

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Studio dell'emissione in banda X della radiosorgente NGC 3894

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Gabriele Giovannini

Presentata da:
Anna Cesari

Correlatore:
Dott.ssa Giulia Migliori

Anno Accademico 2018/2019

Sommario

In questa tesi è stata studiata l'emissione X della radiogalassia NGC 3894. La sorgente appartiene alla classe dei Compact Symmetric Objects (CSO), oggetti caratterizzati da una morfologia radio simile alle radiogalassie estese (con getti, lobi e hot-spot), ma ancora contenuti entro la galassia ospite. La simmetria della struttura radio e la sua compattezza supportano lo scenario in cui queste sorgenti rappresentano la prima fase evolutiva delle radiosorgenti estese. L'osservazione di NGC 3894 da parte del telescopio spaziale Fermi rivela processi emissivi in grado di produrre emissione alle alte energie, fino alla banda γ (MeV-GeV). Lo scopo del lavoro di tesi è stato quello di studiare le proprietà dell'emissione osservata in banda X e investigarne l'origine. Per fare questo sono stati ridotti e analizzati i dati di un'osservazione d'archivio realizzata dal telescopio Chandra. Il modello che meglio riproduce lo spettro X della sorgente prevede due componenti: una legge di potenza assorbita dal gas localizzato nella galassia ospite e una componente di emissione termica. L'emissione termica è dovuta a gas caldo ($T=0.8^{+0.2}_{-0.3}$ keV) che circonda la sorgente. La componente emissiva dominante è descritta dalla legge di potenza, che presenta un indice fotonico piatto ($\Gamma = 1.2 \pm 0.4$). Gli scenari possibili per spiegare i risultati sono due. Nel primo l'emissione è attribuita a processi di accrescimento del buco nero, mentre nel secondo l'emissione è di origine non termica ed è prodotta nei getti. I valori dei parametri spettrali e le indicazioni sull'inclinazione del getto ($10^\circ < \theta_{incl} < 21^\circ$) ottenute da studi precedenti favoriscono la seconda ipotesi. In questo scenario, l'emissione alle alte energie, dall'X al γ , sarebbe prodotta da un'unica componente emissiva originata nei getti.

Indice

Introduzione	1
1 Le radiogalassie	3
1.1 Galassie attive	3
1.1.1 Morfologia degli AGN	3
1.1.2 Modello unificato	4
1.2 Radiogalassie	6
1.2.1 Morfologia delle radiogalassie	7
1.2.2 FR I e FR II	8
1.3 Stadi evolutivi delle radiogalassie	9
1.3.1 Radiogalassie compatte	9
1.3.2 Scenario evolutivo	10
1.3.3 Proprietà delle radiogalassie giovani	11
2 Processi di emissione	13
2.1 Accrescimento	13
2.2 Getti	15
2.2.1 Radiazione di sincrotrone	15
2.2.2 Emissione da un insieme di elettroni	17
2.2.3 Effetto Compton inverso	19
2.3 Lo spettro energetico degli AGN	21
3 Il telescopio Chandra	25
3.1 Advanced CCD Imaging Spectrometer	27
3.1.1 Principali proprietà dell'ACIS	27
4 Studio dell'emissione X della radiogalassia giovane NGC 3894	31
4.1 Analisi dell'osservazione Chandra di NGC 3894	32
4.1.1 Analisi spettrale	34
4.2 Risultati dell'analisi spettrale	37

Conclusioni	41
Bibliografia	43

Introduzione

La tesi si svolge nell'ambito dello studio delle galassie attive, oggetti caratterizzati da un nucleo estremamente luminoso a tutte le lunghezze d'onda. La radiazione osservata è generata da un buco nero supermassiccio che sta accrescendo materia. Nella tesi ci si è concentrati su una particolare tipologia di galassie attive, le radiogalassie, e sui processi emissivi legati alla presenza del buco nero e delle strutture da esso generate. In particolare, ci si è focalizzati sulla prima fase dell'attività radio, quando le radiosorgenti sono ancora relativamente compatte. Tali sorgenti possono produrre, oltre ad emissione radio, anche emissione alle alte energie, dalla banda X alla banda γ . Il lavoro di tesi ha avuto come obiettivo quello di investigare l'emissione X di una di queste radiosorgenti giovani, NGC 3894.

La tesi si divide in quattro capitoli. Nel primo vengono introdotti i nuclei galattici attivi (AGN), vengono descritte le loro componenti e le possibili classificazioni in base allo spettro ottico e radio. Si accenna anche al modello unificato. In seguito viene analizzata una particolare tipologia di AGN: le radiosorgenti. Si parla delle strutture radio di questi oggetti, della classificazione morfologica e della loro evoluzione, introducendo l'ipotesi secondo cui le radiogalassie compatte possano essere la versione meno evoluta delle radiogalassie estese. Nel secondo capitolo vengono analizzati tutti i processi emissivi che riguardano gli AGN, distinguendo l'emissione generata dal disco da quella generata dai getti. Si parla dello spettro energetico di un AGN nelle diverse bande di energia. Nel terzo capitolo viene introdotto il telescopio Chandra con il quale sono stati presi i dati utilizzati in questo lavoro. Nell'ultimo capitolo è riportata la descrizione della sorgente NGC 3894 e l'analisi dell'emissione X, per identificare quali componenti siano responsabili dell'emissione. Viene valutata la validità di diversi modelli utilizzando il test del χ^2 . Vengono infine esposti i risultati confrontandoli con quelli ottenuti da studi precedenti in banda radio e γ e vengono formulate le ipotesi sull'origine dell'emissione.

Capitolo 1

Le radiogalassie

1.1 Galassie attive

Le galassie sono strutture formate da stelle, polveri e gas gravitazionalmente legati. Si ritiene che ospitino un buco nero supermassiccio ($10^6 - 10^9 M_\odot$). La maggior parte dei nuclei non emette radiazione ma circa l'1% presenta un'emissione confrontabile con quella dell'intera galassia ospite. In questo caso abbiamo a che fare con i nuclei galattici attivi (AGN). Questa grande energia è dovuta alla materia che ruota attorno al buco nero con velocità relativistiche formando il disco di accrescimento. L'emissione degli AGN può spaziare in tutto lo spettro elettromagnetico, dalle frequenze più basse (radio, infrarosse, ottiche) a quelle più alte (raggi X e γ).

1.1.1 Morfologia degli AGN

La composizione di un AGN, come si può osservare dalla figura 1.1, è la seguente:

- **Buco nero supermassiccio:** Ha una massa che può andare da $10^6 M_\odot$ a $10^9 M_\odot$. La grande attrazione gravitazionale generata da una tale massa induce la materia a ruotare attorno ad esso. Viene descritto nella relatività generale da tre parametri: la massa M , la carica Q e il momento angolare J .
- **Disco di accrescimento:** Circonda il buco nero ed è formato dalla materia che ne è attratta gravitazionalmente e che andrà ad accrescerlo. La dinamica del disco è ampiamente studiata ed è riportata brevemente nella sezione 2.1.

- **Corona:** È composta da gas otticamente sottile con una temperatura di $10^8 - 10^9$ K. Si trova sopra il disco di accrescimento e contribuisce alla formazione dello spettro continuo dell'emissione X "hard" ($\sim 2.5 - 100$ keV).
- **Toro:** Intorno al nucleo sono presenti gas e polveri che formano una struttura toroidale fuori dal disco di accrescimento e dalla Broad Line Region. Il toro assorbe la radiazione emessa dall'AGN facendo in modo che lo spettro osservato cambi a seconda della linea di vista.
- **Broad Line Region e Narrow Line Region:** Nello spettro ottico di un AGN sono presenti righe di emissione, larghe e strette, prodotte da nubi di gas. A seconda della velocità di rotazione del gas attorno al buco nero, le righe possono essere più o meno larghe. La regione in cui le righe sono larghe (Broad Line Region) è piuttosto vicina al centro ed è dominata da nuvole di gas denso ad alta temperatura e alta velocità (dell'ordine di $10^3 - 10^4$ km s⁻¹). La Broad Line Region si trova all'interno del toro, perciò le righe emesse vengono osservate solo quando l'osservatore ha una linea di vista entro il cono di apertura del toro. Invece la regione in cui le righe di emissione sono strette (Narrow Line Region) è più distante dal nucleo, e quindi è meno densa e ruota più lentamente (con velocità dell'ordine di 10^2 km s⁻¹). Le nubi in questo caso sono fuori dal toro e le righe non vengono oscurate da esso. (Figura 1.1)

1.1.2 Modello unificato

Gli AGN emettono su tutto lo spettro energetico, per questo si è cercato un metodo per classificarli, a seconda delle loro caratteristiche. Una prima classificazione si basa sull'emissione radio e utilizza il criterio della *radio loudness*. Un AGN si definisce *Radio-Loud* se il rapporto tra l'emissione radio a 5 GHz e il flusso ottico nella banda B (centrata a 4400 Å) è maggiore o uguale a 10:

$$R = \frac{F_5}{F_B} \geq 10 \quad (1.1)$$

Circa il 15% degli AGN sono radio-loud mentre gli altri sono definiti *Radio-Quiet*. Una caratteristica degli AGN radio-loud, come si può anche vedere nella Figura 1.1, è la presenza dei getti, strutture di plasma originate dal nucleo e che formano strutture radio a larga scala.

Un'altra classificazione, basata sullo spettro ottico, divide gli AGN in tre diversi tipi:

	Tipo 2(Narrow Line)	Tipo 1(Broad Line)	Tipo 0 (insoliti)
Radio-Quiet:	Sy 2, NELG, IR Quasars	Sy 1, QSO	BAL QSO
Radio-Loud:	NLRG (FRI e FRII)	BLRG, FSRQ	Blazars(BL Lac e FSRQ)

Tabella 1.1: Tabella riassuntiva della classificazione degli AGN in base a radio loudness e emissione ottica.

- **Tipo 1:** Sono caratterizzati da una forte emissione nello spettro continuo e righe di emissione larghe prodotte nella Broad Line Region. Includono sia oggetti radio-quiet, come le galassie Seyfert 1 (Sy 1) o le radio-quiet quasars(QSO), che radio-loud, come le Broad-Line Radio Galaxies (BLRG) e le radio-loud quasar (Steep Spectrum Radio Quasars o Flat Spectrum Radio Quasars).
- **Tipo 2:** Hanno uno spettro continuo debole e solo righe di emissione strette. Questo è dovuto probabilmente alla mancanza di gas ad alta velocità o al fatto che la linea di osservazione del gas è oscurata dal toro. Nel gruppo dei radio-quiet si trovano galassie a bassa luminosità come le Seyfert 2 (Sy 2) e le NELG (Narrow-Emission-Line X-ray Galaxies) e ad alta luminosità come gli IRAS AGN. Invece nel gruppo dei radio-loud si trovano le Narrow-Line Radio Galaxies (NLRG) distinte nei due tipi identificati da Fanaroff e Riley: Fanaroff-Riley di tipo I e di tipo II.
- **Tipo 0:** hanno caratteristiche piuttosto inusuali. Includono le BL Lacertae (BL Lac), sorgenti radio-loud con uno spettro continuo senza linee di emissione o assorbimento. Il loro spettro è caratterizzato da variazioni di luminosità e da una alta polarizzazione.

La presenza del toro e, per le sorgenti radio-loud, dei getti, implica che gli AGN appaiano diversi a seconda dell'angolo di osservazione. Si è iniziato quindi a supporre che oggetti classificati in modo diverso potessero essere lo stesso oggetto, visto da angolazioni diverse (Figura 1.1). Secondo il modello unificato di Urry & Padovani [2], per gli AGN radio-quiet la principale causa di anisotropia è la presenza del toro che oscura alcune linee di osservazione. Per gli AGN radio-loud si aggiunge anche l'effetto di beaming nei getti relativistici, cioè il fatto che, a seconda dell'angolo tra la linea di vista e l'asse

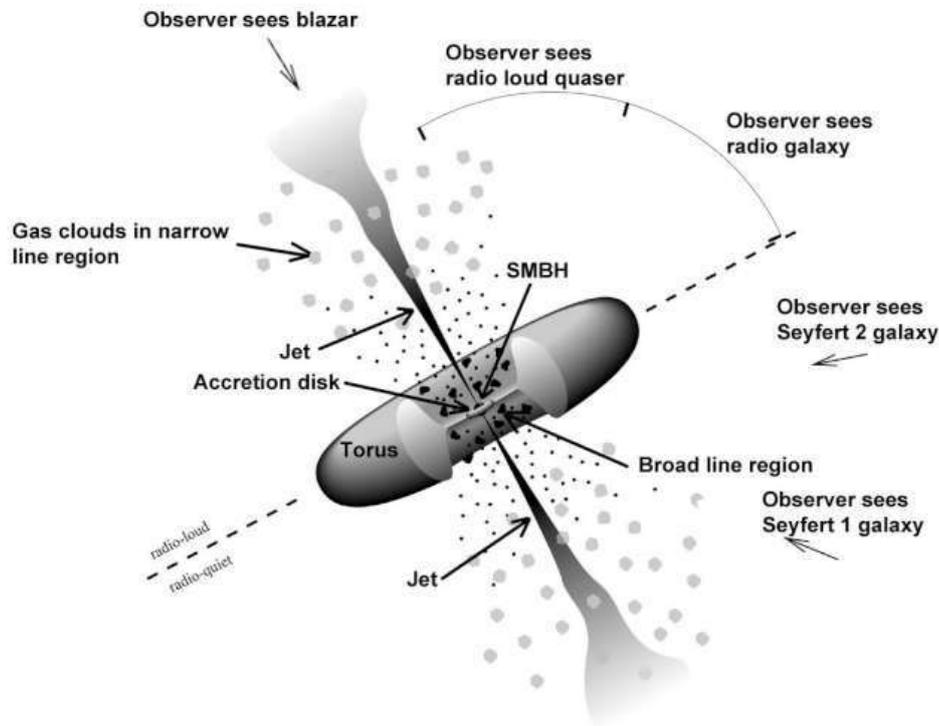


Figura 1.1: Immagine schematica delle componenti di un AGN, in questo caso radio-loud. La figura mostra il buco nero centrale (SMBH) circondato dal disco, dal toro e da regioni di polvere e gas (Broad line region e narrow line region). Trasversalmente al piano del toro ci sono i getti relativistici. Viene anche mostrato che a seconda della linea di osservazione la stessa radiosorgente può essere percepita in modo differente.

del getto, la luminosità apparente di materia che si muove a velocità relativistiche cambia fortemente. Ad esempio, una sorgente radio-loud può essere vista come una radiogalassia a piccoli angoli di osservazione e come blazar se il getto punta verso l'osservatore. I blazar infatti sono sorgenti estremamente energetiche in cui la luminosità del getto è amplificata per effetti relativistici.

