

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

Analisi spettrale in banda X della galassia di Seyfert NGC 5252

Tesi di laurea

Presentata da:

Claudio Sandonà

Relatore:

Chiar.mo Prof. Cristian Vignali

Correlatore:

Dott. Mauro Dadina

Sessione II
Anno Accademico 2018-2019

Questa tesi è stata svolta presso l'Istituto Nazionale di Astrofisica – Osservatorio di Astrofisica e Scienza dello Spazio di Bologna.

Abstract

Nel presente lavoro di tesi si sono studiate le proprietà spettrali in banda X (0.5÷60 keV) di NGC 5252, una galassia di Seyfert 2 dell'universo locale ($z = 0.0234$). Tale galassia è caratterizzata da una componente nucleare (AGN) e da una componente diffusa (galassia ospite e coni di ionizzazione che si estendono fino a 35 kpc). Una peculiarità di questa galassia è lo spettro apparentemente piatto ($\Gamma \sim 0.9$) che caratterizza il nucleo, rispetto a quanto ci si aspetterebbe per un AGN ($\Gamma \sim 1.8\div 2$), come si evince da studi precedenti (Cappi et al. 1996, Dadina et al. 2010). Uno degli scopi di questo lavoro è proprio quello di studiare lo spettro di questa sorgente su una più ampia banda osservativa e cercare di capire il reale valore dell'indice spettrale. Nello studio degli AGN è fondamentale conoscere la pendenza del continuo, perché la legge di potenza descritta dall'indice spettrale "Γ" è strettamente connessa ai processi fisici che avvengono nel disco e nella corona. Effetti di oscuramento, tasso di accrescimento, massa del SMBH possono, però, variare il valore dell'indice spettrale.

L'analisi spettrale è stata eseguita utilizzando *in primis* osservazioni del satellite X *Chandra*, costituite da due dataset: il primo composto da una singola osservazione del 2003, il secondo da tre osservazioni ravvicinate del 2013 (comprese tra Marzo e Maggio). Ciò ha permesso anche di studiare la variabilità della sorgente su tempi scala brevi (giorni) e lunghi (circa dieci anni). Non è stata riscontrata variabilità, né all'interno delle singole osservazioni, né tra i diversi dataset. Le osservazioni con *Chandra*, nonostante fossero affette da pile-up, hanno permesso di realizzare un buon fit nella regione soft dello spettro ($\sim 0.1\div 1.5$ keV). Il modello di best-fit (ottenuto utilizzando simultaneamente le tre osservazioni del 2013) è costituito da una legge di potenza assorbita ($\Gamma \sim 1.0$ ed $N_{\text{H}} \sim 3.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) che descrive il comportamento del nucleo, due componenti termiche (*black body* con $kT \sim 0.30$ keV e *mekal* con $kT \sim 0.16$ keV) associate alla regioni estese, la riga $K\alpha$ del ferro ($a \sim 6.42$ keV) e la riga del neon IX (~ 0.91 keV). La questione relativa al "Γ" non viene risolta dalle osservazioni *Chandra*, che però, potranno essere utili in futuro per uno studio approfondito dell'emissione diffusa.

Successivamente sono state analizzate: l'osservazione del 2003 del satellite *XMM-Newton* (operante in banda 0.1÷10 keV) e quella del 2013 del satellite *NuSTAR* (in banda 3÷79 keV). Questi due telescopi hanno caratteristiche diverse e complementari rispetto a *Chandra*, in particolare hanno peggiori risoluzioni angolari e maggiori aree efficaci: tramite l'osservazione di *NuSTAR* si è potuto estendere la banda di osservazione ad energie maggiori (fino a 60 keV), quindi porre maggiori vincoli sul modello, in particolar modo nella regione hard dello spettro (3÷60 keV).

L'osservazione di *XMM-Newton*, già studiata in un precedente lavoro (Dadina et al. 2010), ha prodotto come best-fit un modello con doppia legge di potenza (la prima assorbita con $\Gamma_1 \sim 1.20$ e $N_{\text{H}} \sim 2.8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, la seconda diffusa $\Gamma_2 \sim 1.25$), una componente termica (*mekal*, con $kT \sim 0.16$ keV) e la riga $K\alpha$ del ferro ($a \sim 6.40$ keV). Il best-fit di *NuSTAR* invece è costituito da un semplice modello a legge di potenza assorbita ($\Gamma \sim 1.73$ ed $N_{\text{H}} \sim 4.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) e riga $K\alpha$ del ferro ($a \sim 6.36$ keV).

Sono stati quindi analizzati simultaneamente gli spettri di *XMM-Newton* e *NuSTAR*, in modo da massimizzare la statistica ed estendere il fit alla banda 0.5÷60 keV. Ciò è stato possibile in virtù del fatto che la sorgente non è variata nell'arco temporale 2003÷2013. Il modello di best-fit è stato ottenuto tramite una legge di potenza assorbita da un gas parzialmente ionizzato ($\Gamma \sim 1.8$ ed $N_{\text{H}} \sim 5.2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) e da un assorbitore a $\sim 3.03 \text{ keV}$, una componente termica (*mekal* con $kT \sim 0.15 \text{ keV}$) e la riga $K\alpha$ del ferro ($a \sim 6.40 \text{ keV}$).

Infine dai dati di flusso e luminosità in banda X ($L_{2-10 \text{ keV}} \sim 2.1 \cdot 10^{43} \text{ erg/s}$) si è potuta stimare la luminosità bolometrica di NGC 5252 ($L_{\text{bol}} \sim 2.1 \cdot 10^{44} \text{ erg/s}$), consistente con quella di una galassie di Seyfert e quindi ritrovare una stima più precisa per l'Eddington ratio ($\lambda_{\text{Edd}} \sim 0.002$), che comunque non differisce in modo significativo da quando trovato in lavori precedenti (Capetti et al. 2005).

L'indice spettrale ricavato estendendo il fit alla banda energetica di *NuSTAR* ($\Gamma \sim 1.8$) è consistente con quello tipico degli AGN (Haardt & Maraschi 1991 e 1993, Nandra & Pounds 1994, Turner 1997, Dadina 2008). Tale risultato è quindi frutto della banda larga e della possibilità di rimuovere la degenerazione $\Gamma \sim N_{\text{H}}$. In quest'ottica sarebbe opportuno anche in lavori futuri estendere l'osservazione in banda X degli AGN oscurati su un'ampia banda, con l'ausilio di più telescopi.

Sommario

INTRODUZIONE	6
1 I NUCLEI GALATTICI ATTIVI (AGN)	8
1.1 Proprietà osservative degli AGN.....	8
1.2 Classificazione degli AGN	9
1.3 Classificazione spettrale	15
1.4 Modello unificato	16
1.5 Proprietà spettrali degli AGN.....	23
1.6 AGN oscurati.....	30
2 IL CASO SCIENTIFICO RELATIVO A NGC 5252	33
2.1 Proprietà NGC 5252	34
3. TELESCOPI IN BANDA X	38
3.1 Ottiche ad incidenza radente	39
3.2 Rivelatori	44
3.3 Missioni.....	44
3.4 Chandra.....	46
3.5 XMM-Newton.....	52
3.6 NuSTAR.....	59
4. ANALISI DATI	64
4.1 Riduzione dati <i>Chandra</i>	65
4.2 Riduzione dati <i>XMM-Newton</i>	68
4.3 Riduzione dati <i>NuSTAR</i>	71
4.4 Studio della variabilità in banda X.....	73
4.5 Analisi spettrale	77
5. DISCUSSIONE E CONCLUSIONI	98
5.1 Discussione dell'analisi spettrale.....	99
5.2 Conclusioni e prospettive future	103
APPENDICE	104
BIBLIOGRAFIA	110

INTRODUZIONE

Le galassie attive sono sorgenti extragalattiche caratterizzate da una regione centrale compatta e molto brillante, nota come *Active Galactic Nuclei* (AGN). Gli AGN rappresentano i fenomeni astrofisici più energetici dell'Universo. La loro luminosità è dell'ordine di 10^{42-48} erg/s e proviene da una regione che ha dimensioni molto inferiori (meno di un pc) rispetto a quelle della galassia che li ospita (che sono dell'ordine del kpc). Queste regioni centrali sono così luminose da poter eclissare l'intera popolazione stellare presente nella galassia ed è per questo motivo che sono annoverate tra le sorgenti più potenti dell'Universo.

L'energia emessa dagli AGN, che copre tutto lo spettro elettromagnetico, è dovuta a processi fisici non stellari, principalmente di origine non termica, come l'emissione di sincrotrone o processi di Inverse Compton (IC). Si pensa che il motore centrale di un AGN non sia altro che un buco nero super massiccio (*Super Massive Black Hole*, SMBH) ospitato nel nucleo compatto e brillante della galassia attiva. Si ritiene pertanto che l'origine dell'emissione degli AGN sia di tipo gravitazionale, per accrescimento di materia sul SMBH.

Evidenze osservative hanno mostrato la presenza di un buco nero super-massiccio al centro di ogni galassia, o almeno all'interno di quelle più massive (Richstone et al., 1998; Kormendy & Richstone, 1995). Di recente è stato possibile, grazie a sofisticate tecniche interferometriche in banda radio, ottenente l'immagine dell'orizzonte degli eventi⁽¹⁾ di uno di questi buchi neri, all'interno della galassia M87 (The Event Horizon Telescope, 2019).

La presenza di un buco nero centrale all'interno di una galassia, non vuol dire, però, che la galassia sia attiva; il 90% di esse, infatti, non lo sono. Qualunque buco nero può accrescere materia, ma nella maggior parte dei casi, evidentemente, o ciò non avviene, o il tasso di accrescimento è tale per cui l'emissione dalla regione nucleare non è apprezzabile confondendosi con quella generata dalle altre componenti della galassia (principalmente gas e stelle).

La banda X⁽²⁾ risulta essere particolarmente adatta allo studio degli AGN, *in primis* perché una considerevole frazione della loro energia bolometrica si manifesta alle alte energie, ma anche perché in questa banda è possibile discernere il contributo stellare da quello non stellare. Le stelle più luminose in X (appartenenti ai tipi spettrali O e B), hanno luminosità X tipica dell'ordine, al più, di 10^{37-38} erg s⁻¹. Dello stesso ordine di grandezza può essere stimata l'emissione X da parte di sistemi binari formati di cui una o entrambe le componenti sono oggetti compatti (stelle di neutroni o buchi neri). Si pensa che il numero di stelle emittenti in banda X presenti in una galassia sia inferiore a 10^6 ; se consideriamo che un AGN può raggiungere una $L_X \sim 10^{45-47}$ erg s⁻¹, il contributo totale delle sorgenti discrete alla luminosità X non può essere superiore al 10%. Da qui l'esigenza di spiegare l'emissione tramite altri meccanismi, che non siano quelli stellari.

⁽¹⁾ Superficie dello spazio-tempo che delimita la regione oltre la quale nessun segnale può uscirne.

⁽²⁾ Solitamente in astrofisica ci riferisce alla banda X come all'intervallo energetico della radiazione compreso tra 0.1 e 100 keV, con questa distinzione: *raggi X molli* (o banda *soft-X*) compresa tra 0.1÷10 keV e *raggi X duri* (banda *hard-X*) compresa tra 10÷100 keV. Oltre i 100 keV si parla di raggi gamma.

La teoria dell'accrescimento di materia su di un buco nero super massiccio è resa plausibile dalla misure effettuate relative all'allargamento dei profili di riga scoperti in alcuni nuclei galattici attivi (Ford et al. 1994, Miyoshi et al. 1995). L'allargamento delle righe può infatti essere associato ad elevate velocità della materia. Questa teoria è avvalorata da recenti analisi spettrali in banda X, che evidenziano profili della riga $K\alpha$ del ferro allargata gravitazionalmente ed associabili, pertanto, ad un disco d'accrescimento ruotante intorno ad un buco nero (MCG -6-30-15, Tanaka et al. 1995; IC4329A, Cappi et al. 1996a, NGC 5548, Mushotzky et al. 1995).

Secondo il modello oggi accettato dalla comunità scientifica per interpretare i nuclei galattici attivi, ovvero il Modello Unificato (Antonucci 1993, Urry & Padovani 1995), l'origine dell'emissione non termica è dovuto pertanto a fenomeni di accrescimento di materia attorno ad un buco nero super massiccio, con massa dell'ordine di $10^{6-9} M_{\odot}$. Secondo questo modello tutti gli oggetti classificati come AGN, diversi sia per morfologia che per tipologie spettrali, rappresentano in realtà lo stesso oggetto visto sotto diverse angolazioni. In questo scenario di unificazione le molteplici proprietà degli AGN derivano in gran parte dal differente angolo di vista rispetto ad un sistema costituito da un toro di materiale oscurante, un disco di accrescimento che alimenta il buco nero centrale super-massiccio e nubi di gas che circondano il buco nero stesso.

Nel presente lavoro di tesi si andrà ad indagare la regione nucleare di una galassia di Seyfert, NGC 5252, utilizzando i dati provenienti da tre differenti telescopi X (*Chandra*, *XMM-Newton* *NuSTAR*). Tramite l'analisi spettrale in banda X si cercherà di capire quali sono i meccanismi di emissione che generano lo spettro osservato, cercando di darne una giustificazione fisica.

1 I NUCLEI GALATTICI ATTIVI (AGN)

In questo capitolo si vuole fornire una panoramica generale sulle caratteristiche e sul funzionamento degli *Active Galactic Nuclei* (AGN), analizzando i relativi meccanismi d'emissione e cercando d'illustrare come si è arrivati nel tempo ad unificare le varie classi di AGN osservate e a definire un unico modello, in grado di spiegare ogni tipologia di AGN.

1.1 Proprietà osservative degli AGN

Dal punto di vista osservativo gli AGN presentano una varietà piuttosto ampia. Diverse sono le proprietà che si possono osservare: sia in emissione che in morfologia. Le caratteristiche tipiche degli AGN (Netzer 1990) sono:

- a) la presenza di una regione nucleare compatta, più brillante della corrispondente regione in galassie dello stesso tipo secondo la classificazione di Hubble;
- b) emissione nucleare nel continuo non termica⁽³⁾, rappresentabile, come si vedrà più avanti, mediante una legge di potenza;
- c) righe di emissione nucleari che indichino eccitazione da un continuo di solito non termico;
- d) continuo e/o righe di emissione variabili.

Queste caratteristiche possono essere presenti anche solo in parte per definire un oggetto come AGN. Si fornisce ora una breve panoramica sulle principali classi di AGN presenti in natura.

⁽³⁾ Per emissione termica s'intende quel tipo di emissione che riproduce lo spettro di corpo nero (*black body*, BB), la cui forma è quella che descritta dalla legge di Planck. Sistemi che emettono come un BB, sono caratterizzati dall'essere all'equilibrio termico (ovvero le componenti del sistema seguono una distribuzione di velocità che segue la statistica di Maxwell-Boltzmann) e gli si può pertanto assegnare una temperatura caratteristica. Fenomeni non termici invece sono quelli il cui spettro non è riconducibile a quello di un BB, fenomeni quali ad esempio: emissione di sincrotrone, effetto Compton e Compton inverso, ecc... solitamente l'emissione non termica è generata da particelle relativistiche immerse in campi magnetici, come all'interno degli AGN.

1.2 Classificazione degli AGN

Una classificazione esatta degli AGN risulta alquanto difficile visto la grande varietà fenomenologica. A partire dagli anni '60 molti tipi di AGN sono stati scoperti e questo ha portato alla realizzazione di diverse classificazioni per queste sorgenti. In particolare sono state create due principali distinzioni sulla base delle proprietà di emissione radio e su quelle ottico spettrali.

Secondo Woltjer (1990) si possono classificare undici sottoclassi principali di AGN (a cui successivamente si è aggiunta quella delle *Narrow Emission Line Galaxies*), a seconda delle caratteristiche spettrali e della banda energetica che emette maggiormente:

- galassie di Seyfert di tipo 1 (Sy1)
- galassie di Seyfert di tipo 2 (Sy2)
- radio galassie (RG)
- radio quasar (RLQ)
- quasar radio quieti (QSO)
- oggetti di tipo BL Lacertae (BL Lac)
- oggetti dalla rapida variabilità ottica (*Optically Violent Variable*, OVV)
- regioni con emissioni nucleari di bassa ionizzazione (*Low Ionization Nuclear Emission Line Regions*, LINERS)
- regioni nucleari HII
- galassie starburst
- forti galassie infrarosse (*Strong IRAS Galaxies*)
- galassie con righe di emissione strette (*Narrow Emission Line Galaxies*, NELG)

Gli AGN possono anche essere suddivisi in due classi principali, in funzione del cosiddetto parametro R_{r-o} (*radio loudness parameter*), che indica il rapporto tra l'intensità dell'emissione in banda radio a 5 GHz e l'intensità dell'emissione in banda ottica a 4400 Å (Kellermann et al. 1989) e così definito:

$$R_{r-o} = \frac{F_{5\text{GHz}}}{F_{4400}} \quad [1]$$

Si definiscono pertanto AGN *Radio Loud* (RL) gli oggetti con un rapporto di densità di flusso radio e ottico $R_{r-o} \geq 10$, mentre gli AGN con $R_{r-o} < 10$ vengono detti *Radio quiet* (RQ). Attualmente, la maggior parte degli AGN noti rientra nella categoria degli oggetti RQ, mentre, solo il 10% appartiene alla classe degli AGN RL. Secondo quest'ultima classificazione: le galassie di Seyfert (Sy1 e Sy2), i quasar radio quieti (QSO) e le LINERS sono ascrivibili agli AGN RQ, mentre le radiogalassie e i blazar sono considerati AGN RL (si veda a tal proposito la figura 1.1 nel capitolo 1.3).

Altri tipi di classificazione radio sono state pensate per distinguere gli AGN *Radio Loud* da quelli *Radio Quiet*. Un'altra molto usata è quella che confronta la luminosità radio con quella X (Terashima & Wilson, 2003):

$$\log(R_X) = \frac{v \cdot L_{v(5\text{GHz})}}{L_X} \quad [2]$$

Tutti gli AGN con $\log(R_X) \leq -4.5$ sono classificati come *Radio Loud*. Partendo dalla distinzione tra *Radio Loud* e *Quiet*, è poi possibile suddividere i vari AGN in sottocategorie a seconda della loro morfologia o delle proprietà spettrali.

1.2.1 Galassie di Seyfert

Le galassie di tipo *Seyfert*, generalmente associate a galassie a spirale o a galassie irregolari, sono state le prime sorgenti ad essere identificate come galassie attive da Carl Seyfert nel 1943. Hanno nuclei molto brillanti e puntiformi, ma non così brillanti da “oscurare” la galassia ospite (come nel caso dei quasars, vedi paragrafo successivo). Questi oggetti, caratterizzati da una debole emissione radio ($P_{5\text{GHz}} = 10^{20} \div 10^{23}$ W/Hz), mostrano uno spettro ottico costituito da un continuo di emissione nucleare, da righe strette e righe larghe. Tali galassie possono presentare, inoltre, forte emissione nucleare in banda X e, occasionalmente, deboli getti radio su piccola scala. Mostrano variabilità su tempi scala di qualche giorno.

A seconda della larghezza delle righe, espressa in ampiezza a metà potenza (*Full Width Half Maximum*, FWHM), è possibile effettuare una distinzione nella regione emittente. Le *Broad Line Regions* (BLR), sono regioni caratterizzate dall'emissione di righe ottiche larghe permesse (con una FWHM $\sim 10^{3-4}$ km s⁻¹) prodotte da diseccitazione collisionale, mentre le *Narrow Line Regions* (NLR) sono contraddistinte da righe strette permesse e proibite (FWHM $< 10^3$ km s⁻¹).

Le galassie di tipo *Seyfert* sono state suddivise in due categorie in base alla presenza di righe di emissione nello spettro ottico: le *Seyfert 1* (Sy1) sono caratterizzate sia da righe permesse e allargate ($v \sim 10^4$ km/s) che da righe proibite e strette ($v \sim 10^3$ km/s) e presentano, inoltre, un'emissione nucleare in banda X più potente rispetto alle *Seyfert 2* (Sy2) le quali, invece, mostrano solo righe strette (sia permesse che proibite). In realtà, si è constatato nel tempo che non vi è una vera e propria dicotomia, tra le due classi, ma esistono oggetti che presentano caratteristiche intermedie, per cui sono state definite quattro nuove sottoclassi: 1.2, 1.5, 1.8 e 1.9 (Osterbrock 1981). Le Sy1.5 mostrano evidenti righe in emissione dell' $H\alpha$ e $H\beta$, la cui intensità è comparabile; le Sy1.8 possiedono una componente ampia facilmente identificabile quale $H\alpha$, ma solo una debole ed ampia $H\beta$. Analogo è il caso delle Sy1.9, in cui, però, non si nota allargamento nell' $H\beta$. Per convenzione le sottoclassi *Sy 1.2* e *Sy1.5* ricadono nella classe delle *Sy1*, mentre le *Sy1.8* e *Sy1.9* nella classe delle *Sy2*. L'oggetto della presente tesi ad esempio, NGC 5252, è una galassia di *Seyfert 1.9*, quindi ascrivibile più generalmente alle Sy2.

Osservazioni condotte in luce polarizzata delle galassie Sy2 (Antonucci & al. 1985, Capetti & al. 1995) hanno successivamente rivelato la presenza di righe allargate. La presenza di queste righe ha portato allo sviluppo di un modello unificato per questa tipologia di galassie. Si ritiene, dunque, che le Sy2 siano intrinsecamente le Sy1 osservate lungo la linea di vista che intercetta il toro molecolare. Tale struttura, assorbendo l'emissione del continuo non termico non permette di rilevare la BLR la cui componente polarizzata è visibile solo tramite il fenomeno della riflessione (vedi paragrafo 1.4).

1.2.2 I Quasar

I Quasars furono scoperti per la prima volta intorno agli anni '60 come intense sorgenti radio estese. In ottico hanno un aspetto puntiforme, simile ad una stella; per questo motivo furono chiamati *Quasi-Stellar Radio Sources*, da cui l'acronimo Quasars. Inizialmente fu difficile capire la natura di questi oggetti, in quanto le stelle non presentano una forte emissione radio. Anche sulla lontananza di questi oggetti nacquero dibattiti, poiché grandi distanze implicavano luminosità tali che nessun processo fisico, conosciuto all'epoca, era in grado di spiegare. In ottico, inoltre, sono visibili righe "insolite" per quella banda.

Maarten Schmidt, intorno al 1963, fu il primo a riconoscere che queste righe sono normali righe d'idrogeno, viste a redshift molto alti e che quindi, questi oggetti si trovano effettivamente a grandi distanze rispetto a noi. Sono oggetti molto luminosi e altamente variabili (periodi di variabilità dell'ordine del mese), da cui se ne deduce che la loro emissione proviene da regioni di dimensioni ridotte, inferiori all'anno luce. In ottico sono visibili righe larghe e presentano un continuo non termico che va dal radio alla banda X, con un eccesso nell'UV.

1.2.3 Radiogalassie (FR I e FR II)

Le radiogalassie sono giganti ellittiche con proprietà ottiche abbastanza simili alle normali giganti ellittiche, ma che presentano una forte emissione radio ($P_{1.4\text{GHz}} > 10^{21}$ W/Hz), estesa anche fino a scale del Mpc (Saripalli & al. 1986).

Nel 1974 Fanaroff e Riley classificarono le radio galassie, in base alla luminosità, in due categorie distinte ciascuna delle quali caratterizzata dalla propria morfologia (Fanaroff & Riley 1974). Nello specifico, le radio galassie caratterizzate da una potenza radio a $P_{1.4\text{GHz}} < 10^{24.5}$ W·Hz⁻¹, vengono classificate come Fanaroff-Riley di tipo I (FRI), mentre le radio galassie caratterizzate da una luminosità più elevata, $P_{1.4\text{GHz}} > 10^{24.5}$ W·Hz⁻¹, sono definite Fanaroff-Riley di tipo II (FRII). Queste sorgenti extragalattiche sono associate generalmente a galassie ellittiche giganti e sono caratterizzate da uno spettro dominato dall'emissione in banda radio.

La differente morfologia che caratterizza le due tipologie di radio galassie è dovuta alla presenza, per le FRII (definite *edge-brightened*) di getti deboli e collimati, spesso one-sided, che terminano nelle hot spot poste all'estremità di lobi ben definiti. Al contrario, gli oggetti appartenenti alla classe delle FRI (definiti *edge-darkened*) sono caratterizzati da getti tipicamente two-sided e poco collimati a causa dell'inefficienza nei meccanismi di trasporto radiativo, con strutture radio estese più distorte.

Dal punto di vista morfologico, le principali componenti strutturali delle radiogalassie sono:

- **nucleo centrale:** regione compatta caratterizzata da uno spettro di emissione piatto, ovvero rappresentato da una legge di potenza ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$)⁽⁴⁾ con indice spettrale $\alpha \sim 0$;
- **getti:** outflow di plasma relativistico che si originano dal nucleo centrale dell'AGN e si estendono fino a distanze dell'ordine del kpc o anche del Mpc. A volte i getti sono visibili anche in banda ottica e in banda X (Harris & Krawczynski 2006). I processi fisici coinvolti sono emissione di sincrotrone ed *Inverse Compton* (IC);
- **hot spot:** regioni compatte e brillanti che si trovano alle estremità dei getti. Le hot spot vengono prodotte quando il getto interagisce con il mezzo circostante generando shock che riaccelerano le particelle. In alcuni casi, e.g. Cygnus A, è stata osservata emissione X proveniente dalle hot spot che può essere spiegata assumendo il modello del *Synchrotron Self-Compton* con un campo magnetico vicino all'equipartizione⁽⁵⁾;
- **lobi:** strutture estese e diffuse che si formano in direzioni opposte rispetto al nucleo centrale e possono raggiungere distanze dell'ordine del Mpc. Il plasma che costituisce i lobi emette radiazione di origine non termica. In banda X, il processo di emissione coinvolto è quello di IC tra gli elettroni relativistici ed i fotoni freddi della radiazione cosmica di fondo (Migliori et al. 2007).

Sulla base della spettroscopia ottica, è possibile classificare le FR II in due tipologie: le *Broad-Line Radio Galaxies* (BLRG), appartenenti alla categoria degli AGN di tipo 1, caratterizzate da un continuo brillante e righe di emissione allargate e le *Narrow-Line Radio Galaxies* (NLRG), definite AGN di tipo 2, il cui spettro mostra un continuo debole e righe di emissione strette. Le radio galassie FR I, invece, presentano solo righe di emissione strette, probabilmente perché sono più povere di gas. Sia le BLRG che le NLRG sono associate a galassie ellittiche giganti dotate di elevata luminosità.

⁽⁴⁾ S_ν è la densità di flusso per unità di frequenza e α rappresenta l'indice spettrale adimensionale in energia.

⁽⁵⁾ L'energia minima di equipartizione si raggiunge quando viene equamente distribuita tra particelle relativistiche e campo magnetico.

