tale stretta banda la stessa energia che emettono in tutte le altre bande.

## Blazar

Il modello comune per i Blazar è considerare queste sorgenti come Quasar Radio-loud con un getto puntato verso l'osservatore o lungo una direzione prossima alla linea di vista. Dato che i blazars sono i nuclei galattici attivi più attivi nella banda dei raggi X e gamma, sono anche quelli più facilmente identificabili da telescopi sensibili a tale banda. Infatti, importanti contributi all'identificazione di blazars sono stati dati negli anni '90 dallo strumento EGRET a bordo del Compton Gamma-Ray Observatory della NASA e dal telescopio LAT a bordo del Fermi Gamma-Ray Space Telescope.

I Blazar vengono distinti in due classi in base alle loro proprietà spettrali:

- **Flat Spectrum Radio Quasar:** rappresentati da un'intensa e rapida variabilità nell'ottico, con tempi scala nell'ordine di pochi giorni, caratteristica che ne limita le dimensioni. Tale variabilità è presente anche in altre bande, con periodi man mano più brevi verso minori valori di lunghezza d'onda. Si registra, inoltre, una polarizzazione relativamente intensa per quanto riguarda luce ottica. Sono contraddistinti da forti linee d'emissione, fanno registrare un redshift distribuito su un ampio intervallo di valori, con un picco intorno a  $z = 2$ .
- **BL Lac Object:** le caratteristiche principali di tali Blazars sono le variazioni di luminosità sull'intero spettro, assenza di linee d'emissioni/assorbimento e polarizzazione della luce emessa. La differenza con i FSRQ è l'assenza delle linee d'emissione ed un redshift piuttosto basso, di conseguenza una minore luminosità rispetto ai FSRQ. Il loro spettro è dominato dalla radiazione di sincrotrone del getto, dovuta dall'interazione degli ioni (elettroni e positroni) e il campo magnetico, che permette di spiegare l'assenza di linee d'emissione e la polarizzazione osservata.

### 1.2.2 Radio-quiet AGN

Al contrario degli Radio-loud Quasar questi oggetti non presentano una intensa emissione di onde radio. Anche se essi non sono fonti spettacolari di fotoni ad alta energia come quelli Radio-loud, questa classe di oggetti rappresenta anche una sfida per la modellazione di processi ad alta energia vicino a un buco nero.

## Seyfert

Sono galassie caratterizzate da una forma a spirale con un nucleo molto luminoso. Presentano uno spettro continuo di tipo non termico e righe spettrali da gas ad alta ionizzazione. Furono suddivise in due classi distinte in base alla larghezza delle linee spettrali:

- **Seyfert I:** negli spettri di tali galassie si osservano righe permesse e proibite. Le prime molto larghe, con larghezza a metà altezza (FWHM) corrispondente a velocità di circa 10000 km/s. Le righe proibite appaiono più strette e la loro velocità corrispondente è di circa 1000 km/s.
- **Seyfert II:** in questa classe di Seyfert le righe permesse e proibite mostrano proprietà simili, con velocità dell'ordine di 1000 km/s. In generale righe con caratteristiche simili si originano nella stessa zona della galassia, di conseguenza si pensò che nelle Seyfert-2 entrambi i tipi di righe avessero origine nella stessa regione del nucleo, mentre nelle Seyfert-1 righe proibite e permesse si formassero in due zone diverse della galassia.



Figura 1.3: La galassia di Seyfert NGC 774.

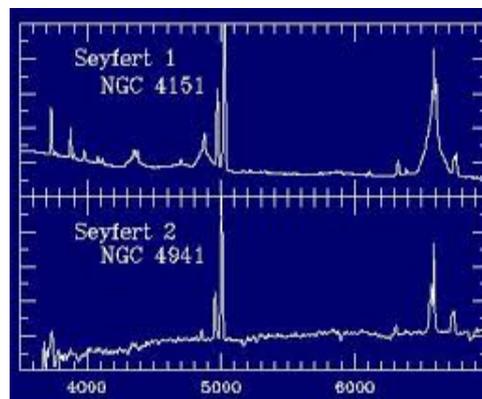


Figura 1.4: Differenze delle righe d'emissione nelle Seyfert.

I LINER (Low Ionization Nuclear Emitting Region) sono AGN le cui righe di emissione proibite più intense corrispondono a un grado di ionizzazione più basso di quello delle Seyfert e rispetto a queste presentano anche un profilo più stretto, con FWHM dell'ordine dei 400 km/s. Inizialmente inquadrati come una nuova classe di AGN, oggi sono considerati un'estensione meno luminosa delle Seyfert.

Le NLS1 (Narrow Line Seyfert I) presentano proprietà intermedie fra le Seyfert 1 e 2, assieme a consistenti differenze rispetto ad entrambe le tipologie. Le NLS1 presentano un continuo più ripido rispetto alle S1 e delle forti righe di emissione, però presentano una FWHM < 2000 km/s, considerevolmente minore rispetto alle S1.

I Quasar Radio-quiet, o QSO, hanno le stesse proprietà dei Quasar Radio-loud, ma non presentano il loro tipico spettro in radio. Esse, inoltre, sono rilevabili anche a grandi distanze, data la loro alta luminosità. QSO e Seyfert 1 mostrano delle similitudini, entrambi presentano un continuo non stellare fra il lontano IR e la banda X, forti righe di emissione, bassa polarizzazione e una grande variabilità.

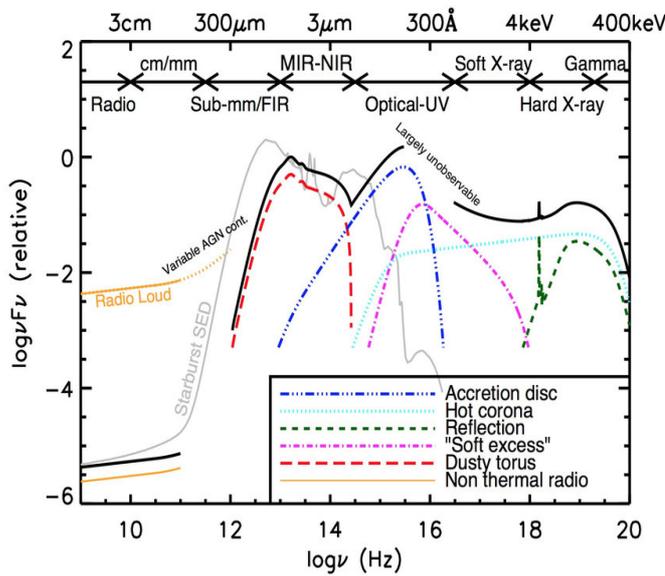
### 1.3 Osservazione

Il flusso emesso dagli AGN dovuto a radiazione di sincrotrone è determinato da una legge di potenza:

$$L_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.1)$$

$$L_\lambda \propto \lambda^{-\beta} \quad (1.2)$$

dove  $\alpha$  è l'indice spettrale in frequenza e  $\beta$  è l'indice spettrale in lunghezza d'onda; sussiste inoltre la relazione  $\beta = 2 - \alpha$ .



I nuclei attivi sono caratterizzati dall'emissione di radiazione che copre l'intero spettro elettromagnetico, dovuto alle varie frequenze che emette le diverse zone che lo compongono, in cui avvengono specifici effetti d'emissione o relativistici. In figura 1.5 è mostrato un esempio. Questo porta ad una differenza nelle caratteristiche osservate alle varie lunghezze d'onda.

Figura 1.5: Esempio della distribuzione spettrale dell'energia SED.

#### Radio

Esistono svariate campagne osservative mirate ad osservare in tale banda le radiogalassie. La caratteristica principale rilevata in radio è stata la presenza di uno o due lobi con dimensioni anche superiori alla galassia ospite. Sono state rilevate forti emissioni radio dal nucleo e getti radio.

Considerando l'indice spettrale in frequenza  $\alpha$ , della legge di potenza (1.1), è possibile definire uno spettro piatto se  $\alpha < 0.5$ , viceversa, ripido se  $\alpha > 0.5$ . In tal caso si può vedere delle connessioni tra lo spettro e la struttura radio degli AGN:

in presenza di uno spettro ripido, la morfologia è dominata da lobi con un tasso di variabilità basso; se lo spettro è piatto, i nuclei risultano più luminosi, lobi deboli e forte variabilità.

Ad oggi, il più grande radiotelescopio interferometrico esistente al mondo è il Very Long Baseline Array (VLBA). È costituito da 10 antenne radio di 25 m di diametro sparse negli Stati Uniti, collettivamente funzionano come un singolo telescopio di oltre 8000 km di diametro. Vengono registrati i segnali, sincronizzati con un orologio atomico, per poi essere mescolati utilizzando la tecnica dell'interferometria chiamata Very Long Baseline Interferometry (VLBI). Si calcola la distanza tra i radiotelescopi del sistema rilevando la differenza di tempo del segnale sorgente in arrivo ai diversi telescopi. Questo consente di effettuare l'osservazione di un oggetto emulando un telescopio di dimensioni pari alla massima distanza tra i telescopi del sistema.

## **Infrarosso**

La maggior parte dell'emissione nel vicino e medio IR è data dalla emissione secondaria delle polveri. Con questo si intende emissione dovuta a grani di polvere scaldati da meccanismi primari di emissione di radiazione prodotta dal processo di accrescimento. La temperatura dell'emissione secondaria si colloca fra 100 e 2000 K, mentre la dimensione delle regioni da cui proviene l'emissione è dell'ordine di 1 pc. L'emissione nel lontano IR può essere di natura termica, data da polvere fredda riscaldata da stelle; o non termica, in sorgenti radio molto luminose con origine nelle zone centrali. Inizialmente, in questa banda le osservazioni venivano osservate solo nel vicino infrarosso, successivamente grazie agli sviluppi tecnologici, come il telescopio spaziale Spitzer della NASA, è stato possibile utilizzare la spettroscopia nel medio e lontano IR.

## **Ottico – UV**

Le osservazioni in questa banda vengono utilizzate per osservare immagini ottiche per galassie Seyfert I, le quali mostrano un nucleo centrale puntiforme molto luminoso rispetto alle regioni circostanti, cosa che non si osserva nelle Seyfert II. Si esaminano anche le frequenze con cui compaiono le righe proibite e la loro ampiezza, in quanto la similitudine nelle due specie, S1 e S2, suggeriscono delle condizioni fisiche simile nelle regioni in cui esse sono prodotte. In generale, si osservano immagini in tale banda per limitare i problemi nella classificazione dei nuclei galattici attivi.