1.2 Radiogalassie

Le radiogalassie sono particolari AGN radio-loud. La loro principale caratteristica è quindi la presenza dei getti relativistici che portano alla formazione di strutture radio a larga scala. Sono associate a galassie ellittiche con un nucleo molto compatto ed emettono in banda radio ($\nu \leq 3 \times 10^{11} Hz$) molto

più intensamente (più di cento volte) rispetto a una galassia normale. Le luminosità radio sono tipicamente nell'intervallo $10^{40} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$, ma in alcune sorgenti molto potenti si può arrivare a un ordine di $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$. L'energia emessa nella banda radio è prodotta dalla radiazione di sincrotrone, dovuta cioè al moto con velocità relativistiche degli elettroni in un campo magnetico molto intenso (sezione 2.2.1). Nell'ottico non ci sono molte differenze tra una galassia ellittica e una radiogalassia, ma l'osservazione radio rileva in queste ultime le strutture che possono estendersi da qualche decina di pc fino all'ordine del Mpc.

1.2.1 Morfologia delle radiogalassie

Le componenti che caratterizzano una radiogalassia sono il nucleo, i lobi, le hotspot, e i getti.

- **Nucleo:** Regione molto compatta (con dimensioni di $\sim 10^{15} - 10^{16}$ cm) con uno spettro radio molto piatto ($\alpha \sim 0 \div 0.2$).
- **Getti:** Strutture collimate di plasma relativistico originato dal nucleo che possono coprire distanze molto grandi. Emettono radiazione di sincrotrone in banda radio (ma si estende fino all'ottico o alla banda X): lo spettro risulta una legge di potenza e gli indici spettrali misurati sono tipicamente $\alpha \geq 0.5$. Viene anche osservata emissione in banda X ma non è chiaro quale sia il processo di emissione, potrebbe essere l'effetto Compton inverso (IC). In particolare si tratta di Syncrotron-Self-Compton (SSC) se gli elettroni diffusi sono gli stessi che producono il sincrotrone o External Compton (EC) se vengono diffusi i fotoni del Cosmic Microwave Background (CMB) (sezione 2.2.3).
- **Lobi:** Sono strutture ellissoidali che si estendono simmetricamente rispetto al nucleo. Sono composte dal plasma trasportato dai getti. In banda radio emettono per sincrotrone. In alcuni casi è stata osservata, insieme all'emissione in banda radio, emissione in banda X, dovuta a IC sui fotoni della CMB.
- **Hot-spot:** Sono regioni compatte (si estendono per pochi kpc) che possono trovarsi nella parte più esterna dei lobi. Sono prodotti dall'impatto del plasma trasportato dai getti con il mezzo interstellare o intergalattico. Possono avere una luminosità molto elevata. L'indice spettrale in banda radio è tipicamente $\alpha \sim 0.5$. Nelle hot-spot può originarsi emissione X: mentre per una classe di radiogalassie con getti potenti essa è spiegata con SSC, il meccanismo radiativo negli altri casi rimane ancora oggetto di discussione.

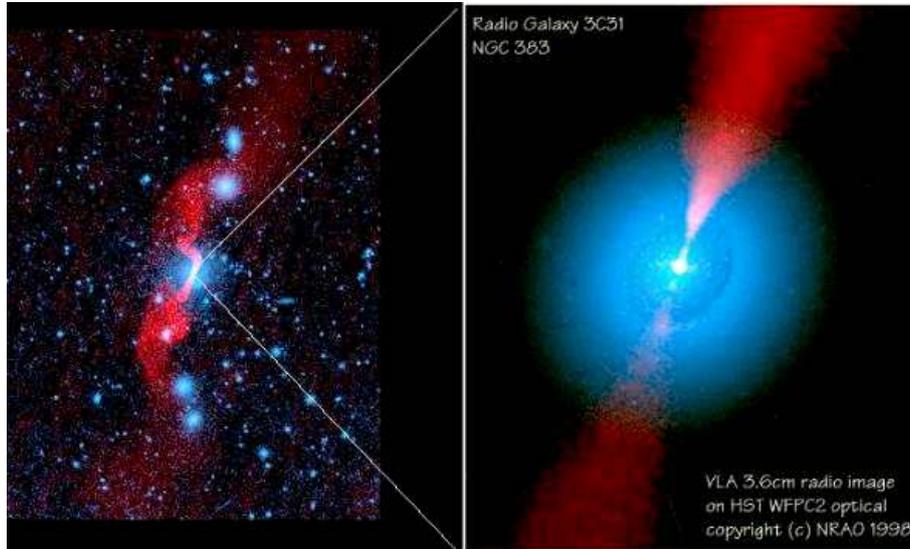


Figura 1.2: Immagine radio della radiogalassia 3C31 e, ingrandita, la galassia ospite (NGC 383) in ottico. Si può notare che la sorgente radio si espande molto oltre la controparte ottica.

1.2.2 FR I e FR II

Una classificazione delle radiogalassie basata sulla morfologia radio è stata proposta nello studio presentato da Fanaroff e Riley [3], che le hanno suddivise in due classi (Figura 1.3).

- **Radiogalassie Fanaroff & Riley di tipo I (FR I):** Sono dominate da getti poco collimati, per cui il trasporto del plasma non è molto efficiente e si generano lobi estesi e spesso non allineati con il nucleo. La bassa efficienza del trasporto porta alla dispersione di molta energia, con una conseguente alta luminosità radio vicino al nucleo (Figura 1.3 (b)).
- **Radiogalassie Fanaroff & Riley di tipo II (FR II):** Sono dominate dai lobi, sono più estese rispetto alle FR I e hanno potenza maggiore. I getti sono più collimati, per cui l'emissione si concentra nella parte terminale dei lobi generando spesso hot-spot luminose (Figura 1.3 (a)).

Un modo per distinguere le radiogalassie FR I dalle FR II è attraverso lo studio della luminosità a 178 MHz. Il valore critico è $L_{178} \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ WHz}^{-1}$, le FR I hanno valori inferiori e le FR II superiori.

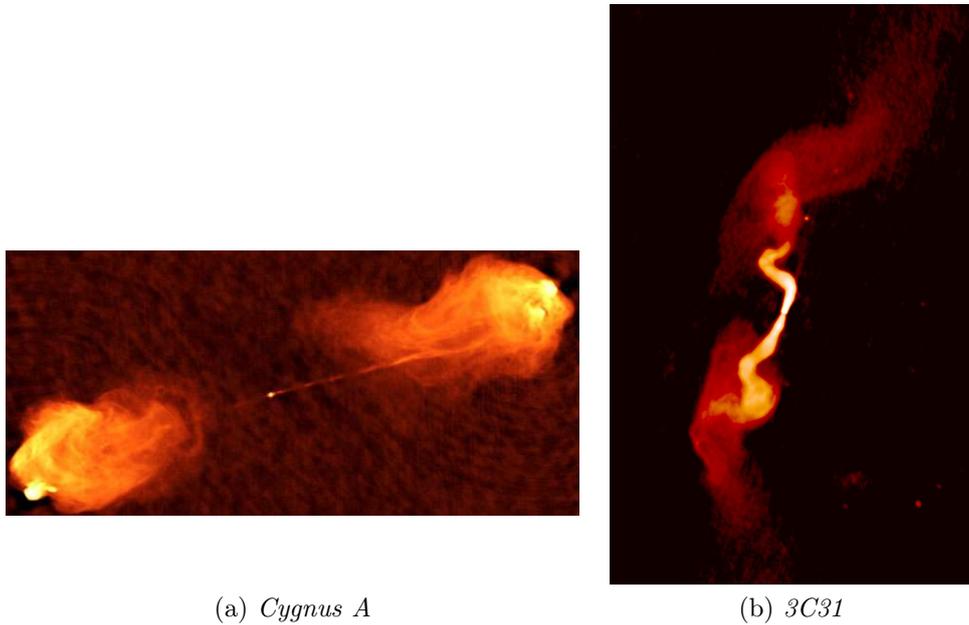


Figura 1.3: Immagine radio delle radiogalassie Cygnus A (FR II) e 3C31 (FR I). Si può notare come nella prima dominano i lobi mentre nella seconda i getti.

1.3 Stadi evolutivi delle radiogalassie

1.3.1 Radiogalassie compatte

Finora si è parlato di radiogalassie *estese*, cioè che si espandono oltre la controparte ottica fino all'ordine del Mpc. Sono quelle che si possono suddividere in base alla morfologia in FR I e FR II. Ci sono però anche altri tipi di sorgenti, osservate su scale molto minori (dall'arcosecondo fino al milliarcosecondo). In questo caso l'emissione è confinata nel nucleo della galassia. Le controparti ottiche possono essere quasar o BL LAC, ma a volte possono anche coincidere con il nucleo di galassie ellittiche. Questo tipo di radiogalassie sono chiamate *compatte*. Tra le radiogalassie compatte sono di particolare interesse le GPS (GHz-peaked spectrum) e le CSS (Compact steep spectrum). Sono radio-sorgenti potenti ($P_{1.4GHz} > 10^{25} WHz^{-1}$) e piuttosto piccole, con dimensione angolare $\theta_{dim} = 2 \arctan \frac{d}{2D} \sim 1 - 2''$, dove d è il diametro dell'oggetto e D la distanza dall'osservatore. Presentano uno spettro radio dovuto a emissione di sincrotrone con un picco intorno a 100 MHz nelle CSS e intorno a 1 GHz nelle GPS. Alle frequenze superiori a quella di picco l'indice spettrale misurato è $\alpha \sim 0.7$, ad indicare emissione di sincrotrone otticamente sottile. Al di sotto della frequenza di picco, invece, lo spettro è invertito ed ha indici

spettrali compatibili con quello atteso nel caso di autoassorbimento di sincrotrone ($\alpha = -5/2$, vedi sezione 2.2.2). Analisi statistiche hanno evidenziato un'anticorrelazione tra il picco di frequenza dello spettro e la dimensione lineare [6], infatti le GPS, più compatte rispetto alle CSS, hanno il picco a frequenze maggiori. Questo è stato interpretato principalmente in termini di autoassorbimento di sincrotrone (SSA) dovuto alle dimensione ridotta della sorgente.

1.3.2 Scenario evolutivo

La compattezza di queste sorgenti oggi viene interpretata in termini di "giovinanza". Quindi le radiogalassie compatte sono piccole perchè si trovano all'inizio del loro ciclo evolutivo e potranno successivamente diventare radiogalassie FR I o FR II. Una conferma al cosiddetto "young scenario" viene dallo studio delle età radiative e/o dinamiche di questi oggetti: per le GPS si stimano $10^2 - 10^3$ anni e per le CSS $10^3 - 10^5$ anni. Si è quindi iniziato a supporre che le prime siano la versione più giovane delle seconde. Un'ipotesi alternativa per spiegare la compattezza di questi oggetti è il cosiddetto "frustration scenario" che suggerisce che queste sorgenti non sono giovani ma semplicemente confinate in scale ridotte a causa della grande densità dell'ambiente che le circonda. Questa ipotesi però, fatta eccezione per pochi casi, non è supportata dalle misure di densità del gas nelle galassie ospiti.

Interpretando quindi le radiogalassie compatte come sorgenti giovani, si può supporre una sequenza di evoluzione: i getti emessi dal nucleo, impattando con il mezzo intergalattico, si espandono sempre di più i lobi fino a che la sorgente diventa una radiogalassia estesa, FR I o FR II (tipicamente di dimensioni di qualche centinaio di kpc), o una radiogalassia gigante, (GRG, con dimensioni di qualche Mpc). Una volta terminata l'emissione dei getti, questi ultimi e gli eventuali hot-spot non sono più visibili, rimangono solo i lobi che si espandono sempre di più disperdendo energia nel mezzo intergalattico. Ci si riferisce a una sorgente in questa fase come *relic* AGN (o *remnant*). L'osservazione di getti attivi compatti associati a relitti radio estesi rivela che l'attività radio di un AGN può ripartire ciclicamente. In genere è più probabile che si riattivi una radiogalassia FR I piuttosto che una FR II. Le sorgenti con i getti riattivati vengono dette *restarted*. In Figura 1.4 è mostrato uno schema dell'evoluzione della luminosità di una radiosorgente in relazione alla sua dimensione lineare.