1.2.4 Blazar (BL Lac e OVV)

I blazar, associati a galassie ellittiche giganti, rappresentano una classe di oggetti caratterizzata da uno spettro di emissione radio estremamente piatto, una significativa polarizzazione ottica e una forte variabilità sia in banda ottica che alle altre lunghezze d'onda. I blazars non sono un gruppo omogeneo, ma possono dividersi in due categorie:

- **BL Lac:** il nome deriva dal prototipo BL Lacertae e si tratta di sorgenti associate ad ellittiche giganti che mostrano analogie con i quasar a spettro piatto, compreso il fatto di essere puntiformi, ma senza significative righe ottiche in emissione. Sono radiosorgenti di una certa intensità e risultano caratterizzate da un alto grado di polarizzazione sia radio che ottica, il che fa pensare ad un meccanismo di sincrotrone nel radio e di *Synchrotron-Self Compton* (SSC) nell'X. Sono, tra l'altro, oggetti dotati di notevole variabilità sia ottica che X, con scale temporali spesso di solo alcune ore. La mancanza di righe in emissione fa pensare a bassi quantitativi di gas da ionizzare o, ipotesi ritenuta più probabile, ad un continuo talmente forte da mascherare le righe. Questo secondo caso trova una sua giustificazione nelle teorie unificate, in cui i BL Lac sono rappresentate come oggetti visti quasi totalmente a basse inclinazioni, pertanto con un conseguente effetto d'incremento della luminosità dovuto ad un fenomeno di beaming relativistico. Ad ulteriore supporto di questa tesi vi è la frequente osservazione di moti superluminali ad essi associati. Inoltre, in radio emettono sempre, non esistono BL Lac radio-quiet.
- **OVV:** rappresentano una sottoclasse dei quasar radio, con alcune caratteristiche in comune con i BL Lac (con cui definiscono la classe dei blazar), salvo che nel caso degli OVV si riscontrano, seppur deboli, righe di emissione larghe. Una loro caratteristica è l'eccezionale variabilità ottica, capace di manifestarsi con variazioni di flusso di un fattore 5 nell'arco di giorni o mesi.

1.2.5 LINERs & ULIRGs

Le LINERs (acronimo di *Low Ionization Nuclear Emission Region*), presentano strette, di bassa eccitazione, ma discreta intensità, un debole continuo non termico. Si trovano in galassie a spirale, con una predominanza nelle Sa ed Sb. La larghezza delle righe è in genere inferiore a quella delle righe proibite delle Seyfert ed è confrontabile con la velocità di rotazione delle stelle nel nucleo; il continuo non stellare, inoltre, possiede una luminosità di appena l'1% di quello delle Sy1. Tali caratteristiche fanno propendere per un meccanismo di emissione differente, possibilmente relativo a collisioni nelle regioni più interne delle galassie contenenti LINERs. L'emissione quindi potrebbe non essere dovuta ad AGN ma a shocks/venti prodotti da eventi di starburst.

Le ULIRGs (acronimo di *Ultra Luminous IR Galaxies*), emettono la maggior parte della loro luce in IR, $L_{8-1000\mu\text{m}} > 10^{12} L_{\odot}$. Questa emissione IR potrebbe essere una combinazione di luce proveniente da un AGN riprocessata dalla polvere e da starburst. Si trovano quasi tutte in galassie che stanno facendo *merging*⁽⁶⁾. Alcuni AGN possono manifestarsi come ULIRGs durante differenti fasi della loro evoluzione.

1.2.6 Regioni HII

Alcuni nuclei di galassie evidenziano righe strette (Balmer e [OIII]) caratteristiche delle regioni d'emissione HII ionizzate da stelle dei primi tipi spettrali (O e B). Solo in presenza di un fenomeno particolarmente intenso il nucleo appare come un AGN; negli altri casi, esso mostra convergenze con i nuclei delle galassie normali. È possibile confondere tali regioni con le LINERs, ma un esame dei diagrammi diagnostici, ovvero dei rapporti relativi dell'intensità di riga (Osterbrock 1989), permette di riconoscerle con un certo margine di sicurezza.

1.2.7 Galassie starburst

Sono galassie caratterizzate da un'intensa attività di formazione stellare (*starburst*), spesso concentrata in regioni limitate e contraddistinta da una particolare emissione da polvere nella banda infrarossa. Gli anomali tassi di produzione stellare possono essere frutto di un recente evento di collisione tra galassie vicine (*merging* di galassie) capace di spiegare, oltre al tasso di produzione di stelle, anche le distorsioni presenti nelle immagini ottiche di alcune starburst. Gli spettri ad esse relative mostrano un'elevata presenza di stelle giovani, riconoscibili dagli spettri ottici, nonché dai colori.

⁽⁶⁾ Col termine *merging* ci si riferisce a quei fenomeni di coalescenza che coinvolgono due oggetti astrofisici gravitazionalmente legati; solitamente è usato per le galassie o per oggetti compatti in orbita ristretta tra loro (BH o stelle di neutroni).

1.3 Classificazione spettrale

È possibile classificare gli AGN anche in funzione dei loro spettri in banda ottica. Quelli che mostrano spettri ottici con righe di emissione larghe (fino a $\sim 10^4$ km/s) e strette (fino a $\sim 10^3$ km/s) e caratterizzati da un continuo brillante vengono classificati di Tipo 1 (o Broad Line); quelli che mostrano solo righe strette e con un continuo più debole sono detti di Tipo 2 (o Narrow Line).

Generalmente gli AGN di Tipo 1 sono più variabili e luminosi dei Tipo 2. Anche in questo caso si possono trovare le stesse sottocategorie del precedente paragrafo, elencate di seguito:

AGN di Tipo 1

- Broad Line Radio Galaxy (BLRG)
- Quasar 1
- Seyfert 1
- LINER 1

AGN di Tipo 2

- Narrow Line Radio Galaxy (NLRG)
- Quasar 2
- Seyfert 2
- LINER 2

1.4 Modello unificato

Il modello unificato è un tentativo di spiegare l'ampia distribuzione nelle proprietà osservative degli AGN in termini di diversa orientazione con un unico semplice modello. Il modello ormai accreditato per la descrizione della struttura fisica di un AGN è illustrato in figura 1.1.

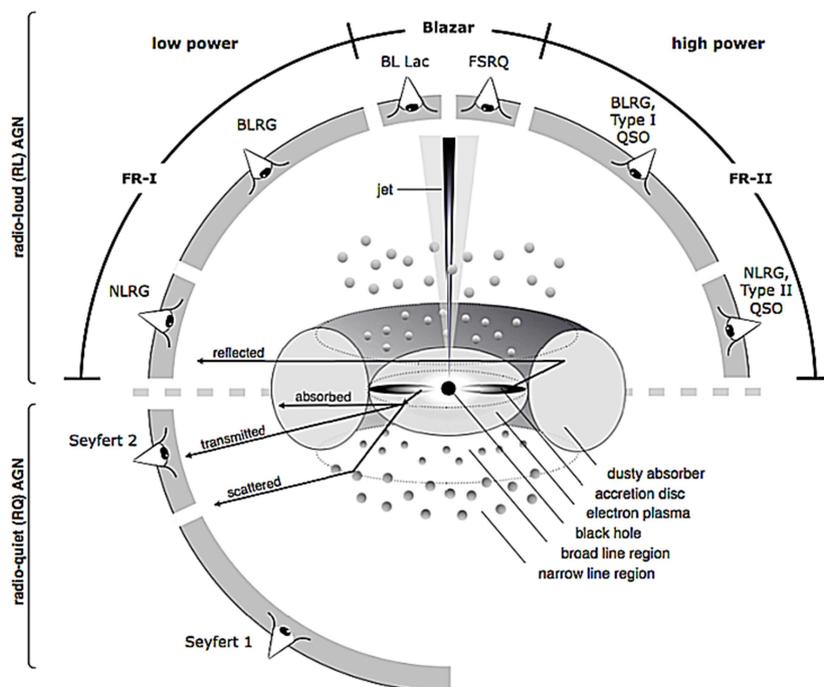


Figura 1.1: schema del modello unificato degli AGN. Sono rappresentati i diversi oggetti visibili a seconda dell'inclinazione dell'AGN rispetto alla linea di vista dell'osservatore e le componenti principali che costituiscono il nucleo galattico attivo (da *Active Galactic Nuclei*, Beckmann & Shrader, 2012).

L'analisi degli spettri e delle caratteristiche degli AGN ha mostrato che le varie sottoclassi hanno proprietà comuni, insieme a differenze notevoli. Questo ha portato, nel corso degli anni, allo sviluppo di un modello unificato basato sull'idea che differenti classi di AGN possano essere lo stesso oggetto visto con diverse orientazioni, sebbene, in alcuni casi, bisogna tenere conto anche di differenze fisiche intrinseche.

Cronologicamente fu Osterbrock, nel 1978, il primo a proporre una prima unificazione, cercando di spiegare le cause che differenziano le Seyfert 1 dalle Seyfert 2. Secondo Osterbrock, la differenza potrebbe derivare da un effetto di orientazione in cui un toro di gas e polveri otticamente spesso, che circonda le regioni centrali, oscura l'emissione ottica delle righe allargate.

Il toro sarebbe composto da idrogeno neutro e molecolare (insieme ad altre molecole come il CO) in grado di assorbire, per effetto fotoelettrico, radiazione di alta energia (ottica blu e UV) e di diffondere quella a più bassa energia (ottica rossa e NIR). Se il toro nasconde all'osservatore la regione centrale, allora si avrebbe una Seyfert 2. Le righe appaiono strette perché generate da gas lontano dal buco nero centrale, quindi con velocità minori. Viceversa un osservatore identificherebbe un AGN come Seyfert 1 nel caso in cui la linea di vista non intercettasse il toro, pertanto le regioni centrali non sarebbero oscurate. Risulterebbero visibili le righe allargate nello spettro della regione nucleare in virtù delle elevate velocità del gas in prossimità del buco nero.

Un secondo passo verso l'unificazione venne fatto poco dopo nel 1978 da Blandford e Rees, che suggerirono che i blazar e i quasar potessero essere radiogalassie osservate lungo l'asse del getto radio. Il flusso osservato sarebbe così dominato dalla componente collimata della radiazione di sincrotrone emessa in un cono di semi-ampiezza $\theta = 1/\gamma$ (dove γ è il fattore di Lorentz degli elettroni relativistici responsabili dell'emissione). Queste sono solo alcune delle diverse considerazioni che hanno portato al modello unificato degli AGN. Secondo questo modello, le principali componenti di un AGN sono:

- **Buco nero super massiccio (SMBH):** al centro dell'AGN vi è un buco nero super-massiccio, con massa $M \sim 10^{6+10} M_{\odot}$, la cui energia potenziale gravitazionale rappresenta il motore centrale di tutto. Vi sono diversi metodi per stimare la massa del buco nero, come l'analisi della variabilità della sorgente centrale, dalla quale è possibile risalire alla dimensione e quindi alla massa della regione emittente, o tramite l'analisi delle curve di rotazione di maser e stelle (Miyoshi et al. 1995). Un altro metodo è la tecnica del *reverberation mapping*, la quale utilizza il tempo di ritardo della Broad Line Region nel rispondere alle variazioni del continuo prodotto in prossimità del buco nero. Da questo intervallo di tempo è possibile risalire alle dimensioni di queste regioni, che sono direttamente legate da una relazione alla massa del buco nero (Peterson & Bentz, 2006). Questa può essere conosciuta anche indirettamente tramite relazioni che legano la M_{BH} ad alcuni parametri della galassia ospite, come la dispersione di velocità (Ferrarese & Merritt, 2000), la massa (Greene et al. 2008) e la luminosità dello sferoide (Kormendy & Richstone 1995).

- **Disco d'accrescimento:** la materia circostante viene convogliata verso il buco nero attraverso un disco di accrescimento, perdendo momento angolare tramite processi viscosi, che riscaldano il disco stesso. Le temperature crescono dall'esterno all'interno e possono raggiungere $T = 10^{5-6}$ K, nelle regioni più centrali. Questa variazione in temperatura dipende dalla distanza dal centro, a causa della rotazione differenziale dei diversi strati viscosi del gas (quelli esterni ruotano più lentamente e sono più freddi di quelli interni) e dalla massa del SMBH ed è l'origine dell'emissione termica ottica/UV del AGN. Tale emissione può essere infatti spiegata con la sovrapposizione di spettri di corpo nero⁽⁷⁾ a diverse temperature. L'involuppo di questi spettri crea uno spettro a legge di potenza con $F \propto \nu^{1/3}$. Al variare della massa del buco nero la temperatura di emissione del disco di accrescimento varia secondo la legge $T \propto M_{\text{BH}}^{-1/4}$. Il raggio interno del disco di accrescimento varia inoltre a seconda che il buco nero sia statico o ruotante. Un buco nero statico segue la metrica di Schwarzschild⁽⁸⁾, mentre un buco nero ruotante segue la metrica di Kerr e il raggio dell'ultima orbita stabile può variare rispettivamente da $6 R_g$ a $1 R_g$, mentre il raggio esterno dipende dalla stabilità del disco, ma è un parametro poco conosciuto.
- **Hot corona:** regione di gas caldo, rarefatto, otticamente sottile e altamente ionizzato, con una $T \sim 10^{7-9}$ K (Chartas et al. 2017). Si pensa sia diffusa attorno al disco di accrescimento, ma la sua geometria e distribuzione è ancora incerta (Fabian 2016). Gli elettroni della hot corona sono relativistici e sono in grado di scatterare, attraverso processi di IC, i fotoni provenienti dal disco di accrescimento, producendo la legge di potenza primaria tipica che si osserva tipicamente negli spettri X degli AGN (Haardt & Maraschi, 1991).
- **Broad Line Region (BLR):** in prossimità delle regioni centrali, ma esternamente al disco di accrescimento ($r = 0.1 \div 1 pc$), sono presenti nubi di gas fredde, che ruotano rapidamente nel potenziale del buco nero e che sono responsabili delle righe larghe (10^{3-4} km/s) osservate in emissione negli spettri. L'allargamento è dovuto alle alte velocità di moto delle singole nubi (allargamento Doppler differenziale) nelle regioni più vicine al nucleo. Queste nubi hanno temperature elettroniche relativamente basse ($T_e \sim 10^4$ K) e densità sufficientemente elevate ($n_e \sim 10^{10-11} \text{ cm}^{-3}$) tali da impedire l'emissione di diverse righe proibite. Si pensa siano foto-ionizzate dalla sorgente centrale. Questa regione è visibile solo per AGN in cui il toro non intercetta la linea di vista e quindi non è oscurata dallo stesso (tipo 1).

⁽⁷⁾ La brillantezza del corpo nero è espressa tramite la relazione: $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right)^{-1}$.

⁽⁸⁾ La geometria di Schwarzschild descrive la struttura geometrica attorno ad un buco nero non ruotante, che presenta quindi simmetria sferica. Il raggio gravitazionale, o di Schwarzschild, rappresenta il raggio della superficie sferica detta "orizzonte degli eventi" ed è dato da $R_S = 2GM_{\text{BH}}/c^2$. Per raggi più piccoli del raggio di Schwarzschild, nessun evento può influenzare un osservatore esterno, in quanto la velocità di fuga diventa superiore a quella della luce.

- **Toro molecolare:** si trova presumibilmente sul piano del disco, ma su scale più grandi ($1\div 100$ pc) ed è responsabile dell'oscuramento degli AGN visti lungo il piano equatoriale del toro (Krolik & Begelman, 1986). È composto da polveri che re-irradiano in banda IR la radiazione ricevuta dalla sorgente centrale e da gas molecolare, responsabile dell'assorbimento della radiazione in banda X. La sua presenza è necessaria per spiegare le differenze tra Tipi 1 e 2, ma la struttura, distribuzione geometrica, spessore ottico e composizione non sono ancora ben conosciuti. La questione sulla sua morfologia è ancora aperta e tra i modelli di toro più accreditati vi sono i modelli *smooth* (Fritz et al., 2006), in cui il toro ha distribuzione omogenea e i modelli *clumpy* (Nenkova et al., 2008, Feltri et al. 2012), in cui il toro è composto da nubi discrete con diversa temperatura e densità (Jaffe et al. 2004, Burtscher et al. 2013); in questo caso, l'estinzione dipende dal numero di nubi che vengono intercettate lungo la linea di vista. I modelli di tipo clumpy sembrano essere i più validi da un punto di vista fisico, in quanto, rispetto ai modelli smooth, sono dinamicamente stabili e riescono a riprodurre meglio le osservazioni. Osservativamente sembra che gli AGN con più alta luminosità abbiano il toro più distante dal centro, concordemente a quanto previsto dal modello di "*Receding Torus Model*" (Lawrence 1991, Simpson 2005): più la luminosità è alta più la pressione di radiazione spinge il toro lontano dal centro. Il toro molecolare di gas e polvere, se intercettato dalla nostra linea di vista, è responsabile anche dell'estinzione della radiazione ottica e ultravioletta proveniente dalle regioni centrali (estinzione che si può estendere finanche alla banda X, se le densità di colonna sono sufficientemente elevate) e non permette di vedere negli spettri le righe allargate delle BLR che, per questo motivo, nel modello devono essere confinate alle regioni centrali dell'AGN.
- **Narrow Line Region (NLR):** regione occupata da nubi di gas a $T \sim 10^3$ K responsabili dell'emissione delle righe strette. Esse si trovano in regioni più esterne rispetto alla BLR (fino a 10^{2-3} pc dal SMBH) e hanno densità elettroniche sufficientemente basse da poter emettere righe proibite ($n_e \sim 10^{3-5} \text{ cm}^{-3}$). Le righe emesse da queste regioni hanno larghezze tipiche di centinaia di km/s (FWHM $\sim 200\div 1000$ km/s).
- **Getti:** se l'AGN è radio-loud, sono visibili anche outflows di materiale; tali outflows formano getti che si estendono, in direzione perpendicolare al disco di accrescimento, su scale molto grandi (da qualche kpc fino al Mpc). Sono formati da plasma relativistico e presentano una potente emissione radio di sincrotrone generata da elettroni relativistici. La loro origine è ancora materia di dibattito, ma si pensa che questo plasma venga espulso tramite una "*torre magnetica*" che viene a crearsi grazie ad effetti dinamo del materiale in rotazione (Lebedev et al., 2005). L'interazione dei getti col mezzo circostante provoca la formazione di hot spot e lobi che emettono nel radio. L'esistenza o meno di getti radio collimati porterebbe alla differenza tra AGN Radio Loud e Radio Quiet. Per quanto concerne i Radio Loud, l'emissione radio aumenta man mano che la linea di vista si avvicina all'asse del getto.

Ad oggi, non si conosce un meccanismo più efficiente, in grado di riprodurre le luminosità in gioco negli AGN, se non l'accrescimento su un buco nero. A parte il caso di M87, di cui solo recentemente si è riusciti con tecniche interferometriche a risolvere le regioni centrali della galassia (l'orizzonte degli eventi del SMBH centrale), fino ad ora non si hanno evidenze dirette della presenza di un buco nero al centro degli AGN, proprio in virtù del fatto che le risoluzioni dei telescopi oggi in funzione non riescono a risolvere queste scale nucleari (inferiori al pc). Tuttavia, se si assume, in maniera semplicistica, che le luminosità osservate siano al limite di Eddington⁽⁹⁾, dalla formula $L_{\text{Edd}} = 1.26 \cdot 10^{38} M/M_{\odot} \text{ erg/s}$, si può ricavare una stima di quella che è la massa minima richiesta per avere accrescimento.

A questo, va aggiunto il fatto che queste masse devono essere concentrate in volumi molto piccoli e lo si può capire dai tempi con cui questi oggetti variano in luminosità. Assumendo che il tempo di variabilità debba essere superiore al tempo che la luce impiega ad attraversare la regione responsabile dell'emissione, altrimenti non si avrebbe un segnale coerente, dalla formula $\Delta t > R/c$ dove Δt è il tempo di variabilità ed R/c è il tempo di attraversamento della luce, si può ricavare una stima della grandezza di queste regioni emettitrici. Ad esempio, per un Δt di circa decina di giorni, si ottiene $R < 10^{-3} \text{ pc}$. L'insieme di queste semplici considerazioni ha portato a ritenere, in maniera ragionevole, che l'accrescimento su un buco nero super-massiccio sia il meccanismo responsabile dell'emissione degli AGN.

Vi sono evidenze dell'esistenza del toro:

- negli spettri di alcune galassie di Sy2, dove si dovrebbero vedere solo righe in emissione strette, sono state osservate righe larghe in polarizzazione. Questo è un indizio del fatto che le BLR sono presenti anche nelle Sy2, che però, a causa del toro, non è possibile vedere direttamente e la cui luce, o meglio una componente della luce, viene riflessa tramite scattering da parte di elettroni di nubi ionizzate, quali potrebbero essere ad esempio le NLR. Questo scattering provoca la polarizzazione delle righe larghe e ne permette l'osservabilità nonostante il toro oscuri le BLR.;
- la presenza dei cosiddetti coni di ionizzazione. Le nubi delle NLR, da un punto di vista morfologico, non sono distribuite in maniera isotropa. In alcuni AGN, come nel caso di NGC 5252, sono visibili dei coni di ionizzazione, come mostrato in figura 1.2, con asse orientato con quello radio, se l'AGN è radio-loud. Poiché il buco nero emette in maniera isotropa ed è difficile pensare che queste nubi siano disposte solamente all'interno del cono, ci deve essere qualcosa che scherma la radiazione centrale lungo la direzione equatoriale impedendo ai fotoni di eccitare le nubi delle NLR al di fuori di questo cono;
- l'emissione del continuo, osservata per oggetti di tipo II, non sarebbe sufficiente a ionizzare le NLR, per cui conseguentemente, il flusso osservato è più basso perché oscurato.

⁽⁹⁾ La luminosità di Eddington (L_{Edd}) rappresenta la massima luminosità a cui un AGN può irradiare senza che la pressione di radiazione espella tutto il gas in accrescimento; viene definita come la luminosità alla quale la pressione di radiazione eguaglia quella di gravità. A luminosità superiori di L_{Edd} la pressione è talmente elevata da "spazzare" via il gas in accrescimento sul buco nero. Per un gas formato solamente da idrogeno ionizzato tale luminosità vale: $L_{\text{Edd}} = 1.26 \cdot 10^{38} (M_{\text{gas}}/M_{\odot}) \text{ erg/s}$.

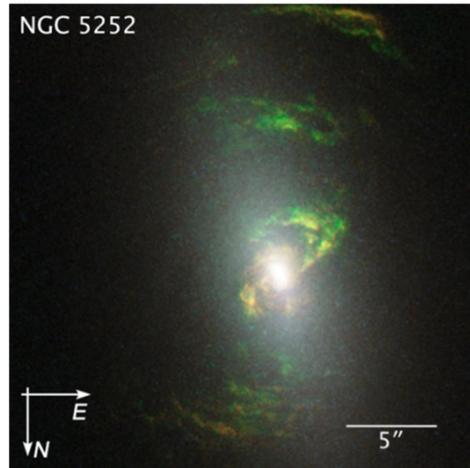


Figura 1.2: immagine di HST/WFPC2 dei coni di ionizzazione di NGC 5252. I filamenti verdi all'interno dei coni sono prodotti dalla riga dell'[OIII] a $\lambda 5007 \text{ \AA}$ [credit: NASA, ESA e and W. Keel (University of Alabama, Tuscaloosa), 2015].

Sono stati proposti modelli di unificazione anche per gli AGN radio-loud, dove FR I ed FR II sono le versioni viste più di taglio rispettivamente di BL Lac e Quasars. Per questi due ultimi casi, non è sufficiente l'oscuramento per spiegare le diverse proprietà. Nei getti radio, si hanno outflows di particelle a velocità relativistiche; l'intensità della radiazione di un plasma relativistico dipende fortemente dall'angolo tra la linea di vista e la direzione in cui il plasma si muove. Ci possono essere forti effetti di amplificazione quando questo angolo è piccolo (*Doppler Boosting*¹⁰). BL Lac e Quasars hanno luminosità maggiori rispetto alle loro popolazioni parenti, viste a grandi angoli di vista. Introdurre il Doppler Boosting, diventa necessario per l'unificazione degli AGN radio-loud.

Nel caso delle FR I e dei BL Lac vi sono alcune evidenze del fatto che essi costituiscano effettivamente la stessa popolazione. Nelle FR I è stata osservata una correlazione tra la luminosità radio e la luminosità ottica del nucleo (Chiaberge et al., 1999). La stessa relazione è stata ricostruita anche per i *BL Lac* (Chiaberge et al., 2000). Essendo più luminosi, essi si dispongono in una zona a più alte luminosità. Tuttavia, se si corregge per il *Doppler Factor*, essi si collocano nella stessa regione delle FR I. Per le FR II/Quasars Radio-Loud, invece, non è stata osservata la stessa correlazione radio vs ottico come nel caso precedente. In questo caso, evidentemente, il toro c'è e contribuisce a disperdere gli oggetti nel diagramma.

⁽¹⁰⁾ Il Doppler Boosting (o beaming relativistico) è un effetto relativistico che avviene quando una sorgente si muove a velocità prossime a "c" rispetto all'osservatore. Tale fenomeno aumenta la luminosità apparente della sorgente (se in avvicinamento) di un fattore tanto maggiore quando minore è l'angolo tra direzione della velocità e la linea di vista; questo effetto è detto *Doppler Factor*. Viceversa se la sorgente è in allontanamento la sua luminosità apparente diminuirà del medesimo fattore.

1.4.1 Modello della Grande Unificazione

Mettendo insieme tutte le informazioni disponibili, è stato proposto dalla scuola di Cambridge (Netzer 2013), il cosiddetto Modello della Grande Unificazione, dove si vuole giustificare tutto ciò che si osserva e descrivere ogni tipo di AGN, sfruttando un numero minimo di parametri, ovvero:

- massa del buco nero, M_{BH} ;
- tasso di accrescimento, \dot{M} ;
- spin del buco nero, λ_{BH} ;
- angolo rispetto alla nostra linea di vista, θ .

I primi due parametri sono importanti per le luminosità in gioco, sono legati all'*Eddington ratio* " λ_{Edd} " ($L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$); lo spin potrebbe spiegare un'eventuale separazione tra radio-loud e radio-quiet e la diversa orientazione entra in gioco con il Doppler Boosting e l'oscuramento. Potrebbero esserci anche altri parametri, come la morfologia della galassia ospite (gli AGN radio-loud sono più frequenti in galassie ellittiche che a spirale) o l'ambiente esterno, anche se sembrano essere secondari. Si riporta uno schema della grande unificazione, in tabella 1.1.

AGN	M_{BH}	\dot{M}	λ_{BH}	θ
FSQS *	Alta	Alto	Alto	Basso
SSQS **	Alta	Alto	Alto	Intermedio
NL FR II	Alta	Alto	Alto	Alto
BL RG ***	Alta	Alto	Alto	Intermedio
QSO	Alta	Alto	Basso	Basso
Seyfert 1	Bassa	Alto	Basso	Basso
Seyfert 2	Bassa	Alto	Basso	Alto
FR I	Alta	Basso	Intermedio	Alto
BL Lac	Alta	Basso	Intermedio	Basso

Tabella 1.1: schema di grande unificazione degli AGN. (*) FSQS: QSO con spettro piatto, visti a piccoli angoli di vista, in cui domina l'emissione del nucleo. (**) SSQS: QSO con spettro ripido, visti più di taglio, in cui è visibile il contributo anche da parte dei lobi, costituiti da una popolazione più "vecchia" di elettroni. (***) BL RG: simili ai SSQS, ma più vicini per cui la galassia ospite è visibile.

1.5 Proprietà spettrali degli AGN

Gli AGN sono in grado di emettere, con alte luminosità, in tutte le bande dello spettro elettromagnetico (figura 1.3). In questa sezione vengono descritti i vari tipi di emissione nelle diverse bande. Bisogna precisare che la forma dello spettro è dovuta non solo a fenomeni intrinseci dell'AGN, ma anche a fenomeni di assorbimento da gas e polvere, nella banda UV/ottica e da metalli del mezzo interstellare, nella banda soft-X (gas, polveri e metalli sono presenti nella nostra Galassia e nel mezzo intergalattico).