## **Raggi X**

Lo spettro in X delle Seyfert I è dominato da strette righe d'emissione e da un continuo molto marcato, mentre è più attenuato quello delle Seyfert II. L'osservazione in X risulta essenziale per le galassie NLSI, in quanto ha permesso di scoprire un gran numero di questi oggetti avendo uno spettro molto marcato in questa banda. Si è anche potuto

riclassificare molte SI come NLSI. Ciò si deve al fatto che le galassie Seyfert mostrano una generale anticorrelazione tra l'indice spettrale e la larghezza delle righe ed implica che le NLSI emettono un eccesso di radiazione X di bassa energia.

## Raggi $\gamma$

Le osservazioni dei raggi gamma finora effettuate costituiscono la prova diretta di meccanismi di accelerazione delle particelle nei sistemi astrofisici, in quanto la semplice emissione termica non fornisce una spiegazione adeguata. Una delle sorgenti primarie di raggi gamma non termici è costituita dalle Blazar, così come confermato dall'osservazione e classificazione, da parte di EGRET, di oltre 60 di questi, quasi tutti identificati con BL Lacs o Flat Spectrum Radio Quasar (FSRQ). Il Fermi Gamma-Ray Space Telescope è un telescopio spaziale di grande area per la rilevazione di raggi gamma, messo in funzione nel 2008 dalla NASA. Si presume che esso sia in grado di rilevare molti di questi oggetti, così da migliorare la nostra comprensione di essi. In particolare, la possibilità di monitorare la variabilità degli AGN su un'ampia varietà di scale temporali e di avere spettri di emissione precisi, potrà portare a formare ipotesi più precise sulla composizione e formazione dei jet che creano questi oggetti, in modo da permettere la formulazione di modelli che spieghino i meccanismi di questi eventi.

## 1.4 Modelli Unificati

I modelli unificati propongono che le diverse classi di AGN, descritte nel paragrafo 1.2, siano un singolo tipo di oggetto fisico osservato in condizioni diverse. I modelli attualmente favoriti sono basati sull'orientamento, cioè propongono che le differenze apparenti tra i diversi tipi di oggetti sorgono semplicemente a causa dei loro differenti orientamenti nei confronti dell'osservatore.

Una prima unificazione avviene per le galassie Seyfert, in cui si propone che nelle SI l'osservatore ha una visione diretta del nucleo attivo mentre nelle SII il nucleo è osservato attraverso una struttura oscurante che impedisce una visione diretta. Sotto tale ipotesi si crede che sia il toro che circonda il disco di accrescimento ad essere il responsabile, esso dovrà essere abbastanza grande da oscurare la Broad Line Region ma non abbastanza da oscurare la Narrow Line Region, che è rilevata in entrambi gli oggetti. Al di fuori del toro è presente del materiale che può disperdere alcune delle emissioni nella nostra linea di vista, permettendo di osservare, in alcuni casi, ampie linee d'emissione (BLR), dimostrando che alcune delle Seyfert II possono essere in realtà Seyfert I.

Un altro schema di unificazione comprende i Radio-loud AGN. L'idea di fondo è che le Radiogalassie (FR I e II), i Radio Quasars e i BL Lac siano la stessa classe d'oggetto, vista ad angoli differenti, sempre con la presenza di un toro oscurante. Quando l'osservatore vede la sorgente all'interno di un cono di semiampiezza di circa  $45^\circ$  rispetto all'asse del getto, l'AGN è un Quasar; quando il toro nasconde il nucleo attivo, cosa che

avviene per angoli maggiori, la sorgente è una radiogalassia; se la linea di osservazione è coincidente con l'asse, l'emissione del flusso relativistico all'interno del getto è amplificata dal Boosting relativistico e l'oggetto è un Blazar.

## Capitolo 2

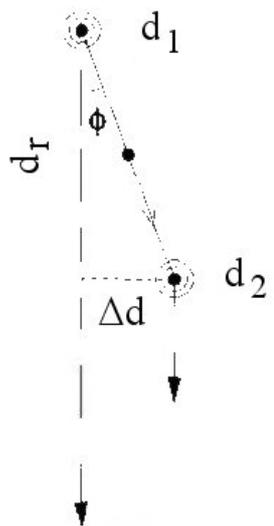
# Fisica degli AGN

### 2.1 Effetti relativistici

Studi di blazar a diverse epoche hanno messo in evidenza moti con  $\beta_a > 1$ . Per giustificare velocità apparenti così alte si è dovuto assumere che la sorgente si sposta con velocità circa uguale a quella della luce. Ciò implica che si debba tener conto di vari effetti relativistici che si creano nello studio di oggetti simili.

#### 2.1.1 Moti superluminali

Questo può essere agevolmente spiegato dal cosiddetto modello *balistico relativistico*, Martin Rees 1967. Si ipotizza che un getto di materiale radioemittente sia espulso dal nucleo in direzione vicina a quella di osservazione (figura 2.1). Se il getto si muove a velocità prossima a quella della luce, esso si sposterà quasi come la radiazione che emette.



verso l'osservatore

Concentrando la nostra attenzione su un “lampo” emesso dal getto ad un certo istante, esso viaggerà verso l’osservatore “inseguito” dal getto il quale emetterà, dopo un determinato lasso di tempo, un secondo lampo. Al loro arrivo sulla terra i raggi colpiranno i radiotelescopi a breve distanza temporale l’uno dall’altro e tale intervallo sarà più corto di quello effettivamente percorso tra l’emissione dei due lampi. Quindi, per l’osservatore, lo spostamento del getto stesso sembrerà avvenire in un tempo inferiore a quello realmente trascorso.

Ovvero, la velocità apparente del getto risulterà superiore non solo a quella vera, ma anche a quella della luce.

Figura 2.1: Rappresentazione del moto superluminale del getto di un AGN

Supponiamo che il getto si muova a velocità  $v \sim c$ ,  $\beta = v/c$ , siano  $d_1$  e  $d_2 = d_1 + v\Delta t$  le distanze dalla sorgente centrale a cui si trova il getto ai tempi  $t_1$  e  $t_2 = t_1 + \Delta t$  rispettivamente.

Nel passare da  $d_1$  a  $d_2$  il getto si avvicina all'osservatore di una quantità  $d_r = v\Delta t \cos\varphi$ , mentre la luce emessa in direzione dell'osservatore quando era in  $d_1$  ha compiuto un tratto  $c\Delta t$ . Dunque, i due impulsi luminosi, quello emesso in  $d_1$  e quello in  $d_2$ , viaggiano verso l'osservatore ad una distanza  $\Delta d_r = c(1-\beta\cos\varphi)\Delta t$  l'uno dall'altro, e giungono distanziati da un tempo  $\Delta t' = \Delta d_r/c = (1-\beta\cos\varphi)\Delta t$ . Lo spostamento compiuto dal getto in direzione ortogonale alla linea di vista nel passaggio tra  $d_1$  e  $d_2$  (ovvero lo spostamento sulla sfera celeste, ciò che viene effettivamente misurato dagli astronomi) è dato da  $\Delta d = v\Delta t \sin\varphi$ . Pertanto, per l'osservatore la velocità del getto in questa direzione è pari a:

$$\beta_a = \frac{\Delta d}{c\Delta t'} = \frac{\beta \sin\varphi}{(1 - \beta \cos\varphi)} \quad (2.1)$$

Se il getto si muove ortogonalmente alla linea di vista, si ha  $\varphi = \pi/2$ ,  $\sin\varphi = 1$ ,  $\cos\varphi = 0 \Rightarrow v' = v$ , la velocità osservata è effettivamente quella con cui si muove il getto. Ma per un getto che si muove verso l'osservatore,  $\varphi \ll 1$  e la velocità apparente può superare quella della luce.

## 2.1.2 Effetto Doppler e Boosting relativistico

Quando una sorgente di radiazione si muove a velocità relativistiche rispetto all'osservatore, la luminosità percepita da quest'ultimo, definita come la quantità di energia EM emessa per unità di tempo, può cambiare notevolmente. Considerando un corpo che si muove con  $v = \beta c$  in una direzione che forma un angolo  $\theta$  con la linea di vista, avremo una frequenza di radiazione emessa data da:

$$\nu_0 = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos\theta)} = \nu_e D \quad (2.2)$$

Dove  $D = 1/\gamma(1-\beta\cos\theta)$  e  $\gamma$  è il fattore di Lorentz. Da notare che  $D > 1$  quando  $\beta > 0$  e  $\nu_0 > \nu_e$ ; inoltre se la velocità è bassa  $\gamma$  tende a 1 e  $D$  tende a  $(1+\beta\cos\theta)$ , si ottiene il Doppler classico. Quindi, la potenza irradiata in banda  $\Delta\nu_e$  sarà ricevuta in banda  $\Delta\nu_0 = \Delta\nu_e D$  e la luminosità percepita subirà una variazione di un fattore  $D$  rispetto alla luminosità intrinseca dell'oggetto. Per comprendere come varia tale quantità dobbiamo tenere conto, oltre che alla trasformazione dell'energia dei fotoni ( $\nu_0 = \nu_e D$ ), anche la trasformazione dei tempi dell'emissione:

$$dt_0 = \gamma dt_e - \gamma dt_e \beta \cos\theta = \gamma dt_e (1 - \beta \cos\theta) = dt_e / D \quad (2.3)$$

Dove  $dt_e$  è l'intervallo di tempo in cui la sorgente emette due fotoni, mentre si avvicina all'osservatore, e  $dt_0$  è l'intervallo di tempo in cui viene osservata l'emissione. Quindi la luminosità apparente varierà di un ulteriore fattore  $D$ .

Un'altra causa da tenere in considerazione è la trasformazione degli angoli. L'emissione ricevuta sarà compresa entro un cono di angolo solido, centrato sulla sorgente,  $d\Theta_0$ , che differisce da quello del cono dell'emissione, poiché entra in gioco il fenomeno dell'aberrazione relativistica:

$$\tan\theta_e = \frac{\sin\theta_0}{\gamma(\cos\theta_0 - \beta)} \quad (2.4)$$

Differenziando questa equazione si ottiene:

$$\frac{d\theta_e}{\cos^2\theta_e} = \left[ \frac{\cos\theta_0}{\gamma(\cos\theta_0 - \beta)} + \frac{\sin^2\theta_0}{\gamma(\cos\theta_0 - \beta)^2} \right] d\theta_0 \quad (2.5)$$

Dove  $d\theta_0$  e  $d\theta_e$  sono gli angoli d'apertura dei coni. Ora, considerando che  $\cos\theta_e = (\cos\theta_0 - \beta)/(1 - \beta\cos\theta_0)$  e che  $d\Theta_0 = \pi(d\theta_0)^2$ ,  $d\Theta_e = \pi(d\theta_e)^2$ , sostituendo si ottiene:

$$d\Theta_e = d\Theta_0 / D^2 \quad (2.6)$$

Per l'osservatore, con  $D > 1$ , la radiazione è emessa in un angolo solido minore di quello della sorgente. Quindi, anche la trasformazione degli angoli va a modificare la luminosità osservata di un fattore  $D^2$ , rispetto a quella realmente emanata.