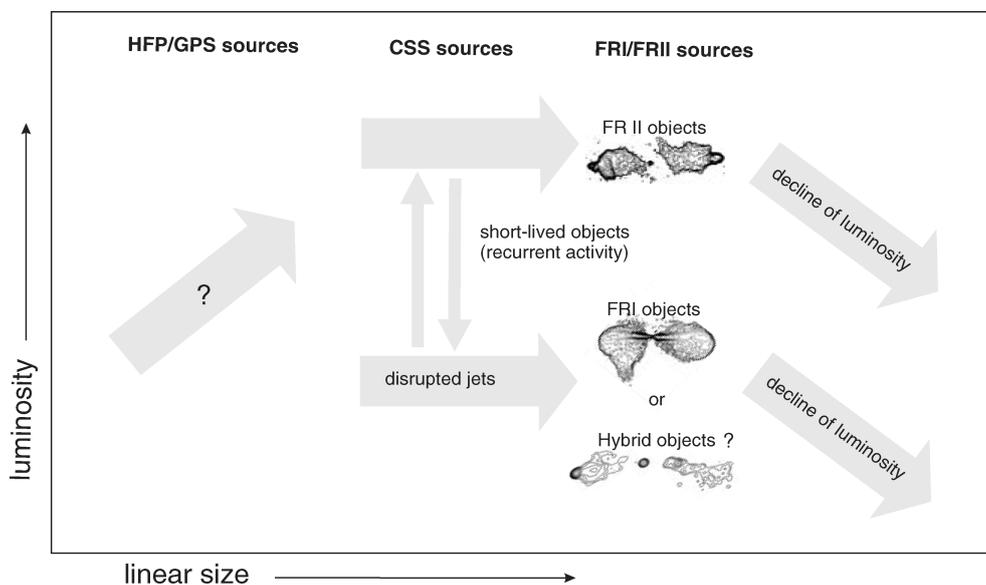


Figura 1.4: Schema evolutivo di una radiogalassia. [Kunert-Bajraszewska]

1.3.3 Proprietà delle radiogalassie giovani

La sola classificazione spettrale non è sufficiente in quanto verrebbero considerate giovani anche sorgenti compatte solo in apparenza. Per esempio, molti blazar hanno uno spettro radio simile a quello di una sorgente compatta ma solo a causa degli effetti di proiezione rispetto alla linea di vista. Per ovviare a questo problema è stata introdotta anche una classificazione in base alla morfologia. Le radiogalassie compatte si possono quindi dividere in tre classi: strutture simmetriche, strutture nucleo-getto (core-jet) e morfologia complessa. Le sorgenti del primo tipo hanno emissione radio simmetrica rispetto al nucleo. Questa simmetria dovrebbe garantire che l'oggetto considerato sia realmente compatto e non solo in apparenza. Nella classificazione di Readhead (1996) delle sorgenti con struttura simmetrica in base alle dimensioni lineari, il primo stadio evolutivo è costituito dai Compact Symmetric Objects (CSO) (< 1 kpc), seguono i Medium Symmetric Objects (MSO) (1-15 kpc) e infine i Large Symmetric Objects (LSO) (> 15 kpc). I CSO sono oggetti molto luminosi che mostrano emissione da entrambi i lati del nucleo su scale dei 100 pc. Un CSO, dal punto di vista della classificazione spettrale, dovrebbe essere una GPS, mentre un MSO corrisponde a una CSS. Prima di interpretare i CSO come sorgenti giovani precursori di MSO e LSO, era stato ipotizzato che fossero emettitori a vita breve, della durata di circa 10^4 anni, e che non si evolvessero per mancanza di energia sufficiente. Effettivamente

l'evoluzione di questi oggetti dipende fortemente dalla durata del periodo di attività dell'AGN e quindi dalla massa del buco nero supermassiccio centrale.

Mentre nelle sorgenti simmetriche il nucleo rappresenta solo una piccola frazione dell'emissione totale radio, nelle sorgenti core-jets il nucleo contribuisce in maniera consistente all'emissione totale, suggerendo un potente effetto di beaming relativistico. Infatti, se l'angolo tra il getto e la linea di vista è molto piccolo, l'amplificazione della luminosità può essere tale da rendere dominante la componente dell'emissione originata dai getti. Le strutture core-jets in genere si trovano in CSS/GPS otticamente identificabili con dei quasar e quindi sono compatte solo in apparenza. Come per le strutture core-jets anche la morfologia complessa è in genere causata da effetti di beaming.

Finora si è parlato dell'emissione delle radiogalassie giovani solo in banda radio, ma queste sorgenti emettono anche alle alte energie, in particolare in banda X. Avendo infatti la stessa struttura di una sorgente estesa ci si aspetta emissione X analoga a quella che verrà descritta nel prossimo capitolo per tutti gli AGN, a cui contribuiscono sia le diverse componenti del nucleo che le componenti radio estese (lobi, getti e hotspot). La risoluzione angolare degli attuali telescopi X (0.5'' nel caso migliore) limita la possibilità di determinare la morfologia delle radiosorgenti giovani in questa banda e costituisce l'ostacolo maggiore nel determinare la natura dell'emissione osservata. Gli studi in banda X si basano quindi sull'analisi spettrale dell'emissione e su predizioni fatte in base a modelli teorici per l'emissione delle varie componenti.

Capitolo 2

Processi di emissione

Una caratteristica comune a tutti gli AGN radio-loud è la presenza di due componenti che contribuiscono allo spettro totale di emissione: il disco e i getti. Le due parti risultano combinate nello spettro totale e in certi casi una delle due è predominante (come nei blazar in cui l'emissione principale è dovuta ai getti).

2.1 Accrescimento

Il processo che riguarda il disco è l'accrescimento. È il meccanismo attraverso cui il buco nero supermassiccio cresce aggregando materia dallo spazio circostante. Un modo per verificarne l'efficienza è misurare la luminosità:

$$L_{acc} = \frac{2\eta GM\dot{M}}{R} \quad (2.1)$$

dove \dot{M} è il tasso di accrescimento (che si misura in $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), η è l'efficienza del processo e M e R sono rispettivamente la massa e il raggio del buco nero. Dalla velocità di fuga della luce dal buco nero ($c \approx 3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$) si ricava il raggio di Schwarzschild, cioè il raggio dell'orizzonte degli eventi per un buco nero di Schwarzschild (quindi non-rotante): $v_{fuga} = c = (\frac{2GM}{R_S})^{1/2} \rightarrow R_S = \frac{2GM}{c^2}$. Utilizzando il raggio di Schwarzschild si può riscrivere la luminosità:

$$L_{acc} = \eta \dot{M} c^2 \quad (2.2)$$

La luminosità alla quale la forza della pressione di radiazione che agisce verso l'esterno è bilanciata dalla forza gravitazionale che agisce verso l'interno è la luminosità di Eddington, cioè la massima luminosità che può essere emessa per accrescimento:

$$L_{Eddington} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \sim 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.3)$$

dove $G = 6.67 \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{s}^{-2}$ è la costante gravitazionale, $m_p = 1.67 \times 10^{-24} \text{g}$ è la massa del protone, $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ è la sezione d'urto Thomson per la diffusione della radiazione da parte dell'elettrone e con M_\odot si indica la massa solare. I processi di accrescimento coinvolgono un flusso di gas rotante, quindi la struttura del flusso di accrescimento è determinata dalla soluzione di quattro equazioni, ciascuna delle quali è la conservazione di una proprietà fisica:

1. massa
2. energia
3. momento angolare
4. momento verticale

Le soluzioni più note sono il disco di Shakura & Sunyaev [4] e il flusso di accrescimento dominato dall'avvezione (ADAF). In queste soluzioni la viscosità trasporta fuori il momento angolare permettendo al gas di formare una spirale verso il buco nero.

Il modello di Shakura & Sunyaev prevede un disco geometricamente sottile e otticamente spesso. Con otticamente spesso si intende che ciascun elemento del disco irradia come un corpo nero, per cui l'effettiva temperatura è:

$$T(r) \sim 6.3 \times 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{-1/4} M_8^{-1/4} \left(\frac{r}{R_S}\right)^{-3/4} \quad (2.4)$$

dove \dot{M}_E è il tasso di accrescimento nel regime di Eddington e M_8 è la massa del buco nero in unità di $10^8 M_\odot$. Quindi l'emissione del disco può essere vista come la somma di emissioni di corpo nero le cui temperature variano con il raggio. In un AGN con un buco nero di circa $10^8 M_\odot$ il picco di emissione è nella banda UV e la temperatura effettiva del disco varia circa tra 10^4 e 10^6 K.

Invece il modello del flusso di accrescimento dominato dall'avvezione (ADAF) corrisponde al caso in cui il gas intorno al buco nero ha una densità molto bassa e una scarsa efficienza nel raffreddamento. Non si riesce quindi a creare un disco denso portando a un modello geometricamente spesso e otticamente sottile. L'energia prodotta dalla viscosità non viene irradiata ma rimane all'interno del gas come energia termica. Gli ioni e gli elettroni sono termicamente disaccoppiati, infatti vicino al buco nero si riscontra plasma di due temperature differenti: quella degli ioni è circa 10^{12}K mentre quella degli elettroni è 10^{9-11}K . La soluzione ADAF esiste solo per $\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E} \leq 0.05 - 0.1$, cioè per tassi di accrescimento minori rispetto a quelli del disco di Shakura & Sunyaev.

2.2 Getti

I getti sono strutture che trasportano plasma ed energia dal nucleo fino a distanze che possono raggiungere l'ordine del Mpc. I getti emettono radiazione non termica principalmente per sincrotrone e Compton inverso.

Un parametro importante, alla base della nostra comprensione dell'emissione osservata da sorgenti relativistiche, è il fattore di Doppler. Consideriamo una sorgente di radiazione che si muove con velocità $v = \beta c$ in una direzione che forma un angolo θ con la linea di vista nel sistema di riferimento dell'osservatore. A causa dell'effetto Doppler e dell'effetto relativistico della dilatazione dei tempi, la frequenza ν_0 , a cui l'osservatore riceve il segnale e la frequenza ν_e , a cui è emesso il segnale, sono differenti:

$$\nu_0 = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} = \nu_e \times \delta \quad (2.5)$$

dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ è il fattore di Lorentz. Il termine:

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.6)$$

è il fattore di Doppler, che dipende fortemente da θ . Infatti:

$$\text{se } \theta = 0^\circ \longrightarrow \delta = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} = \delta_{max}$$

$$\text{se } \theta = 90^\circ \longrightarrow \delta = \sqrt{1 - \beta^2} = \delta_{min}$$

Grazie al fattore di Doppler si può mettere in relazione la luminosità intrinseca di una sorgente con moto relativistico (L_e) e la sua luminosità osservata da un osservatore fermo (L_0):

$$L_0 = L_e \times \delta^4 \quad (2.7)$$

Quindi in base al fattore di Doppler e, di conseguenza, a θ , la luminosità osservata risulta amplificata o deamplificata.

2.2.1 Radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone viene emessa da elettroni che si muovono con velocità relativistiche all'interno di un campo magnetico. Nel caso classico, la forza di Lorentz induce la particella a muoversi di moto rettilineo uniforme lungo le linee di forza del campo magnetico e di moto circolare uniforme con

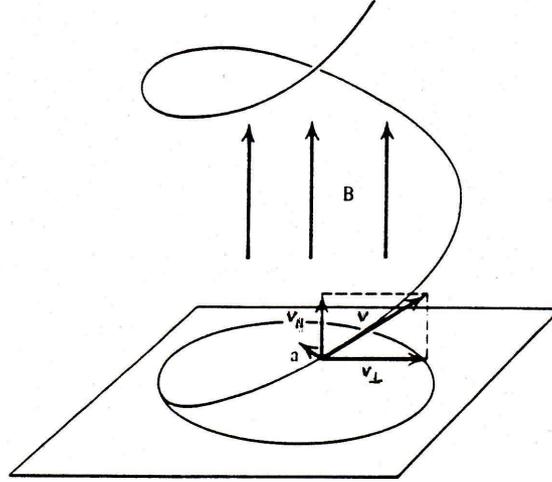


Figura 2.1: Moto elicoidale dell'elettrone in un campo magnetico uniforme. [1]

una frequenza detta di Larmor così definita: $\omega_L = \frac{qH}{mc}$, dove H è il campo magnetico, q e m sono la carica e la massa della particella e c è la velocità della luce. Il moto risultante è quindi elicoidale attorno alle linee del campo magnetico (Figura 2.1). Se la particella è relativistica la frequenza cambia di un fattore di Lorentz γ : $\omega_{rel} = \frac{qH}{mc\gamma}$. Muovendosi in questo modo all'interno di un campo magnetico le particelle cariche perdono energia. La potenza istantanea emessa su tutte le frequenze da un singolo elettrone con fattore di Lorentz γ risulta:

$$P_S = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_H \quad (2.8)$$

dove $U_H = \frac{H^2}{8\pi}$ è la densità di energia magnetica e $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4}$ la sezione d'urto Thomson per l'interazione fotone-elettrone.