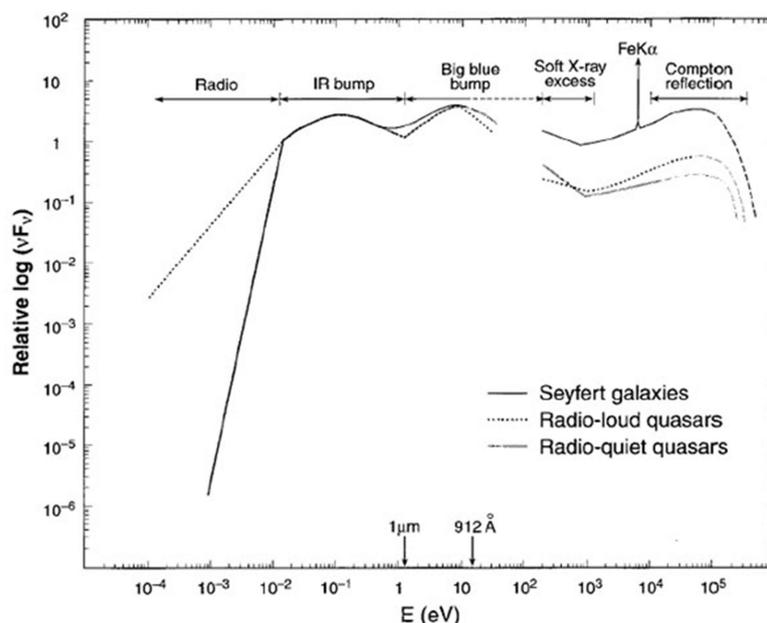


Figura 1.3: spettro completo di un AGN (Credits: Chandra web page) Gli AGN hanno un'emissione che spazia dalla banda radio alla banda X finanche al γ (Risaliti & Elvis, 2004). La complessità dello spettro suggerisce un continuo con molte componenti dominate da diversi processi fisici.

La radiazione emessa dagli AGN nella banda X rappresenta solo una frazione di quella bolometrica; tale banda, insieme a quella γ , permette di analizzare variazioni temporali su scala molto breve, anche inferiore al giorno, per oggetti radio quieti. Con il miglioramento sistematico degli strumenti a bordo dei satelliti per astronomia X si è giunti progressivamente a comprendere la complessità dello studio degli AGN, laddove risulta ormai evidente che gli oggetti in questione richiedono generalmente modelli complessi. La determinazione della forma spettrale nella banda 0.1÷100 keV è resa quanto mai difficile, infatti, dal contributo di più componenti differenti, per il cui studio sono necessari telescopi dotati di un'ampia banda spettrale e di un'alta risoluzione in energia.

1.5.1 Emissione radio

L'emissione radio degli AGN è di natura non termica ed è dovuta a meccanismi di sincrotrone che danno origine ad uno spettro a legge di potenza: $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ dove α è l'indice spettrale. L'emissione radio è una piccola parte dell'emissione bolometrica ed è pertanto trascurabile. Per i Radio Loud le regioni d'emissione radio sono i getti, gli hot spot e i lobi.

1.5.2 Emissione IR

Nell'IR l'emissione è termica e dovuta alla presenza del toro di polvere che circonda le regioni centrali. La polvere attorno agli AGN ha un ampio intervallo di temperature, ma la maggiore parte dell'emissione avviene da polvere con temperature di alcune centinaia di gradi, ma nelle regioni più interne si raggiunge la temperatura massima consentita per la polvere, ovvero la temperatura di sublimazione dei grani⁽¹¹⁾. La forma spettrale è caratterizzata: (1) da un minimo intorno $1\div 2 \mu\text{m}$, che corrisponde alla temperatura di sublimazione della polvere, (2) da un picco chiamato "*IR bump*", attorno a $10\div 30 \mu\text{m}$ e dovuto all'emissione termica della polvere del toro (corrispondente a temperature $T \sim 50\div 1000 \text{ K}$ inferiori a quella di sublimazione), (3) infine da un rapido declino nel lontano IR.

Nel far-IR l'emissione è dovuta ad attività di formazione stellare, presente sia negli AGN radio-quiet che in quelli radio-loud.

1.5.3 Emissione ottica/UV

L'emissione ottica/UV è dominata da un eccesso di energia tra 4000 \AA e 1000 \AA , chiamato "*Big Blue Bump*", descrivibile come sovrapposizione di spettri di corpi neri a diversa temperatura (paragrafo 1.4). È un'emissione termica dal disco di accrescimento (otticamente spesso e con $T \sim 10^{5\div 6} \text{ K}$, che emette per corpo nero) che si pensa possa estendersi fino alle energie inferiori ad 1 keV nella banda X, ovvero fino a congiungersi col "*soft excess*"; tuttavia, poiché la nostra galassia è opaca tra 900 \AA e 100 \AA a causa dell'assorbimento dell'idrogeno neutro (l'assorbimento fotoelettrico della nostra galassia impedisce le osservazioni soft-X sotto 0.1 keV) ciò non permette di verificare il collegamento del soft excess con il *Big Blue Bump*. Inoltre, l'origine del soft excess è ancora in discussione (e.g. Miniutti 2010).

Il profilo di questa emissione è detto *Multi Temperature Black Body Emission*; ogni anello del disco di accrescimento si trova ad una certa temperatura e produce il suo profilo di corpo nero. La somma di tante leggi di corpo nero, con picco di emissione spostato, produce un profilo a legge di potenza. L'emissione può esser modellata con due leggi di potenza (Vanden Berk et al. 2001), la prima tra 5000 \AA e 1200 \AA con pendenza $\alpha \sim 0.44$ e la seconda tra 1200 \AA e 300 \AA con pendenza $\alpha \sim 1.76$. In questa banda è inoltre possibile osservare la presenza di righe di emissione allargate (provenienti dalle BLR) e righe proibite strette (provenienti dalle NLR).

⁽¹¹⁾ La temperatura di sublimazione dipende dalla composizione chimica da cui sono composti i grani di polvere; e.g. $T_{\text{subl}}(\text{silicati}) \sim 2000 \text{ K}$, mentre la $T_{\text{subl}}(\text{grafite}) \sim 1500 \text{ K}$.

1.5.4 Emissione nel continuo

La forma del continuo è funzione dell'energia. Solitamente l'approssimazione dell'emissione con una legge di potenza su una banda limitata è sufficiente. L'emissione radio è trascurabile rispetto a quella bolometrica, mentre in banda IR ($0.8\div 1.5 \mu\text{m}$) si ha $\alpha \sim 1\div 1.2$ e in quella ottica/UV ($0.2\div 0.6 \mu\text{m}$) $\alpha \sim 0.3\div 0.7$.

Il continuo di tipo non stellare evidenzia un forte eccesso di emissione ultravioletta rispetto all'estrapolazione della legge di potenza IR-X (Clavel et al. 1992), parametrizzabile con un'emissione da corpo nero avente $T \sim 10^{4\div 5}$ K.

In banda soft-X, si possono avere assorbimenti dovuti ad un gas caldo, detto warm absorber, con $T \sim 10^5$ K, che si trova in una regione spazialmente coincidente o poco più esterna delle BLR (Reynolds & Fabian, 1995).

L'emissione primaria in banda X (di cui si discuterà più in dettaglio nel prossimo paragrafo) è una legge di potenza che si estende da ~ 1 keV con un cut-off a ~ 100 keV. È dovuta all'emissione della hot corona che, tramite IC da parte di elettroni relativistici, sposta le energie dei fotoni provenienti dal disco a più alte energie (*up-scattering*). Il cut-off dipende dalla distribuzione in energia degli elettroni, che non possono cedere più energia di quella che hanno. I fotoni della hot corona sono riemessi in maniera isotropa ed una parte torna verso il disco. Qui, viene riflessa tramite scattering Compton da quest'ultimo, producendo il picco di riflessione o Compton Hump, con picco intorno a $30\div 40$ keV, o assorbita, originando la riga del $K\alpha$ Fe a ~ 6.4 keV per fluorescenza, di cui se ne parlerà in seguito (paragrafo 1.5.6).

L'esistenza di tutte queste componenti s'ipotizza sulla base degli spettri, ma non si hanno ancora le risoluzioni necessarie per poterle osservare.

1.5.5 Spettro in banda X degli AGN

Lo studio della radiazione X emessa dagli AGN permette di studiare i fenomeni più energetici che hanno luogo nelle regioni più interne di una galassia, prossime al buco nero super massiccio. Questa emissione si estende da circa 0.1 keV (a energie inferiori si ha un cut-off dovuto all'assorbimento Galattico) fino a energie dell'ordine dei 100 keV.

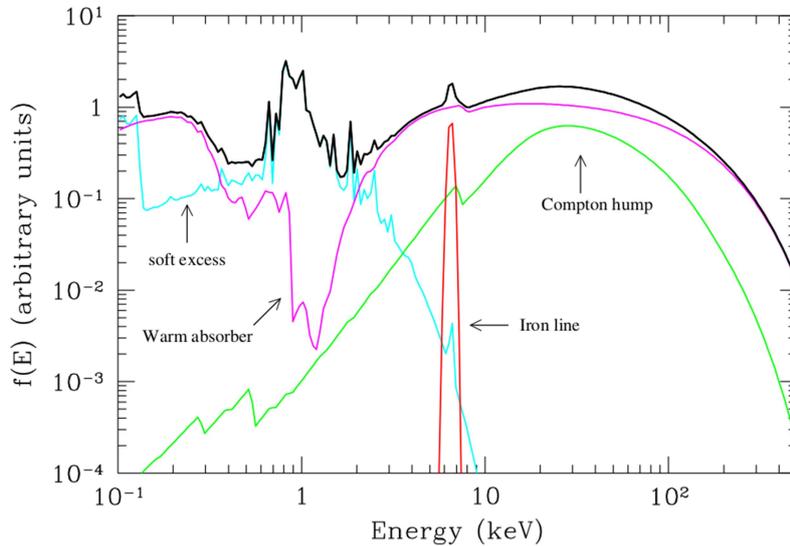


Figura 1.4: esempio di SED in banda X di un AGN (in nero) e delle sue principali componenti. Il continuo è fornito da una legge di potenza con cut-off alle alte energie (100÷300 keV). A energie inferiori o uguali al keV sono presenti il soft X excess, dovuto probabilmente a emissione termica da plasma con temperature $kT \sim 0.1 \div 1$ keV e la componente di warm absorber, ovvero strutture in assorbimento da parte di gas con densità di colonna di $10^{21 \div 23} \text{ cm}^{-2}$. Ad energie superiori sono presenti la riga di fluorescenza del ferro a 6.4 keV e il Compton Hump, dovuto alla riflessione dell'emissione primaria (da Risaliti & Elvis, 2004).

In figura 1.4 è mostrato lo schema della *Spectral Energy Distribution* (SED) in banda X tipica di un AGN di tipo 1 e vi sono indicate le principali componenti, che possono suddividersi in:

- **Emissione primaria:** l'emissione del continuo X ha la forma di una legge di potenza. Indicando con $N(E) \sim E^{-\Gamma}$ la distribuzione in energia dei fotoni ("Γ" indice dei fotoni), in media si ha che gli AGN hanno una legge di potenza con $\Gamma \sim 1.8 \div 2.2$ (Nandra & Pounds, 1994). Questa emissione si origina attraverso scattering di tipo IC della radiazione di corpo nero del disco di accrescimento con gli elettroni caldi della hot corona (Haardt & Maraschi, 1991) situata al di sopra del disco. Questa legge di potenza ha un cut-off alle alte energie (~ 100 keV), dovuto al cut-off della distribuzione in energia degli elettroni responsabili dell'emissione X (termalizzazione tra fotoni del disco ed elettroni della corona).
- **Soft X-ray excess:** si osserva nel 50% degli AGN a energie di 0.2÷1 keV (Piconcelli et al. 2005). La natura di questo eccesso in banda soft X non è del tutto compresa, potrebbe trattarsi dell'estensione del Big Blue Bump alle alte energie (Czerny & Elvis 1987) che caratterizza l'emissione UV di molti AGN, oppure di emissione da parte di gas caldo che si trova nei pressi del disco di accrescimento o nella BLR.

- **Warm absorber:** nella parte soft X dello spettro si possono trovare delle strutture in assorbimento dovute a materiale in outflow che presenta velocità di $\sim 10^3$ km/s ed è fotoionizzato dalla sorgente centrale. Queste nubi presentano densità di colonna dell'ordine di 10^{21-23} cm⁻² (Reynolds, 1997) e temperature di 10^{5-6} K.
- **Componenti in riflessione (Compton Hump):** l'emissione primaria dell'AGN può essere scatterata tramite Effetto Compton da parte di gas ionizzato (Guilbert et al. 1988). Nel caso di un mezzo riflettente otticamente spesso (con densità di colonna $N_H > 10^{24}$ cm⁻²) e parzialmente ionizzato, la componente riflessa ha la tipica forma a campana come mostrato in fig. 1.4, con un picco attorno ai 30 keV, un cut-off a più basse energie (4÷5 keV) dovuto all'assorbimento fotoelettrico dei fotoni di bassa energia ed uno a energie maggiori dovuto all'incapacità degli elettroni di scatterare i fotoni a energie ancora più alte (Lightman et al. 1988). L'efficienza di riflessione diminuisce invece se il mezzo è otticamente sottile: in questo caso esso viene infatti attraversato senza alcuna interazione.
- **Riga di fluorescenza del ferro:** in quasi tutti gli AGN è presente nello spettro un'intensa riga di fluorescenza del ferro con una energia a riposo di 6.4 keV (Fabian et al. 2000), prodotta nel disco e/o nel toro. Le elevate energie necessarie ad avere una riga di fluorescenza del ferro sono fornite dall'emissione dell'hot corona sul disco di accrescimento. Una parte di questa radiazione viene riflessa, l'altra (quella con $E > 7$ keV) fornisce l'emissione della riga. Questa riga è importante perché sono necessari fotoni X, con energie maggiori di 7.1 keV, per poterla osservare e questo processo non potrebbe avvenire troppo distante dal nucleo. Inoltre ci sono altri parametri che possono modificare la riga come l'angolo d'inclinazione, la ionizzazione del disco e il profilo di emissività. In particolare, poiché gli effetti relativistici dipendono dalla distanza dal SMBH, è possibile derivare un limite superiore per il raggio più interno del disco, con la conseguenza di determinare, in alcuni casi, lo spin del BH. Se ne parla più in dettaglio nel prossimo paragrafo.

1.5.6 Riga del Ferro a 6.4 keV

Il fenomeno della fluorescenza si verifica quando la radiazione X ha energie sufficienti per fotoionizzare un atomo “asportando” un elettrone dagli orbitali più interni. A seguito della ionizzazione di un elettrone della shell K da parte di un fotone con energia > 7.1 keV, l’atomo di ferro si ritrova in uno stato eccitato. L’atomo ionizzato può diseccitarsi in due modi: attraverso transizioni radiative o attraverso l’effetto Auger. Nelle transizioni radiative, l’orbitale interno viene riempito da un elettrone situato ad un livello energetico più alto (shell L o M), con emissione X di energia corrispondente alla differenza di energia tra i due orbitali interessati. Con l’effetto Auger, il fotone X emesso da una delle transizioni elettroniche viene assorbito da un elettrone più esterno, il quale viene poi “espulso” dall’atomo. La riga $K\alpha$ a 6.4 keV (che ha probabilità del 90% di essere emessa) si ha quando un elettrone della shell L cade sul livello K, mentre la riga $K\beta$ a 7.1 keV quando l’elettrone proviene dalla shell M.

Il ferro non è l’unico elemento presente nelle regioni nucleari del buco nero; anche altri elementi possono emettere per fluorescenza. La probabilità di fluorescenza, ovvero la probabilità che il fotone liberato dalla transizione venga emesso, piuttosto che essere ricatturato per effetto Auger è detta “*fluorescence yield*” (Y) ed è definita come: $Y \sim Z^4 / (Z^4 + 33^4)$, dove Z è il numero atomico dell’elemento che produce la fluorescenza. Y è massimo nel caso del ferro (che ha $Z = 26$) e tra tutti gli elementi il ferro è quello con il più alto prodotto fra probabilità di fluorescenza e abbondanza cosmica: ciò spiega come mai la riga $K\alpha$ è quella più visibile nello spettro X e perché riesce a superare in contributo lo spettro di potenza.

L’importanza di tale riga del ferro, tuttavia, discende dal fatto che, se fosse emessa negli strati più interni del disco, la sua forma risentirebbe degli effetti relativistici dovuti alla presenza del SMBH, oltre che degli effetti Doppler classici dovuti alla rotazione del disco. La somma degli effetti classici e relativistici Doppler delle velocità radiali e dell’effetto di redshift gravitazionale, produce una riga del Fe allargata a doppio picco (col picco blu più prominente) e spostata verso il rosso (figura 1.5).

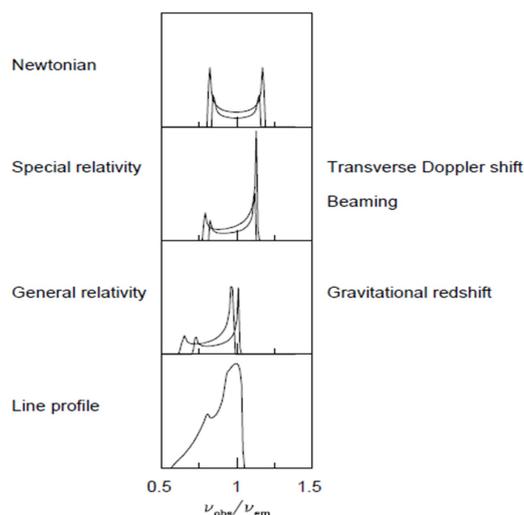


Figura 1.5: profilo della riga del ferro a 6.4 keV modificato dall’effetto Doppler, dal beaming relativistico e dagli effetti gravitazionali. L’ultimo pannello fornisce l’effetto finale la riga risultante dalla somma di tutti gli effetti integrati su tutto il disco (Fabian et al. 2000).

Un ulteriore effetto sulla riga del ferro è dovuto alla rotazione del buco nero. Se si assume che la riga del Fe venga prodotta nell'ultima orbita stabile (*Innermost Stable Circular Orbit*, ISCO) allora la sua forma è diversa a seconda dei due casi (Schwarzschild e Kerr). Il raggio dell'ultima orbita stabile dipende dalla metrica, quindi dallo spin del buco nero: per un BH non ruotante (Schwarzschild) l'ultima orbita circolare stabile è posta a $R_{\text{ISCO}} = 6 R_g$, mentre per uno massimamente ruotante (Kerr), $R_{\text{ISCO}} = 1.23 R_g$. In questo ultimo caso la maggior vicinanza al SMBH produce una deformazione maggiore della riga.

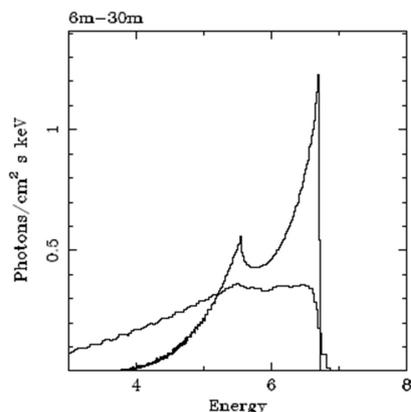


Figura 1.6: profilo della riga $Fe K_{\alpha}$ per un BH di Schwarzschild (la riga più alta e piccata) e per un BH di Kerr (la più bassa e larga), assunto che l'emissione provenga dal raggio di ultima orbita stabile. Nel BH di Kerr la riga risente più degli effetti di redshift gravitazionale (poiché $R_{\text{ISCO}} = 1.23 R_g$) e risulta quindi più allargata e con una coda che si estende maggiormente alle basse energie. Nei BH non ruotanti, invece $R_{\text{ISCO}} = 6 R_g$ e la riga risente meno degli effetti di relatività generale (Fabian et al. 2000).

La forma della riga può variare infine anche a seconda dell'inclinazione del disco di accrescimento rispetto all'osservatore (maggiore è l'inclinazione, più la riga subisce il blueshift) e dell'emissività del disco (ovvero l'efficienza con cui la riga è emessa in funzione della posizione radiale sul disco), che è assunta variare come r^{-q} , con q indice di emissività. Un profilo di emissività più ripido produce una riga più allargata e redshiftata, poiché l'emissività è in questo caso maggiore nella parte più interna del disco dove domina il redshift gravitazionale. In Fig. 1.8 è mostrato come varia la riga a seconda dell'inclinazione dell'osservatore rispetto al disco di accrescimento e dell'emissività di questo.

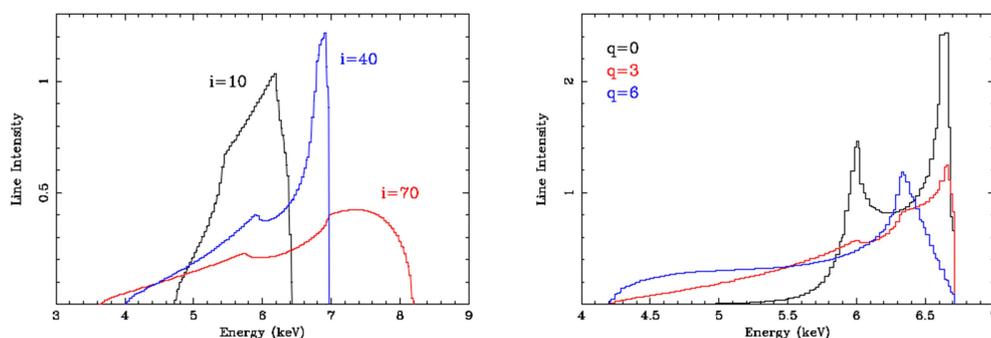


Figura 1.7: a sinistra è mostrata la deformazione della riga a seconda dell'inclinazione dell'osservatore rispetto al disco di accrescimento, a destra la deformazione dovuta al variare dell'emissività del disco.

1.6 AGN oscurati

Secondo il modello unificato degli AGN, ciò che distingue gli AGN di tipo 1 da quelli di tipo 2 è la presenza, lungo la linea di vista dell'osservatore, di materiale otticamente spesso che assorbe la radiazione alle lunghezze d'onda dell'ottico, UV ed X.

La conferma dell'esistenza di AGN oscurati in banda X è legata alla scoperta, avvenuta nel 1962 (Giacconi et al. 1962), di un fondo cosmico diffuso alle alte energie, il *Cosmic X-ray Background* (CXB). La sua forma spettrale è stata determinata, alle diverse energie dello spettro, utilizzando un gran numero di satelliti. In fig. 1.8 è illustrato lo spettro del CXB dove ad ogni colore corrisponde una missione diversa.

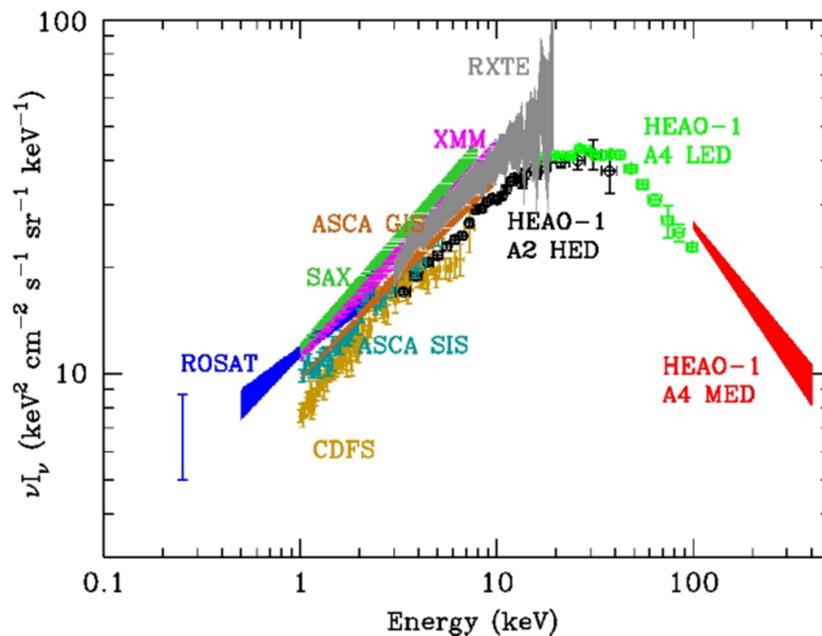


Figura 1.8: spettro del fondo cosmico in banda X unendo insieme i dati di numerosi satelliti, ognuno dei quali è indicato con un colore diverso (Gilli et al. 2004).

Grazie a survey profonde ottenute tramite i satelliti *Chandra* e *XMM-Newton* (e.g. Alexander et al., 2003) è stato possibile risolvere la maggior parte dell'emissione del CXB nella banda 0.5÷8.0 keV in sorgenti puntiformi (~77% tra 0.5÷2.0 keV e ~80% tra 2.0÷8.0 keV), tra le quali larga parte sono risultate essere AGN (Hickox & Markevitch, 2006). Tuttavia, le sorgenti puntiformi risolte decrescono in numero all'aumentare dell'energia: rimane quindi un fondo cosmico alle alte energie non ancora risolto, con un picco di emissione attorno ai 30 keV. Infatti, la pendenza media dello spettro degli AGN non oscurati è di circa $\Gamma \sim 1.8$ nella banda 2÷10 keV (Nandra & Pounds 1994), mentre il CXB ha una pendenza diversa, $\Gamma \sim 1.4$ (Comastri et al. 1995). L'ipotesi è che l'emissione non risolta alle alte energie sia dovuta ad AGN molto oscurati che emettono solamente in banda hard X, rendendo più piatta la pendenza dello spettro.

In base al grado di oscuramento dell'AGN, che dipende dalla densità di colonna del materiale lungo la linea di vista, esiste una diversa classificazione. L'AGN è classificato come “*Compton Thick*” (AGN CT) se la densità di colonna è maggiore o uguale dell'inverso della sezione d'urto di Thomson ($N_H \geq \sigma_T^{-1} \sim 1.5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$), altrimenti l'AGN è classificato come “*Compton Thin*”. All'aumentare della densità di colonna, l'emissione X da parte dell'AGN è sempre più soppressa alle alte energie (la soppressione è maggiore alle basse energie e via via si sposta a quelle più alte). In fig. 1.9 è mostrato questo andamento, dove si vede che per elevati valori di N_H si ha un'emissione visibile solo alle alte energie con picco proprio attorno ai 30 keV.

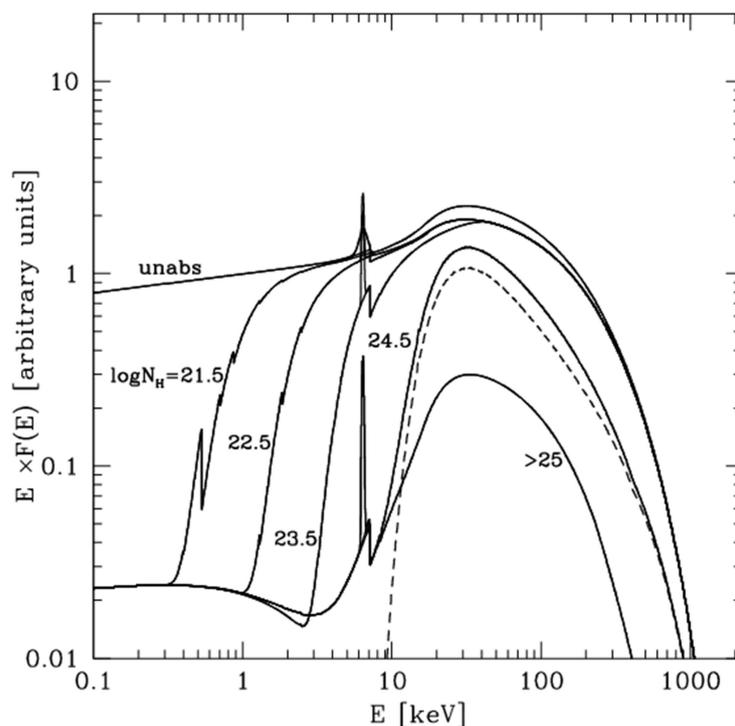


Figura 1.9: spettri di AGN oscurati con varie densità di colonna, in un range di $\log N_H$ che va da 21.5 a valori maggiori di 25 (Maiolino et al. 2007).