Infine, considerando tutti i fattori in gioco, è possibile esprimere la variazione di luminosità come:

$$L_0 = L_e D^4 \quad (2.7)$$

Con  $D > 1$ ,  $\beta$  che tende a 1 e per angoli  $\theta_0$  piccoli la luminosità aumenta considerevolmente. Tale effetto è detto *Boosting relativistico*. Se la sorgente si sta allontanando dall'osservatore il flusso può diminuire talmente tanto da non essere più rilevato.

Tale fenomeno è una possibile spiegazione dell'anisotropia dei getti che si formano nelle radiogalassie. Le sorgenti radio "compatte", ovvero nelle quali non si osserva una componente estesa, possono essere spiegate anch'esse tramite un Boosting relativistico estremo: se l'angolo con la linea di vista è molto piccolo allora il boosting è così potente da rendere la componente dei getti totalmente dominante. Tuttavia, in mappe radio con elevato range dinamico si riesce a vedere la componente estesa, ovvero i lobi, anche nelle sorgenti apparentemente "compatte".

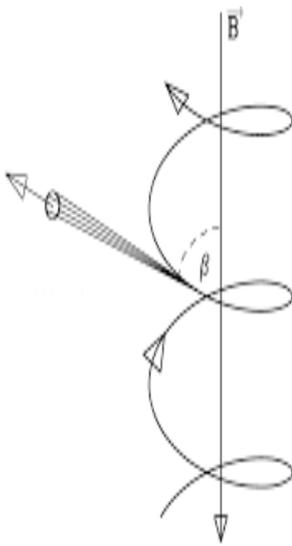
Lo stesso effetto è responsabile del forte continuo ottico non termico osservato nei BL Lac, dove il getto è diretto quasi verso l'osservatore e di conseguenza il Boosting relativistico è tale che l'emissione di sincrotrone domina anche nell'ottico.

## 2.2 Meccanismi d'emissione

Lo spettro di una galassia attiva è formato da due componenti: una nella banda radio, infrarossa e ottica-UV, dovuta ad emissione non termica di sincrotrone; l'altra componente, a più alte energie, nelle bande X e gamma, causata dall'effetto Compton inverso.

### 2.2.1 Radiazione di sincrotrone

L'emissione di sincrotrone è una radiazione elettromagnetica generata da particelle cariche, solitamente elettroni o positroni, che viaggiano a velocità relativistiche e soggette ad un campo magnetico. Tanto più elevata è la velocità delle particelle e tanto maggiore è la frequenza della radiazione emessa, con un picco che avviene alle frequenze dei raggi X.



Consideriamo una particella di carica  $e$ , massa a riposo  $m$ , la quale attraversa un campo magnetico di modulo  $B$ , uniforme e statico. L'elettrone risente della forza di Lorentz:

$$\vec{p} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.8)$$

Dove  $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$ , ed  $E = \gamma m c^2$ .

Tale forza imprimerà un'accelerazione alla particella lungo una direzione ortogonale al moto. Scomponendo la velocità nella componente parallela al campo magnetico  $v_{||}$  ed ortogonale  $v_{\perp}$ , risulterà che  $v_{||}$  è costante, mentre:

Figura 2.2: Rappresentazione della radiazione di sincrotrone.

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{e}{c} v_{\perp} B \quad (2.9)$$

Ciò corrisponde ad un moto circolare uniforme. La composizione di questi due moti forma una traiettoria della particella elicoidale (Figura 2.2), infatti segue un percorso circolare di raggio fisso  $r_g$  e inclinazione  $\beta$  rispetto alle linee di campo. La frequenza di rotazione dell'elettrone attorno a  $\vec{B}$  sarà data dalla *frequenza di Larmor*:

$$\omega_L = \frac{ec}{E}B = \frac{eB}{mc\gamma} \quad (2.10)$$

Mentre il raggio avrà un'espressione di questo tipo:

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{\omega_L} = \frac{Evsen\beta}{eBc} \quad (2.11)$$

È possibile misurare B per le galassie tramite l'effetto Zeeman, stimando il valore di  $\beta$  e di E si determina una dimensione di  $r_g$  molto grande (dell'ordine di  $3 \cdot 10^{10}m$ ), questo indica che, per particelle relativistiche, è possibile considerare B uniforme anche quando non lo è.

La potenza emessa dalla particella accelerata è:

$$P = \frac{2}{3m^4c^7}E^2B_{\perp}^2 = \frac{2}{3m^2c^3}\gamma^2B_{\perp}^2 \propto m^{-2} \quad (2.12)$$

Da notare la proporzionalità dall'inverso del quadrato della massa che rende molto efficiente il meccanismo per particelle leggere come elettroni e positroni.

Definendo  $E_0$  l'energia al tempo zero e T il tempo di dimezzamento, trascorso il quale ho un'energia  $E = E_0/2$ , ottengo un'espressione dell'energia del tipo:

$$E = \frac{E_0}{(1 + t/T)} \quad (2.13)$$

Mentre il tempo di dimezzamento è definito da:

$$T = \frac{3m^4c^7}{2e^4} \frac{1}{E_0B_{\perp}^2} = \frac{3m^3c^5}{2e^4} \frac{1}{\gamma_0B_{\perp}^2} \quad (2.14)$$

Quindi T è tanto più corto quanto più la particella è energetica e quanto più  $B_{\perp}$  è intenso. La radiazione di sincrotrone non è emessa in maniera isotropica, ma per effetto dell'aberrazione relativistica è concentrata in un cono stretto attorno al vettore velocità della particella. Il moto elicoidale genera un effetto faro, permettendo di rilevare la radiazione solo quando il cono punta in direzione dell'osservatore.

## 2.2.2 Effetto Compton inverso

Questo effetto è un processo di scattering che consiste nello scambio di energia da parte di elettroni relativistici a fotoni, i quali acquisteranno energia che produrrà radiazione prevalentemente nella banda X e gamma. Il fenomeno avviene solo quando l'energia del fotone è molto minore dell'energia cinetica dell'elettrone,  $h\nu \ll m_e\gamma c^2$ .

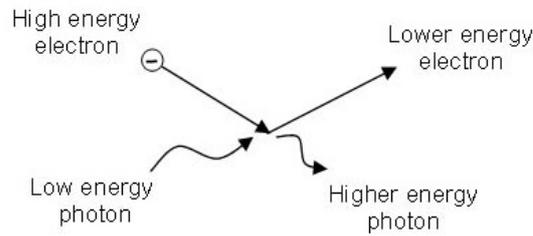


Figura 2.3: Rappresentazione dell'effetto Compton inverso.

Assumendo che la diffusione avvenga in un sistema di riferimento  $O$  e che  $O'$  sia solidale all'elettrone relativistico, in quest'ultimo sistema per il fotone vale  $h\nu' \ll mc^2$ . La frequenza del fotone nel sistema di riferimento  $O$  è legata alla frequenza del sistema dell'elettrone dalla formula:

$$\nu' = \gamma\nu(1 - \beta\cos\theta) \quad (2.15)$$

Dove  $\theta$  è l'angolo tra la direzione del fotone e dell'elettrone,  $\beta = v_e/c$ . Visto che l'energia del fotone è minore dell'energia a riposo dell'elettrone, possiamo trattare l'interazione come uno scattering di Thompson che, essendo una diffusione elastica, conserva l'energia del fotone in  $O'$ , cioè  $E_f' \simeq E_i'$ . Riportando l'equazione in  $O$ , si ha:  $E_f \simeq \gamma^2 E_i$ . Il massimo assorbimento dell'energia deriva dalla conservazione di quest'ultima nel sistema  $O$ :

$$E_f = E_i + \gamma m_e c^2 \quad (2.16)$$

Per gli AGN, l'emissione di sincrotrone, in un primo momento, fa sì che vengano prodotti fotoni all'interno del getto, i quali vanno ad incidere su elettroni generando emissione nel  $\gamma$ .

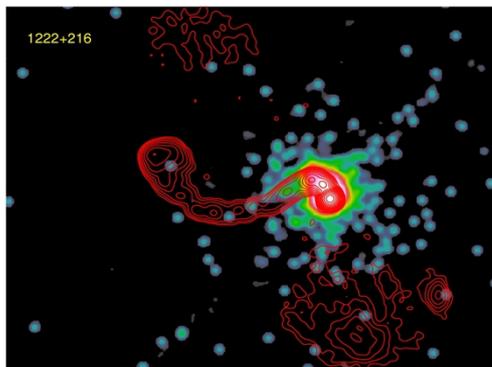
## Capitolo 3

# Strumenti per l'analisi dati

Con questa tesi si propone di analizzare il comportamento di tre sorgenti radio: 3C 446, 3C 345, 3C 454.3. Sono stati presi dati dal sito della Boston University, Blazar Group e poi analizzati tramite AIPS, software utilizzato per studiare oggetti celesti.

### 3.1 Blazar Group

Il Blazar Group di Boston (US) monitora, circa una volta al mese, con Very Long Base line Array (VLBA) 34 blazars e 3 getti di radiogalassie a 43 GHz. Le immagini vengono utilizzate in concomitanza con le curve di luce (luminosità vs. tempo) ottenute con il telescopio spaziale Fermi Gamma-Ray della NASA (in raggi gamma) ed il satellite RXTE e Swift (in raggi X). Le immagini radio hanno una risoluzione di  $\sim 100$  microarco-secondo, 1000 volte più fine di quanto si possa ottenere con il telescopio spaziale Hubble. Nella maggior parte dei blazars, gli eventi vicino al buco nero super massiccio iniettano energia nel getto. Questo shock energetico eccita gli elettroni, probabilmente attraverso la formazione di un'onda d'urto. Questo fa sì che si formi emissione di sincrotrone visibile a diverse lunghezze d'onda. Attraverso l'effetto Compton inverso, i fotoni possono raggiungere alte energie fino alle bande dei raggi X e gamma. Il modo in cui il blazar diventa più luminoso a diverse lunghezze d'onda misura le condizioni fisiche del getto su scale ancora più piccole di quanto possano risolvere le immagini VLBA. Ma abbiamo bisogno delle immagini per trovare dove si trova la regione illuminata nel getto. Il programma fornisce le informazioni necessarie per capire dove vengono eccitati gli elettroni e magari anche come il gas che cade su un buco nero crea getti così veloci e ad alta energia.



*Figura 3.1: Immagine del Blazar Group. Un quasar su scale di decine di migliaia di anni luce, a dimostrazione della grande espansione dei getti. Colore: immagine a raggi X dall'osservatorio dei raggi X Chandra della NASA ; contorni: immagine radio a 1,4 GHz dall'array Jansky Very Large.*

## 3.2 Software AIPS

L'Astronomical Image Processing System (AIPS) è un pacchetto software a supporto della riduzione e dell'analisi dei dati acquisiti con i radiotelescopi. L'utilizzo iniziale era incentrato sul VLA, ma è stato utilizzato per ridurre i dati di praticamente tutti i radio interferometri. La capacità di calibrare i dati VLBI è stata aggiunta negli anni '90, principalmente per supportare le operazioni con il VLBA. AIPS funziona con i comandi inseriti in modo interattivo utilizzando una riga di comando.