Poichè la particella si muove a velocità relativistiche, per aberrazione relativistica metà della radiazione si espande dentro un cono di semiapertura $\tan \alpha = \frac{1}{\gamma} \sim \alpha$. Quindi la particella ha un'emissione impulsiva e molto collimata detta radiazione di sincrotrone.

La distribuzione spettrale della radiazione, $P_s(\nu)$, cioè la potenza emessa per unità di intervallo di frequenza, si ottiene dall'analisi di Fourier dell'impulso. Lo spettro risultante è continuo e si estende fino a una frequenza massima dell'ordine di $\frac{1}{\tau}$, dove $\tau = \frac{m_e c}{\gamma^2 e H}$ è la durata dell'impulso dell'emissione di una singola particella: $\nu_{max} \sim \frac{3}{4\pi\tau} = \frac{3\gamma^2 e H}{4\pi m_e c}$. Oltre questa frequenza l'emissione si annulla velocemente (si vede bene nella Figura 2.2). Invece la

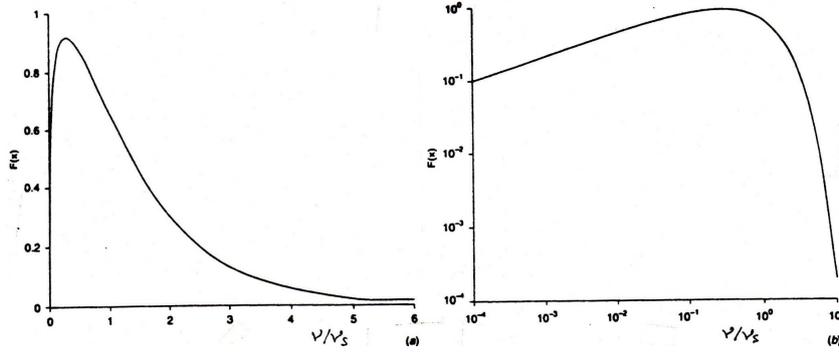


Figura 2.2: Distribuzione spettrale della potenza di sincrotrone emessa da un singolo elettrone. La frequenza è espressa in unità della frequenza critica ν_s . A sinistra la distribuzione è in scala lineare mentre a destra in scala logaritmica. [1]

frequenza alla quale l'intensità è massima (frequenza di sincrotrone) è:

$$\nu_s = \frac{\nu_{max}}{3} = \frac{\gamma^2 e H}{4\pi m_e c} \quad (2.9)$$

2.2.2 Emissione da un insieme di elettroni

Supponiamo ora di non avere un singolo elettrone ma una popolazione di elettroni con una distribuzione di energia a legge di potenza:

$$N(E) = N_0 E^{-p} \quad (2.10)$$

dove N_0 e p sono costanti. Questo modello fa delle previsioni in accordo con le osservazioni. La potenza monocromatica irradiata per unità di volume dalle particelle è data da:

$$J_s(\nu) = \int_{E_1}^{E_2} P_s(\nu, E) N(E) dE \propto H^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2} = H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (2.11)$$

con $\alpha = \frac{p-1}{2}$ l'indice spettrale. Si nota che lo spettro risultante non dipende dalla forma dello spettro di emissione del singolo elettrone, ma è una legge di potenza in funzione della frequenza il cui esponente, l'indice spettrale α , è determinato solo dalla distribuzione in energia degli elettroni. Lo spettro di emissione di sincrotrone in funzione della frequenza per questa distribuzione di elettroni è rappresentata in figura 2.3. In scala logaritmica si può notare un andamento lineare con pendenza di $-\alpha$.

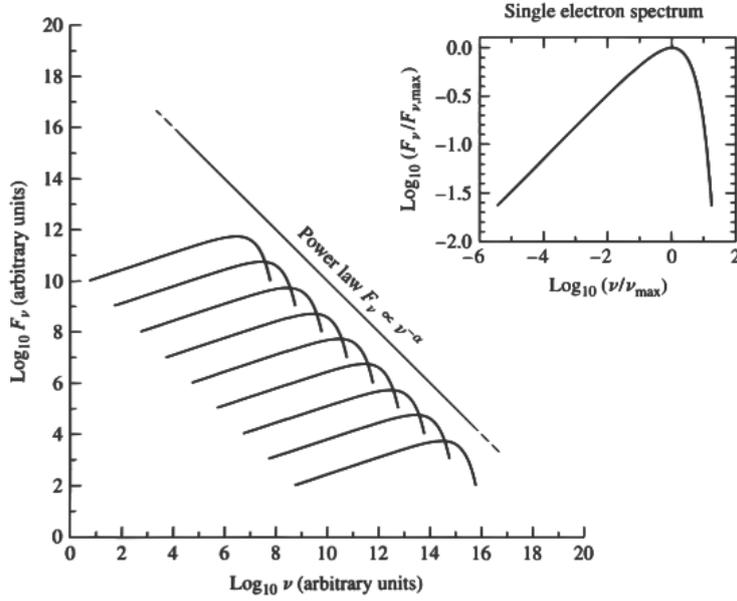


Figura 2.3: Emissione in scala logaritmica di un insieme di elettroni. Lo spettro risultante è una power-law con pendenza opposta all'indice spettrale. [Carroll & Ostlie]

Autoassorbimento di sincrotrone

Quando la temperatura di brillantezza di una sorgente (cioè la temperatura del corpo nero con la stessa intensità specifica a quella frequenza) si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni si può verificare l'autoassorbimento: gli elettroni in una sorgente compatta possono riassorbire la stessa radiazione che emettono. Per un insieme di elettroni con spettro energetico a legge di potenza il coefficiente di assorbimento μ è:

$$\mu \propto \nu^{-(p+4)/2} H^{(p+2)/2} \quad (2.12)$$

La brillantezza di sincrotrone è:

$$B(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu(\nu)} (1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (2.13)$$

dove $J_s(\nu)$ è l'emissività di sincrotrone e τ è lo spessore ottico. Come si osserva in Figura 2.4 lo spettro alle alte frequenze corrisponde all'emissione di plasma otticamente trasparente e dipende quindi dalla funzione di distribuzione delle particelle emettenti ($\tau \ll 1$):

$$B(\nu) \propto \nu^{-\alpha} H^{(p+1)/2} \quad (2.14)$$

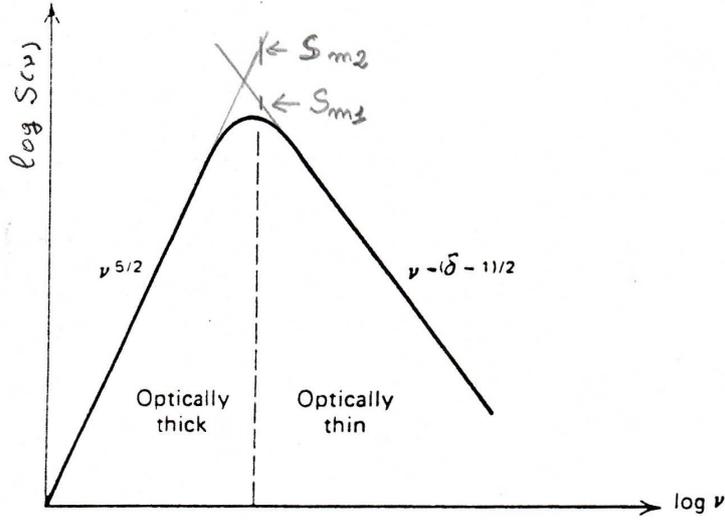


Figura 2.4: Spettro di sincrotrone di una nuvola di elettroni autoassorbita. [1]

Per le basse frequenze invece la sorgente è opaca ($\tau \gg 1$):

$$B(\nu) \propto \nu^{5/2} H^{-1/2} \quad (2.15)$$

Il massimo della brillantezza si ha per $\nu \propto B(\nu)^{2/5} H^{1/5}$.

2.2.3 Effetto Compton inverso

Quando un elettrone ha un'energia cinetica maggiore di quella del fotone si ha un trasferimento di energia dall'elettrone al fotone. Questo processo prende il nome di effetto Compton inverso (Figura 2.5).

La perdita di energia di un elettrone con un fattore di Lorentz γ che interagisce con un campo isotropo di fotoni di densità di energia U_{rad} è data da:

$$P_{I.C.} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_{rad} \quad (2.16)$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson. Lo spettro di emissione va bruscamente a zero in corrispondenza della frequenza alla quale il fotone viene riflesso indietro lungo la stessa direzione di arrivo (Figura 2.6):

$$\nu_{max} \approx 4\gamma^2 \nu_0 \quad (2.17)$$

Invece la frequenza media ν dell'elettrone diffuso a partire dal fotone incidente con frequenza ν_0 è:

$$\nu = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_0 \quad (2.18)$$

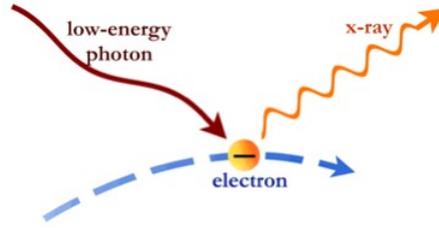


Figura 2.5: Schema dell'effetto Compton inverso: un fotone a bassa energia interagisce con un elettrone relativistico diventando un fotone in banda X.

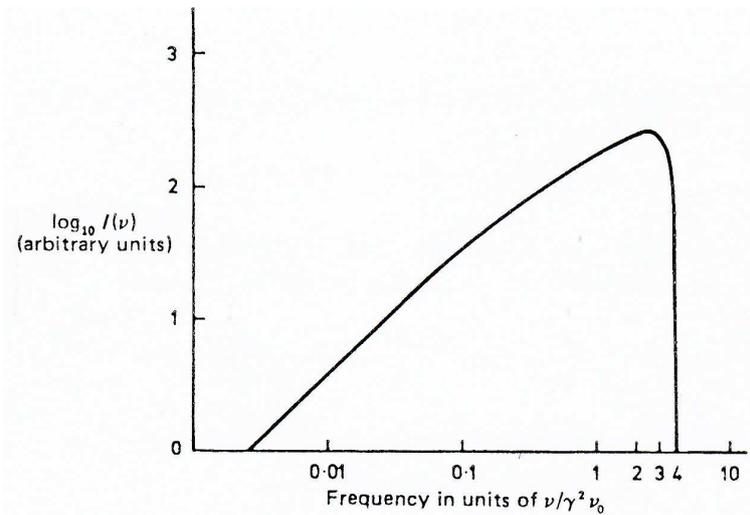


Figura 2.6: Spettro di emissione di un elettrone per Compton inverso. [1]

Nel caso già discusso di una popolazione di elettroni con distribuzione $N(E) = N_0 E^{-p}$, lo spettro da Compton inverso è:

$$J_{C.I.}(\nu) \propto \nu^{-(p-1)/2} = \nu^{-\alpha} \quad (2.19)$$

cioè lo stesso andamento osservato per il sincrotrone.

Synchrotron-Self-Compton (SSC)

Quando i fotoni di sincrotrone vengono diffusi a energie maggiori dagli stessi elettroni che hanno prodotto la radiazione di sincrotrone abbiamo l'emissione di Synchrotron-Self-Compton (SSC). Quindi una radiosorgente può emettere per sincrotrone nella banda radio e poi per Compton inverso in banda X.

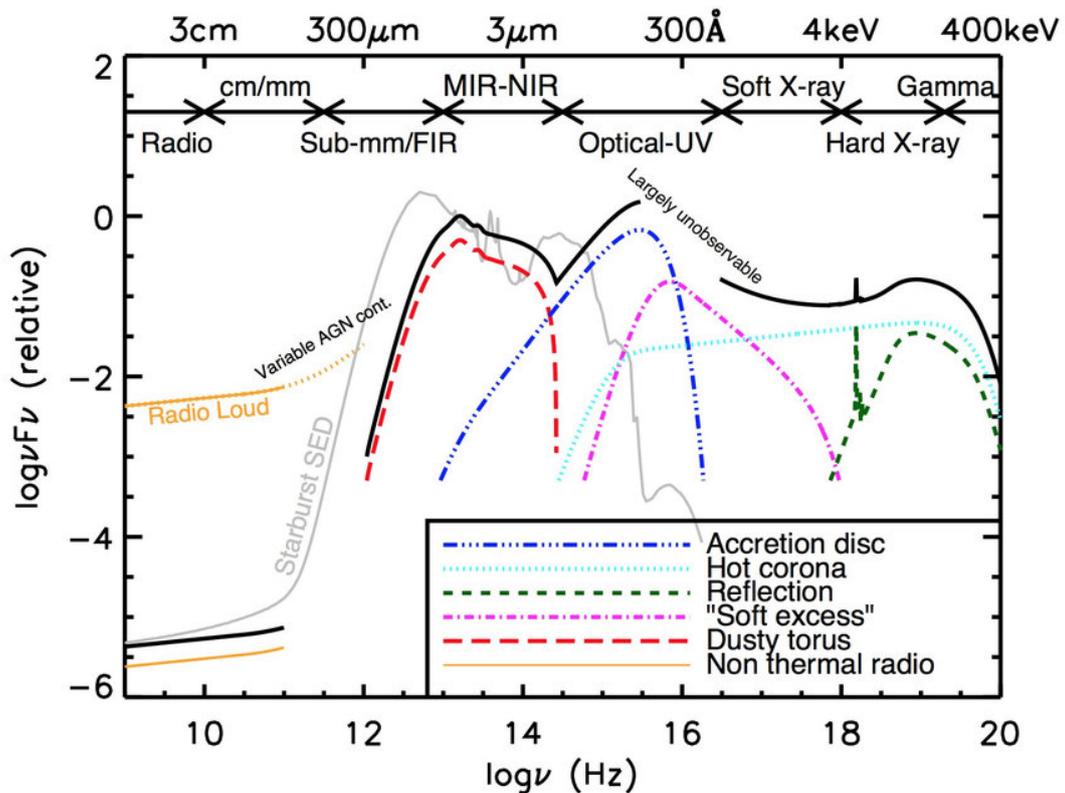


Figura 2.7: Distribuzione di energia spettrale di un AGN in scala logaritmica. Nella legenda è indicato a quale parte dell'AGN è dovuta una certa emissione. La linea nera è la distribuzione totale.