Vi sono alcune differenze importanti che contraddistinguono uno spettro di *AGN Compton Thin* da uno *Compton Thick*. Negli *AGN Compton Thin* l'emissione nucleare può essere direttamente osservata e la riga del ferro presenta bassi valori della larghezza equivalente (*Equivalent Width*, EW^{12}), dell'ordine di $10 \div 100 \text{ eV}$. Negli AGN molto oscurati ($N_H \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) lo spettro al di sotto dei 10 keV è dominato dalla riflessione e la riga del ferro ha una EW elevata, dell'ordine di 1 keV. Questo è dovuto alla depressione del continuo a causa dell'oscuramento; alle energie più elevate è invece possibile osservare direttamente l'emissione nucleare. Per AGN estremamente oscurati, la cui densità di colonna è $N_H > 10^{25} \text{ cm}^{-2}$, è possibile osservare solo la componente di riflessione in quanto la radiazione nucleare non è trasmessa attraverso il mezzo (Matt et al. 2003).

⁽¹²⁾ La larghezza equivalente è la misura dell'intensità di una riga attraverso la formula $EW = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda$ dove F_c è il flusso del continuo ed F_λ è il flusso della riga. Essa rappresenta la larghezza di un rettangolo, misurata in unità di keV, costruito sulla continuo della riga e di area equivalente a quella racchiusa dalla riga stessa.

2 IL CASO SCIENTIFICO RELATIVO A NGC 5252

Scopo del seguente lavoro è quello di studiare la sorgente extragalattica NGC 5252 in banda X (0.1÷100 keV) sia nella regione soft (ovvero quella dei raggi X molli con energia $E \sim 0.1\div 10$ keV) che in quella hard (raggi X duri con $E \sim 10\div 100$ keV). NGC 5252 è classificata come galassia di Seyfert 1.9 a basso redshift ($z = 0.0234$).

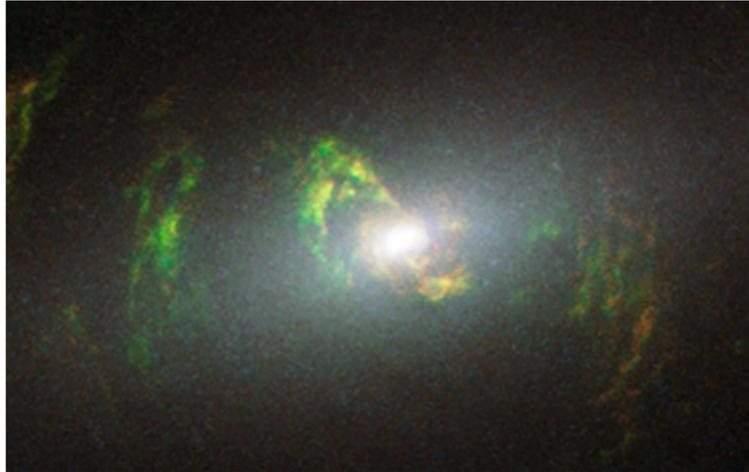


Fig. 2.1: immagine di NGC 5252 tratta da HST/WSPC2 (a 533 e 673 nm).

Nello specifico si è analizzata la regione nucleare di NGC 5252. Le osservazioni sono state eseguite da tre differenti telescopi satellitari: *Chandra* (missione *NASA*), *XMM-Newton* (missione *ESA*) e *NuSTAR* (missione *NASA*).

2.1 Proprietà NGC 5252

NGC 5252 è una galassia classificata come Seyfert 1.9 in banda ottica (Osterbrock & al. 1993), S0 (de Vaucouleurs et al. 1991) a $z = 0.0234$, con un $N_{\text{H,Gal}} = 2.14 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Dickey & al. 1990). La sua dimensione ottica è di 1.4×0.9 arcmin (estensione asse minore ed asse maggiore, nella banda compresa tra $0.1 \mu\text{m}$ e $2.3 \mu\text{m}$) e la magnitudine visuale $M_v = -21.4$ (Unger et al., 1987).

Alcuni parametri di questa galassia sono riportati nella seguente tabella (Cappi et al. 1996, Marconi et al. 2003, Capetti et al. 2005):

Coordinate equatoriali sessagesimali	$D_L^{(13)}$ [Mpc]	$L_{X(0.7-10 \text{ keV})}$ [erg/s]	M_R	M_{bulge} [M_\odot]	M_{SMBH} [M_\odot]
RA 13 h 38 m 15.963 s Dec + 04 d 32 m 33.29 s	98.4	$\simeq 2.6 \cdot 10^{43}$	$\simeq -22$	$\simeq 2.4 \cdot 10^{11}$	$\simeq 0.95 \cdot 10^9$

Tabella 2.1: parametri principali di NGC 5252.

NGC 5252 è caratterizzata dalla presenza di una struttura biconica di gas ionizzato che si estende fino a 35 kpc dal nucleo lungo l'asse di emissione radio (Tadhunter et al. 1989), ben visibile nelle immagini di HST/WSPC2 (figura 2.1). Questi coni rappresentano la regione di gas ionizzato maggiormente estesa mai osservata in AGN vicini. Osservazioni dell'HI col VLA hanno rivelato l'esistenza di gas neutro appena fuori i coni di ionizzazione.

NGC 5252 è stata osservata nella banda dell'[OIII] con la camera WSPC2 di HST nel 1995, utilizzando il filtro FR533N (Tsvetanov et al. 1996, Morse et al. 1998). Questi studi hanno suggerito che l'emissione di [OIII] sia dovuta a fotoionizzazione da parte del nucleo attivo. Sono stati osservati anche dei getti radio di piccole dimensioni ($r \sim 4$ arcsec) allineati con i coni di ionizzazione (Wilson & Tsvetanov, 1994).

Le prime misure in banda X di NGC 5252 sono state realizzate col satellite *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics* (ASCA) nel Gennaio del 1994, utilizzando due spettrometri: il *Gas Imaging Spectrometer* (GIS) per 70.5 ks ed il *Solid-state Imaging Spectrometer* (SIS) per 65 ks (Cappi et al. 1996). Dall'analisi spettrale della regione nucleare è emerso una legge di potenza con uno spettro piatto ($\Gamma \sim 1.45 \pm 0.23$), un elevato *Covering Factor* ($C_f \sim 0.96 \pm 0.01$) dovuto ad una densità di colonna $N_{\text{H}} \sim 4.3 (\pm 0.6) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ed una debole riga del ferro ($EW \sim 90 \pm 60 \text{ eV}$). Lo spettro piatto, però, non è compatibile con la corrente teoria di unificazione che prevede per le Seyfert uno spettro intrinsecamente più ripido ($\Gamma \sim 1.8 \div 2.1$). Sono pertanto state proposte due modelli interpretativi che giustifichino tale spettro: il primo prevede la presenza di due assorbitori con diversa densità di colonna e con un indice spettrale canonico ($\Gamma \sim 1.9$), il secondo invece prevede che lo spettro di potenza sia intrinsecamente piatto (Cappi, 1996).

⁽¹³⁾ Distanza di luminosità adottando il modello cosmologico Λ CDM con parametri $H_0 = 71 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ e $\Omega_m = 0.27$.

Un'altra anomalia riscontrata in NGC 5252 riguarda la sua luminosità in banda X e la massa del SMBH centrale (stimata con osservazioni HST/STIS del 1999 tramite lo studio della dinamica del gas in rotazione attorno a BH): quest'ultima risulta più grande ($\sim 10^9 M_{\odot}$) rispetto a quelle tipiche di questi oggetti, mentre la luminosità è maggiore ($\sim 10^{43}$ erg/s tra $2\div 10$ keV) rispetto alla media delle galassie di Seyfert (Capetti et al. 2005). D'altro canto sia la massa del BH che quella del bulge sono tipiche dei quasar radio-quieti. Combinando la massa del BH con la luminosità bolometrica⁽¹⁴⁾ si è potuto stimare che NGC 5252 emette a $\sim 0.005 L_{\text{Edd}}$. Ciò ha portato ad ipotizzare che NGC 5252 non sia altro che un relitto di un quasar luminoso, che attualmente stia accrescendo con un tasso relativamente basso, piuttosto che la controparte di un QSO contenente un BH centrale di bassa massa.

È stato possibile confrontare i dati X di *Chandra* con quelli ottici: si è scoperto che i coni di ionizzazione osservati nell'[OIII] hanno una loro controparte nella banda $0.1\div 1$ keV (Bianchi et al. 2006). È oltretutto evidente la sovrapposizione morfologica tra l'immagine ad alta risoluzione di *HST* e l'emissione soft-X ($0.1\div 1$ keV), almeno fino alla scala del disco più interno formato da gas e stelle (~ 3 kpc) come mostrato in figura 2.2. È stato quindi possibile ricostruire la storia dell'AGN centrale degli ultimi 30000 anni.

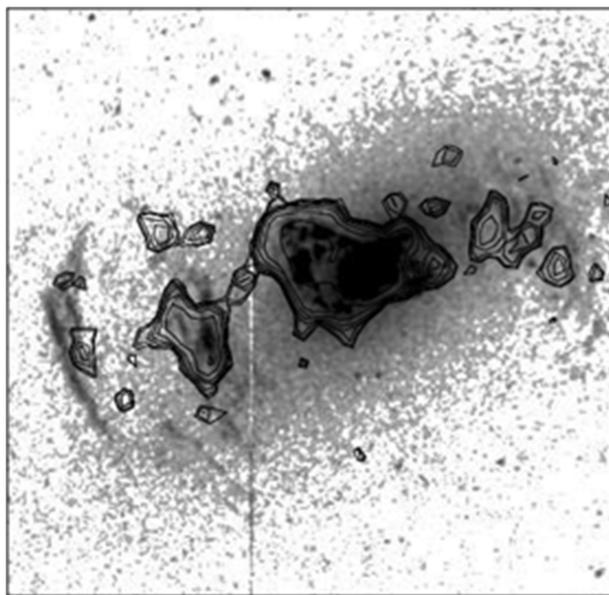


Figura 2.2: sovrapposizione tra l'immagine dell'[OIII] di HST/WFC2 e i contorni di isointensità tra $0.2\div 1$ keV di Chandra/ACIS-S per NGC 5252 (Guainazzi et al. 2008).

⁽¹⁴⁾ Per un quasar standard la luminosità X (nell'intervallo $2\div 10$ keV) è circa 1/30 della luminosità bolometrica, come stimato in Elvis et al. 1994. Nel caso di NGC 5252 la $L_{X(2\div 10 \text{ keV})} \sim 2 \cdot 10^{43}$ erg/s, mentre la $L_{\text{Edd}} \sim 1.2 \cdot 10^{47}$ erg/s (considerando $M_{\text{BH}} = 0.95 \cdot 10^9 M_{\odot}$); per cui la $L_{\text{bol}} \sim 30 \cdot 2 \cdot 10^{43} = 6 \cdot 10^{44}$ erg/s, da cui l'Eddington rate vale $\sim 0.005 L_{\text{Edd}}$.

Allo stato attuale lo scenario che meglio descrive NGC 5252 è quello che lo identifica come un “*quasar-relic*” il cui nucleo ha mostrato una fase attiva nel passato e che adesso si mantiene in una fase quiescente. Ciò è suggerito dall’elevata massa del SMBH ($\sim 10^9 M_{\odot}$) che indica che è accresciuto nel passato, dal basso *Eddington ratio*⁽¹⁵⁾ ($L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} = 6 \cdot 10^{44} / 1.2 \cdot 10^{47} \sim 10^{-3}$), infine dalla morfologia (SO) della galassia che ospita l’AGN. Anche la presenza di due dischi che ruotano in sensi contrario suggerisce che NGC 5252 sia un *quasar-relic*. Questi due dischi sono la prova di un merger avvenuto più di $\sim 10^8$ anni fa (Dadina et al. 2010).

Nel presente lavoro di tesi sono state utilizzate osservazioni di *Chandra*, *XMM-Newton* e *NuSTAR*: in tutte è evidente la presenza di sorgenti di campo. Una volta individuate, sono state analizzate per quantificare l’entità della contaminazione e quindi se considerarle trascurabili o meno. Una di queste sorgenti, è risultata essere CXO J133815.6+043255 (Kim et al. 2015), una sorgente gravitazionalmente legata ad NGC 5252 che verrà discussa dettagliatamente in Appendice (paragrafo A.2). Tutte le altre invece possono essere considerate sorgenti di background rispetto ad NGC 5252. Il contributo in flusso sia di CXO J133815.6+043255 che delle altri sorgenti è risultato essere del tutto trascurabile (paragrafo A.1).

⁽¹⁵⁾ L’Eddington ratio è definito come: $\lambda_{\text{Edd}} = L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ dove “ L_{bol} ” è la luminosità bolometrica dell’AGN, mentre $L_{\text{Edd}} = 1.26 \cdot 10^{38} \text{ erg/s } (M/M_{\odot})$.

3. TELESCOPI IN BANDA X

In questo capitolo descriveremo la strumentazione che è stata utilizzata per osservare la galassia NGC 5252 in banda X. Si tratta di telescopi appartenenti a tre diverse missioni spaziali, due della NASA ed una dell'ESA: *Chandra* (NASA), *XMM-Newton* (ESA) e *NuSTAR* (NASA). I vantaggi di osservare NGC 5252 con tre strumenti aventi caratteristiche complementari, sono molteplici:

- innanzi tutto è possibile estendere la banda di osservazione su un intervallo di energie che uno solo di tali strumenti non riuscirebbe a coprire;
- poter fare simultaneamente imaging del nucleo (con quegli strumenti poco affetti dal pile-up, che sono *XMM-Newton* e *NuSTAR*) e delle strutture estese visibili sotto il keV (con lo strumento che ha la migliore risoluzione angolare, in questo caso *Chandra*);
- avere un'area di raccolta maggiore;
- ottenere vincoli più consistenti sui modelli di best fit proposti durante l'analisi spettrale;
- fare uno studio sulle contaminazioni dovute alle sorgenti di campo.

La radiazione X proveniente dalle sorgenti astrofisiche è completamente assorbita dall'atmosfera terrestre (vedi figura 3.1), pertanto i telescopi X devono essere lanciati su orbite che siano al di fuori di essa.

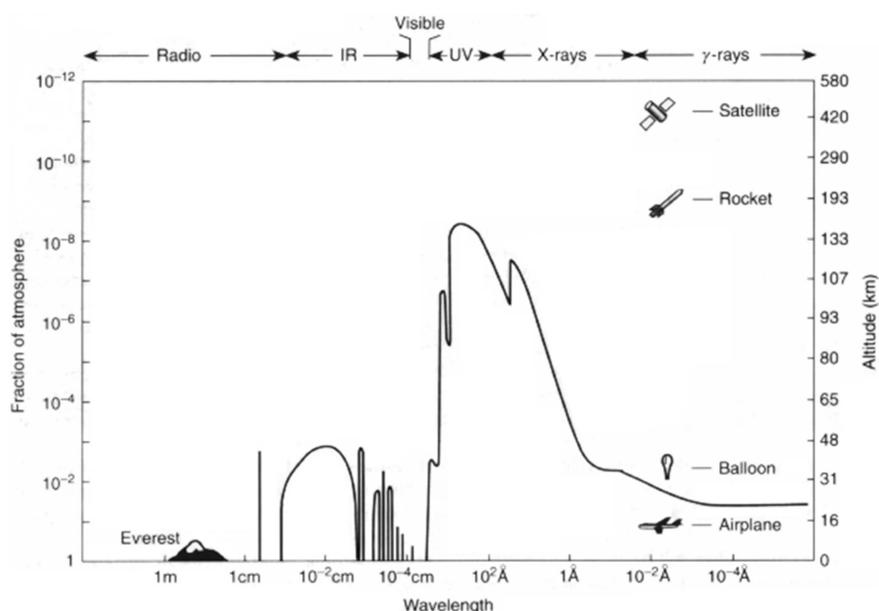


Figura 3.1: assorbimento della radiazione extraterrestre da parte dell'atmosfera in funzione della lunghezza d'onda e dell'altitudine (la linea continua rappresenta l'altitudine alla quale la radiazione elettromagnetica proveniente dallo spazio subisce un'attenuazione del 50%.)

[Credits: *Exploring the X-ray Universe*, 2010].

Dimensioni, peso e costi costituiscono pertanto un vincolo importante nella progettazione di questi osservatori. Di seguito analizzeremo le caratteristiche tecnico/costruttive di questo tipo di telescopi.

3.1 Ottiche ad incidenza radente

I fotoni in banda X sono sufficientemente energetici da interagire con ogni tipo di materiale. La loro propagazione è descritta da un indice di rifrazione complesso, con parte reale sempre minore di 1 ed un alto coefficiente di assorbimento. Ciò implica l'impossibilità di utilizzare lenti rifrattive, anche perché alle lunghezze d'onda tipiche della banda X uno spessore come quello di una lente assorbirebbe il fascio.

L'unico modo per focalizzare i raggi X su un piano focale (ove installare i rilevatori) è sfruttare la riflessione totale grazie al cosiddetto fenomeno di incidenza radente (*grazing-incidence*). Al di sotto di un certo angolo d'incidenza, detto angolo critico (θ_c), i fotoni energetici subiscono una riflessione totale; tale angolo dipende dall'energia del fotone incidente e dalla densità del materiale di cui sono costituiti gli specchi, secondo la seguente relazione:

$$\theta_c \propto \frac{\sqrt{\rho}}{E} \quad [3]$$

dove " ρ " è la densità del materiale di cui sono costituiti gli specchi ed " E " è l'energia del fotone incidente (fig. 3.2). È evidente come l'angolo critico diminuisca all'aumentare dell'energia dei fotoni, per cui questo angolo nella banda X risulta essere molto piccolo (solitamente molto minore di 1°).

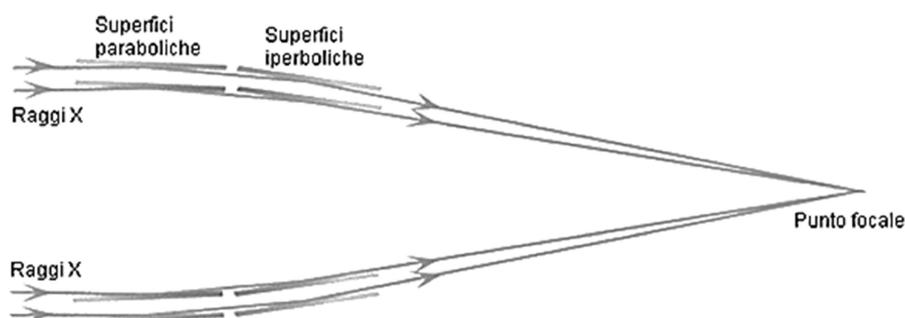


Figura 3.2: schema di incidenza radente dei raggi X.

Per ottenere immagini ottimali sono stati costruiti telescopi riflettori che, invece di utilizzare la regione vicina al vertice dello specchio (di solito una parabola) come nei telescopi ottici o nei ricevitori radio, usano le "pareti"; su queste ultime, realizzate con superfici metalliche, il fotone riesce ad incidere con un angolo molto piccolo ($\ll 1^\circ$). Ciò riduce l'area di raccolta del telescopio, ma tale problema, come vedremo più avanti, è risolvibile annidando più specchi confocali e con diametro decrescente. Il numero di specchi annidabili dipende dal loro spessore, quindi dalla tecnica con la quale sono realizzati. Con spessori maggiori si ha meno superficie di raccolta, ma risoluzione maggiore e questa scelta è preferibile per indagini cosmologiche; per indagini spettrali invece è più utile l'utilizzo di più specchi sottili a discapito della risoluzione.

Ad esempio *Chandra* è composto da soli 4 specchi, le cui superfici sono state levigate molto accuratamente, mentre *XMM-Newton* è costituito da ben 58 specchi lavorati in maniera meno dettagliata. Questa è la principale differenza tra le ottiche dei due telescopi ed il motivo per cui possono essere considerati complementari.

Con la tecnica dell'incidenza radente nasce, però, un problema: parti diverse dello specchio sono a distanze diverse dalla sorgente; ne consegue che il bordo più vicino ingrandisce maggiormente rispetto a quello più lontano generando aberrazione delle immagini dovute alla coma.

Per correggere tale aberrazione occorre che la superficie ottica rispetti la *condizione dei seni di Abbe*: un sistema ottico può formare l'immagine di un oggetto a distanza infinita solo se tutti i raggi provenienti da tale sorgente soddisfano la legge: $h/\sin \theta = f$, dove h rappresenta la distanza del raggio dall'asse ottico, θ l'angolo tra il raggio focalizzato e l'asse ottico, f la lunghezza focale costante del sistema. Quindi la superficie angolare individuata dall'intersezione dei raggi incidenti con il prolungamento dei raggi riflessi (o rifratti) deve essere una sfera centrata nel fuoco. In aggiunta, la condizione appena riportata assicura non solo che i raggi parassiali siano focalizzati, ma anche che i raggi non parassiali vengano concentrati in punti singoli e non in corone circolari.

Per focalizzare i raggi X e ridurre al minimo le aberrazioni sono stati messi a punto vari schemi ottici; essi prevedono l'utilizzo di due superfici riflettenti, poiché una singola superficie riflettente non è in grado di soddisfare la condizione di Abbe. Il primo è quello di Kirkpatrick-Baez, fu ideato nel 1948, fa uso di due o più specchi i cui piani sono fra loro perpendicolari, con cui si elimina l'astigmatismo. Il secondo è quello messo a punto da Wolter nel 1952 e prevede da due specchi in successione, tali da ridurre significativamente ed in alcuni casi ad eliminare la coma. Il sistema Kirkpatrick-Baez viene sfruttato nel campo della microscopia X in luce di sincrotrone, ma non è utilizzabile in altri campi.

In campo astronomico invece si fa uso esclusivamente dal sistema ideata da Wolter, che può essere realizzato secondo tre diverse configurazioni, a seconda della geometria delle superfici riflettenti. Le due successive riflessioni avvengono su superfici riflettenti di paraboloidi, iperboloidi ed ellissoidi di rotazione (figura 3.3):

Wolter I: costituita da due specchi coassiali e confocali posti in successione, un paraboloide ed un iperboloide;

Wolter II: costituita da due specchi coassiali e confocali posti in successione, un iperboloide ed un paraboloide;

Wolter III: costituita da due specchi coassiali e confocali posti in successione, un ellissoide ed un paraboloide.

Queste configurazioni soddisfano approssimativamente la condizione dei seni di Abbe. Per migliorare le prestazioni di questi specchi parabolici ad incidenza radente (minimizzare le aberrazioni di coma ed aumentare il campo di vista), si aggiunge una seconda superficie riflettente (specchio iperboloido), anch'essa ad incidenza radente: ciò permette di limitare le distorsioni dell'immagine fuori dall'asse ottico introdotte dallo specchio parabolico e ridurre la lunghezza focale (di un fattore 2) dello strumento a parità di apertura; questo risulta essere un vantaggio dal momento che questi telescopi devono essere lanciati fuori dall'atmosfera terrestre, per cui le dimensioni ed il peso degli strumenti deve essere ridotto al minimo: più piccolo e compatto risulta essere il sistema ottico, minori sono i costi e le difficoltà di messa in orbita.

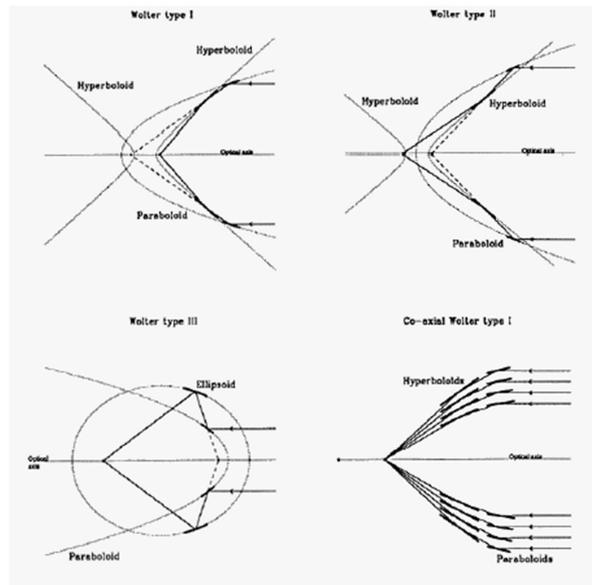


Figura 3.3: configurazioni ideate da Wolter nel 1952.

Una quantità importante, di cui bisogna tenere conto nella progettazione dei telescopi, è l'area efficace, ovvero la superficie equivalente che raccoglie i fotoni ad una certa frequenza. Essa svolge un ruolo attivo nella determinazione della sensibilità minima dello strumento. In banda X, essa è combinazione dei seguenti fattori:

$$A_{eff}(E, \theta, x, y) = A_g \cdot R(E) \cdot V(E, \theta) \cdot QE(E, x, y) \quad [4]$$

dove:

- E è l'energia dei fotoni incidenti;
- θ è l'angolo di off-axis;
- x ed y le posizioni sul detector;
- A_g è l'area geometrica del telescopio;
- $R(E)$ è la riflettività degli specchi, ovvero la frazione di fotoni riflessi rispetto a quelli incidenti;
- $V(E, \theta)$ è il *vignetting*, ovvero la frazione di fotoni persi ad una certa energia, perché assorbiti, in funzione dell'angolo d'incidenza rispetto all'asse ottico;
- $QE(E, x, y)$ è la *quantum efficiency* (efficienza quantica) del rivelatore, ossia la frazione di fotoni incidenti che producono una carica, raccolte dal rivelatore.

Gli ultimi tre sono fattori moltiplicativi compresi tra 0 e 1 che riducono quella che è l'area di raccolta dei fotoni.

Uno specchio che formi un angolo θ con l'asse ottico sarà in riflessione totale, quindi con elevata area efficace, finto a quando $\theta < \theta_c$. Per telescopi con angoli d'incidenza tipici dell'ordine di alcuni millesimi di radiante, l'energia massima per la quale si ha una riflettività apprezzabile, quindi una sufficiente area efficace, può essere fissata a 10 keV.

La lavorazione di questi specchi è estremamente complessa; le irregolarità superficiali devono essere di dimensioni minori della lunghezza d'onda della luce che riflettono, perciò, siccome le lunghezze d'onda dei raggi X sono mille volte minori di quelle della luce visibile, gli specchi devono essere molto più lisci rispetto a quelli dei telescopi ottici. Anche utilizzando materiali ad alta densità, poco oltre i 10 keV l'angolo critico per l'incidenza radente diventa troppo piccolo ($< 0.25^\circ$) rendendo insufficiente l'area utile di raccolta dell'ottica, a meno di non ricorrere a focali superiori ai 10 m, difficili da utilizzare su telescopi costituiti da un singolo satellite.

Gli specchi di satelliti come *Chandra* e *XMM-Newton*, al fine di ottenere un'alta riflettività di raggi X, sono rivestiti da materiali ad alta densità come Platino, Oro e Iridio. Tuttavia non possono essere questi i rivestimenti di uno specchio che lavora a energie maggiori rispetto *Chandra* ed *XMM-Newton* (ovvero oltre i 10 keV), in quanto la loro efficienza nel riflettere i fotoni diminuisce rapidamente con l'aumentare dell'energia. Con l'utilizzo di un singolo materiale riflettente nel rivestimento di un'ottica è difficile focalizzare raggi X sopra i 10 keV. Una tecnica utilizzabile per estendere la capacità di riflessione dei telescopi X ad energie superiori e ad angoli d'incidenza più grandi è quella del *multilayer coating* (anche detto "multistrato a profondità graduata"): consiste nel rivestire le ottiche ad incidenza radente con coperture multistrato, ovvero il materiale riflettente viene stratificato in "fogli" equispaziati in modo da sommare in fase le riflessioni dei singoli strati (figura 3.4).