Per i miei scopi, si è formato un catalogo delle immagini alle diverse epoche da analizzare, ottenute dal database del Blazar Group, in formato FITS. Tramite la task 'FITLD' sono state caricate le immagini a schermo con lo scopo di individuare le zone con intensità maggiore di flusso, quindi le varie componenti ed il nucleo. Successivamente, si è eseguito uno o più fit gaussiani nelle parti delineate, con la task 'JMFIT', ottenendo il valore dell'intensità (in Jansky/beam, unità di misura della densità di flusso elettromagnetico) e della distanza tra il nucleo ed una componente (in pixel), in modo tale da ricavare la velocità apparente di quest'ultima. Se la componente del getto interessata si trova molto vicino al nucleo o ad un'altra componente, per ottenere valori veritieri, è necessario eseguire due fit gaussiani: uno centrato nel picco della prima componente e l'altra centrata nel picco del nucleo, o di un'altra componente. Questo attraverso sempre la task 'JMFIT', immettendo i valori nelle input della stessa.

La stima dell'errore di posizione delle varie componenti non è ovvia. Tenuto conto del campionamento e bontà dei fit gaussiani ottenuti, un errore matematico sul fit è troppo piccolo e non significativo. L'errore maggiore è nella selezione della componente e nella sua possibile complessità morfologica, non è ovvio quindi che un fit gaussiano sia la soluzione migliore. In accordo con altri autori stimiamo quindi che l'incertezza posizionale sia dell'ordine di 0.03 mas (pari a circa 1/5 della risoluzione angolare).

Questa incertezza la possiamo considerare per tutte le immagini essendo omogenee (ottenute con lo stesso strumento alla stessa risoluzione angolare).

## Capitolo 4

# Elaborazione dati e risultati

### 4.1 3C 454.3

#### **Caratteristiche principali**

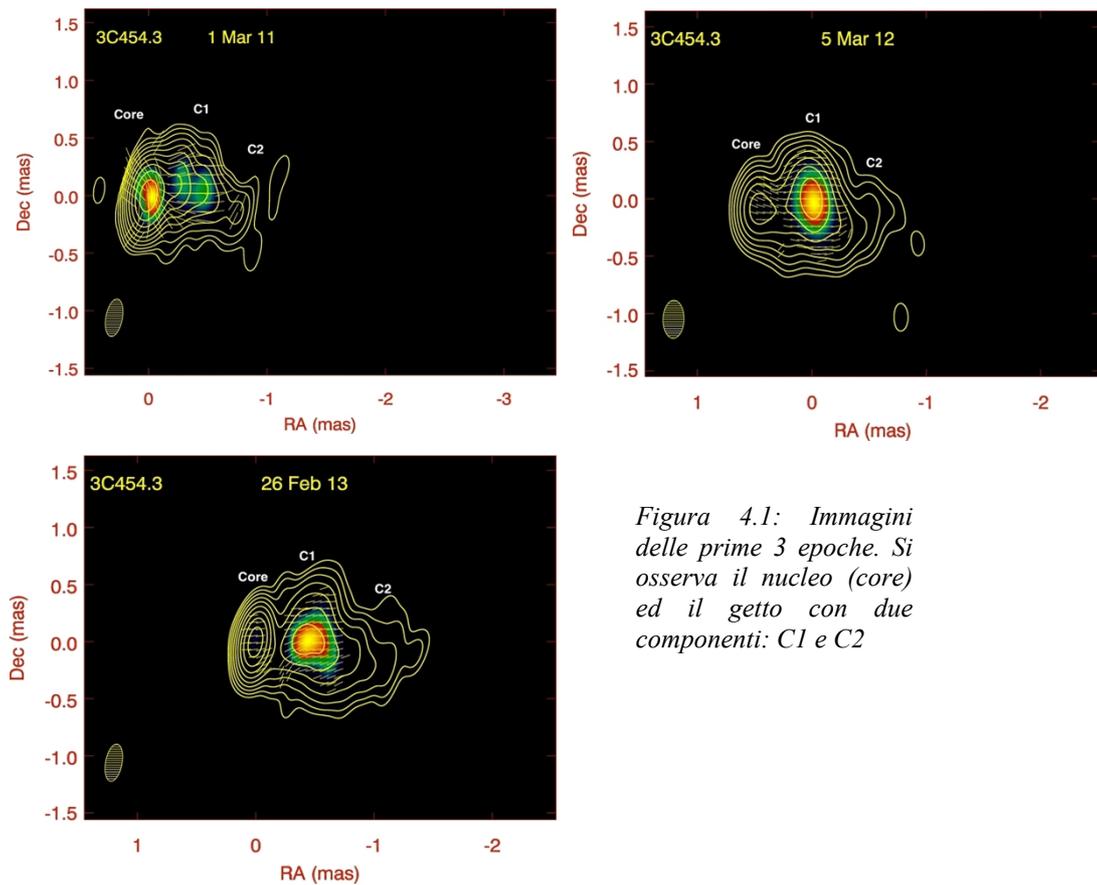
Il blazar 3C 454.3 ( $z = 0.859$ ) è un quasar radio-loud a spettro piatto noto per essere tra le sorgenti di raggi  $\gamma$  più luminose nel cielo. Dall'inizio del 2000, 3C 454.3 ha subito una serie di emissioni estremamente energetici e rapidamente variabili in tutto lo spettro elettromagnetico. Mentre la causa fondamentale della luminosità non termica molto alta e la rapida variabilità del flusso e polarizzazione in blazar come questo può essere spiegato da un getto relativistico di plasma ad alta energia, la comprensione dei processi fisici coinvolti e il meccanismo per la produzione di alta energia rimane limitata. Durante l'era attuale delle indagini su larga scala, le osservazioni lunghe e concentrate di singoli oggetti rimangono vitali grazie alla loro capacità di fornire ricche informazioni dettagliate su un oggetto.

3C 454.3 è stato rilevato per la prima volta alle frequenze dei raggi gamma nel 1992 da EGRET sul Compton Gamma-Ray Observatory. L'emissione di ampiezza più alta di 3C 454.3 si è verificata nel 2005 ma il blazar non è stato osservato dai telescopi a raggi  $\gamma$  durante l'esplosione, ma è stato regolarmente rilevato da AGILE (satellite che produce immagini alle energie dei raggi gamma) e dal Fermi Gamma-Ray Space Telescope. Nel 2010, 3C 454.3 ha raggiunto un flusso massimo di  $F_{\max} = 8.5 \pm 0.5 \cdot 10^{-5}$  fotoni per  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , il flusso di raggi  $\gamma$  più alto mai rilevato da una singola sorgente cosmica.

## Analisi delle immagini

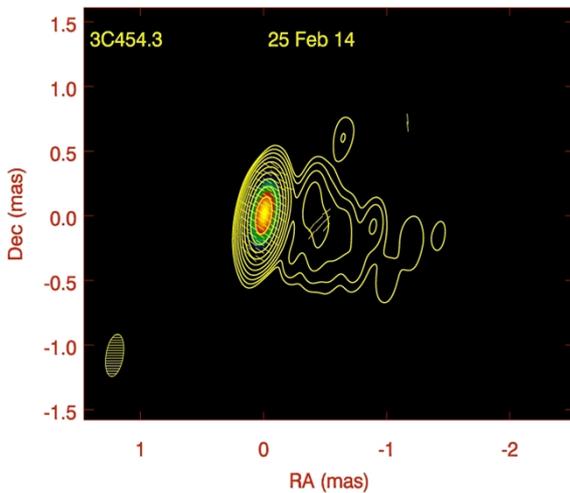
Dal sito Blazar Group sono state prese immagini di 3C 454.3 a 9 differenti epoche, distanziate di circa un anno, con lo scopo di analizzare il moto proprio del getto, in particolare delle varie componenti.

Epoche
1 marzo 2011
5 marzo 2012
26 febbraio 2013
25 febbraio 2014
12 aprile 2015
18 marzo 2016
19 marzo 2017
10 marzo 2018
31 marzo 2019



*Figura 4.1: Immagini delle prime 3 epoche. Si osserva il nucleo (core) ed il getto con due componenti: C1 e C2*

Nelle prime 3 epoche, figura 4.1, si osserva la regione emittente, il nucleo, ed un getto composto da due componenti in cui l'intensità aumenta rispetto alle zone limitrofe. Il getto si espande per  $\sim 1$  mas (7.50 pc) dalla regione emittente, mentre la regione C1 è distante dal nucleo  $\sim 0.45$  mas (3.57 pc). L'intensità del core ha un picco nel 2011,  $17.646 \pm 2.39 \cdot 10^{-3}$  Jy/beam, per poi calare e rimanere costante nelle successive due epoche a circa 1.5 Jy/beam. Nel 2012, i fenomeni che si formano nella componente C1 fa sì che raggiunga un'intensità maggiore rispetto a quella del core ( $1.96 \pm 1.33 \cdot 10^{-3}$  Jy/beam). Da notare come l'angoli delle componenti rispetto al nucleo sono molto piccoli; di circa  $2^\circ/3^\circ$ , come si mostrerà successivamente dal calcolo delle velocità in funzione delle velocità apparenti.



In quest'epoca, si nota che l'intensità del nucleo aumenta fino ai  $9.91 \pm 1.63 \cdot 10^{-3}$  Jk/beam mentre quella delle due componenti calano tanto da non essere più individuate. Si presume che quest'ultime vengano disperse nello spazio circostante, ed il core è in procinto di emanare un nuovo getto.

Figura 4.2: Immagine del febbraio 2014, mostra il nucleo con un'alta intensità di flusso ed un getto abbastanza omogeneo d'intensità.

Nelle successive epoche si osserva la formazione di una nuova componente del getto, C3. Questa, dal 2015/16, ha un'intensità maggiore de nucleo con un valore che si aggira attorno ai 6 Jy/beam, durante il tempo che intercorre le epoche, contro i 3 Jy/beam del core.

Dal 2017 al 2018 l'intensità della componente cala, 1.8 Jy/beam, rispetto a quella del nucleo, 6.3 Jy/beam. Infine, nel 2019 si registra un aumento dell'intensità della componente C3 che raggiunge i  $3.50 \pm 2.20 \cdot 10^{-3}$  Jy/beam, dovuto presumibilmente ai vari fenomeni descritti nei capitoli precedenti.