External Compton (EC)

Gli elettroni relativistici del getto possono interagire con i fotoni esterni al getto, prodotti nel disco, nella broad/narrow line region o nel toro o anche con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB). In questo caso si parla di External Compton (EC).

2.3 Lo spettro energetico degli AGN

La distribuzione di energia spettrale di un AGN si estende su tutto lo spettro elettromagnetico. Si rappresenta in un grafico $\log(\nu F_\nu)$, in funzione di $\log(\nu)$ (Figura 2.7), dove F_ν è la densità flusso e ν la frequenza. Dal grafico si osserva che allo spettro totale contribuiscono emissioni prodotte in tutte le bande di energia:

- **Emissione radio** ($\nu \leq 3 \times 10^{11} \text{ Hz}$): Come spiegato in precedenza, l'emissione radio è dovuta principalmente alla radiazione di sincrotrone, prodotta da una popolazione di elettroni con una distribuzione di energia determinata dal meccanismo che accelera le particelle. Si ottiene un'emissione continua con un indice spettrale $\alpha > 0.5$.
- **Emissione infrarossa** ($3 \times 10^{11} \text{ Hz} \leq \nu \leq 10^{14} \text{ Hz}$): Proseguendo oltre le frequenze radio, lo spettro di sincrotrone declina molto rapidamente. L'emissione infrarossa è attribuita a un'emissione termica dovuta alla polvere del toro riscaldata dalla radiazione ultravioletta che viene emessa dall'AGN, fino a temperature di circa $1500 \div 2000 \text{ K}$.
- **Emissione ottica e ultravioletta** ($10^{14} \text{ Hz} \leq \nu \leq 3 \times 10^{16} \text{ Hz}$): In genere è dominata dallo "Ultraviolet bump" (o "Big Blue Bump") che è la sovrapposizione di spettri di corpi neri con temperature tra 10^4 e 10^5 K . Viene interpretata come emissione termica prodotta dal disco di accrescimento intorno al buco nero.
- **Emissione raggi X** ($3 \times 10^{16} \text{ Hz} \leq \nu \leq 10^{20} \text{ Hz}$): Lo spettro di emissione dei raggi X può essere visto come l'unione di emissioni differenti.
 - *Legge di potenza*: L'emissione principale è descrivibile con una legge di potenza $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha_X}$ dove $S(\nu)$ è il flusso elettromagnetico in funzione della frequenza e α_X l'indice spettrale in banda X. Questa componente è prodotta per Compton scattering dei fotoni ottici/UV provenienti dal disco di accrescimento da parte di una distribuzione termica di elettroni con temperature superiori a 10^8 K , organizzati nella cosiddetta corona. L'indice spettrale di questa componente è $\alpha_X \sim 0.9$.
 - *Soft-excess*: Nella banda *soft* ($\lesssim 2.5 \text{ keV}$) si osserva un'emissione chiamata "soft-excess" la cui origine non è stata ancora stabilita definitivamente. Una possibilità è che sia la coda alle alte energie dell'emissione termica del disco.
 - *Riga del ferro*: Caratteristica importante dello spettro X degli AGN è la riga di emissione del ferro K_α con picco a 6.4 keV , prodotta da meccanismi di fluorescenza originati nel disco o nel toro. In seguito alla ionizzazione di un elettrone della shell K da parte di un fotone con energia maggiore di 7.1 keV , l'atomo di ferro entra in uno stato eccitato liberando un posto nella shell K. Per completare il primo livello uno degli elettroni dei livelli superiori si diseccita emettendo un fotone con energia 6.4 keV .

- *Compton hump*: L'emissione primaria proveniente dalla corona può essere in parte riflessa dal disco otticamente spesso o dal toro di polvere attraverso processi di scattering Compton che genera una componente detta "Compton Hump" tra 20 e 50 keV, cioè nella banda *hard* ($\sim 2.5 - 100$ keV).
- *Warm absorber*: Sotto i 2 keV si osserva un assorbimento dovuto a gas ionizzato.

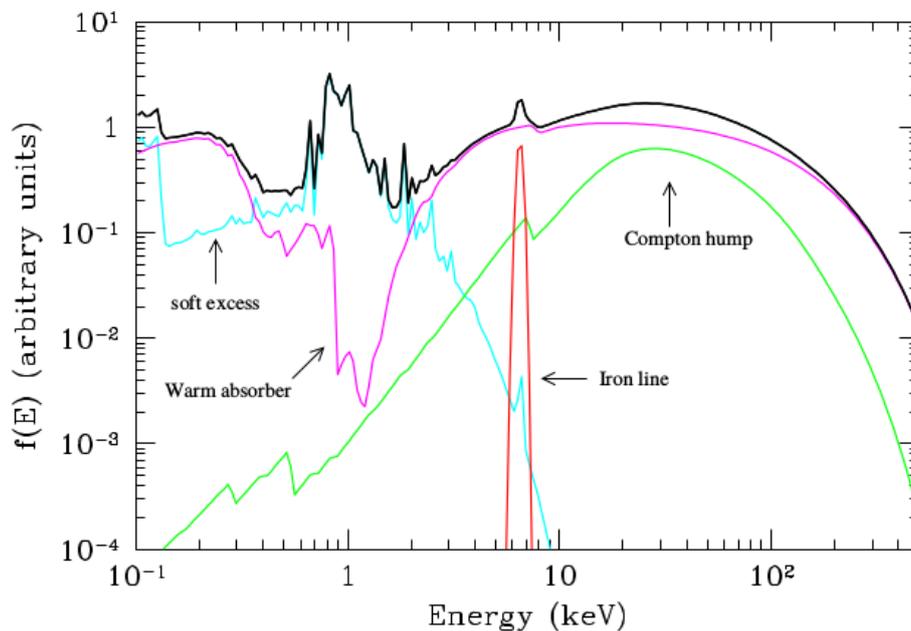


Figura 2.8: Spettro totale X di un AGN (linea nera) e le principali componenti che lo compongono. In rosa c'è la componente principale, la power-law assorbita nel soft (warm absorber). In verde c'è il Compton hump. In rosso è presente la riga del ferro a 6.4 keV. Infine è mostrato il "soft excess", in azzurro. [9]

- **Emissione raggi γ** ($\nu \geq 10^{20} Hz$): Negli AGN radio-loud l'emissione di radiazione in banda γ è prodotta nei getti ed è associata all'effetto Compton inverso, sia di tipo SSC che Compton esterno.

Capitolo 3

Il telescopio Chandra

Il Chandra X-ray Observatory è un telescopio orbitale della NASA per l'osservazione del cielo nello spettro X attivo dal 1999. È il migliore telescopio per risoluzione angolare ($\theta \sim 1''$) seguito da XMM con parecchio distacco ($\theta \sim 10''$).

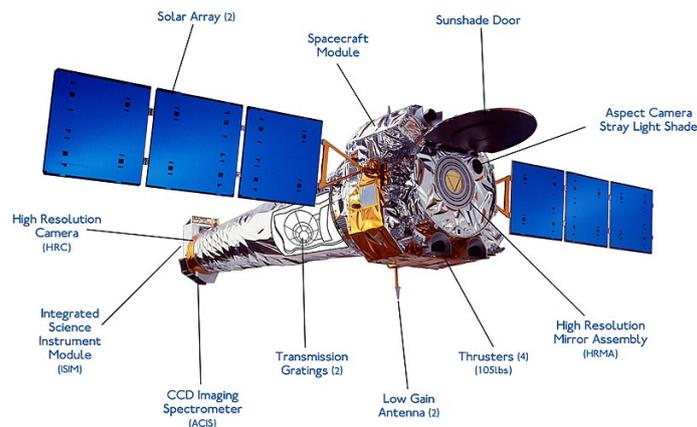


Figura 3.1: Immagine schematica del satellite Chandra. [The Chandra Proposers' Observatory Guide]

Vista la loro energia molto elevata, i raggi X hanno un alto fattore di penetrazione dei materiali. Per questo, per focalizzarli, si ricorre al principio dell'incidenza radente. I fotoni ad alta energia vengono riflessi quando il loro angolo di incidenza è minore di un certo valore critico definito come: $\theta_{crit} \propto \frac{\sqrt{\rho}}{E}$, dove ρ è la densità dello specchio riflettente e E l'energia del fotone incidente. Da questa definizione si deduce che l'ampiezza dell'angolo critico è inversamente proporzionale all'energia, quindi vengono misurati solo i fotoni che rientrano in un angolo molto ridotto. Per ridurre la lunghezza

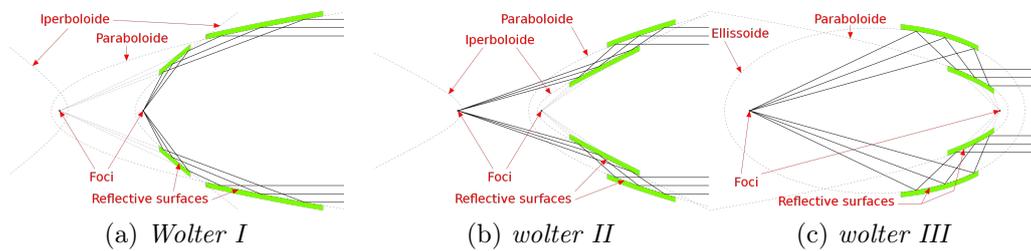


Figura 3.2: Le tre possibili configurazioni degli specchi. La più usata è la Wolter I.

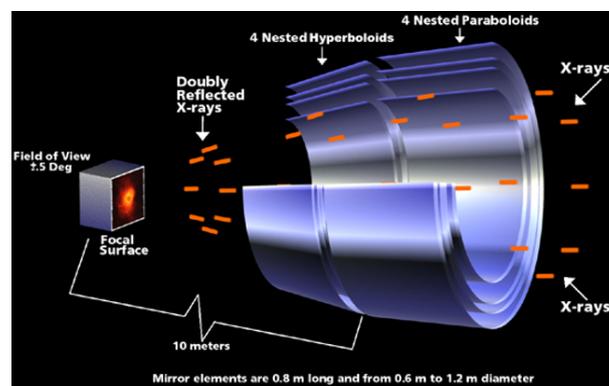


Figura 3.3: Schema dell'incidenza radente nel High Resolution Mirror Assembly (HRMA) di Chandra. [www.chandra.harvard.edu]

focale del telescopio viene utilizzata la configurazione *Wolter* (Figura 3.2) che combina uno specchio parabolico e uno iperbolico.

Il satellite Chandra (Figura 3.1) monta un telescopio di tipo Wolter I formato da quattro specchi paraboloidi e quattro iperboloidi (Figura 3.3). Ci sono quattro specchi per ogni tipo di specchio perchè in questo modo aumenta la superficie di raccolta dei fotoni. La struttura totale si chiama High Resolution Mirror Assembly (HRMA).

Gli specchi possono mandare i fotoni in quattro diversi strumenti: HRC (*High Resolution Camera*), ACIS (*Advanced CCD Imaging Spectrometer*), LETG (*Low Energy Transmission Grating*) o HETG (*High Energy Transmission Grating*). Lo strumento utilizzato per la raccolta dei dati analizzati in questa tesi è l'ACIS, che verrà approfondito nella prossima sezione.

3.1 Advanced CCD Imaging Spectronometer

L'ACIS è composto da 10 CCD (Charge Coupled Device), ovvero dei sensori formati da 1024×1024 pixel. Ogni CCD copre una porzione di cielo di $8.4' \times 8.4'$. Può essere usato sia per la produzione di immagini (imaging) che per ricavare lo spettro di una sorgente. Ci sono due possibili configurazioni:

1. ACIS-I: Composto da 4 CCD chiamati I0, I1, I2 e I3.
2. ACIS-S: Composto da 6 CCD chiamati S0, S1, S2, S3, S4 e S5.

I due tipi di ACIS sono disposti come in Figura 3.4. Tutti i CCD sono fronte illuminati, cioè sono frontalmente rivolti verso il raggio incidente, tranne S1 e S3 che sono retro illuminati.