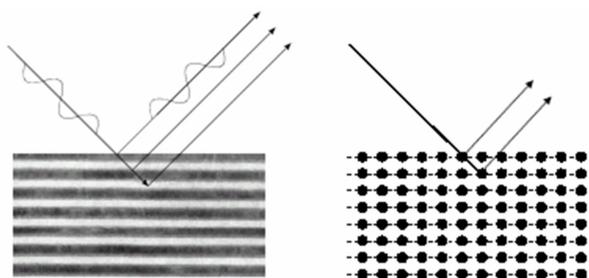


Figura 3.4 :illustrazione del funzionamento di un multistrato basato sull'interferenza costruttiva tra le onde parziali riflesse (a sinistra), analogo alla riflessione alla Bragg da parte dei cristalli (a destra): i raggi-X penetrano nella struttura e per determinati angoli d'incidenza vengono riflessi con interferenza costruttiva dagli strati di materiale assorbente.

Il “*multistrato a profondità graduata*” è costituito da più strati alternati a spaziatura costante (bistrati): uno costituito da un materiale ad alta densità atto alla riflessione (ad esempio platino o tungsteno) alternato ad uno a bassa densità (silicio o carbonio) che agisce come mero spaziatore. Lo spessore di questi strati è dell’ordine di qualche nanometro e la riflettività è ottenuta per interferenza costruttiva. Un multistrato tipico ha 200 paia di rivestimenti. Per ottenere una maggiore riflettività, è necessario un elevato contrasto di densità tra i due materiali. Materiali comuni ad alta densità sono Tungsteno (W) e Platino (Pt), mentre i materiali comuni a bassa densità sono Silicio (Si) e Carburo di Silicio (SiC). Per le applicazioni astrofisiche è necessario avere una riflettività su una banda energetica molto ampia, per questo vengono utilizzati multistrati a spaziatura variabile che consente di arrivare quasi fino a 100 keV (come nel caso di *NuSTAR* che arriva a 79 keV).

Come alternativa alla tecnica del multilayer, si potrebbero realizzare telescopi con rapporti lunghezza focale/diametro molto alti, da cui angoli d’incidenza molto ridotti. In queste condizioni l’unico modo per ottenere un’area geometrica di raccolta sufficiente è quello di utilizzare focali molto lunghe ($\gg 10$ m) e/o telescopi multi-modulari con ottiche strettamente nidificate e con raggi molto piccoli; questi telescopi, però, sono di difficile realizzazione e causano parecchi problemi nella messa in orbita.

Per un’ottica ad incidenza radente l’area geometrica disponibile per la raccolta dei fotoni non è altro che la proiezione dello specchio primario sul piano dell’apertura. Dato il piccolo angolo tra la superficie dello specchio ed il fascio incidente, l’area su cui viene raccolta la radiazione X è molto più piccola dell’area dello specchio (pochi cm^2), generalmente non sufficiente a raccogliere abbastanza fotoni per rivelare le sorgenti più deboli; la maggior parte della radiazione che arriva dal cielo si perde nell’apertura centrale. Con lo scopo di aumentare l’area efficace viene utilizzata la tecnica della *nidificazione*: più specchi concentrici e confocali (chiamati *mirror shell*), di raggio decrescente che vengono inseriti uno dentro l’altro, che mettono a fuoco i raggi incidenti tutti nello stesso punto (figura 3.5).

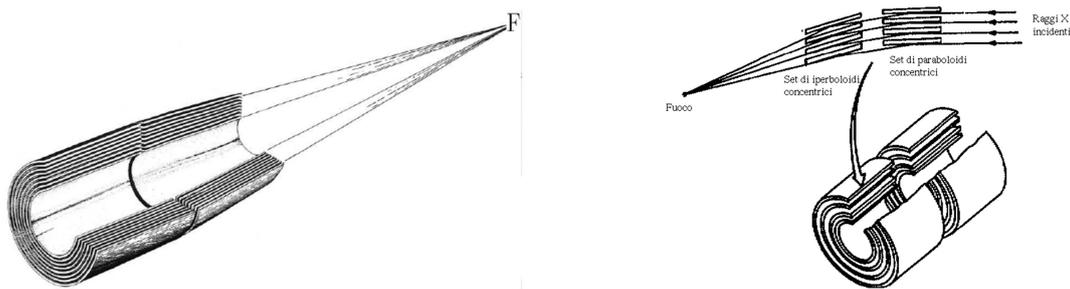


Figura 3.5: schema di un telescopio ad incidenza radente con specchi nidificati.

La maggior parte dei telescopi in banda X sono stati realizzati sfruttando la prima configurazione, ovvero la Wolter I, anche perché è quella che a parità di apertura del telescopio permette la lunghezza focale più corta. Questa configurazione inoltre è quella che permette d’innestare, una dentro l’altra, più shell di specchi, in modo da aumentare l’area geometrica del telescopio.

3.2 Rivelatori

Una volta convogliata la radiazione sul fuoco del telescopio, si utilizzano strumenti quali contatori proporzionali, CCD (o altri rivelatori) capaci di contare ogni singolo fotone X, registrarne l'intensità globale del segnale, l'energia, il tempo e la posizione sul rivelatore, così da ricostruire così l'immagine a raggi X della sorgente.

Solitamente per energie comprese tra 0.1 e 10 keV si utilizzano CCD, mentre per energie tra 10 e 100 keV i rivelatori a stato solido (*tellururo di cadmio e zinco*, CdZnTe o CZT). *Chandra* e *XMM-Newton*, che lavorano nell'intervallo 0.1÷12 keV, utilizzano CCD, mentre *NuSTAR* che opera ad energie più elevate (fino a 79 keV), utilizza i rivelatori a stato solido. Dalla combinazione delle rispettive osservazioni è possibile ottenere uno spettro su un'ampia banda energetica (0.3÷79 keV). Ciò che è stato fatto anche in questo lavoro di tesi.

3.3 Missioni

L'analisi in banda X di NGC 5252 è stata effettuata utilizzando i dati provenienti da tre satelliti: *Chandra*, *XMM-Newton* e *NuSTAR*. Le principali caratteristiche dei tre telescopi sono riportate nella seguente tabella 2.1:

	Chandra	XMM-Newton	NuSTAR
Moduli	1	3	2 (A e B)
Ottica	Wolter I	Wolter I	Wolter I
Numero di shell	4	58	133
FOV (arcmin)	16.9 (ACIS-I) 8.3x50.6 (ACIS-S) 30 (HRC-I)	30 (EPIC) 5 (RGS) 17 (OM)	10 (@ 10 keV) 6 (@ 68 keV)
Area efficace (cm ²)	800 (@ 0.25 keV) 400 (@ 5 keV)	4650 (@ 1.5 keV) 1800 (@ 7 keV)	200 (@ 26 keV) 100 (@ 44 keV)
Range energetico nominale (keV)	0.08÷10	0.15÷12	3÷78.4
Risoluzione angolare (FWHM)	0.5''	5'' (MOS) 6'' (pn)	18''
Risoluzione energetica (FWHM)	150 eV (6 keV)	150 eV (@ 6 keV)	0.4 keV (@ 6 keV) 0.9 keV (@ 68 keV)

Tabella 3.1: caratteristiche principali dei telescopi orbitali *Chandra*, *XMM-Newton* e *NuSTAR*.

Per osservare al meglio gli AGN i telescopi X dovrebbero avere:

- un'elevata area efficace (A_{eff}), per massimizzare il numero di fotoni ricevuti;
- un'alta risoluzione angolare (PSF), per concentrare i fotoni di una sorgente puntiforme su piccole aree del rivelatore e massimizzare così il rapporto segnale/rumore (SNR), quindi la sensibilità;
- un grande campo di vista (FoV), per campionare aree del cielo più grandi possibili.

Tuttavia, non è possibile realizzare un unico telescopio che possieda tutte le caratteristiche elencate; per questo motivo ogni osservazione scientifica va effettuata con lo strumento più adatto allo scopo. In banda X attualmente, *Chandra*, *XMM-Newton* e *NuSTAR* sono i satelliti che posseggono, in maniera complementare, i migliori requisiti richiesti.

3.4 Chandra

Chandra è un osservatorio in banda X della *NASA* lanciato in orbita il 23 Luglio del 1999 e tuttora attivo. È stato ideato per avere una risoluzione angolare e spettrale superiori rispetto alle precedenti missioni di banda X. Infatti, con una PSF in asse di 0.5 arcsec (*FWHM*), *Chandra* è il telescopio con la miglior risoluzione angolare in banda X ad oggi realizzato.

Il satellite percorre un'orbita fortemente ellittica, con l'apogeo ad oltre un terzo della distanza Terra-Luna (139.000 km) ed il perigeo a circa 10.000 km, con un periodo di 64 h e 18 min. La percentuale di tempo utile all'osservazione è dunque molto maggiore rispetto alle orbite più basse (dell'ordine di centinaia di km) come quelle usate dalla maggior parte dei satelliti. Ciò permette osservazioni ininterrotte molto lunghe, della durata massima di 200 ks (55 h) per ogni orbita.

Sfruttando l'alta risoluzione angolare, con una *Point Spread Function* (PSF) di 0.5" (*FWHM*) ed una sensibilità nominale di $4 \cdot 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ in 10^4 s , si possono risolvere anche le sorgenti più deboli.

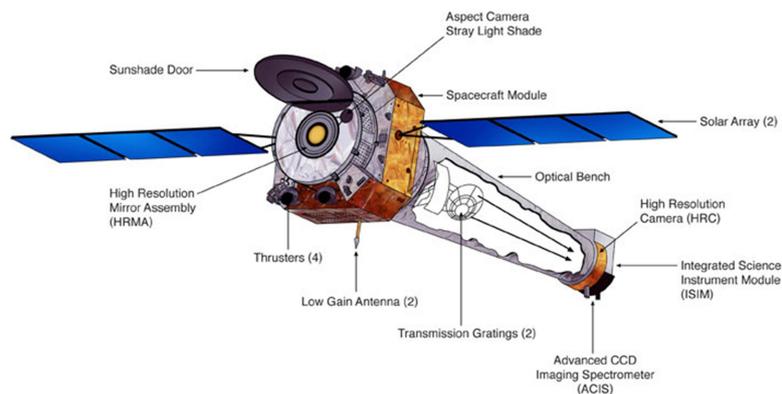


Figura 3.6: principali componenti del satellite Chandra [Credits: Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics/NASA].

Chandra si compone dalla *High Resolution Mirror Assembly* (HRMA), ovvero il sistema di quattro specchi coassiali (*shell*) in configurazione Wolter I con una lunghezza focale di 10 m per la focalizzazione dei fotoni ad alta energia (figura 3.6) e da quattro strumenti per la rilevazione (CCD) sui quali sono convogliati i fotoni:

- la *High Resolution Camera* (HRC), composta da un microchannel plate (MCP) suddiviso in due strumenti, l'HRC-I ottimizzato per l'imaging e l'HRC-S per la spettroscopia. Lavora in un range energetico che va da 0.06 a 10 keV ed ha una risoluzione spettrale di $\Delta E/E \sim 1$ per la camera HRC-I ad 1 keV. Possiede, inoltre, un grande campo di vista di circa $30' \times 30'$ per l'HRC-I, mentre per HRC-S vale $6' \times 99'$. L'*aim point* della camera HRC-S è leggermente fuori asse per favorire la focalizzazione e la lettura del segnale proveniente dai grating dei LEGT;

- l'*Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)*, un detector per imaging ad alta risoluzione angolare (0.5 arcsec) e moderata risoluzione spettrale;

- i *Chandra High Resolution Spectrometers* che si dividono in due strumenti ottimizzati ciascuno per una specifica banda energetica:

- la *High Energy Transmission Grating (HETG)*, usata per spettroscopia ad alta risoluzione nel range 0.4÷10 keV (con un potere risolutivo di $E/\Delta E \sim 800$ a 1.5 keV e ~ 200 a 6 keV). Si compone di due griglie: una griglia forma i *Medium Energy Grating (MEG)*, ottimizzata per le medie energie, che intercetta i raggi X provenienti dalla parte esterna degli HRMA, mentre l'altra forma la *High Energy Grating (HEG)* che intercetta i raggi X delle shell più interne ed è ottimizzato per lavorare alle alte energie;

- la *Low Energy Transmission Grating (LETG)*, che fornisce il più alto potere risolutivo a bordo nella banda 0.07÷0.15 keV ($E/\Delta E > 1000$) e moderato potere risolutivo tra 0.25÷4.13 keV ($E/\Delta E \sim 20$). Si compone di un complesso *grating* che permette d'intercettare e disperdere il flusso dei fotoni derivanti dagli specchi che poi viene raccolto dall'HRC-S oppure dalla camera ACIS, utilizzati come registro di lettura. Questo strumento è solitamente utilizzato per studiare sorgenti in asse molto brillanti.

Nelle sezioni successive verranno descritti in dettaglio l'HRMA e le camere ACIS in quanto l'HRMA compone la parte principale di Chandra e la camera ACIS è quella tramite cui sono state prese le osservazioni analizzate nel presente lavoro.

3.4.1 L'High Resolution Mirror Assembly (HRMA)

Come già accennato prima, l'HRMA è un sistema formato da quattro specchi concentrici ad incidenza radente (*grazing-incidence*) con configurazione di tipo Wolter I e rivestiti d'iridio (figura 3.7). Questo tipo di configurazione utilizza due tipi di specchi, uno iperboloidico e l'altro paraboloidico che sono co-focali e che soddisfano la condizione di Abbe, che tende ad eliminare diverse aberrazioni ottiche come ad esempio la coma. I quattro specchi concentrici di tipo Wolter I a bordo di Chandra, sono chiamati, rispettivamente dal più esterno al più interno: MP1 (con diametro di 1.23 m), MP2, MP4 ed MP6 (con diametro di 0.65 m).

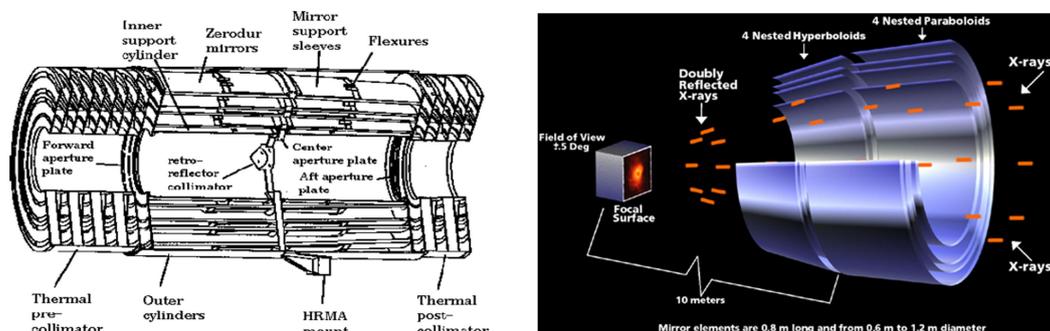


Figura 3.7: spaccato dell'HRMA [Credits: The Chandra Proposers' Observatory Guide].

La lunghezza focale è di circa 10 m. Inoltre, la superficie degli specchi non è piana, ma curva. La curvatura è tanto più accentuata quanto più si passa dalle shells più esterne a quelle più interne. Questo crea un problema nel posizionamento dei detector che non possono seguire fisicamente la superficie focale degli specchi. I detector della camera ACIS sono quindi inclinati in modo da seguire approssimativamente la superficie focale media dell'HRMA. Queste ed altre caratteristiche sono riassunte in tabella 3.2.

Parametro	Descrizione
Ottica	Wolter-I
Rivestimento monostrato specchi	Iridio (330 Å)
Tecnica costruttiva	Lavorazione diretta
Diametro esterno degli specchi (MP1, MP3, MP4, MP6)	1.23, 0.99, 0.87, 0.65 m
Lunghezza specchi	84 cm
Lunghezza totale	276 cm
Apertura	1145 cm ²
Massa	1484 kg
Lunghezza focale	10.070 ± 0.003 m
PSF FWHM (con detector)	< 0.5''
FOV	30'
Area Efficace	800 cm ² @ 0.25 keV 400 cm ² @ 5.0 keV 100 cm ² @ 8.0 keV

Tabella 3.2: caratteristiche principali dell'HRMA.

La figura 3.8 mostra l'area efficace dell'HRMA e di ciascuna delle quattro shell in funzione dell'energia dei fotoni. La rapida decrescita dell'area efficace oltre i 2 keV (detta M-edge) è dovuta all'assorbimento dell'iridio, il materiale riflettente utilizzato per il rivestimento delle ottiche. Al di sotto di una certa energia, tutte le shells riflettono i fotoni in asse in modo relativamente efficace. All'aumentare dell'energia, l'angolo d'incidenza diventa maggiore dell'angolo d'incidenza critico per le shells esterne; questo produce un declino dell'area efficace alle alte energie, con conseguente degrado dell'immagine. Si può infatti notare, sempre in figura 3.8, che le shells più interne danno un maggior contributo all'area efficace alle alte energie, rispetto a quelle più interne.

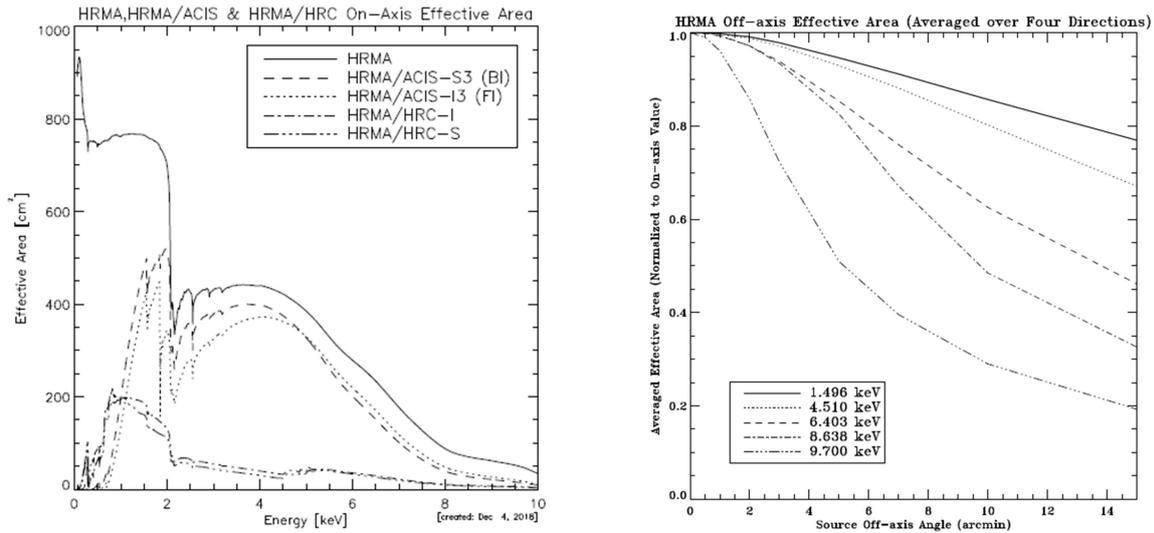


Figura 3.8: variazione dell'area efficace in funzione dell'energia dei fotoni on-axis (immagine a sx) e in funzione dell'angolo di off-axis, normalizzata ad 1 in asse (a dx) [Credits: The Chandra Proposers' Observatory Guide].

3.4.2 La camera ACIS

L'*Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS) è in grado di acquisire simultaneamente immagini ad alta risoluzione (con risoluzione angolare di 0.5 arcsec) e moderata risoluzione spettrale ($\Delta E/E \approx 50$ in banda 1÷6 keV). Questo strumento può essere usato insieme agli strumenti *High Energy Transmission Grating* (HETG) o *Low Energy Transmission Grating* (LETG) per ottenere spettri ad alta risoluzione ($\Delta E/E \approx 100\div 1000$).

La risoluzione spaziale per l'imaging di una sorgente in asse ottenuta con la combinazione HRMA/ACIS è limitata solo dalle dimensioni del pixel (0.492") dei CCD e non dalle ottiche dell'HRMA. Andando fuori asse, invece, bisogna considerare come varia la PSF in funzione dell'angolo di off-axis. Quest'effetto, che aumenta all'aumentare dell'energia, genera delle distorsioni sulle osservazioni come mostrato in figura 3.9.

La camera ACIS è composta da un totale di 10 CCD ciascuno composto da 1024 x 1024 pixel; 4 CCD (denominati I-0, 1, 2, 3) sono disposti in un mosaico di 2 x 2 (camera ACIS-I) e sono utilizzati per l'imaging, 6 CCD (denominati S-0, 1, 2, 3, 4, 5) sono invece disposti in una striscia di 1 x 6 (camera ACIS-S) ed utilizzati sia per l'imaging che per la spettroscopia. Ogni CCD copre una regione di cielo corrispondente a 8.4 x 8.4 arcmin.

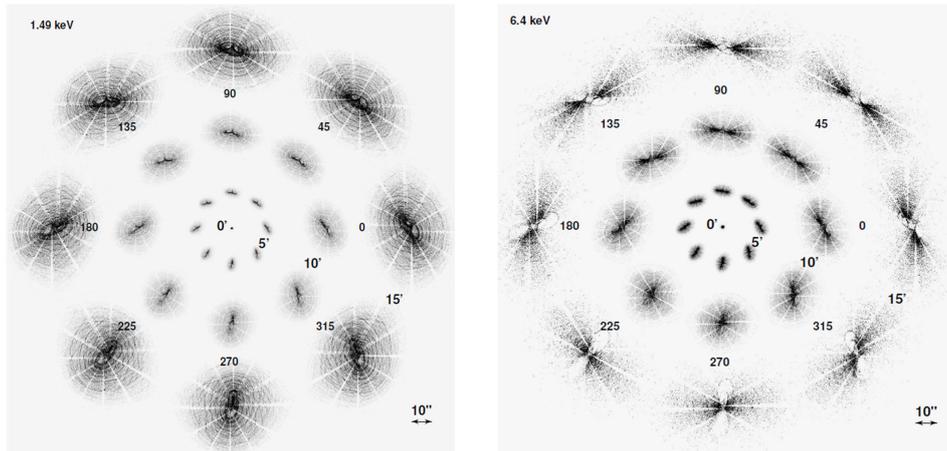


Figura 3.9: deformazioni simulate per sorgente puntiforme in funzione di angoli di off-axis rispettivamente di 5', 10', 15' effettuate a 1.64 keV (immagine a dx) e a 6.4 keV (immagine a sx). [Credits: The Chandra Proposers' Observatory Guide, Version 21.0, 2018].

I CCD S1 e S3 sono di tipo back-illuminated (BI), il restante di tipo front-illuminated (FI). La risoluzione dei CCD di tipo back-illuminated è migliore rispetto a quelli di tipo front-illuminated; inoltre i dispositivi di tipo BI hanno una risposta che si estende ad energie inferiori rispetto a quelle accessibili per i dispositivi di tipo FI e sono quindi utili per l'imaging nel soft X. In generale si preferisce la configurazione ACIS-S per le sorgenti singole (come nel caso di NGC 5252) e la ACIS-I per le surveys. In figura 3.10 è mostrata una visione schematica dei CCD che compongono la camera ACIS.

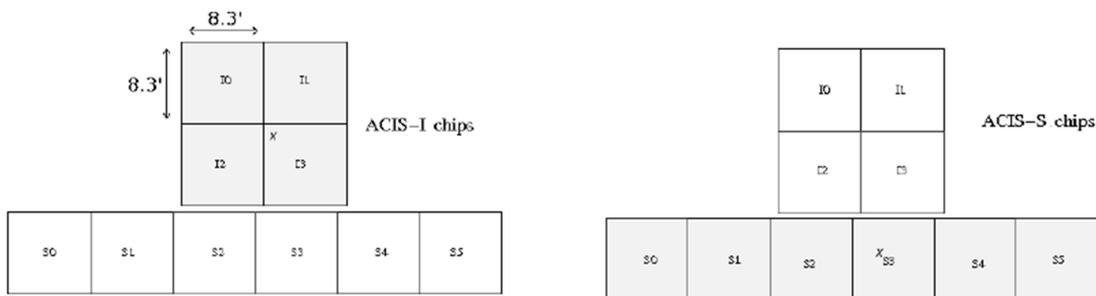


Figura 3.10: disposizione schematico/geometrica delle camere ACIS-I (a sx in grigio) e ACIS-S (in grigio a dx). La croce nei chip I3 e S3 rappresenta il fuoco del telescopio. [Credits: The Chandra Proposers' Observatory Guide, Version 21.0, 2018].

In figura 3.11 è mostrato l'andamento dell'Efficienza Quantica e dell'area efficace al variare dell'energia per questi due tipi di CCD. Si nota che i CCD di tipo BI hanno una migliore Efficienza Quantica e maggiore Area Efficace alle basse energie rispetto ai CCD di tipo FI.

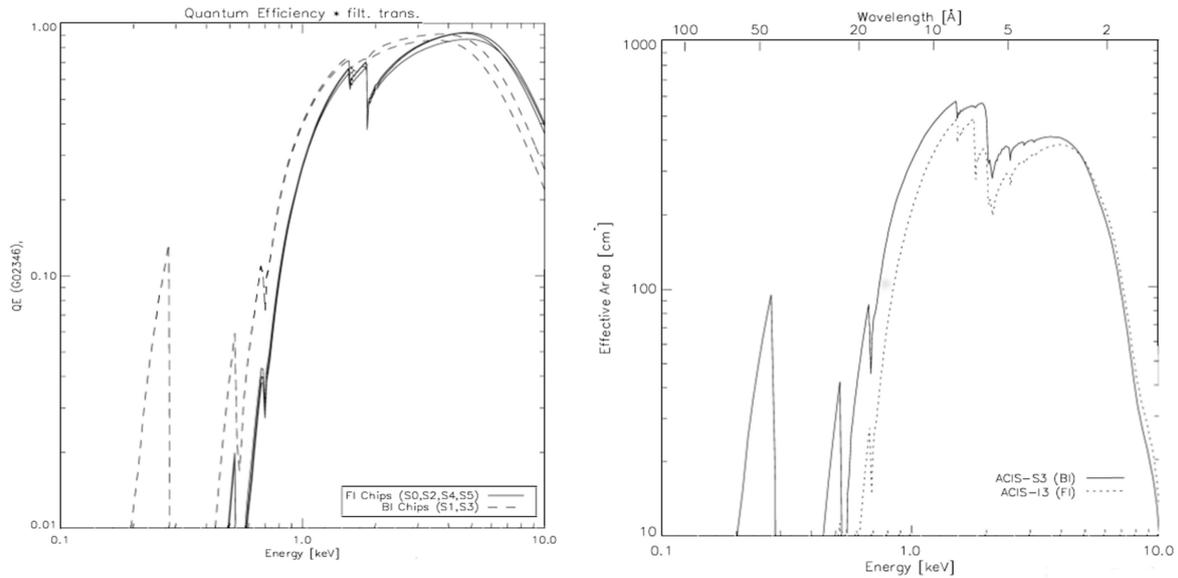


Figura 3.11: efficienza quantica dei CCD front and back-illuminated a bordo di Chandra (immagine a sx) convoluti con la contaminazione molecolare e i filtri ottici (dx). [Credits: The Chandra Proposers' Observatory Guide].

I CCD della camera ACIS-I sono inclinati in modo tale da seguire la superficie focale del telescopio. Anche i CCD della camera ACIS-S sono inclinati, in modo tale da approssimare il cerchio Rowland dei gratings che possono essere inseriti dietro agli specchi. È inoltre presente un filtro ottico, denominato *Optical Blocking Filter* (OBF), posto a 2 cm al di sopra dei CCD, per impedire ai fotoni ottici (provenienti da sorgenti astrofisiche o scatterati all'interno del satellite), di raggiungere il CCD stesso.