La distanza di tale componente dal core rimane quasi costante nell'arco di tempo che intercorre le varie epoche:  $\sim 0.5$  mas (4.1 pc). Indica che C3 si sposta dal nucleo ad una velocità apparente di poco superluminale, ciò sarà verificato dall'analisi dei dati raccolti. Anche in questo caso, come si evince dall'immagini (figura 4.3), l'angolo della componente rispetto al nucleo è molto piccolo, circa  $5^\circ$ . Esso può essere considerato costante durante le varie epoche.

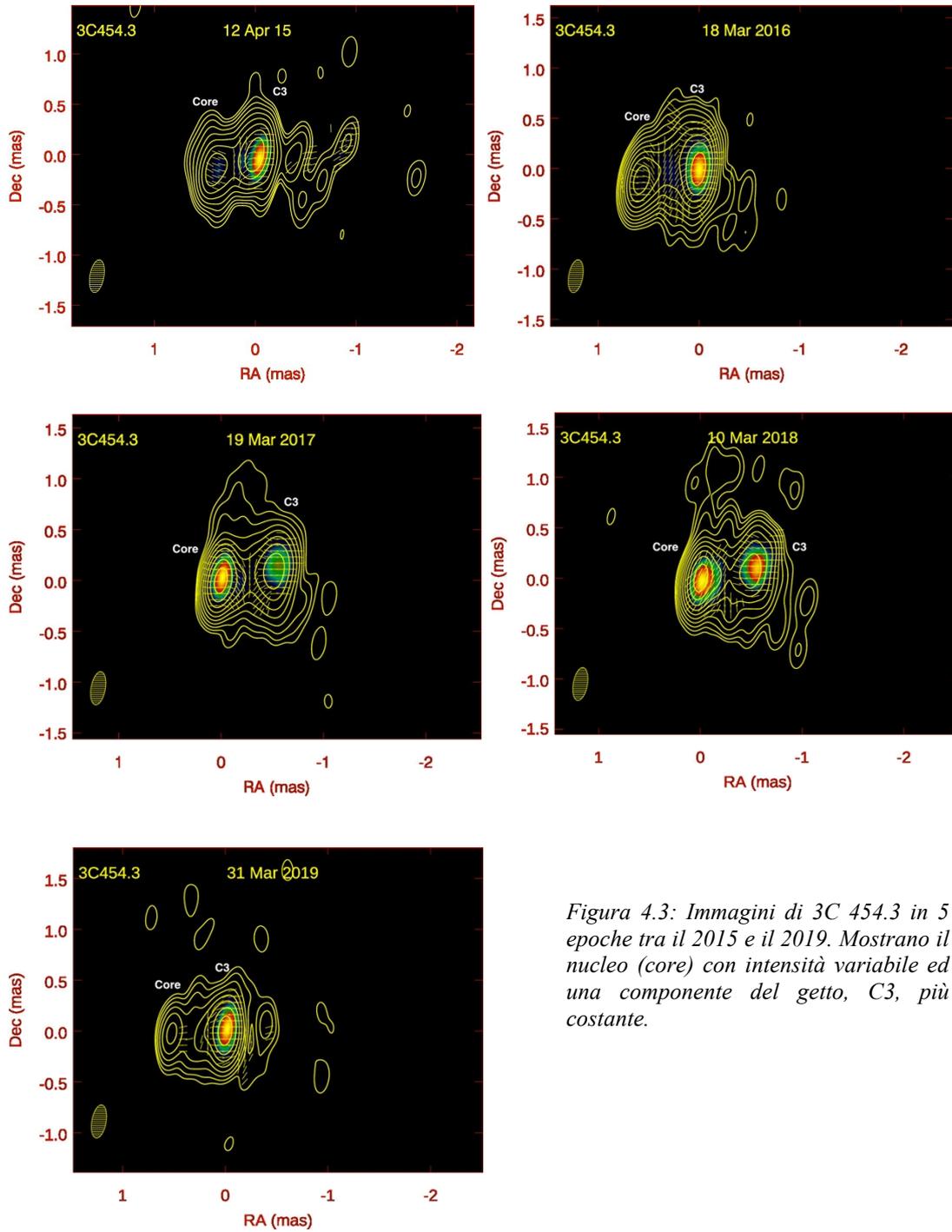


Figura 4.3: Immagini di 3C 454.3 in 5 epoche tra il 2015 e il 2019. Mostrano il nucleo (core) con intensità variabile ed una componente del getto, C3, più costante.

## Analisi dati

Qui di seguito, verranno mostrate le distanze delle varie componenti dal nucleo di 3C 454.3 in milliarcosecondo (mas) e parsec (pc). Poi, saranno presentati i procedimenti per il calcolo della velocità delle componenti dal nucleo in funzione della velocità apparente e dell'angolo che formano con il core. Infine, si eseguirà un fit di come variano tali velocità durante le epoche analizzate per tentare di determinare un moto proprio del getto.

Epoca	Componente C1		Componente C2		Componente C3	
	Dist.(mas)	Dist.(pc)	Dist.(mas)	Dist.(pc)	Dist.(mas)	Dist.(pc)
2011	0.20	1.61	0.73	5.71		
2012	0.44	3.52	0.82	6.43		
2013	0.45	3.57	0.95	7.50		
2014						
2015					0.45	3.54
2016					0.53	4.16
2017					0.54	4.25
2018					0.59	4.67
2019					0.61	4.82

Tabella 4.1: Distanze delle componenti dal nucleo per ogni epoca

Utilizzando AIPS si ottiene i valori dello spostamento, in ascisse e ordinate, in pixel delle componenti dal nucleo. Sapendo la dimensione angolare di ogni pixel grazie al comando 'IMH' si è convertita la distanza in mas. Dal sito NED, inserendo il redshift,  $z$ , del nucleo attivo si è potuto ricavare il coefficiente di proporzionalità tra mas e parsec, ( $7.840 \text{ kpc}''$ ).

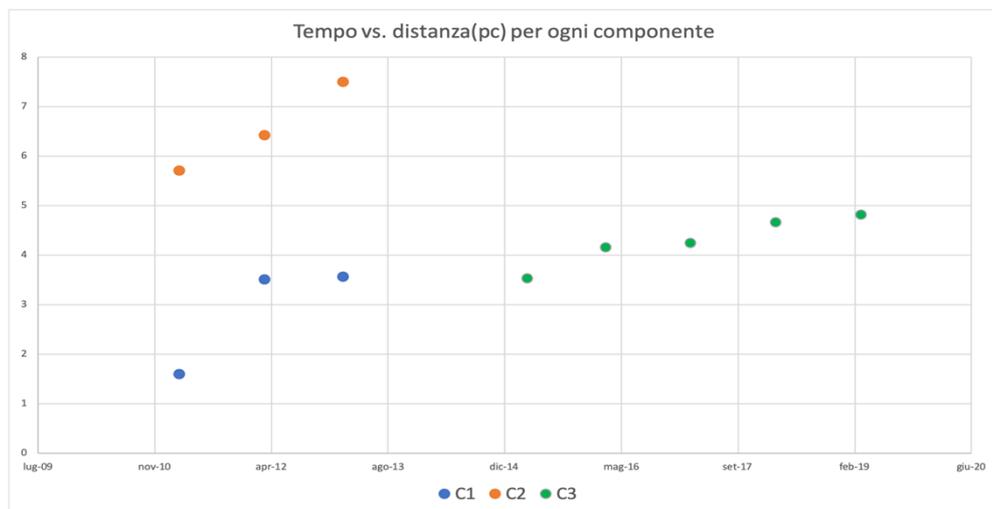


Figura 4.4: Grafico tempo (sulle ascisse) vs. distanza in parsec (ordinate) delle varie componenti di 3C 454.3

Il grafico del tempo (anni) vs. distanza (parsec) mostra come le varie componenti si sono allontanate dal nucleo durante le varie osservazioni. A riprova di quanto detto nell'analisi delle immagini, si osserva un aumento della distanza per tutte le componenti. Considerando la componente C1 si rileva un aumento repentino della distanza tra le epoche 2011-2012, sintomo di un forte moto apparente superluminale, mentre rimane quasi invariata durante l'altra epoca. Per C2 si ha un aumento costante della distanza dal core. Infine, per C3 si osserva un breve aumento della distanza durante l'intero arco temporale analizzato, il che indica che si sposta con velocità minori rispetto alle componenti precedenti.

Per calcolare il  $\beta_a$  delle varie componenti si è usata la seguente semplice equazione:

$\beta_a = \frac{\text{spostamento}}{\text{tempo}}$ , dove il tempo è espresso in anni e lo spostamento in anni luce (1 pc = 3.26 ly). Dopo di che, utilizzando la formula (2.1), si è potuto calcolare la velocità "intrinseca" delle componenti adoperando un angolo trovato in letteratura o tale da rendere  $\beta < 1$ .

Le velocità  $\beta$  e  $\beta_a$ , l'angolo minimo ( $\theta_{min}$ ) e il Doppler Factor (D) sono mostrati nella seguente tabella:

<b>C1</b>	$\Delta t(\text{anni})$	$\beta_a$	$\beta$	$\theta_{min}$	D
2011-2012	1.01	6.16	0.99	2°	13.45
2012-2013	0.98	0.17	0.84	2°	3.38
<b>C2</b>					
2011-2012	1.01	2.31	0.98	3°	9.43
2012-2013	0.98	3.56	0.98	3°	9.43
<b>C3</b>					
2015-2016	0.94	2.13	0.96	5°	6.51
2016-2017	1	0.30	0.79	5°	2.88
2017-2018	0.98	1.40	0.94	5°	5.42
2018-2019	1.05	0.46	0.85	5°	3.43

Tabella 4.2: Mostra le quantità rilevanti per ogni componente: velocità apparente e "intrinseca", angolo minimo e Doppler factor.

Gli errori sulle velocità sono stati ottenuti attraverso la propagazione degli errori, considerando un errore di 0.3 mas sulle posizioni. Quindi, è stato convertito in parsec, utilizzando la conversione pc/mas calcolata tramite il sito NED e poi in anni luce.

## 4.2 3C 345

### Caratteristiche principali

Il quasar radio-loud 3C 345 ( $z = 0.595$ ) è un oggetto che mostra un moto superluminale sulle scale di Very Long Baseline Interferometry (VLBI) (Roberts & Wardle, 2012). Il suo spettro ottico è caratterizzato da un'intensa e rapida variabilità, caratteristica dei FSRQ, anche se le osservazioni ai raggi X suggeriscono la presenza di un effetto Compton inverso nel suo nucleo simile a quelli dei BL Lac (Eguchi, 2017). La sorgente mostra un getto con intensa attività. Alcuni autori suggeriscono che tali episodi di flaring sono indotti dalle perturbazioni sul flusso di accrescimento e sul disco, generati dalla presenza di un sistema binario di buchi neri super massicci (Lobanov & Roland, 2005; Klare, 2005). Una possibile conseguenza di ciò è la complessa struttura del getto, che presenta una forma elicoidale in scala parsec (Schinzel et al. 2010). Tale getto è relativistico per centinaia di parsec, ed è anche un forte emettitore di raggi X. Il Radio quasar 3C 345 è stato anche identificato come un emettitore di raggi  $\gamma$  dalla collaborazione Fermi LAT. Durante il periodo monitorato, la fonte ha rilevato tre forti emissioni di raggi  $\gamma$ : 2009A, 2009B e 2015. Nella banda radio la sorgente è luminosa e rivela una complessa morfologia, come mostrato dalle osservazioni di monitoraggio MOJAVE blazar a 15 GHz (Lister et al. 2009). Sia nelle bande radio che in quelle ottiche, il flusso di 3C 345 ha mostrato un andamento decrescente, in particolare a partire dall'ultimo grande picco d'intensità del 2009, con alcuni piccoli eventi di flaring. Nel 2016 la sorgente ha raggiunto nella banda ottica un minimo dall'inizio delle osservazioni.