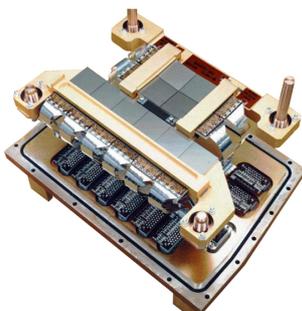


Figura 3.4: In alto a destra si trovano i 4 CCD dell'ACIS-I disposti in un array 2×2 , sotto i 6 CCD dell'ACIS-S in un array 1×6 . [www.chandra.harvard.edu]

Solitamente si utilizza la configurazione ACIS-S per osservare singoli oggetti e la ACIS-I per più oggetti in quanto garantisce un campo visivo maggiore.

3.1.1 Principali proprietà dell'ACIS

Point Spread Function (PSF)

La Point Spread Function (PSF) descrive la risposta di un sistema di imaging a una sorgente puntiforme. La PSF varia in base alla distribuzione dell'energia spettrale della sorgente e alla posizione dell'oggetto nel campo visivo del telescopio (Figura 3.5). Per la configurazione Wolter I, la qualità dell'immagine risulta migliore se si considera una piccola area centrata sull'asse ottico.

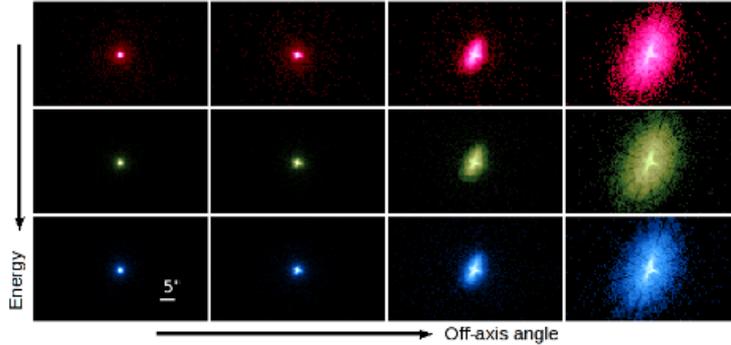


Figura 3.5: La dimensione e la forma della PSF varia a seconda della posizione e dell'energia della sorgente. Le immagini riportate simulano le PSF a diversi angoli off-axis (0 arcmin, 2.4 arcmin, 4.7 arcmin, e 9.6 arcmin) ed energie (0.92 keV, 1.56 keV, e 3.8 keV). [www.chandra.harvard.edu]

Energy Fraction (EEF)

Per quanto riguarda la risoluzione spaziale dell'ACIS è utile introdurre l'Encircled Energy Fraction (EEF), cioè la frazione di flusso da una sorgente puntiforme contenuta in un dato raggio a un'energia fissata. Per una sorgente puntiforme circa il 90% dei fotoni si trova all'interno di un raggio di $1''$ (Figura 3.6).

Effective Area (EA)

Un importante elemento per capire l'efficienza di un telescopio è l'Area Effettiva, definita in questo modo:

$$A_{effective}(E, p, x, y) = A_{geometric} \times R(E) \times V(E, x, y) \times QE(E, x, y) \quad (3.1)$$

dove:

- $A_{geometric}$ è l'area di raccolta dei fotoni;
- $R(E)$ è la capacità del telescopio di riflettere fotoni;
- $V(E, x, y)$ (vignetting) è definita come il rapporto tra l'area effettiva off-axis e quella on-axis. Infatti la perdita dei fotoni aumenta con la distanza angolare dall'asse ottico e con l'energia (Figura 3.8).
- $QE(E, x, y)$ (quantum efficiency) rappresenta la frazione di fotoni contati dal detector rispetto a quelli incidenti. Dalla Figura 3.8 si deduce

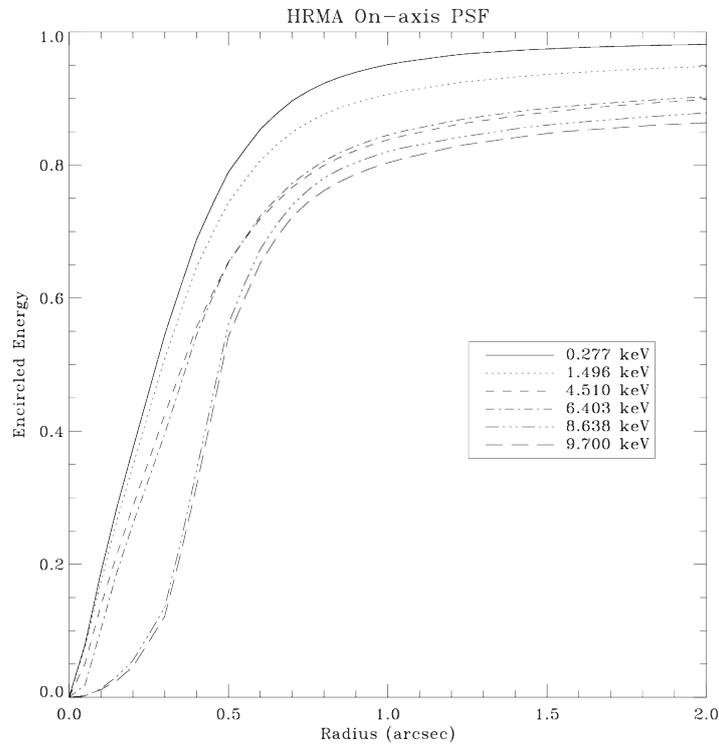


Figura 3.6: Encircled Energy Fraction in funzione del raggio angolare per una sorgente on-axis e per una data energia in banda X. [www.chandra.harvard.edu].

che il picco della QE per i CCD fronte illuminati è a 5 keV, mentre per quelli retro illuminati è circa 4 keV.

L'area effettiva dei CCD fronte illuminati a un'energia di 1.5 keV risulta 600 cm² ma ciascun ciclo di Chandra l'area effettiva cala a causa del deterioramento della strumentazione.

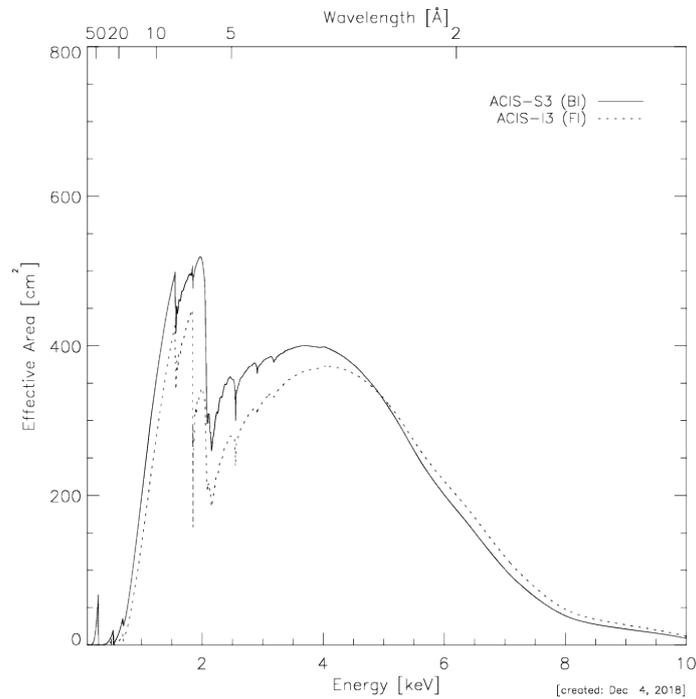


Figura 3.7: Area Effettiva in funzione dell'energia. La linea continua è per i CCD retro illuminati, quella tratteggiata per i fronte illuminati. [www.chandra.harvard.edu]

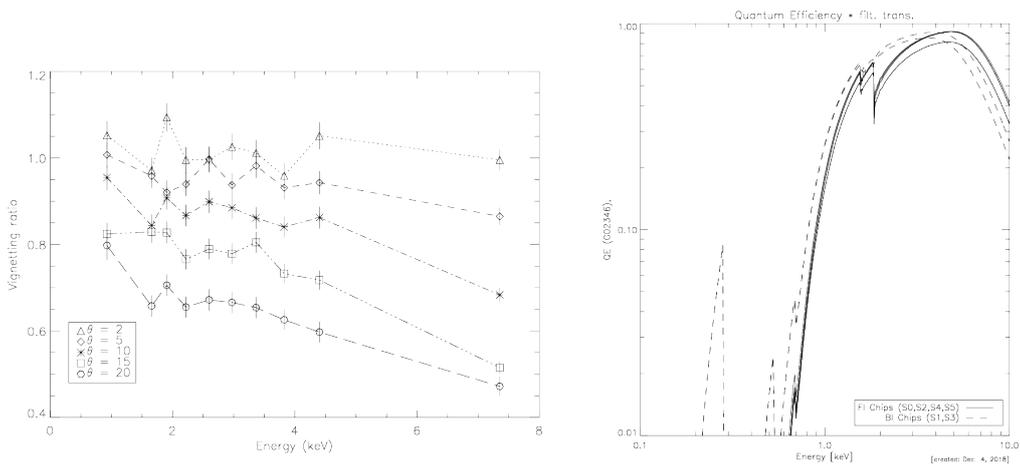


Figura 3.8: Immagine a sinistra: Effetto di vignetting di Chandra in funzione dell'energia per diversi angoli off-axis. Immagine a destra: quantum efficiency dei CCD fronte e retro illuminati in funzione dell'energia. [www.chandra.harvard.edu]

Capitolo 4

Studio dell'emissione X della radiogalassia giovane NGC 3894

NGC 3894 è una radiosorgente vicina (con redshift $z = 0.0108$ e distanza di luminosità $R=46.6$ Mpc) classificata come Compact Symmetric Object (CSO). La galassia ospite è una galassia ellittica la cui emissione ottica continua è dominata dall'emissione stellare. Osservazioni radio ad alta risoluzione effettuate con il VLBI (Very Long Baseline Interferometry) per 15 anni hanno potuto identificare il nucleo radio e due getti che si stimano essere moderatamente relativistici. Nello studio in banda radio la sorgente appare con un nucleo con uno spettro piatto e due getti le cui posizioni rispetto al nucleo (considerato stazionario) sono state studiate per molto tempo e in varie frequenze tra 5 e 15 GHz. Risulta che la radiosorgente è in espansione su entrambi i lati. L'evoluzione della radiosorgente si può osservare in figura 4.1, dove è mostrata la struttura radio a 8.4 GHz in tre epoche diverse. Assumendo che le due componenti siano emesse simultaneamente, risulta che la componente nord-ovest (NW) ha una velocità maggiore rispetto a quella sud-est (SE): $\beta_{app,NW} = v_{app,NW}/c = 0.132 \pm 0.004$ e $\beta_{app,SE} = v_{app,SE}/c = 0.065 \pm 0.003$. Questi risultati indicano un'inclinazione moderata dell'asse del getto rispetto alla linea di vista, con un angolo di osservazione $10^\circ < \theta_{incl} < 21^\circ$ e un fattore di Doppler $\delta \sim 1.6$. La dimensione proiettata della sorgente di ~ 4 pc e l'età dinamica stimata di 58 ± 5 anni supportano la classificazione di NGC 3894 come CSO. La sorgente è osservata anche in banda γ [10]. Nel quarto catalogo di AGN osservati dal Large Area Telescope (LAT), il telescopio gamma a bordo del *Fermi Gamma-ray Space Telescope*, viene riportata una luminosità $L_\gamma \sim 6 \cdot 10^{41}$ erg s $^{-1}$, assumendo uno spettro a legge di potenza con indice fotonico $\Gamma = 2.0 \pm 0.1$ (nella banda 100 MeV-300 GeV). Il cielo extra-galattico γ è dominato dai blazar, la cui osservazione è favorita da effetti relativistici legati all'allineamento del getto lungo la linea di vista. NGC

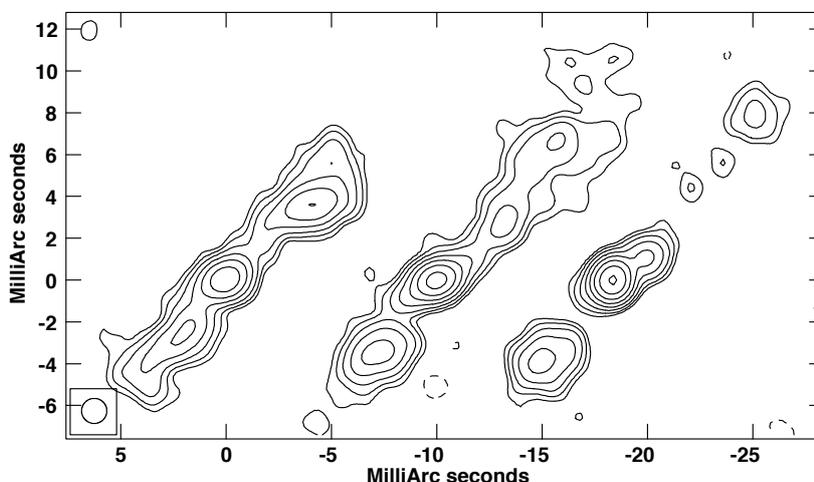


Figura 4.1: Confronto della struttura radio di NGC 3894 in tre epoche di VLBA diverse a 8.4 GHz, da sinistra: 1995, 2007 e 2017. (G. Principe et al. [10]).