Uno dei fenomeni che possono influenzare la qualità di un'osservazione è la presenza di *flares* del background, in cui il tasso di conteggi può aumentare, rispetto ai momenti di quiescenza, fino ad un fattore di 100. Questi *flares* si osservano in ogni posizione dell'orbita, anche vicino all'apogeo. Essi sono evidenti soprattutto nei CCD di tipo BI e sono dovuti in particolar modo ai protoni soft. Durante la riduzione dei dati va estratta la curva di luce del background al fine di eliminare gli eventuali periodi di flaring. Nello specifico il background della camera ACIS può suddividersi in due componenti, uno dovuto al fondo di radiazione X diffuso, composto in realtà da sorgenti discrete ed uno dovuto a particelle cariche che vengono riflesse dagli strumenti sul piano focale⁽¹⁶⁾, la cosiddetta componente di "*flaring*".

⁽¹⁶⁾ Il "*flaring*" a sua volta è caratterizzato da due componenti: una più forte e con rapida variabilità, l'altra più debole, ma più stabile. La prima è in genere associata a protoni con energie minori di 100 keV che interagiscono con l'apparato strumentale (i cosiddetti "soft protons"); la seconda invece è associata a protoni di energie maggiori di 100 MeV che interagiscono con le strutture portanti del detector, producendo emissioni di fluorescenza tipiche di alcuni elementi.

3.5 XMM-Newton

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror) è un satellite lanciato in orbita il 10 Dicembre 1999 da parte dell'*European Space Agency* (ESA) ed è una missione al momento ancora attiva. È posto su un'orbita molto ellittica, con apogeo a 114000 km dalla Terra e perigeo a soli 7000 km. Il periodo dell'orbita è di 48 h e grazie all'elevata eccentricità dell'orbita, è possibile eseguire puntamenti ininterrotti fino a 135 ks (37.5 h), consentendo di eseguire in modo efficiente studi di variabilità e monitoraggi.

I punti di forza di satellite *XMM-Newton* sono rappresentati dalla grande area efficace, dall'alta risoluzione delle camere e dalla possibilità di fare lunghe esposizioni ininterrotte. A bordo sono presenti tre telescopi di tipo Wolter-1 che lavorano in banda 0.1÷12 keV ed un telescopio ottico/UV di apertura di 30 cm; è così possibile osservare simultaneamente due finestre dello spettro elettromagnetico, la banda X e quella del visibile e dell'ultravioletto.

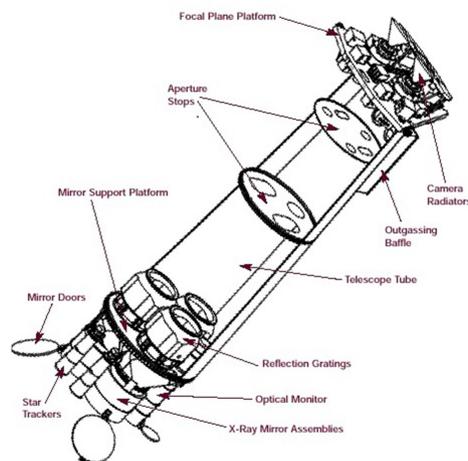


Figura 3.12: schema degli strumenti a bordo del satellite *XMM-Newton* [Credits: *XMM-Newton Users Handbook, Issue 2.16, 2018*].

Sul piano focale dei telescopi X si trovano tre diversi tipi di rivelatori, i quali operano simultaneamente:

- *European Photon Imaging Camera (EPIC)*, composto da 3 camere CCD, due di tipo MOS e una di tipo pn, ciascuna installata sul piano focale dei tre telescopi a raggi X. Questi CCD permettono di ottenere immagini e di effettuare spettroscopia di moderata risoluzione spettrale ($E/\Delta E \sim 20 \div 50$);
- *Reflection Grating Spectrometer (RGS)*, due spettrometri identici che permettono di avere spettroscopia X ad alta risoluzione ($E/\Delta E \sim 200 \div 800$ per energie tra 0.3 keV e 2.5 keV). Sono montati sugli stessi telescopi su cui sono installati le camere MOS; la radiazione incidente viene scissa dal *Reflection Grating Assembly (RGA)*: circa il 40% dei fotoni viene deviato verso l'RGS, mentre il 44% raggiunge direttamente il MOS (solamente una piccola parte dei fotoni viene dispersa).

- *Optical Monitor (OM)*, associati al telescopio ottico, che permettono di ottenere immagini ottiche e UV e fare spettroscopia tramite un grism, in differenti filtri tra 170 nm e 650 nm. XMM-Newton è il primo satellite X ad avere a bordo questo tipo di strumento.

Nei paragrafi successivi saranno descritte le principali proprietà degli specchi del telescopio XMM-Newton e le proprietà della camera EPIC, i cui dati sono stati ridotti e analizzati durante il presente lavoro di tesi.

3.5.1 Le ottiche di XMM-Newton

XMM-Newton è dotato di 3 telescopi che lavorano in banda X, ognuno composto da 58 specchi di tipo Wolter I, per una superficie totale di ricezione di 3400 cm² (figura 3.13).

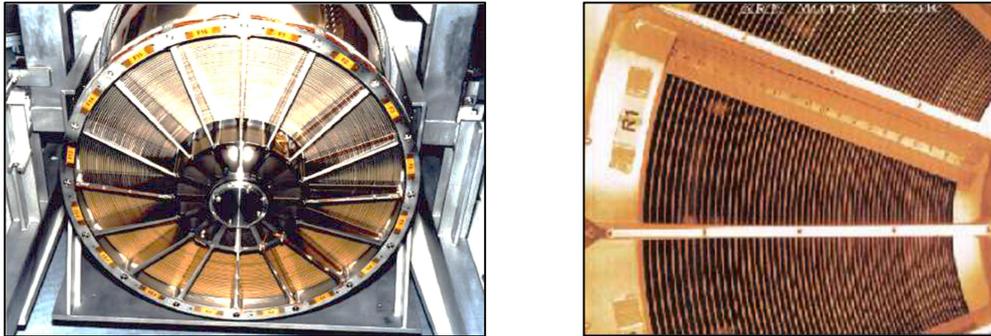


Figura 3.13: uno dei moduli di XMM-Newton, in cui è possibile apprezzare la struttura a shell. L'ingrandimento a dx mette in evidenza l'alto tasso di nidificazione delle shells.

I telescopi sono stati progettati per ottenere la massima area efficace possibile su una vasta gamma di energie, con particolare attenzione nella regione intorno a 7 keV (regione in cui cade la riga del ferro). L'angolo d'incidenza è pertanto molto basso ($\sim 30^\circ$) per fornire una riflettività sufficiente ad energie superiori. In figura 3.14 lo schema di un singolo modulo.

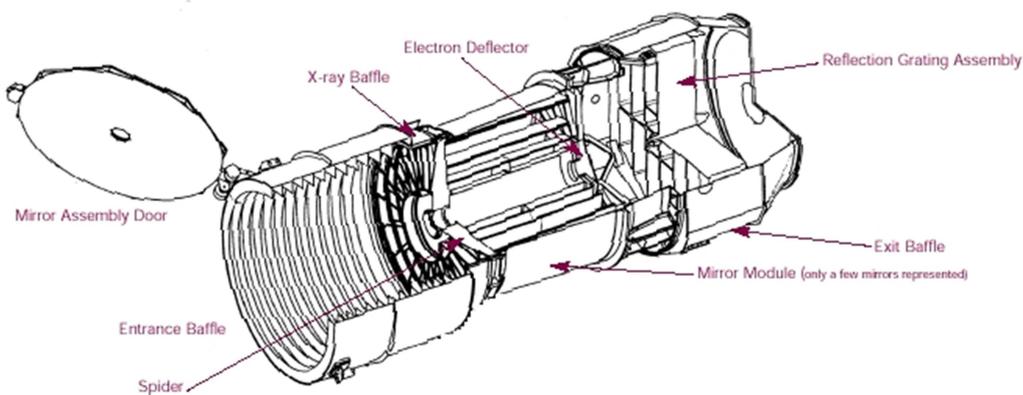


Figura 3.14: spaccato di un singolo modulo di XMM-Newton [Credits: XMM-Newton Users Handbook, Issue 2.16, 2018].

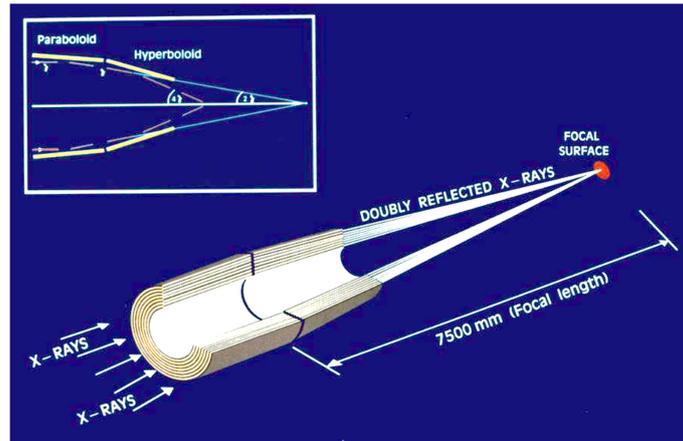


Figura 3.15: configurazione ottica del telescopio che nel fuoco ha la camera pn (disegno non in scala) [Credits: XMM-Newton Users Handbook, Issue 2.16, 2018].

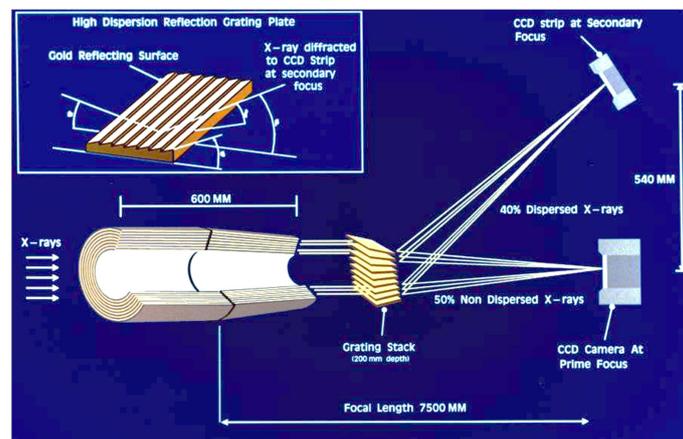


Figura 3.16: percorso dei raggi X nei due telescopi con RGA prima di arrivare alle camere MOS e RGS (disegno non in scala) [Credits: XMM-Newton Users Handbook, Issue 2.16, 2018].

In tabella 3.3 vengono riportati i parametri principali del sistema ottico di cui è costituito il satellite *XMM-Newton*.

Parametro	Descrizione	Parametro	Descrizione
Ottica	Wolter-I	Spessore specchio più esterno	1.07 mm
Rivestimento specchi	Oro	Spessore specchio più interno	0.47 mm
Materiale substrato specchi	Nickel	Apertura (diametro)	900 mm
Tecnica costruttiva	Elettroformatura	Massa (con RGA)	520 kg
Numero di specchi per modulo	58	Lunghezza focale	7500 mm
Diametro specchio più esterno	350 mm	PSF (FWHM/HEW)	5"/14 per il MOS 6"/15" per il pn
Diametro specchio più interno	153 mm	FOV (EPIC)	30°
Lunghezza specchi	600 mm	Area Efficace	4650 cm ² @ 1 keV
Lunghezza totale	2500 mm		

Tabella 3.3: principali caratteristiche dei telescopi a bordo di XMM-Newton.

3.5.2 Le tre camere EPIC (MOS e pn)

Nel fuoco primario di ciascuno dei tre specchi, è installata la *European Photon Imaging Camera* (EPIC). Di questi tre set di CCD, due sono *Metal Oxide Semiconductor* (MOS), mentre il terzo è uno *p-type/n-type semiconductor* (pn), la cui area efficace è maggiore rispetto a quella dei MOS (figura 3.17). Tutti gli strumenti su *XMM-Newton* funzionano simultaneamente e autonomamente. Ogni strumento può essere programmato con diverse impostazioni al fine di ottimizzare le osservazioni per il necessario scopo scientifico.

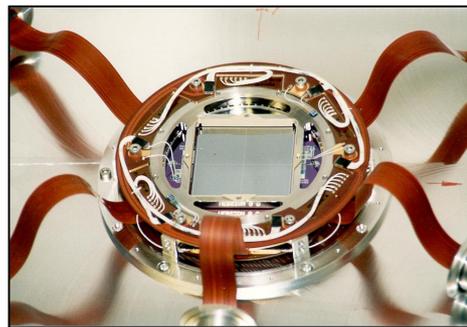


Figura 3.17: camere EPIC-MOS (a sx) ed EPIC-pn (a dx) [Credits: <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/technical-details-epic>].

Sia i MOS che il pn sono usati per imaging e spettrometria. Differiscono tra loro non solo per la geometria (figura 3.18), ma anche per la velocità di lettura, la loro efficienza quantica e le modalità operative.

Le camere EPIC-MOS sono organizzate in un array di 7 CCD, di tipo *front-illuminated* non complanari: essi ripercorrono la leggera curvatura della superficie focale dei telescopi Wolter. Ciascuno di questi è composto da 600 x 600 pixels, che corrispondono a 1.1" x 1.1". Il campo di vista totale è di circa 33' x 33'. Le due camere MOS sono inoltre ruotate di 90° l'una rispetto all'altra.

Le camera EPIC-pn, invece, sono composte da un'unica base di Silicio e disposte in un array di 12 CCD (*back-illuminated*), ognuno composto da 64 x 200 pixels, pari a 4.1" x 4.1". Il campo di vista di tutto l'array è di 27.5' x 27.5'.

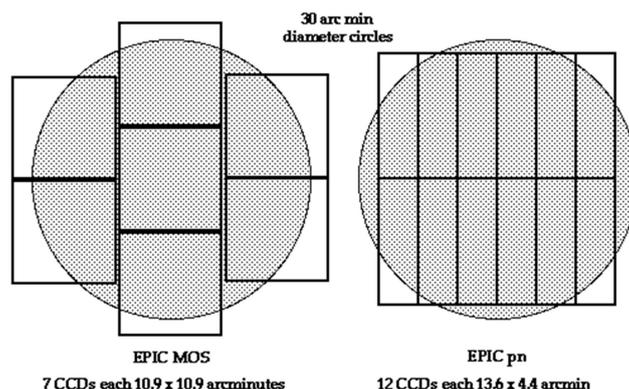


Figura 3.18: confronto tra disposizione geometrica e dimensione dei CCD: per i MOS a sinistra e per i pn a destra. La regione grigia rappresenta il campo di vista, il cui diametro è 30' [Credits: XMM-Newton Users Handbook].

Il tempo di lettura della camera pn risulta essere molto più veloce rispetto a quello delle camere MOS in quanto ogni colonna di pixel ha un suo nodo di lettura.

Le camere MOS e pn sono illuminate in maniera differente, il pn è di tipo *back-illuminated*, mentre i MOS sono di tipo *front-illuminated*: questo fa sì che il pn abbia una migliore efficienza quantica su tutto il range energetico, mentre i MOS raggiungono il loro massimo nel range 2-7 keV (figura 3.19).

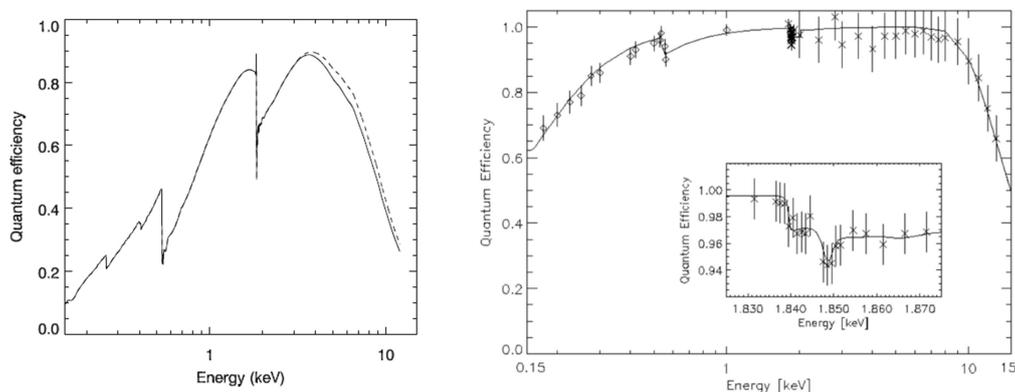


Figura 3.19: efficienza quantica del MOS1 (linea solida) e MOS2 (tratteggiata) in funzione dell'energia dei fotoni (a sx) e del pn (a dx) [Credits: XMM-Newton Users Handbook].

Le camere EPIC permettono diversi modi di acquisizione dati (figura 3.20):

- *full frame* ed *extended full frame* (quest'ultimo solo per pn), dove sono utilizzati i pixel di tutti i CCD, quindi viene coperto l'intero campo di vista;
- *partial window*: per i MOS viene utilizzato solo il CCD centrale, mentre per il pn si possono usare modalità *large window* (dove viene utilizzata solamente metà dell'area di ognuno dei 12 CCD) o *partial window* (è utilizzata solo una parte del CCD numero 4);
- *timing*: l'immagine ottenuta è unidimensionale, velocizzando così il processo di lettura. Essendo le camere MOS orientate l'una perpendicolarmente all'altra, questo permette di ottenere la rivelazione su entrambe le direzioni. Per la camera pn è possibile ottenere un'ulteriore modalità di tipo timing, la *burst*, la quale permette di ottenere una risoluzione temporale più elevata.

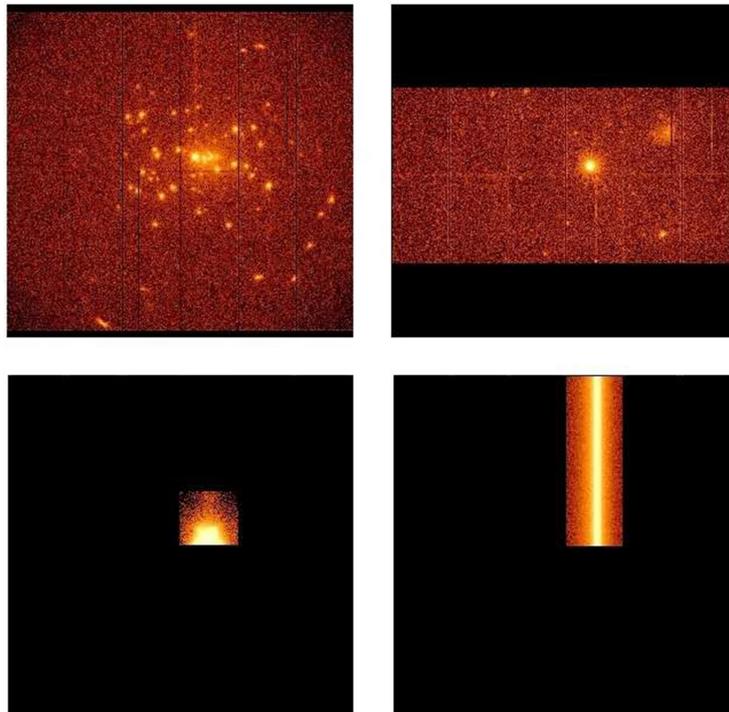


Figura 3.20: confronto tra le diverse modalità di acquisizione dati delle camere EPIC. In alto a sx la modalità full frame extended full frame, il alto a dx la modalità large window, in basso a sx la modalità timing e in basso a dx la modalità burst.

La scelta di una di queste modalità dipende dalla sorgente che si vuole osservare: per esempio, nel caso di sorgenti molto brillanti è opportuno usare una modalità che consenta una lettura veloce, come la *small window*, in modo da evitare il fenomeno del pile-up⁽¹⁷⁾.

Mostriamo in figura 3.21 il confronto tra le aree efficaci delle camere EPIC a bordo di *XMM-Newton* con le camere ACIS montate a bordo di *Chandra*. Si nota come la sensibilità di *XMM-Newton* è considerevolmente maggiore alle alte energie (> 2 keV) rispetto a *Chandra*.

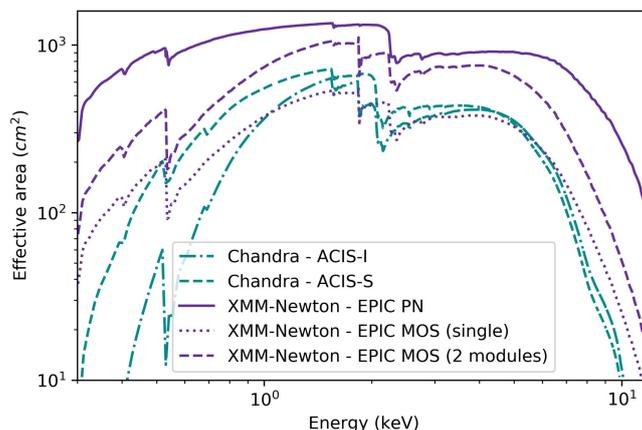


Figura 3.21: confronto tra le aree efficaci delle camere EPIC di *XMM-Newton* e ACIS di *Chandra* [Credits: *XMM-Newton Users Handbook*].

Oltre al segnale proveniente dalle sorgenti presenti nel campo di vista, il rivelatore può intercettare un segnale di fondo che può essere dovuto a diverse cause. Il background delle camere EPIC in particolare ha una componente dovuta al fondo cosmico X (dovuto a sorgenti X non risolte) ed una strumentale. Quest'ultima può essere a sua volta divisa in una componente dovuta al rumore intrinseco del detector (significativo sotto gli 0.30 keV) ed una dovuta all'interazione di particelle cosmiche con le strutture che circondano i rivelatori e con i rivelatori stessi, importante a più alte energie (sopra il keV), i cosiddetti *flares*, di cui si è già parlato nel paragrafo 3.4.2 dedicato ai rivelatori di *Chandra*.

⁽¹⁷⁾ Il pile-up è un errore di lettura dei fotoni da parte del detector. Avviene quando due o più fotoni indipendenti arrivando a poca distanza temporale l'uno dall'altro su pixel vicini (o sul medesimo pixel), vengono erroneamente letti come un singolo evento, la cui energia è la somma delle energie dei singoli fotoni. Può influenzare sia la risposta del CCD che la PSF, distorcendo la forma dello spettro osservato, in particolare rendendolo più ripido/piatto rispetto a quello reale, oppure diminuendo il flusso della sorgente o sottostimando il tasso dei conteggi (due o più eventi sono contati come uno solo). Un altro effetto, molto evidente, può essere la creazione di regioni senza eventi (*Pulse Saturation*) che genera dei "buchi" al entro delle immagini; ciò avviene quando l'energia totale supera quella di soglia dello strumento, tipicamente 13 keV (Jethwa et al. 2015).

3.6 NuSTAR

NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) è una missione della *NASA* lanciata in orbita il 13 Giugno 2012. È il primo telescopio in orbita con la capacità di focalizzare i fotoni X alle alte energie (> 10 keV). La banda in cui opera questo satellite va dai 3 ai 79 keV, mentre i precedenti satelliti X che utilizzavano la tecnica della focalizzazione erano in grado di operare solo fino a 10 keV.

La capacità di concentrare i raggi X sul piano focale permette di migliorare il rapporto segnale rumore e quindi di avere un background molto basso con una sensibilità 100 volte superiore ai precedenti satelliti a collimazione o a maschera codificata che operano solitamente alle alte energie.

L'osservatorio *NuSTAR* è composto da due telescopi hard X co-allineati di tipo Wolter I con approssimazione conica, i quali focalizzano la radiazione in due rivelatori a stato solido che si trovano nel piano focale dei telescopi X. I detector e le ottiche sono progettati in modo tale da essere identici, in modo da poter aumentare la sensibilità. Essendo la lunghezza focale dei telescopi X di circa 10 metri, i rivelatori ed i telescopi sono separati da un sistema estensibile (*deployable mast*) della stessa lunghezza, il quale è stato dispiegato una volta lanciato il satellite in orbita (figura 3.22).

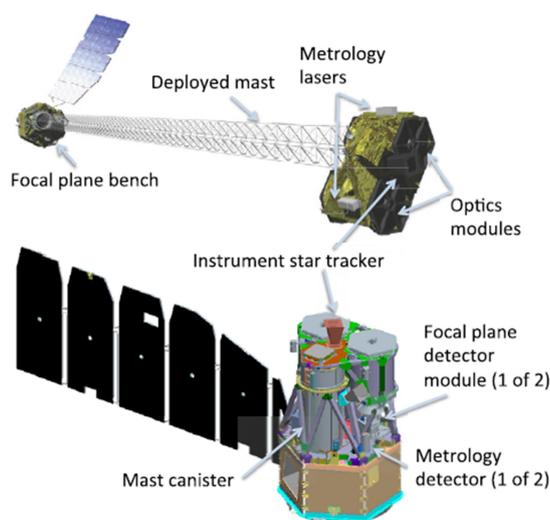


Figura 3.22: schema del satellite *NuSTAR* nelle due configurazioni prima (in basso) e dopo il lancio (in alto) in orbita. [Harrison & al., 2013].

Tuttavia, questo sistema non è abbastanza rigido da consentire il perfetto allineamento degli strumenti; è quindi presente a bordo di *NuSTAR* un sistema di metrologia composto da una star camera e due laser, i quali misurano le eventuali traslazioni e inclinazioni degli strumenti. Queste misure vengono poi combinate durante il processo di riduzione dati per rimuovere sfocature nelle immagini e ottenere dei files corretti di risposta.

3.6.1 Il sistema ottico di NuSTAR

Le ottiche di *NuSTAR* sono composte da due telescopi identici che sono un'approssimazione conica dei telescopi di tipo Wolter I chiamati OM-A e OM-B (Optical Module), allineati ai rivelatori *Focal Plane Module* (FPMA e FPMB). I 133 specchi concentrici di cui sono composte, hanno lunghezza focale di 10.14 m. La PSF dei telescopi è data dalla convoluzione delle ottiche e della risposta dei detector combinata con gli errori provenienti dal sistema di metrologia. La PSF risultante ha una FWHM di 18".

NuSTAR utilizza 89 shells multistrato al Pt/SiC, poste più internamente, che riflettono efficientemente fino ai 79 keV (oltre questa soglia di energia il Platino inizia ad assorbire i raggi X) e 44 shells al W/Si, poste esternamente rispetto alle prime, che riflettono efficientemente fino a 69 keV (oltre questa soglia vi è assorbimento da parte del Tungsteno). Lo spessore dei bistrati ha dimensioni dell'ordine della lunghezza d'onda della radiazione che deve essere riflessa, quindi questo spessore viene variato lungo la sequenza, in modo da riflettere le diverse lunghezze d'onda della banda che si vuole studiare. Questi multistrati fanno sì che aumenti l'angolo d'incidenza e quindi il campo di vista e l'area di raccolta.

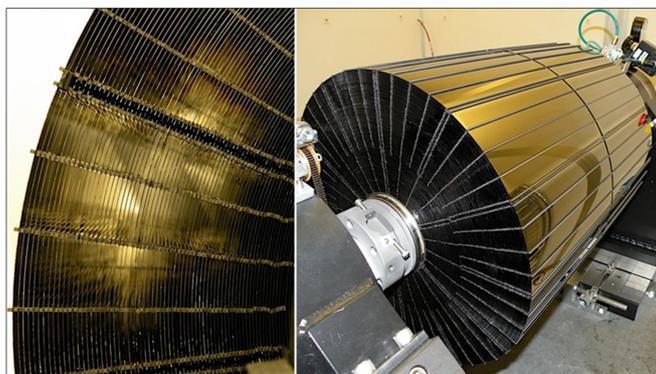


Figura 3.23: immagine di uno dei moduli ottici di *NuSTAR*. A sinistra un particolare che evidenzia la struttura nidificata delle 133 shells [Credits: *NuSTAR Observatory Guide*].