### Analisi delle immagini

Per 3C 345 sono state analizzate 5 immagini in differenti epoche; si osserva un getto più esteso e delineato rispetto alla precedente, di conseguenza si formano più zone in cui l'intensità del flusso aumenta, quindi più componenti.

Epoche
26 febbraio 2013
25 febbraio 2014
14 febbraio 2015
18 marzo 2016
19 marzo 2017

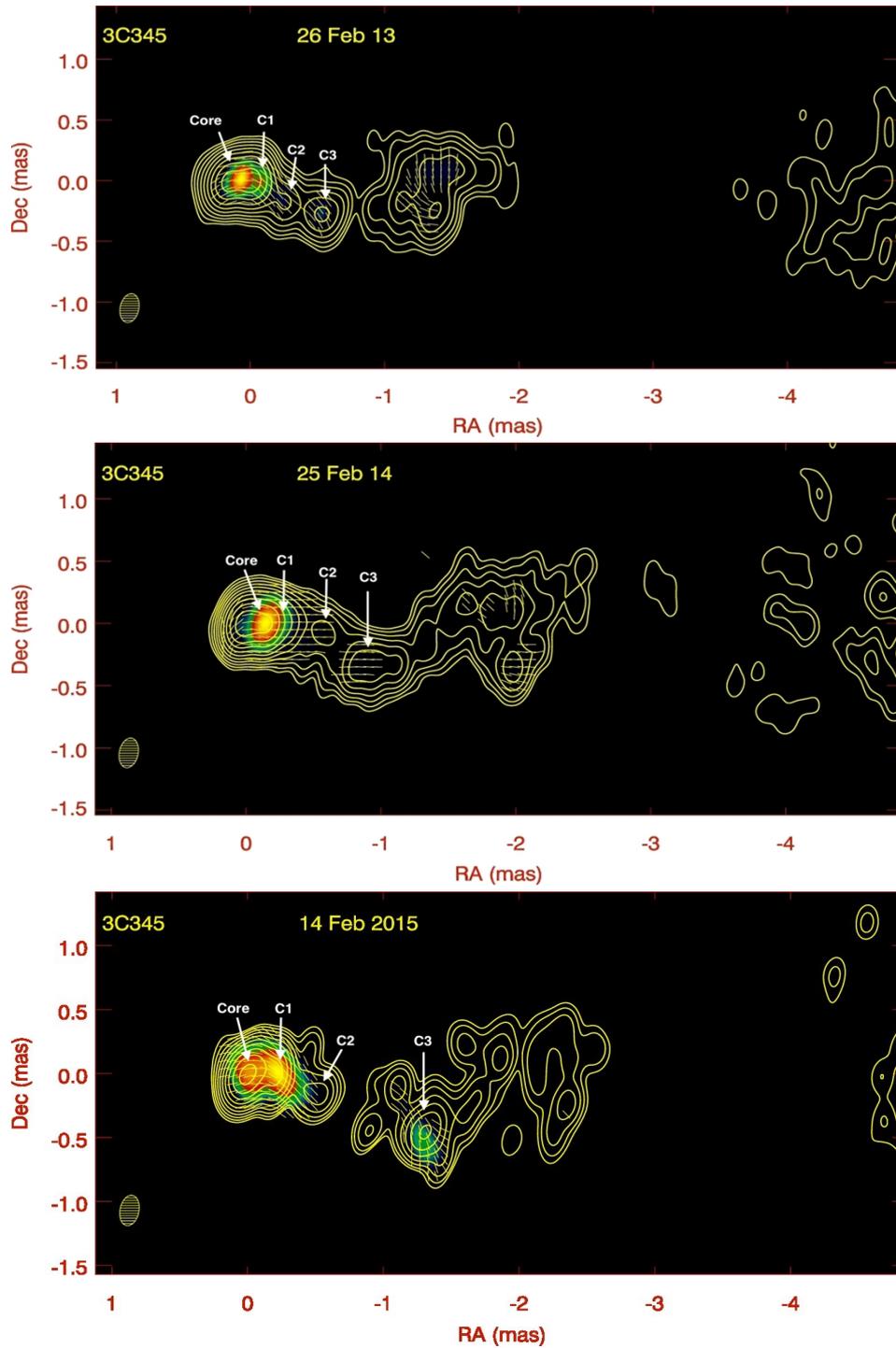


Figura 4.4: Immagini delle epoche 2013-15. Si nota il nucleo e tre componenti.

Nelle epoche 2013-2015, in figura 4.4, si osserva un getto iniziale molto pronunciato, emanato ad un angolo di circa  $8^\circ$  rispetto al core, in cui si riconoscono 3 componenti: C1, C2 e C3. Nella parte finale del getto è presente un'emissione che inizia a disperdersi nello spazio circostante ed infine, sull'estrema destra delle figure, rileviamo getti emanati in epoche precedenti, che anch'essi si stanno disperdendo nello spazio con andamenti poco regolari e forme di difficile interpretazione.

L'intensità del nucleo, in questo arco di tempo, rimane quasi costante intorno a 1 Jy/beam. Per la componente C1 l'intensità del flusso ha un picco nel 2013, superando quella del core, a  $1.31 \pm 5.58 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam, mentre cala nelle successive epoche a  $\sim 0.7$  Jy/beam. L'angolo d'emissione è estremamente basso, meno di  $1^\circ$ . La distanza dal nucleo, per C1, varia di poco, si trova a  $0.20 \pm 0.03$  mas nel 2015 contro i  $0.16 \pm 0.03$  mas del 2013, non mostrando in tal caso velocità superluminali. La componente C2 è emessa ad un angolo maggiore,  $4^\circ$ , ed intensità che decresce dai  $0.13 \pm 5.40 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam del 2013 ai  $0.04 \pm 3.14 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam del 2015. Durante queste epoche la componente si sposta per  $\sim 0.16$  mas dal core. Infine, per la componente C3, ad  $8^\circ$  dal nucleo, si osserva che nelle prime due epoche l'intensità cala mentre nel 2015 raggiunge un picco a  $0.13 \pm 3.15 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam. Inoltre, tra il 2015 ed il 2014, C3 si sposta con valori molto alti di beta apparente:  $\beta_a \sim 10$ .

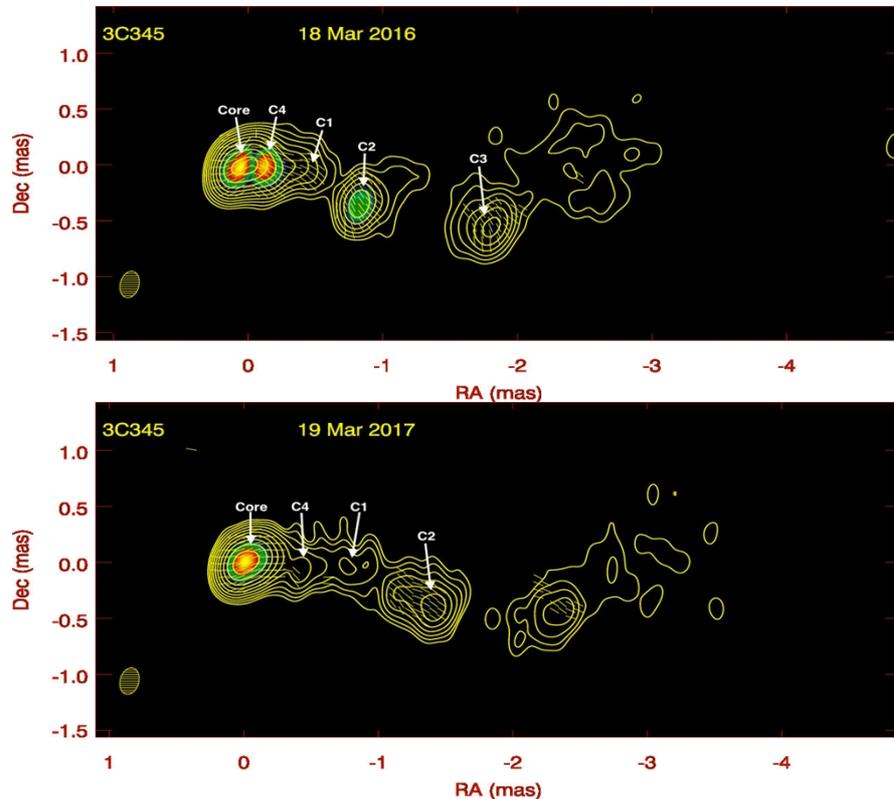


Figura 4.5: Successive due epoche di 3C345, si nota la formazione di un'ulteriore componente e la dispersione di C3.

Nelle successive epoche, si nota la formazione di un'ulteriore componente, C4, e la dispersione di C3. Nel 2016, il nucleo cala d'intensità a  $0.62 \pm 3.03 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam e viene emanata la componente C4 che presenta un picco di  $1.31 \pm 2.91 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam. In questa epoca si evidenzia che la componente C3 raggiunge una distanza di circa 2 mas dal core (13.45 pc) e si sta lentamente disperdendo nello spazio, mentre l'intensità di C2 aumenta fino a raggiungere un valore di  $0.14 \pm 2.91 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam. Nel 2017 la componente C3 non è più rilevata dal fit gaussiano. Il nucleo aumenta l'intensità raggiungendo il valore di  $2.06 \pm 4.08 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam mentre quella della componente C4 cala a  $0.06 \pm 1.18 \cdot 10^{-4}$  Jy/beam.

### Analisi dati

Nella tabella seguente sono mostrati i valori delle distanze dal nucleo delle varie componenti, in mas e parsec con fattore di conversione di  $6.736 \text{ kpc}''$ ; saranno poi inseriti in un grafico (tempo vs. distanze) grazie al quale è facile comprendere come variano durante il periodo di tempo analizzato:

Epoca	Componente C1		Componente C2		Componente C3		Componente C4	
	D.(mas)	D.(pc)	D.(mas)	D.(pc)	D.(mas)	D.(pc)	D.(mas)	D.(pc)
2013	0.16	1.08	0.42	2.88	0.74	5.01		
2014	0.17	1.17	0.52	3.55	1.00	6.75		
2015	0.19	1.33	0.59	4.00	1.38	9.35		
2016	0.23	1.57	0.98	6.64	1.99	13.44	0.14	0.93
2017	0.74	5.04	1.44	9.95			0.40	2.55

Tabella 4.3: Distanze delle componenti dal nucleo per ogni epoca.