3894 è la seconda CSO osservata fino ad ora ad energie così elevate. È probabile che l'emissione γ sia prodotta nel getto e che l'osservazione sia favorita dalla vicinanza della sorgente.

In questo capitolo viene presentato uno studio delle proprietà X della radiosorgente allo scopo di investigare l'origine della sua emissione alle alte energie nelle diverse bande.

4.1 Analisi dell'osservazione Chandra di NGC 3894

Lo studio della sorgente NGC 3894 è basato su un'osservazione in banda X realizzata dal telescopio spaziale Chandra. I dati dell'osservazione sono stati ottenuti dall'archivio pubblico ¹. L'osservazione è iniziata in data 20-07-2009 per un tempo di esposizione totale di 38.5 ks. Lo strumento che è stato utilizzato è ACIS-S. I dati sono stati ridotti e analizzati con il software *CIAO* (Chandra Interactive Analysis of Observations). Una volta scaricati i dati dell'osservazione si ottengono due cartelle: la cartella denominata *primary* contiene i dati calibrati e filtrati, mentre *secondary* contiene i dati calibrati ma non filtrati. Ciascuna cartella contiene un file in cui si trovano le infor-

¹<http://cxc.harvard.edu/cda/>

mazioni relative agli eventi registrati: energia dei fotoni, posizione e tempo di arrivo. La cartella *primary* contiene un file che documenta i pixel scartati dal filtraggio. Infatti i rilevatori vengono monitorati durante tutta l'osservazione e i dati vengono filtrati eliminando gli eventi spuri, per esempio gli eventi legati all'arrivo dei raggi cosmici. Sono stati presi in considerazione i dati non filtrati e sono stati riprocessati usando le calibrazioni dello strumento più aggiornate, creando così un nuovo file di eventi tramite l'algoritmo *chandra_repro*.

A questo punto è stata visualizzata l'immagine X della sorgente utilizzando il software *DS9* (Figura 4.2). Per ottenere un'immagine più chiara è stato applicato un filtro all'energia considerando solo la banda 0.3 – 8 keV, cioè la banda in cui la risposta dello strumento è ottimale. La radiosorgente coincide con la sorgente più brillante presente nell'immagine, tuttavia si notano anche altre sorgenti puntiformi. Per evidenziare i contributi alle alte e basse energie sono state messe a confronto le due immagini ottenute filtrando l'energia nelle bande 0.3 – 2.5 keV (X-soft) e 2.5 – 8 keV (X-hard) (Figura 4.3). Dal confronto tra le due bande si nota la presenza di emissione diffusa attorno a NGC 3894. Questa emissione scompare quasi totalmente nell'X-hard ed è probabilmente di origine termica, attribuibile all'alone di gas della galassia ospite.

La risoluzione angolare dei telescopi attuali non permette di risolvere strutture così compatte, per cui la sorgente appare puntiforme al centro della galassia ottica, in posizione (RA, DEC)=(177.25°,59.41°).

Prima di determinare lo spettro della sorgente è necessario calcolare l'effetto di *Pile-up*. Infatti, quando una sorgente ha un tasso di conteggi molto elevato, può capitare che fotoni diversi che arrivano sul detector in rapida successione, vengano contati come un unico fotone con un'energia data dalla somma delle singole energie. L'energia misurata può quindi risultare molto maggiore di quella effettiva. Nel caso di NGC 3894 è stata fatta la stima del pile-up utilizzando PIMMS, uno script disponibile online ², ma il risultato è che l'effetto in questo caso è trascurabile. Per estrarre lo spettro della sorgente è stata considerata una regione circolare contenente almeno il 90% dei fotoni. In base alla Point Spread Function (PSF) di Chandra, si ottiene che per una sorgente puntiforme, come nel caso di NGC 3894, il raggio della regione circolare deve essere di almeno 1" (sezione 3.1.1). La regione considerata ha un raggio di 2" al fine di raccogliere una percentuale pari al 95% di fotoni, ed è stata selezionata cercando di evitare contaminazioni esterne alla sorgente. È stata presa anche la regione per il background, scegliendo aree grandi in diversi punti lontani dalle maggiori sorgenti.

²<https://xc.harvard.edu/toolkit/pimms.jsp>

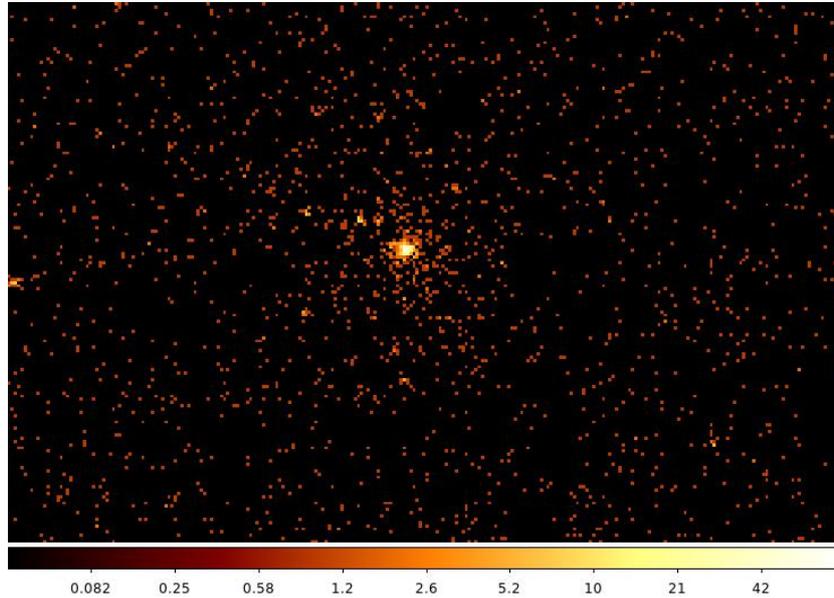


Figura 4.2: Immagine X della radiosorgente NGC 3894 ottenuta con il software DS9. Sotto l'immagine è presente la scala riferita ai conteggi per pixel. La banda di energia considerata è 0.3-8 keV.

Con il comando *specextract* vengono creati gli spettri della sorgente e del background oltre che al Redistribution Matrix File (RMF) e all'Ancillary Response File (ARF). L'RMF associa un'energia in keV al canale in cui avviene la registrazione del fotone. Invece l'ARF contiene informazioni riguardo all'area effettiva e ai filtri applicati, tiene quindi conto dell'efficienza dello strumento nella rilevazione dei fotoni.

4.1.1 Analisi spettrale

Poichè alla risoluzione angolare di Chandra la struttura radio di NGC 3894 non è risolta, lo spettro X può essere il risultato di diverse componenti emissive. L'analisi spettrale ha lo scopo di cercare di determinare l'origine più plausibile dell'emissione osservata. La validità del modello è valutata applicando una statistica. In questo caso è stato utilizzato il test del χ^2 e per garantirne l'applicabilità i fotoni sono stati raggruppati in modo che ciascun bin di energia contenesse almeno 15 conteggi. Questo è stato fatto con il software *XSPEC* versione 12.10.0c. I fit sono stati eseguiti sui dati nella banda di energia 0.5-8 keV.

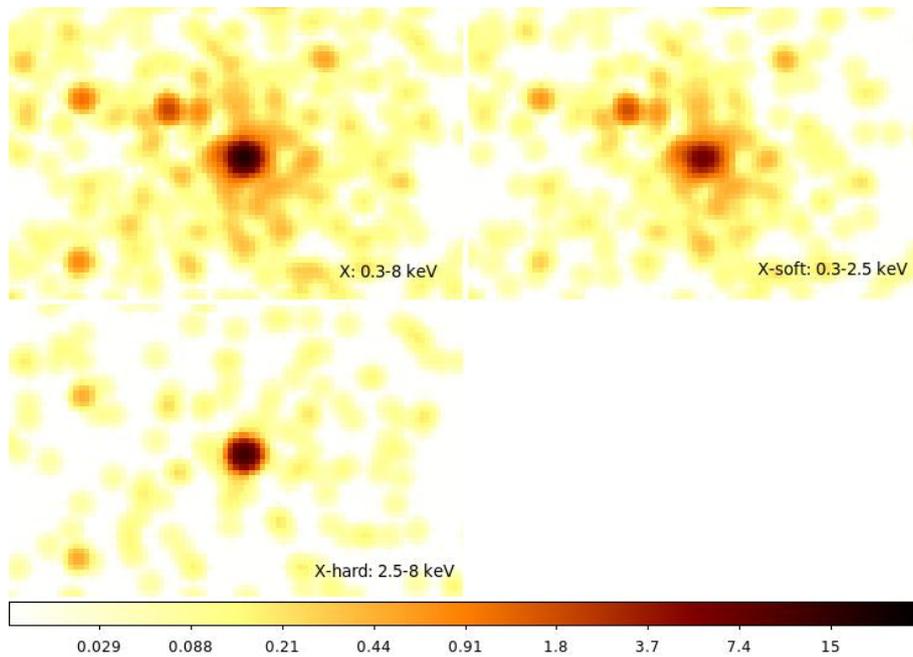


Figura 4.3: Nell'immagine in alto sinistra la banda di energia considerata è quella totale (0.3-8 keV). In alto a destra è presente solo la banda dell'X-soft (0.3-2.5 keV) mentre in basso a sinistra solo l'X-hard (2.5-8 keV). In tutte le immagini è stato applicato lo *smoothing* che sostituisce il valore di ciascun pixel con il valore ottenuto dalla ponderazione dei pixel vicini con una data funzione (in genere una Gaussiana). In questo modo si può evidenziare la presenza di emissione estesa.

I modelli presi in considerazione sono una combinazione di tre principali componenti:

- Un assorbimento fotoelettrico N_H dovuto al gas della nostra galassia (*wabs*). Dipende dalla posizione della sorgente rispetto al nostro piano galattico. Si usa la sezione d'urto di Wisconsin:

$$M(E) = e^{-N_H\sigma(E)} \quad (4.1)$$

dove $\sigma(E)$ è la sezione d'urto fotoelettrica. N_H è la densità di colonna, cioè la misura della quantità di materia interposta tra l'oggetto e l'osservatore. Si misura in unità di atomi di idrogeno su cm^2 lungo una particolare linea di vista. Nel caso di NGC 3894, $N_H = 1.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, calcolato utilizzando uno script disponibile online ³. In alcuni casi è stato aggiunto un assorbimento intrinseco (*zwabs*), dovuto cioè al gas della galassia ospite di NGC 3894. È necessario fornire come parametro il redshift della sorgente:

$$M(E) = e^{-N_H\sigma(E(1+z))} \quad (4.2)$$

dove z è il redshift, che nel caso analizzato è: $z = 0.0108$.

- Una semplice legge di potenza (*powerlaw*):

$$A(E) = KE^{-\Gamma} \quad (4.3)$$

dove $\Gamma = \alpha + 1$ è l'indice dei fotoni della legge di potenza e K è la normalizzazione (fotoni in unità di area, energia e tempo). Questa componente può rappresentare sia l'emissione prodotta dall'AGN (per esempio la componente primaria dovuta alla corona), sia l'emissione non termica prodotta nelle strutture radio (i getti).

- Un modello di emissione termica (*mekal*). Uno spettro di emissione da gas caldo diffuso. Il modello include linee di emissione da diversi elementi. I parametri rilevanti del modello sono: la temperatura del plasma (in keV), l'abbondanza dei metalli del gas (usando come riferimento le abbondanze solari), il redshift e la normalizzazione.

I primi due modelli che sono stati testati sono la legge di potenza e il modello di emissione termica, entrambi rimodulati dall'assorbimento galattico (*wabs · pow* e *wabs · mekal*). Il valore dell'assorbimento galattico, essendo noto, è stato fissato. Viene fissato anche il valore del redshift. Entrambi i

³heasarc.gsfc.nasa.gov

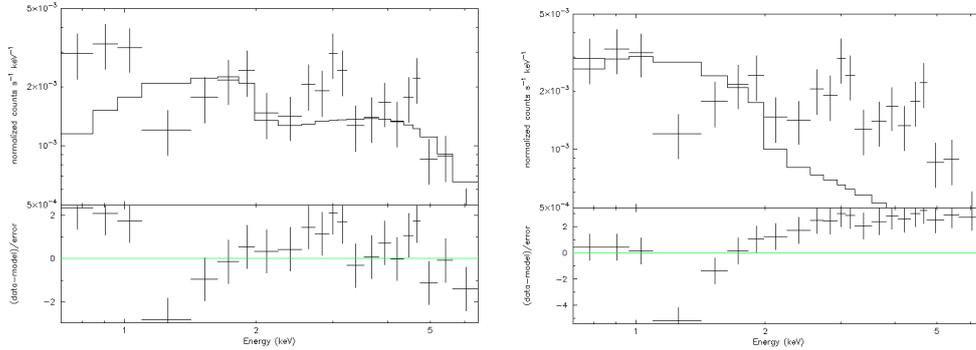


Figura 4.4: Spettri della sorgente NGC 3894 fittati con i modelli di power law assorbita (a sinistra) e emissione termica assorbita (a destra). Nella parte inferiore ci sono i residui del χ^2 ridotto. In entrambi i casi si osserva il discostamento dei dati dal modello applicato.

modelli riproducono in maniera insoddisfacente i dati. Come si può vedere in Figura 4.4 i residui del χ^2 ridotto (cioè la differenza tra il valore misurato e quello del modello divisa per l'errore) sono in entrambi i casi larghi. In particolare il modello con il gas termico non riesce a riprodurre l'emissione sopra i 2 keV.