In tabella 3.4 sono mostrati alcuni dei parametri fondamentali dei due moduli.

Parametro ottico	Valori	Parametro ottico	Valori
Lunghezza focale	10.14 m	Angolo min. d'incidenza	1.34 mrad
Numero di shells	133	Angolo max. d'incidenza	4.7 mrad
Lunghezza shells	22.5 cm	Rivestimento più interno	Pl + C
Raggio interno	5.44 cm	Rivestimento più esterno	Q + Si
Raggio esterno	19.1 cm	FOV	12x12 arcmin

Tabella 3.4: principale caratteristiche tecniche di *NuSTAR* [Credits: *NuSTAR Observatory Guide*].

3.6.2 I rivelatori CZT di NuSTAR

Gli strumenti posti sul piano focale di *NuSTAR* consistono in due moduli, ciascuno con quattro rivelatori al Cadmio-Zinco-Tellurio (CdZnTe o CZT) circondati da schermi ad anticoincidenza⁽¹⁸⁾ di tipo CsI (Ioduro di Cesio).

I rivelatori CZT sono semiconduttori molto efficienti nel trasformare i fotoni di alta energia in elettroni a temperatura ambiente. Gli elettroni vengono poi registrati digitalmente utilizzando l'*Application Specific Integrated Circuits* (ASICs) progettato dal *NuSTAR* Caltech Focal Plane Team (figura 3.24).

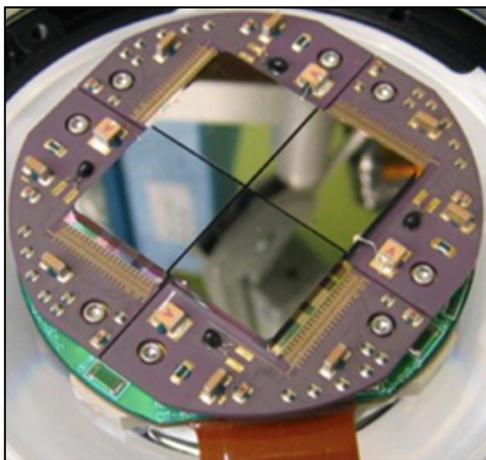


Figura 3.24: immagine di uno dei due detector composto da quattro CZT. Ognuno di questi detector misura 2x2 cm ed è costituito da 32x32 pixels [Credits: NuSTAR Observatory Guide].

Ognuno dei rivelatori ha dimensioni di 20x20 mm per 2 mm di spessore e sono composti da 32x32 pixels, dove ogni pixel sottende 12.3", fornendo un campo di vista di 12'. I rivelatori hanno una risoluzione di energia di 0.4 keV. Ogni evento viene registrato con risoluzione temporale di 2 μ s.

⁽¹⁸⁾ Gli schermi ad anticoincidenza sono rivelatori sensibili alle particelle cariche e garantiscono che l'evento osservato sia dovuto alla conversione di un fotone e non al passaggio di un raggio cosmico. Gli eventi che vengono registrati simultaneamente dallo rivelatore ad anticoincidenza e dai detector vengono rigettati in quanto identificati come eventi di background.

In figura 3.25 vengono riportate le PSF in due dimensioni relative ai detector FPMA e FPMB. Gli “*spike*” visibili sono causati dalle strutture di supporto dei telescopi. Si può notare che la forma della PSF non presenta particolari asimmetrie; essa è più netta al centro mentre le ali sono molto estese.

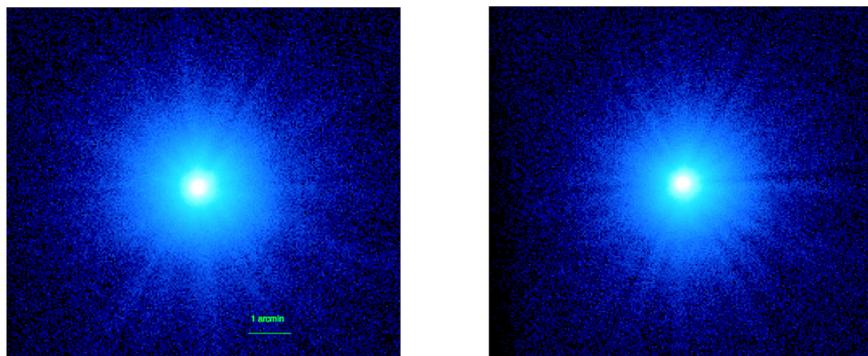


Figura 3.25: nelle immagini è riprodotta in scala logaritmica la PSF dei due detector di NuSTAR: FPMA (a sx) ed FPMB (a dx) [Credits: NuSTAR Observatory Guide].

In figura 3.26 è mostrato l’andamento, per uno dei due moduli, dell’area efficace al variare dell’energia dei fotoni incidenti, per vari angoli di off-axis.

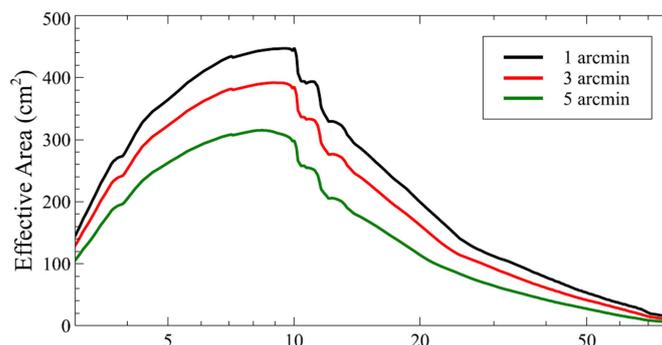


Figura 3.26: dipendenza dell’area efficace del modulo A di NuSTAR dall’energia e dall’angolo di off-axis [Credits: NuSTAR Observatory Guide].

Per quanto riguarda il background, alle basse energie ($E \lesssim 10$ keV) è dominato da un flusso cosmico diffuso. Non essendo uniforme su tutto il campo di vista, l’area di sottrazione del background alle basse energie va scelta con cura e preferibilmente su più zone nel campo di vista. Il background interno è dovuto all’albedo dell’atmosfera della Terra e a righe di fluorescenza che provengono dallo schermo al CsI. NuSTAR è posizionato su un’orbita equatoriale a circa 600 km di altezza con 6° d’inclinazione, in modo da minimizzare l’esposizione al *South Atlantic Anomaly* (SAA), la zona dove la fascia di Van Allen più interna si avvicina maggiormente alla superficie della Terra. Durante il passaggio attraverso la SAA il satellite può ricevere un’intensa radiazione proveniente da particelle cariche. Questa componente è spazialmente uniforme, ma può variare da detector a detector. La bassa inclinazione dell’orbita di NuSTAR fa sì che il background dovuto al passaggio attraverso la SAA sia stabile.

4. ANALISI DATI

Nel presente capitolo verranno descritte le procedure di riduzione ed analisi dei dati osservativi dei telescopi orbitali *Chandra* (NASA), *NuSTAR* (NASA) ed *XMM-Newton* (ESA) e i risultati ottenuti. I satelliti *XMM-Newton* e *Chandra* sono stati utilizzati per analizzare le curve⁽¹⁹⁾ di luce e lo spettro della sorgente alle basse energie (0.1÷10 keV).

Il satellite *NuSTAR* è stato utilizzato per analizzare lo spettro ad energie elevate (in quanto esso opera nella banda 3÷79 keV) e porre degli ulteriori vincoli sui risultati ottenuti dal satellite *XMM-Newton* e *Chandra*. Inoltre l'estensione della banda di *NuSTAR* permette di vincolare meglio il continuo di emissione della regione nucleare.

TELESCOPIO	DETECTOR	ID	DATA	DURATA (ks)
Chandra	ACIS-S	4054	11-08-2003	60.05
	ACIS-S	15618	04-03-2013	40.42
	ACIS-S	15022	07-03-2013	67.82
	ACIS-S	15621	09-05-2013	62.51
XMM-Newton	EPIC (MOS1, MOS2 e pn)	0152940101	18-07-2003	67.31
NuSTAR	CZT	60061245002	11-05-2013	19.01

Tabella 4.1: misure in banda X (0.1÷79 keV) di NGC 5252 analizzate nel presente lavoro di tesi.

Le quattro osservazioni *Chandra* possono essere suddivise in due differenti dataset, in quanto sono state effettuate a circa dieci anni di distanza: la prima nel 2003, le ultime tre nel 2013 in un intervallo di tempo ristretto (circa due mesi). Questo permetterà di verificare la variabilità di NGC 5252 su tempi scala molto più lunghi (confrontando anche la misura di *XMM-Newton*, già analizzata in precedenti lavori, Dadina et al. 2010). Inoltre, se non sono intercorse variazioni spettrali e in flusso significative, è possibile utilizzare simultaneamente gli spettri per massimizzare la statistica e ridurre le incertezze sui parametri del modello.

⁽¹⁹⁾ Le curve di luce sono grafici che rappresentano il numero di fotoni della sorgente che arrivano sul rivelatore in funzione del tempo d'osservazione e si misurano in conteggi al secondo. È possibile raggruppare i conteggi in bin temporali per aumentare il rapporto S/N.

4.1 Riduzione dati *Chandra*

Per la riduzione e la successiva analisi dei dati *Chandra* si è fatto uso del software *Chandra Interactive Analysis of Observations* (**CIAO** versione **4.9**) sviluppato da *Chandra X-Ray Center* (CXC). Per prima cosa si sono scaricate le osservazioni dal sito <http://cda.harvard.edu/chaser/> ossia il sito del CXC dove è presente l'archivio dati.

Le osservazioni di NGC 5252 usate nel presente studio sono state effettuate tramite la camera ACIS-S tutte in modalità *VFAINT*.

L'insieme dei dati prodotti dopo un'osservazione sono contenuti nei file in formato FITS (*Flexible Image Transport System*). Essi sono dati grezzi che vanno riprocessati e contengono tutte le informazioni relative all'osservazione e allo strumento utilizzato. La riduzione dati tramite il software CIAO è composta dai seguenti passaggi:

- produzione del file di eventi pulito, che a sua volta prevede i seguenti steps: rimozione degli hot pixels, creazione di un nuovo file di eventi, creazione e applicazione dei *Good Time Intervals*, GTI (intervalli di tempo durante i quali il count rate del rivelatore è inferiore ad un determinato valore);
- restrizione della banda energetica all'intervallo 0.3÷7.2 keV, in quanto ad energie maggiori e minori la sensibilità si *Chandra* diminuisce in modo significativo;
- creazione della matrice di risposta per sorgente e background, che si compone di due parti, l'*Ancillary Response File* (ARF) e la *Response Matrix Function* (RMF);
- estrazione degli spettri di background e della sorgente.

Per ciascun dataset vengono prodotti i seguenti file: lo spettro della sorgente; lo spettro del background; la ARF, che contiene informazioni, come l'area efficace del telescopio, che a sua volta dipende dall'efficienza quantica del detector, dai filtri di trasmissione, dal vignetting, ecc...; la RMF, che associa ad ogni canale elettronico del rivelatore l'energia dei fotoni. ARF e RMF costituiscono la risposta strumentale, che deve essere convoluta con un modello teorico, in modo da riprodurre una distribuzione di conteggi aspettati, da confrontare con quella osservata. Il modello che riproduce meglio i dati viene assunto come modello di miglior fit.

La procedura appena descritta per ricavare i files necessari all'analisi spettrale delle misure di *Chandra* è analoga sia per *XMM-Newton* che per *NuSTAR*.

Per *Chandra*, la stima del pile-up è stata effettuata tramite il simulatore on-line PIMMS gestito dal CXC [<http://cxc.cfa.harvard.edu/toolkit/pimms.jsp>]. Il pile-up è risultato essere dell'ordine del 15÷17% per tutte e quattro le osservazioni; un valore abbastanza elevato e di cui bisognerà tener conto in fase di analisi spettrale.

Per riprocessare i dati si è usato il tool *chandra_repro*: questo programma crea un file di eventi pulito partendo da quelli grezzi, eliminando gli *hot pixel* e i flares dovuti all'interazione delle particelle cariche con il rivelatore e applicando i GTI. I file fits puliti possono essere utilizzati per gli scopi scientifici, quali estrazione degli spettri e delle curve di luce, creazione delle immagini ecc...

Ottenuto quindi il file di eventi pulito, si è utilizzato il tool *dmcoppy* per limitare la banda energetica a 0.3÷7.2 keV (quella da cui verranno estratti i dati da analizzare). Successivamente sono state analizzate le immagini in diverse bande energetiche (0.3÷1 keV, 1÷3 keV, 3÷5 keV, 5÷7.2 keV), allo scopo di verificare come varia l'emissione del nucleo e delle regioni estese (i.e. coni di ionizzazione, ben visibili nelle immagini radio o HST).

Tramite la task *specextract*, si sono estratti gli spettri della sorgente e del background utilizzando regioni circolari (con raggio di estrazione rispettivamente di 4" e 8"). Le regioni d'estrazione scelte per il background sono state selezionate lontano da altre sorgenti presenti nel campo, ma vicino alla sorgente da esaminare e sul suo stesso CCD. Per selezionare le regioni è stato utilizzato ds9⁽²⁰⁾ (figura 4.1).

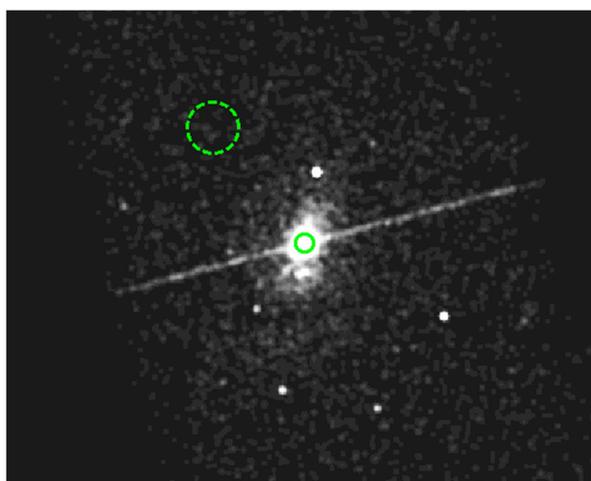


Figura 4.1: regione di estrazione dell'emissione nucleare (cerchio continuo) di NGC 5252 e del background (cerchio tratteggiato) per la misura 15022.

La regione di estrazione dei conteggi della sorgente è centrata sul nucleo della sorgente; le dimensioni sono state scelte in modo tale da contenere tutta la regione nucleare, ma al contempo minimizzare la regione di emissione estesa caratterizzata dalla presenza delle due strutture coniche.

⁽²⁰⁾ SAOImage ds9 è un programma per la visualizzazione dei dati astronomici. ds9 è in grado di leggere file FITS, da cui produrre immagini astronomiche.

I conteggi dello spettro della sorgente sono stati “raggruppati” ad un minimo di 20 conteggi per bin tramite la task *grppha*, al fine di utilizzare la statistica gaussiana per ciascun bin e conseguentemente applicare il test del χ^2 per valutare la bontà dei modelli. Il tempo complessivo di esposizione (sommando quello di ciascun dataset), dopo la riduzione dati, è risultato essere di 230.8 ks, con un numero di conteggi netti pari a 78258 (su una regione di estrazione di 4 arcsec).

Si è quindi potuto procedere con l’analisi degli spettri, analisi che verrà eseguita in un primo momento separatamente (per ciascun dataset), per verificare l’eventuale variabilità della sorgente. Successivamente, una volta confrontati gli spettri, per la scelta del modello di miglior fit, verranno analizzati simultaneamente i tre spettri del 2013, in virtù della loro sovrapposibilità.

Lo studio sulla contaminazione di eventuali sorgenti di campo sulle osservazioni di *Chandra* (operazione eseguita in via preliminare prima di procedere con l’analisi spettrale) è riportato nell’Appendice A.

4.2 Riduzione dati *XMM-Newton*

Per l'analisi e la riduzione dati del satellite *XMM-Newton* è possibile utilizzare il software *Science Analysis System* (SAS) sviluppato dal *Science Survey Centre* (SSC). La procedura di riduzione dati è composta da vari passaggi, analoghi a quelli eseguiti per quelli di *Chandra*. In sintesi:

1. inizialmente vanno combinati i files ODF con i files di calibrazione *Current Calibration Files* (CCF), i quali contengono tutti i dati di calibrazione corrispondenti allo strumento al momento dell'osservazione. Viene così prodotto l'event file, una tabella nella quale ad ogni riga corrispondono posizione, energia e tempo di arrivo del fotone;
2. il secondo passo consiste nel ripulire le liste di eventi da possibili contaminazioni dovute a periodi di alto flusso del fondo, causati principalmente dai protoni soft. Va quindi estratta la curva luce ad energie > 10 keV, in cui si ha una decrescita significativa dell'area efficace, e vanno esclusi i periodi in cui sono presenti flares, così da ottenere i files GTI (*Good Time Intervals*) con cui filtrare l'event file. Viene così creato il file di eventi pulito (cleaned file);
3. a questo punto si può procedere con la creazione dell'immagine, che consiste nel sommare in ogni punto del rivelatore tutti i conteggi registrati durante l'osservazione;
4. dall'immagine va estratto lo spettro della sorgente e di background scegliendo un opportuno raggio di estrazione;
5. nel caso di sorgenti molto luminose va fatta una stima e applicata una eventuale correzione del pile-up;
6. creazione della matrice di risposta dello strumento, dalla cui combinazione si ottiene lo spettro della sorgente.

NGC 5252 è stata osservata dal satellite *XMM-Newton* con le tutte e tre le camere EPIC. La riduzione dati è stata effettuata utilizzando le procedure standard del software SAS versione 17.0.0. Per la selezione dei GTI, è stata estratta la curva di luce ad energie superiori ai 10 keV. Visto che la sensibilità di *XMM-Newton* arriva fino a 12 keV ciò significa estrarre la curva di luce nell'intervallo $10 \div 12$ keV. Dopodiché sono stati rimossi tutti i periodi con count rates minori di 0.4 counts/s per il pn e minori di 0.35 per i due MOS (valori tipici per eliminare i flares), usando il tool *tabgtigen*. Sono stati esclusi tutti i pixel vicini a quelli danneggiati (bad pixels) e quelli vicini ai bordi dei CCD. Tramite la task *evselcet* infine sono stati applicati i GTI ricavati in precedenza ai rispettivi file di eventi. Questa operazione ha permesso di generare i file di eventi puliti (*cleaned event files*).

A questo punto, in maniera del tutto analoga a quanto fatto con i dati *Chandra*, sono state selezionate le regioni di estrazione per la sorgente ed il background utilizzando il programma *ds9*. Le regioni d'estrazione sono circolari e hanno raggio 45" sia per la camera pn che per le MOS; tali regioni corrispondono a circa l'90% dell'EEF per sorgenti in asse come nel caso in esame (per energie comprese nell'intervallo $1.5 \div 9$ keV).

Per il background sono state usate regioni di estrazione di forma circolare (con area maggiore di quella per la sorgente). Le regioni scelte sono state prese lontano dalle sorgenti di campo analizzate in Appendice, ma vicino alla sorgente da esaminare e sullo stesso CCD (figura 4.2), questo perché è noto che le risposte dei CCD di EPIC sono differenti.

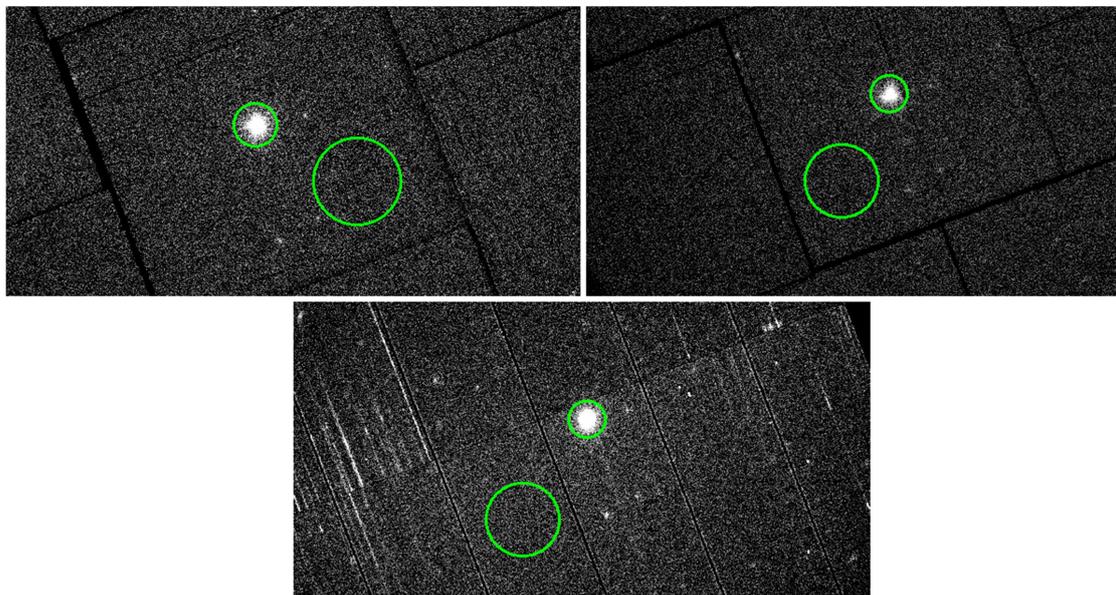


Figura 4.2: selezione delle regioni relative alla sorgente ed al background per il MOS 1 (in alto a sx), il MOS 2 (in alto a dx) ed il pn (in basso al centro).

Prima di procedere ulteriormente nell'analisi dello spettrale, è stata eseguita la verifica del pile-up. La task *epatplot* permette di ottenere una stima del livello di pile-up, confrontando distribuzioni di conteggi osservate e attese per un campione di eventi. Nello specifico: prima si analizza la distribuzione dei conteggi in funzione dell'energia per ciascuna classe di eventi (singoli, doppi, tripli, quadrupli), dopodiché si confronta la distribuzione degli eventi prevista con quella osservata. Se le distribuzioni del modello per eventi singoli e doppi divergono in modo significativo dalle distribuzioni osservate, ciò significa che la fonte è affetta dal pile-up.

Nel caso di NGC 5252 il pile-up è risultato essere trascurabile in tutte e tre le camere, come è evidente in figura 4.3, dove a titolo di esempio si riporta la stima del pile-up per la camera pn.

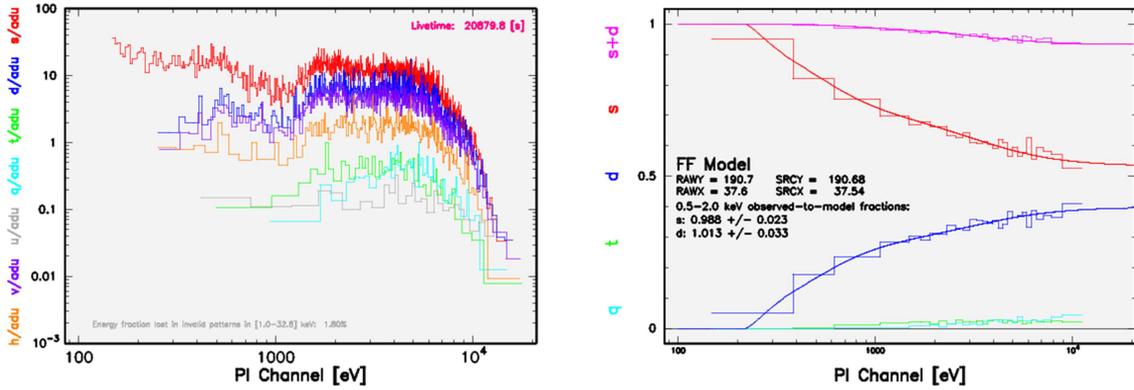


Figura 4.3: stima del pile-up per le misure di XMM-Newton (camera pn). A sx è rappresentata la distribuzione spettrale in funzione dei canali in energia per le diverse tipologie di eventi: singoli (curva rossa), doppi (blu), tripli (verde) o quadrupli (azzurra). A dx il confronto tra la distribuzione dei quattro tipi di eventi attesi (linee continue) e quella osservata (istogramma).

I dati sono stati quindi filtrati selezionando: gli eventi singoli e doppi (PATTERN \leq 4) per la camera pn, tutti gli eventi (PATTERN \leq 12) per le due camere MOS. Con la task *backscale* sono state normalizzate le aree di estrazione della sorgente ed del background, usate per generare i file spettrali. Infine per la creazione delle matrici di risposta dello strumento sono stati utilizzati le task *arfgen* e *rmfgen*.

I tempi effettivi di esposizione dopo la riduzione dati e i count rates della sorgente sono mostrati in tabella 4.6. Per tutti e tre gli strumenti si è scelta la banda energetica 0.3÷8 keV, poiché ad energie inferiori si hanno incertezze sulla calibrazione degli strumenti, mentre ad energie superiori si ha un basso rapporto segnale rumore.

STRUMENTO	TEMPO D'ESPOSIZIONE (ks)	COUNT RATES (ct/s)
pn	38	$1.10 \pm 6.21e-3$
MOS1	49	$0.37 \pm 2.83e-3$
MOS2	50	$0.36 \pm 2.77e-3$

Tabella 4.3: tempi di esposizione e conteggi per l'osservazione 0152940101 di XMM-Newton.

Infine, a tutti e tre gli spettri EPIC è stato applicato un rebin pari a 20 tramite il task *grppha* (in modo tale da avere un minimo di conteggi per bin tale da poter applicare la statistica del χ^2).

4.3 Riduzione dati *NuSTAR*

L'analisi dei dati ottenuti tramite il satellite *NuSTAR* permette di estendere lo studio della sorgente NGC 5252 ad energie superiori ai 10 keV.

Per l'analisi dati *NuSTAR* è stato utilizzato il software **NuSTARDAS** (*NuSTAR Data Analysis Software*) sviluppato dall'*ASI Science Data Center* e dal *California Institute of Technology* e distribuito dall'*High Energy Astrophysics Archive Research Center* (HEASARC) della *NASA*. Questo software, analogamente a CIAO per *Chandra*, è in grado di processare i dati di telemetria in formato fits del satellite e produrre i dati attraverso tre passaggi:

- calibrazione dei dati: i files di calibrazione vengono applicati ai files di eventi. Vengono quindi individuati ed eliminati i bad pixels, gli hot e i flickering pixels ed applicate le opportune correzioni per l'allineamento degli strumenti;
- operazioni di filtraggio: calcolo dei GTI e correzione dei dati in base al calcolo dei passaggi attraverso l'SAA (*South Atlantic Anomaly*);
- creazione delle matrici di risposta, delle curve di luce, degli spettri, delle immagini e delle mappe di esposizione.

Si è utilizzato la task *nupipeline* per la calibrazione e il filtraggio dei dati e la task *nuproducts* per l'estrazione degli spettri e la creazione delle matrici di risposta per entrambi i rivelatori.