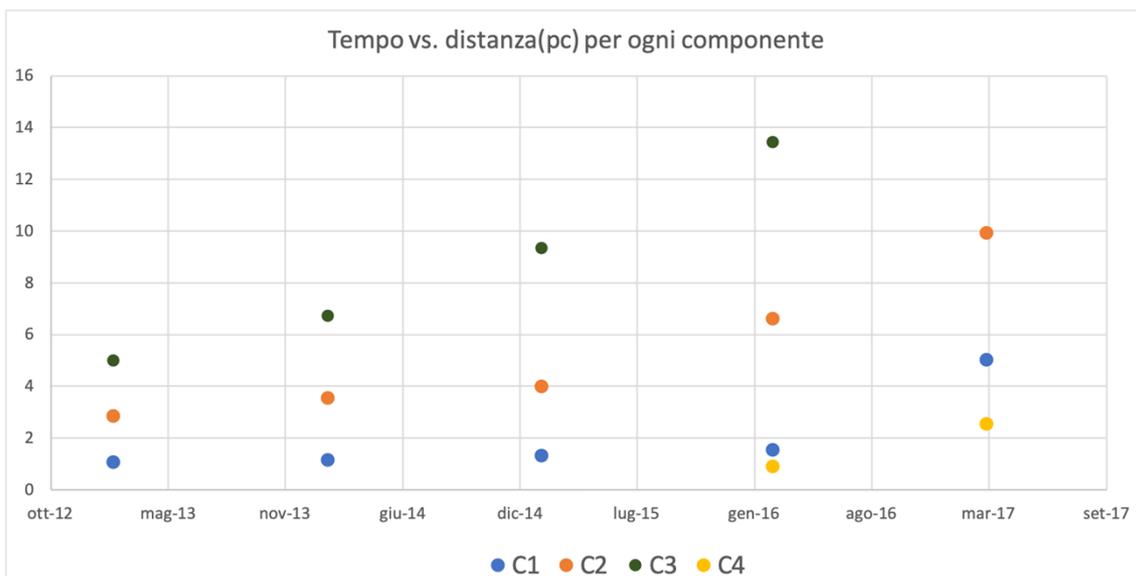


Figura 4.6: Grafico tempo (sulle ascisse) vs. distanza in parsec (ordinate) delle varie componenti di 3C 345.

La figura 4.6 mostra il grafico del tempo (anni) vs. distanza (parsec) delle componenti dal core di 3C 345. Dal grafico si evince che la distanza della componente C1 rimane pressoché invariata durante le prime 4 epoche (da 1.08 a 1.57 parsec), mentre tra il 2016 e il 2017 aumenta fino a raggiungere i 5.04 pc. Stessa cosa avviene per la componente C2 dove la distanza aumenta repentinamente tra le epoche 2015-2017. Per C3, invece, si osserva che tale quantità aumenta quasi proporzionalmente con il tempo. Infine, date le poche epoche analizzate per C4, è difficile comprendere come varierà tale distanza nelle successive osservazioni e quindi definire un moto relativo per questa componente.

Per concludere, sarà mostrata una tabella con varie misure per ogni epoca, tra cui: velocità, angolo minimo della componente dal nucleo e Doppler Factor. Tali quantità, ed i relativi errori, sono state calcolate attraverso lo stesso procedimento della sorgente precedente.

<b>C1</b>	$\Delta t(\text{anni})$	$\beta_a$	$\beta$	$\theta_{min}$	D
2013-2014	1	0.32	0.96	0.5°	6.99
2014-2015	0.97	0.85	0.96	0.5°	6.99
2015-2016	1.09	1.72	0.98	0.5°	9.93
2016-2017	1	11.30	0.99	0.5°	14.05
<b>C2</b>					
2013-2014	1	2.17	0.97	4°	7.51
2014-2015	0.97	1.53	0.95	4°	5.96
2015-2016	1.09	7.88	0.99	4°	11.36
2016-2017	1	10.16	0.99	4°	11.36
<b>C3</b>					
2013-2014	1	5.67	0.98	8°	6.73
2014-2015	0.97	7.77	0.99	8°	7.18
2015-2016	1.09	13.34	0.99	8°	7.18
<b>C4</b>					
2016-2017	1	5.28	0.99	1°	13.89

Tabella 4.4: Mostra le quantità rilevanti per ogni componente: velocità apparente e "intrinseca", angolo minimo e Doppler factor.

## 4.3 3C 446

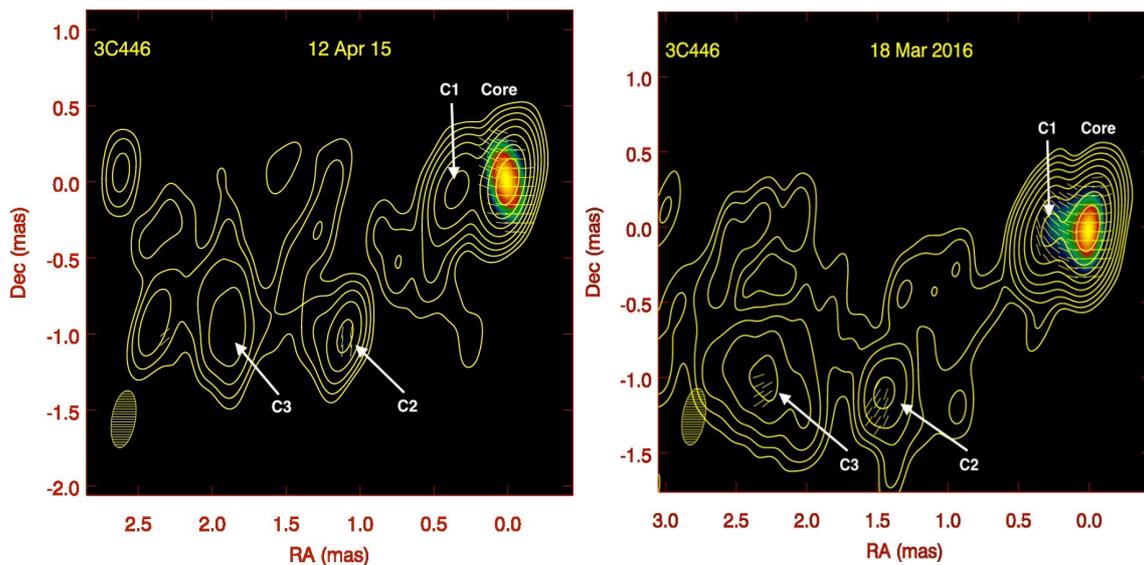
### Caratteristiche principali

La radiosorgente 3C 446 ( $z = 1.404$ ) è un blazar di tipo BL Lac, quindi caratterizzato da uno spettro ottico continuo, polarizzazione e luminosità rapidamente variabili, sostanzialmente in tutte le parti dello spettro elettromagnetico. Nel campo ottico, 3C 446 presenta fluttuazioni d'intensità quasi periodici, con periodi di circa 4-5 anni. I dati radio mostrano che quest'oggetto presenta dei getti curvi che possono essere una conseguenza della loro precessione (A. L. Sukharev, 2015).

### Analisi delle immagini

Per questa sorgente sono state analizzate 5 immagini in epoche comprese tra il 2015 ed il 2019. Essa presenta un getto meno delineato, quindi più difficile da interpretare, con delle componenti che si disperdono nelle zone circostanze con poca chiarezza, rendendo più complicata la loro rilevazione.

Epoche
12 aprile 2015
18 marzo 2016
19 marzo 2017
17 febbraio 2018
31 marzo 2019



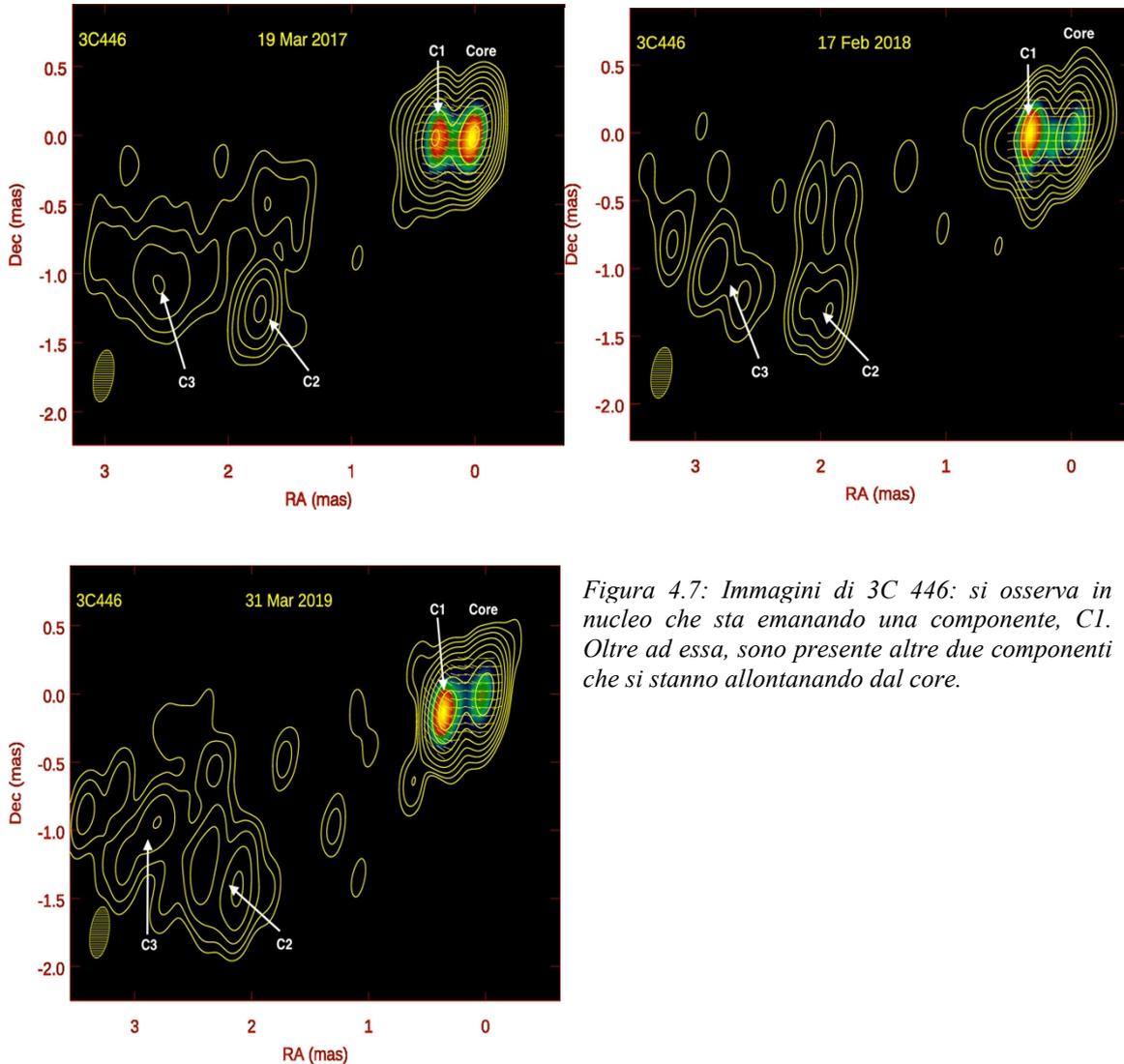


Figura 4.7: Immagini di 3C 446: si osserva in nucleo che sta emanando una componente, C1. Oltre ad essa, sono presente altre due componenti che si stanno allontanando dal core.