Un parziale miglioramento ($\chi^2/dof = 1.7$) è stato ottenuto considerando un modello con una legge di potenza e una componente termica (Figura 4.5). Tuttavia il valore dell'indice di potenza ($\Gamma \approx -0.07$) è estremamente piatto, cosa che suggerisce la presenza di un assorbitore intrinseco. Abbiamo allora incluso questa componente. Dei due scenari testati, un assorbitore che agisce su entrambe le componenti ($wabs \cdot zwabs \cdot (pow + mekal)$) e uno che assorbe solo l'emissione data dalla legge di potenza ($wabs \cdot (zwabs \cdot pow + mekal)$), il secondo ha dato i risultati migliori ($\chi^2/dof = 0.84$). In ultimo, è stata aggiunta a questo modello una componente descritta da una gaussiana, per verificare la presenza di righe in emissione (sezione 2.3). Tuttavia, il fit non è migliorato in maniera sensibile e i parametri della gaussiana non risultano costretti. Ne concludiamo che la limitata statistica del nostro spettro rappresenta un limite alla possibilità di testare questa ipotesi.

4.2 Risultati dell'analisi spettrale

Il modello che rappresenta meglio i dati è quindi quello che prevede una componente termica e una legge di potenza assorbita ($wabs \cdot (zwabs \cdot pow + mekal)$). L'emissione termica è legata a gas caldo ($T=0.8^{+0.2}_{-0.3}$ keV). La presenza di emissione diffusa attorno alla sorgente puntiforme (Figura 4.3, so-

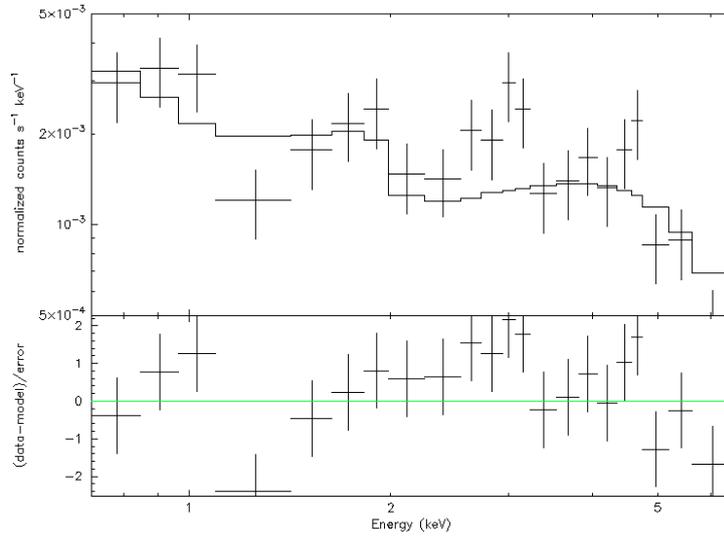


Figura 4.5: Fit dello spettro con il modello dato dall'unione dei modelli di legge di potenza e emissione termica. L'assorbimento è fissato al valore galattico.

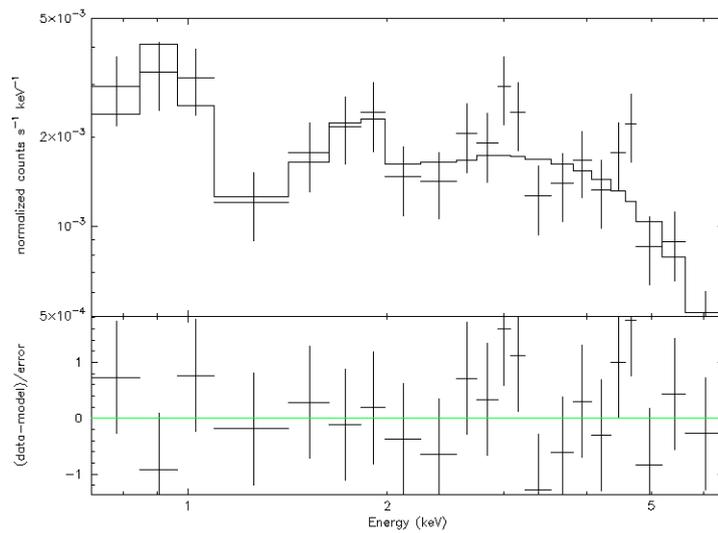


Figura 4.6: Spettro modellato con il modello dato dall'unione dei modelli di legge di potenza assorbita e emissione termica ($wabs \cdot (zwabs \cdot pow + mekal)$, modello di best fit).

prattutto nella banda 0.5-2.5 keV) supporta questa interpretazione. I parametri fissati sono il redshift e l'assorbimento galattico: $z = 0.0108$ e $N_H = 1.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Invece l'assorbimento intrinseco, lasciato libero, dal fit risulta: $N_H(z) = (2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Gli altri parametri sono riportati in Tabella 4.1.

	Power law	Mekal
Indice fotonico Γ	1.2 ± 0.4	
Normalizzazione (fotoni $\text{keV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$(2.2^{+1.1}_{-0.8}) \cdot 10^{-5}$	$(2.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-6}$
Temperatura (keV)		$0.8^{+0.2}_{-0.3}$

Tabella 4.1: Tabella riassuntiva dei parametri del modello di best fit. Gli errori sono stati calcolati con un intervallo di confidenza del 90%.

Dai parametri ottenuti si possono trarre alcune considerazioni. L'indice fotonico è molto basso, ad indicare uno spettro piuttosto piatto. Il valore che ci si aspetta per questo tipo di sorgente è $\Gamma \approx 1.6$ [11]. Nonostante con l'errore l'indice fotonico sia compatibile con il valore atteso, è comunque un valore insolito che può essere spiegato in due modi:

- L'assorbimento intrinseco può essere stato sottostimato nel fit a causa della bassa statistica. La mancanza di dati sufficienti potrebbe anche causare la mancata osservazione di righe in emissione spesso osservate negli spettri degli AGN. In questo caso l'origine dell'emissione sarebbe legata all'AGN (dovuta per esempio alla componente primaria prodotta nella corona, vedi sezione 2.3).
- Se invece l'assorbimento fosse corretto, la spiegazione è da attribuire a un'emissione dovuta principalmente al getto.

Sono stati calcolati anche i flussi non assorbiti del modello totale e delle singole componenti che lo formano, divisi nell'X-soft e X-hard. I valori sono riportati in Tabella 4.2.

ϕ ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	X (0.5-0.8 keV)	X-soft (0.5-2.5 keV)	X-hard (2.5-8 keV)
Totale	$22 \cdot 10^{-14}$	$7.3 \cdot 10^{-14}$	$15 \cdot 10^{-14}$
Power law	$21 \cdot 10^{-14}$	$6.7 \cdot 10^{-14}$	$15 \cdot 10^{-14}$
Mekal	$0.63 \cdot 10^{-15}$	$0.62 \cdot 10^{-14}$	$0.012 \cdot 10^{-14}$

Tabella 4.2: Flusso della sorgente, calcolato nelle diverse componenti e bande di energia.

Grazie al flusso è possibile calcolare le luminosità, dalla formula:

$$L = 4\pi R^2 \phi \quad (4.4)$$

dove ϕ è il flusso e R la distanza di luminosità. Per la sorgente considerata $R=46.6$ Mpc ⁴. I risultati sono riportati in Tabella 4.3.

L (erg s ⁻¹)	X (0.5-0.8 keV)	X-soft (0.5-2.5 keV)	X-hard (2.5-8 keV)
Totale	$5.7 \cdot 10^{40}$	$1.9 \cdot 10^{40}$	$3.8 \cdot 10^{40}$
Power law	$5.5 \cdot 10^{40}$	$1.7 \cdot 10^{40}$	$3.8 \cdot 10^{40}$
Mekal	$0.16 \cdot 10^{40}$	$0.16 \cdot 10^{40}$	$0.0032 \cdot 10^{40}$

Tabella 4.3: Tabella delle luminosità della sorgente, calcolate nelle diverse componenti e bande di energia.

Dalle stime dei flussi e delle luminosità si constata che la componente dominante su tutta la banda 0.5-8 keV è quella descritta dalla legge di potenza. A meno di ipotizzare una sottostima dell'assorbimento intrinseco, il basso indice fotoni favorisce uno spettro dominato dai getti (in cui in genere $\Gamma > 1.5$) piuttosto che al nucleo (in cui $\Gamma \approx 1.9$). Inoltre l'angolo di inclinazione dei getti ($10^\circ < \theta_{incl} < 21^\circ$) e il moto moderatamente relativistico del getto, amplifica l'emissione del getto osservata. Quindi si predilige la seconda ipotesi.

In conclusione si può dire che con i dati in nostro possesso il modello più plausibile per lo spettro in banda X è un'emissione assorbita, in parte dal gas della nostra galassia ($N_H = 1.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) che si interpone tra l'osservatore e la sorgente e in parte dal gas della galassia che ospita NGC 3894 ($N_H(z) = (2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$). La componente dominante è descritta da una legge di potenza con un indice fotonico piatto ($\Gamma = 1.2 \pm 0.4$). L'emissione termica invece è dovuta a gas caldo (con $T=0.8_{-0.3}^{+0.2}$ keV) attorno alla sorgente. Il flusso totale nella banda 0.5-8 keV è $\phi = 22 \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a cui corrisponde una luminosità $L = 5.7 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$.

⁴ned.ipac.caltech.edu

Conclusioni

L'analisi spettrale in banda X della radiosorgente NGC 3894 ha permesso di trovare un modello plausibile per spiegare l'emissione a queste energie. Il modello in questione prevede due componenti: una legge di potenza, parzialmente modificata per l'assorbimento da parte di un gas nella galassia ospite, e una componente di emissione termica. La componente dominante è la legge di potenza, che risulta avere un indice fotonico piatto ($\Gamma = 1.2 \pm 0.4$). L'emissione termica, invece, è dovuta a gas caldo (con $T=0.8_{-0.3}^{+0.2}$ keV) che si trova attorno alla sorgente. La luminosità totale nella banda 0.5-8 keV è $L = 5.7 \cdot 10^{40}$ erg s⁻¹ ed è prodotta quasi interamente dalla componente descritta dalla legge di potenza. Gli scenari possibili per spiegare i risultati sono due. Nel primo, l'emissione X è attribuibile al processo di accrescimento. In questo caso, il valore dell'indice spettrale, più piatto rispetto a quanto atteso per una componente di accrescimento, potrebbe indicare una sottostima dell'assorbimento reale dovuta alla limitata statistica dello spettro. Un'osservazione più profonda permetterebbe di migliorare la stima dell'assorbimento intrinseco e di verificare la presenza di componenti caratteristiche del processo di accrescimento (per esempio righe di emissione). Nel secondo scenario, l'emissione è di origine non termica e prodotta nel getto. In questo caso, l'emissione misurata dall'osservatore risulta modificata da effetti relativistici ($L_0 = L_e \times \delta^4$, dove L_0 è la luminosità osservata e L_e quella intrinseca). Nel caso della nostra sorgente $\delta \sim 1.6$, quindi il fattore di amplificazione è relativamente moderato (~ 6.6). Il fatto che l'emissione data dalla legge di potenza sia assorbita (cosa non osservata nei blazar) indica che le dimensioni della radiosorgente sono minori di quelle della galassia ospite. Questo secondo scenario è coerente con l'osservazione di NGC 3894 in banda γ . L'ipotesi da testare sarebbe allora quella secondo cui l'emissione dall'X al γ sia prodotta da un'unica componente emissiva, per esempio dovuta a Compton inverso.

Bibliografia

- [1] Fanti, C. & Fanti, R., *Lezioni di radioastronomia*.
- [2] Urry, C. M. & Padovani, P. (1995). *Unified Schemes for Radio-loud Active Galactic Nuclei*.
- [3] Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. (1974). *The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*.
- [4] Shakura, N. I., Sunyaev R. A. (1973). *Black holes in binary systems. Observational appearance*.
- [5] Orienti, M. (2016). *Radio properties of Compact Steep Spectrum and GHz-Peaked Spectrum radio sources*.
- [6] O’Dea, C. P. (1998). *The Compact Steep-Spectrum and Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources*.
- [7] Carvalho, J. C. (1997). *The evolution of GHz-peaked-spectrum radio sources*.
- [8] Brienza, M. (2018). *The life cycle of radio galaxies as seen by LOFAR*.
- [9] Risaliti, G. & Elvis, M. (2004). *A panchromatic view of AGN*.
- [10] Principe G., Migliori G., Johnson T. J., D’Ammando F., Giroletti M., Orienti M., Stanghellini C., Taylor G. B., Torresi E., and Cheung C. C. (sottomesso). *NGC 3894: a young radio galaxy seen by Fermi-LAT*.
- [11] Ghisellini G., Tavecchio F., Foschini L., Ghirlanda G., Maraschi L., Celotti A. (2010). *General physical properties of bright Fermi blazars*.