In queste immagini di 3C 446, si nota una componente, C1, nei pressi del nucleo ed altre due, C2 e C3, che si stanno allontanando in procinto di disperdersi nello spazio. L'intensità del core rimane praticamente costante durante l'intero arco di tempo osservato, a circa  $0.5 \text{ Jy/beam}$ . Quella della componente C1, invece, aumenta progressivamente partendo da un valore di  $0.10 \pm 5.90 \cdot 10^{-4} \text{ Jy/beam}$  nel 2015 fino a raggiungere i  $0.29 \pm 3.01 \cdot 10^{-4} \text{ Jy/beam}$  nel 2019. L'intensità di C2 oscilla: ha un picco nel 2015 a  $5.10 \cdot 10^{-2} \pm 6.08 \cdot 10^{-4} \text{ Jy/beam}$ , cala nel 2016 a  $2.65 \cdot 10^{-2} \pm 3.87 \cdot 10^{-4} \text{ Jy/beam}$ , aumenta nelle due epoche successive fino a  $\sim 4.34 \cdot 10^{-2} \text{ Jy/beam}$  nel 2018 ed infine scende a  $\sim 2.89 \cdot 10^{-2} \text{ Jy/beam}$  nel 2019. L'intensità di flusso di C3 è più costante durante l'arco temporale, essa non presenta oscillazioni e cala da un valore di  $3.76 \cdot 10^{-2} \pm 6.08 \cdot 10^{-4} \text{ Jy/beam}$  (2015) fino a  $1.29 \cdot 10^{-2} \text{ Jy/beam}$  (2019).

L'angolo che la componente C1 forma con il core è difficile da stimare in quanto nelle immagini presenta delle forme con angolazioni differenti; è possibile però, stimarlo tra  $1^\circ/4^\circ$  in quanto rende valida tale condizione:  $\beta_a < \beta < 1$ . Diversamente, l'angolo di C2 e C3 sembra costante dalle immagini ed è stato possibile stimarlo a  $10^\circ$  per C2 e  $8^\circ$  per C3. Da notare, al contrario delle precedenti sorgenti, che gli angoli delle componenti sono molto diversi fra loro, sintomo di un'emissione di getti che si allontanano nello spazio in maniera non lineare.

La regione della componente C1 si trova a circa 0.3 mas dal nucleo, spostandosi di poco nel periodo di tempo esaminato. C2 si sposta da  $1.49 \pm 0.03$  mas a  $2.54 \pm 0.03$  mas; infine, la distanza di C3 dal core varia da circa 2 a 3 mas.

### Analisi dati

Di seguito saranno mostrati, in una tabella, i valori delle distanze delle componenti dal nucleo (in mas e parsec) per ogni epoca, poi inseriti in un grafico tempo vs. distanza che ci permetterà di descrivere come varia la velocità delle componenti durante ogni intervallo temporale.

Epoca	Componente C1		Componente C2		Componente C3	
	Dist.(mas)	Dist.(pc)	Dist.(mas)	Dist.(pc)	Dist.(mas)	Dist.(pc)
2013	0.25	2.15	1.49	12.85	2.11	18.14
2014	0.26	2.22	1.96	16.87	2.48	21.31
2015	0.30	2.58	2.13	18.31	2.75	23.56
2016	0.32	2.82	2.36	20.24	2.96	25.37
2017	0.34	2.94	2.54	21.84	3.00	25.77

Tabella 4.5: Distanze delle componenti dal nucleo per ogni epoca.

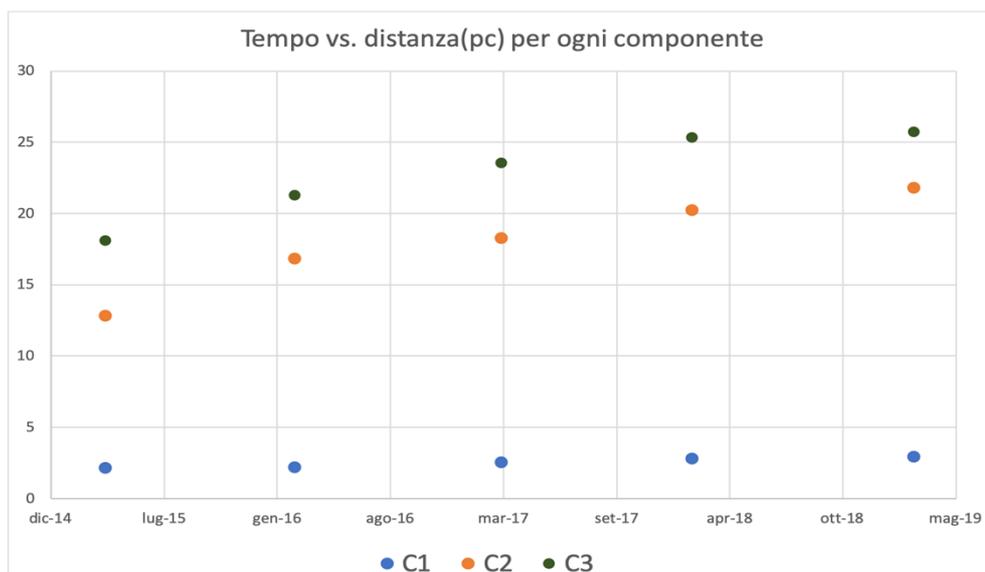


Figura 4.8: Grafico tempo (sulle ascisse) vs. distanza in parsec (ordinate) delle varie componenti di 3C 446.

Il fattore di conversione tra mas e parsec per questa sorgente è di 8.570 kpc/". Il grafico tempo (anni) vs. distanza (parsec) conferma il moto del getto descritto nella parte di analisi qualitativa delle immagini: le distanze delle componenti dal nucleo non variano di tanto, soprattutto per C1 dove non si rileva moti superluminali nella maggior parte dei periodi analizzati.

La tabella seguente mostra le varie grandezze che contraddistinguono ogni componente negli intervalli di tempo tra due epoche osservate. Le quantità ed i relativi errori sono stati calcolati attraverso i procedimenti descritti nella prima sorgente analizzata.

<b>C1</b>	$\Delta t(\text{anni})$	$\beta_a$	$\beta$	$\theta_{min}$	D
2015-2016	0.93	0.26	0.88	2°	3.94
2016-2017	1	1.12	0.97	2°	7.94
2017-2018	0.91	0.61	0.94	2°	5.63
2018-2019	1.11	0.57	0.94	2°	5.63
<b>C2</b>					
2015-2016	0.93	14.07	0.99	10°	5.63
2016-2017	1	4.73	0.97	10°	5.43
2017-2018	0.91	6.89	0.98	10°	5.70
2018-2019	1.11	4.71	0.97	10°	5.43
<b>C3</b>					
2015-2016	0.93	11.08	0.99	8°	7.18
2016-2017	1	7.36	0.98	8°	6.73
2017-2018	0.91	7.90	0.98	8°	6.73
2018-2019	1.11	1.28	0.90	8°	4.00

Tabella 4.6: Mostra le quantità rilevanti per ogni componente: velocità apparente e "intrinseca", angolo minimo e Doppler factor.

# Conclusioni

Dopo lo svolgimento dell'analisi dati si può concludere che: i tre oggetti analizzati presentano una forte variabilità sia di componenti che di velocità e Doppler Factor. Infatti, si può riscontrare che la velocità di una componente non è collegata alla velocità del getto collettivo. Ciò è dovuto al fatto che le zone più esterne sono frenate dal materiale circostante, quindi più lente di quelle interne. Questo crea un aumento di flusso rendendo tali componenti più brillanti delle zone interne.

Le radiogalassie 3C 454.3 e 3C 345 presentano un'intensità di flusso del nucleo molto variabile, durante il periodo analizzato. Ciò si riscontra dai dati ottenuti e dall'intensa attività del core a cui corrisponde l'emissione di nuove componenti, mentre altre si disperdono nello spazio circostante. 3C 446, diversamente, presenta un'intensità meno variabile, di conseguenza si osservano sempre le stesse componenti ed un getto più costante, in direzione ed intensità.

L'angolo di vista è piccolo per tutte le sorgenti e questo causa un alto valore del Doppler Factor per cui tutti i flussi osservati sono amplificati rispetto a quelli intrinseci. Una situazione simile non sarebbe possibile per una radio galassia orientata sul piano del cielo dove il grande angolo rispetto alla linea di vista implicherebbe un Doppler Factor  $< 1$ , per cui i flussi osservati saranno inferiori a quelli intrinseci e la sorgente non sarebbe osservata.

L'alto valore del Doppler Factor implica anche una correlazione tra il flusso radio e l'emissione Compton inverso in banda gamma, ma tale studio va oltre gli scopi di questa tesi.

# Bibliografia

1. Ferrari Attilio, Stelle, galassie e universo. Fondamenti di astrofisica, Springer 2011
2. Chris R. Shrader, M. P. V. Beckmann, Active Galactic Nuclei, WILEY-VCH, 2012
3. M. Berton, The flat-spectrum radio quasar 3C 345 from the high to the low emission state, Università di Padova, INAF Merate (LC) Italy, 2018
4. A. M. Kutkin, Opacity, variability and kinematics of AGN jets, Astro Space Center of Lebedev Physical Institute Moscow Russia, 2019
5. Bhoomika, Flux variations in the blazar 3C 454.3, Indian Institute of Astrophysics, Bangalore India, 2019
6. Boston University, Blazar Group, <https://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>
7. NASA/IPAC Extragalactic Database, <https://ned.ipac.caltech.edu>
8. Astrophysics Data System, <https://ui.adsabs.harvard.edu>
9. UCLA, NED, <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>
10. <https://www.media.inaf.it>