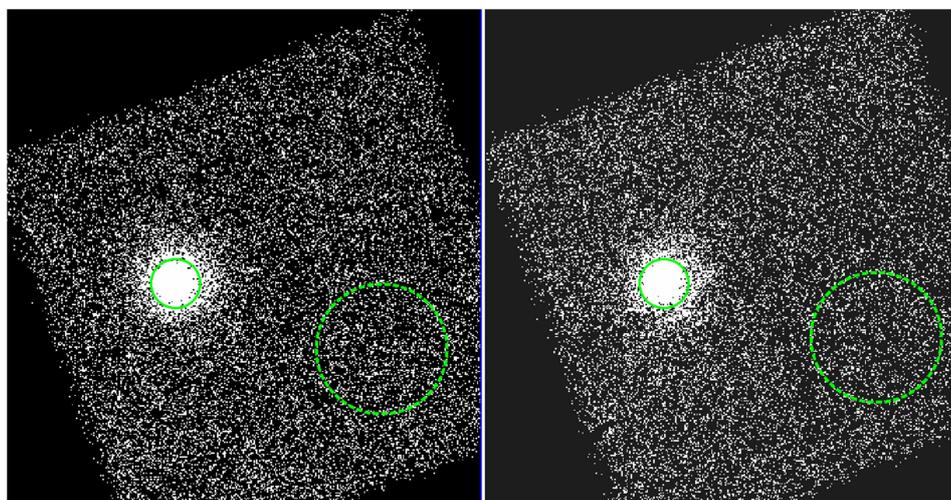


Figura 4.4: regioni di estrazione per sorgente e background selezionate su ds9 per i moduli A (sx) e B (dx) di *NuSTAR*.

Sono stati estratti gli spettri da due regioni con raggio di estrazione crescente centrato sulla sorgente: 45" e 60". Questi spettri sono stati poi confrontati tra di loro. Lo spettro estratto con raggio di estrazione di 60" è risultato essere quello con il miglior rapporto segnale rumore⁽²¹⁾, oltre a presentare il maggior numero di conteggi netti (in tabella 4.4 si riportano i valori), pertanto sarà questo che verrà utilizzato più avanti per l'analisi spettrale.

Modulo	Regione di estrazione	Spectral data count	Net count rate [cts/s]	S	SNR
A	45"	5929 ± 77	0.31 ± 4.08e-3	5828	75.7
B		5754 ± 76	0.30 ± 4.03e-3	5645	74.4
A	60"	7097 ± 84	0.36 ± 4.49e-3	6912	82.1
B		6743 ± 82	0.34 ± 4.39e-3	6520	79.4

Tabella 4.4: calcolo del SNR nella banda 3÷70 keV per due diverse regioni di estrazioni centrate sul nucleo di NGC 5252.

Per l'estrazione dello spettro del background sono state scelte due regioni (una per ciascun modulo) adiacenti alla sorgente in esame, lontane da altre possibili sorgenti e di dimensione maggiore rispetto a quella di estrazione della sorgente (nello specifico 120"). Infine, i conteggi degli spettri sono stati raggruppati tramite la task *grppha* in modo tale da avere un minimo di 20 conteggi per bin.

⁽²¹⁾ Il rapporto segnale rumore (*signal to noise ratio*, SNR) si calcola tramite la relazione $SNR = \frac{S}{\sqrt{S+N}}$ dove "S" sono i conteggi netti della sorgente ed "N" i conteggi del background.

4.4 Studio della variabilità in banda X

Prima di procedere con l'analisi spettrale, sono state studiate le curve di luce delle osservazioni *Chandra*, *XMM-Newton* e *NuSTAR*, per verificare la variabilità della sorgente sia su tempi scala brevi (quelli relativi alla durata della singola osservazione) che su tempi scala decennali (ovvero il tempo intercorso tra la prima e l'ultima osservazione di *Chandra*).

Ciò permetterà, nel caso venisse riscontrata la non variabilità della nostra sorgente, di sommare gli spettri, nello specifico i quattro di *Chandra*; in caso contrario, ovvero se ci fosse variabilità tra l'osservazione del 2003 e quella del 2013, verranno combinati solamente le tre osservazioni del 2013. Se ci dovesse essere variabilità anche all'interno di ciascuna osservazione, allora non verranno "combinare" in nessun modo.

La medesima informazione che mi forniscono le curve di luce può essere ricavata dal flusso della sorgente ($\text{erg/cm}^2/\text{s}$); ma per ottenere i dati di flusso nelle diverse bande energetiche è necessaria prima l'assunzione di un modello spettrale. L'analisi spettrale verrà discussa in dettaglio nel successivo paragrafo, qui si riportano solamente i risultati ottenuti per poterli discutere e confrontare con quelli delle curve di luce. I flussi ottenuti verranno confrontati anche con quelli di letteratura, provenienti da altre missioni (*ASCA*, *Beppo-SAX* e *Suzaku*), per estendere ulteriormente lo studio sulla variabilità.

Per estrarre le curve di luce dalle osservazioni *Chandra* si è utilizzato il tool *dmextract* presente all'interno di *CIAO*; per *XMM-Newton* i tool sono *evselect* (per estrarre la curva di luce di sorgente e background) ed *epiclcorr* (per generare la curva di luce corretta) presenti in SAS; infine *NuSTAR* genera le curve di luce automaticamente tramite la task *nuproducts*. Sono state generate le seguenti bande di estrazione per ciascuno strumento: $0.3\div 1$ keV e $2\div 7.2$ keV per *Chandra*, $0.5\div 2$ keV e $2\div 10$ keV per *XMM-Newton* e $3\div 10$ keV *NuSTAR* (la banda oltre i 10 keV non è stata considerata perché non confrontabile con gli altri due telescopi). Le bande energetiche su cui verificare l'eventuale presenza di variabilità sono state scelte perché molto probabilmente dominate da due meccanismi di emissione differente: termico e diffuso per la banda soft e legge di potenza e nucleare per la banda hard (Cappi et al. 1996, Dadina et al. 2010). Dopo aver estratto le curve di luce, si è provato a modellarle con una costante e , tramite il test del χ^2 , si è ricavata la probabilità che tali curve siano variabili. A titolo esemplificativo si riportano in figura 4.5 le curve di luce delle 4 osservazioni *Chandra* nell'intervallo $2\div 7.2$ keV.

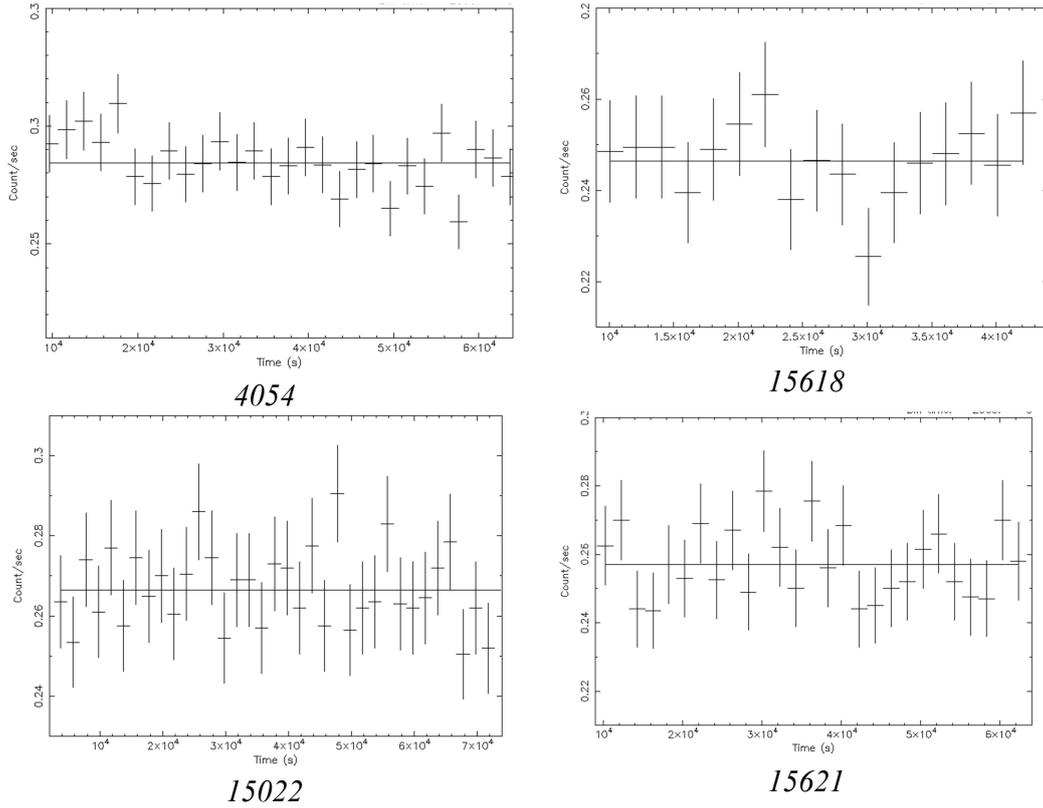


Figura 4.5: curve di luce relative alle osservazioni Chandra (è riportata anche la linea retta che rappresenta un count rate costante).

Il risultato della ricerca di variabilità all'interno delle singole osservazioni è illustrato in figura 4.6, dove sono riportati i risultati dei fit ottenuti con una costante per tutte le osservazioni che abbiamo analizzato. Nessuna evidenza significativa di variabilità ($p < 80\%$) è stata misurata nelle varie osservazioni, indipendentemente dallo strumento e dall'intervallo energetico considerato. Questi risultati sono in accordo sia con quanto emerso dalle precedenti analisi in banda X della sorgente NGC 5252 (Cappi & al. 1996, Turner & al. 1997 e Risaliti & al. 2002), sia con le misure di massa del SMBH⁽²²⁾ (dell'ordine di $10^9 M_{\odot}$, Capetti & al. 2005).

⁽²²⁾ Dalla massa di un SMBH è possibile stimarne le dimensioni tramite la formula del Raggio di Schwarzschild (vedi nota 7). Inoltre per il principio di causalità dev'essere rispettata la seguente condizione: $R_S \leq c \cdot \Delta t$ (dove "Δt" rappresenta la variazione temporale del segnale proveniente dalla sorgente e "c" la velocità della luce). Da questa condizione e dalla stima della massa del SMBH è possibile porre dei limiti (*lower limit*) sulla tempo di variabilità della regione emittente. Per il presente caso un SMBH di $\sim 10^9 M_{\odot}$ non può avere una variabilità inferiore a 10^4 secondi (ovvero deve essere $\Delta t \geq 10^4 s$).

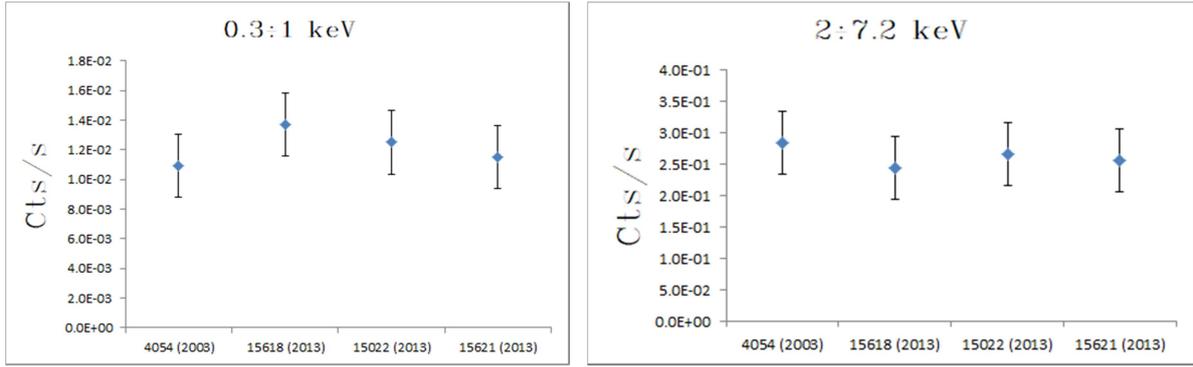


Figura 4.6: valori relativi ai count rate medi delle singole osservazioni. Sull'asse delle ascisse sono riportate (non in scala) le date delle osservazioni. Si può affermare che entro gli errori non c'è variabilità della sorgente, né in banda soft (0.3÷1 keV) né in banda hard (2÷7.2 keV).

La possibilità di avere a disposizione più di una osservazione della sorgente su un lasso di tempo di circa 10 anni ha inoltre permesso di studiare la variabilità di NGC 5252 anche su lunghi tempi scala. In questo caso è stato utilizzato come valore di flusso quanto ottenuto dal fit spettrale (vedi capitolo 4.5).

Per avere un quadro complessivo della variabilità del nucleo di NGC 5252 su tempi scala ancora maggiori sono stati utilizzati i dati collezionati dalla letteratura per *ASCA*, *Beppo-SAX*, e *Suzaku*. Avendo riscontrato una differenza per quanto riportato rispetto all'osservazione di *ASCA* da due autori differenti, si è utilizzato l'archivio *Tartarus* (Turner & al. 2001) e si è provveduto ad una semplice analisi spettrale per poter stimare quanto misurato da *ASCA*. I valori sono riportati in tabella 4.5 e figura 4.7.

Missione	ID_Obs	Data	$F_{2-10 \text{ keV}}$ [$10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$]	Referenze
<i>ASCA</i>	71021000	28-01-1994	0.71 ± 0.04	(1)
<i>Beppo-SAX</i>	5007800100	20-01-1998	0.26 ± 0.01	(2)
<i>XMM-Newton</i>	152940101	18-07-2003	1.02 ± 0.05	(3)
<i>Chandra</i>	4054	11-08-2003	1.05 ± 0.5	(3)
<i>Suzaku</i>	707028010	26-12-2012	1.00 ± 0.05	(4)
<i>Chandra</i>	15618	04-03-2013	1.05 ± 0.05	-
<i>Chandra</i>	15022	07-03-2013	1.14 ± 0.06	-
<i>Chandra</i>	15621	09-05-2013	1.03 ± 0.05	-
<i>NuSTAR</i>	60061245002	11-05-2013	1.23 ± 0.06	-

Tabella 4.5: flusso di NGC 5252 tra 2÷10 keV in unità di $10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ ricavato dalle osservazioni tra il 1994 ed il 2013. (1) Cappi et al. 1996 e Turner et al. 1997, (2) Risaliti et al. 2002 e Dadina et al. 2007, (3) Dadina et al. 2010, (4) Kawamuro et al. 2006.

Come visibile in figura 4.7 la sorgente mostra variabilità di flusso solo su tempi scala maggiori di 10 anni, mentre nel periodo 2003-2013 si può affermare che non si riscontra variabilità nel flusso. A fronte di ciò e di quanto affermato relativamente alle singole osservazioni, è stato possibile combinare le osservazioni di *Chandra*, in particolare quelle del 2013 che sono state effettuate a distanza di tempo ravvicinato. Per lo stesso motivo sono state combinate anche le osservazioni di *XMM-Newton* e *NuSTAR*, per migliorare l'analisi spettrale.

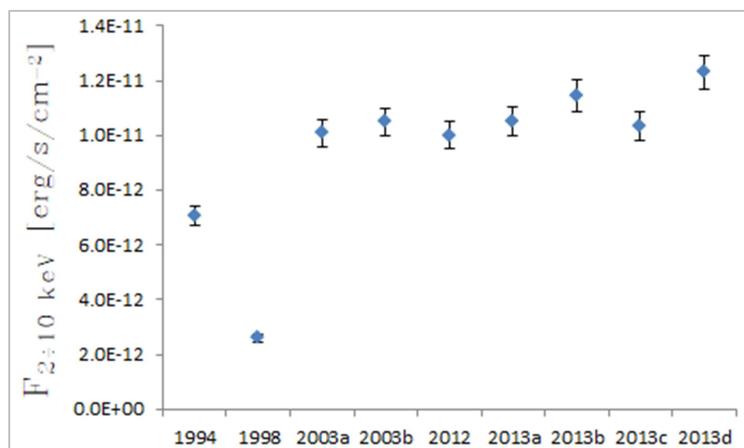


Figura 4.7: flusso nella banda 2÷10 keV nelle diverse osservazioni. I punti rappresentano i flussi per stimati per ciascuna osservazione. Sull'asse delle ascisse sono riportate in ordine cronologico (non in scala) tutte le missioni che hanno osservato NGC 5252 in banda X dal 1994 ad oggi.

4.5 Analisi spettrale

Lo spettro ottenuto tramite la riduzione dati non è lo spettro reale della sorgente $S(E)$, ma sono i conteggi della sorgente rilevati ad un dato canale PI, che chiamiamo $C(PI)$. Lo spettro reale e quello osservato sono legati dalla seguente relazione:

$$C(PI) = T \int RMF(PI; E) \cdot ARF(E) \cdot S(E) dE \quad [5]$$

dove T è il tempo d'esposizione (in secondi), l' RMF (adimensionale) e ARF (in cm^2) sono le matrici di risposta dello strumento ed $S(E)$ il flusso della sorgente (in fotoni/ $cm^2/s/keV$). Idealmente, si potrebbe ricavare lo spettro reale della sorgente $S(E)$ semplicemente invertendo l'equazione, ma l' ARF in genere ha una forma molto complessa. L'operazione di deconvoluzione è molto complessa, non ha soluzione unica ed è molto sensibile a piccoli cambiamenti nel numero di conteggi in un certo canale. L'alternativa è quella di creare un modello descritto da alcuni parametri che sia in grado di riprodurre lo spettro osservato. I parametri del modello vanno variati fino ad ottenere un buon fit dei dati. Per stimare quanto il modello si discosta dai dati, si usa il test statistico del χ^2 , definito come:

$$\chi^2 = \sum \frac{[C_{Data}(PI) - C_{Model}(PI)]^2}{\sigma(PI)^2} \quad [6]$$

dove $C_{Data}(PI)$ sono i conteggi osservati, $C_{Model}(PI)$ quelli predetti assumendo un particolare modello e $\sigma(PI)$ l'errore per un dato canale PI.

Per stimare la bontà di un fit viene analizzato il rapporto χ^2/dof (definito χ^2 ridotto), dove i dof sono i gradi di libertà (*degree of freedom*), definiti come il numero di canali dello strumento (o dei punti spettrali in caso di rebinning dei dati) meno il numero dei parametri liberi del fit. Se il χ^2 ridotto è ~ 1 il fit può essere considerato buono. Se supera di molto il valore 1 si ha un fit "povero", ovvero il modello si discosta molto dai dati, di contro se è molto inferiore ad 1 vuol dire che gli errori sono molto grandi.

Una volta stabilito quale sia il miglior fit dei dati, occorre stimare per ogni parametro un intervallo di confidenza entro cui il parametro può variare. Questo è calcolato permettendo al χ^2 di aumentare di una certa quantità $\Delta\chi^2$ oltre il minimo (ovvero il valore di miglior fit), che dipende dall'intervallo di confidenza stabilito e dal numero di parametri correlati tra loro. Tutti gli errori riportati nella tesi sono al 90% di confidenza (Avni et al.,1976).

4.5.1 Analisi spettrale dati Chandra

Il fit spettrale è stato eseguito utilizzando il software della NASA *XSPEC* versione 12.10.1 (<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>), sia per i dati *Chandra* che per quelli *XMM-Newton* e *NuSTAR*.

Gli spettri ottenuti grazie alla riduzione dati, illustrati in figura 4.8, sono stati modellizzati in prima battuta utilizzando una semplice legge di potenza assorbita, modello 1 *tbabs*po*, il cui indice in fotoni “ Γ ” è stato lasciato libero di variare e fissando l’assorbimento della nostra Galassia al valore $N_H = 2.14 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (densità di colonna lungo la linea di vista tra noi e NGC 5252; valore desunto dalla Leiden/Argetine/Bonn Survey of Galactic HI del 2005⁽²³⁾) e utilizzato d’ora in poi in tutti i fit spettrali. La densità di colonna del gas neutro circostante NGC 5252 ($N_{H,z}$) invece è stata lasciata libera di variare perché tutte le osservazioni precedenti hanno dimostrato che la componente nucleare di NGC 5252 è assorbita da densità di colonna dell’ordine di 10^{22} cm^{-2} .

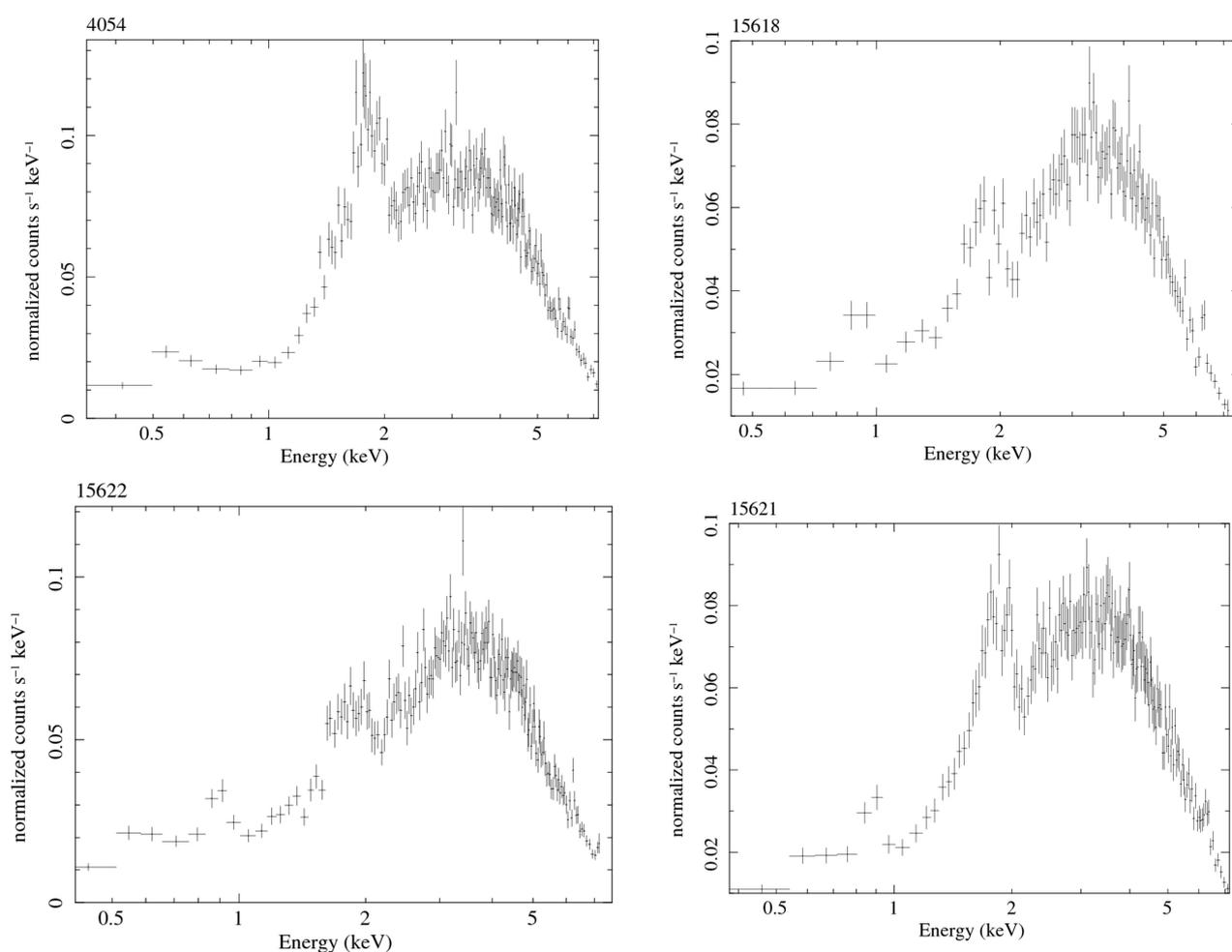


Figura 4.8: spettri ottenuti con la riduzione dati dalla camera ACIS-S di Chandra e relativi alle osservazioni 4054, 15618, 15022 e 15621.

⁽²³⁾ Questa survey, effettuata unendo i data di sue osservatori (IAR/Villa Elisa e Leiden/Dwingeloo), è servita a mappare l'emissione dell'idrogeno neutro galattico a 21 cm su tutto il cielo (Kalberla et al. 2005).

ID_Obs	$N_{\text{H,tbabs}}$ [10^{22} cm^{-2}]	Γ	χ^2/dof	$F_{0.3\div 1 \text{ keV}}$ [$\text{erg/cm}^2/\text{s}$]	$F_{1\div 10 \text{ keV}}$ [$\text{erg/cm}^2/\text{s}$]	$F_{2\div 10 \text{ keV}}$ [$\text{erg/cm}^2/\text{s}$]	$F_{5\div 10 \text{ keV}}$ [$\text{erg/cm}^2/\text{s}$]
4054	1.75 ± 0.08	$0.84^{+0.04}_{-0.06}$	964.8/412	1.2e-15	1.1e-11	1.0e-11	7.3e-12
15618	$1.72^{+0.20}_{-0.18}$	$0.47^{+0.10}_{-0.08}$	963.2/363	6.3e-16	1.2e-11	1.0e-11	7.8e-12
15022	$1.95^{+0.14}_{-0.13}$	$0.53^{+0.06}_{-0.07}$	1425.3/426	4.0e-16	1.1e-11	1.1e-11	8.5e-12
15621	$1.58^{+0.09}_{-0.11}$	0.63 ± 0.06	1108.7/414	1.2e-15	1.1e-11	1.0e-11	7.5e-12

Tabella 4.6: best fit per il modello semplice di legge di potenza con assorbitore. Il flusso è stato calcolato nelle bande: $0.3\div 1 \text{ keV}$ per stimare il contributo delle componenti a bassa energia, $1\div 10 \text{ keV}$ (a circa 1 keV si ha una risalita nello spettro), $2\div 10 \text{ keV}$ la banda canonica per le sorgenti X, $5\div 10 \text{ keV}$ per stimare il contributo ad alta energia (regione nucleare descritta dalla legge di potenza).

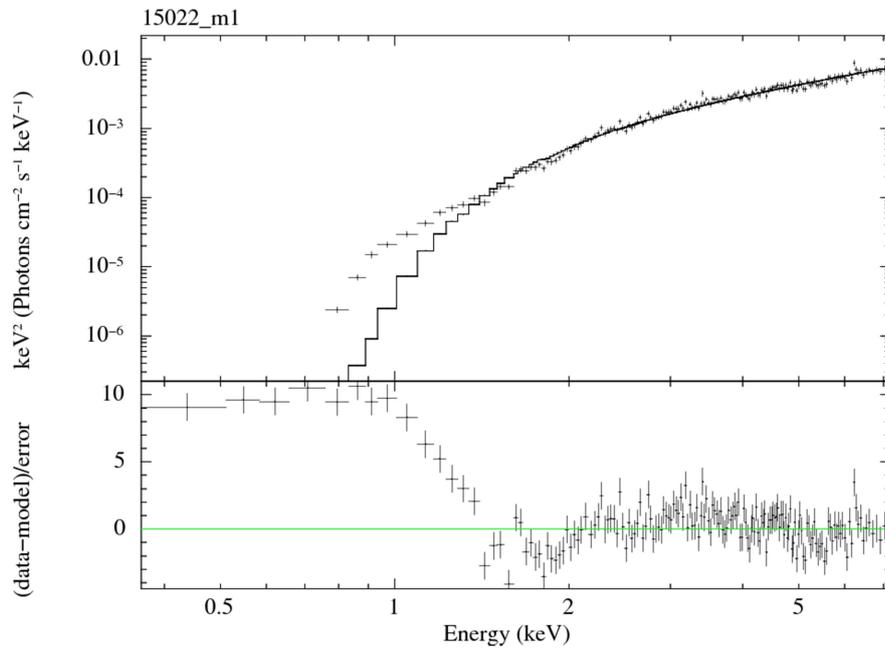


Figura 4.9: modello spettrale con legge di potenza, assorbitore galattico e assorbitore intrinseco alla sorgente (si riporta per brevità il modello relativo alla misura 15022). Nel pannello in basso sono mostrati i residui in unità di deviazioni standard.

Come si può notare dal test del χ^2 e dalla figura 4.9, il modello 1 non è in grado di ben riprodurre i dati. In particolare si notano alcune strutture macroscopiche nei residui tra dati e modello (pannello inferiore di figura 4.9). Tra queste, quella sicuramente più importante è l'eccesso di conteggi che si osserva ad energie $E \approx 1.5 \text{ keV}$. In generale si nota anche una curvatura tra $1.5\div 3 \text{ keV}$, molto probabilmente dovuta ad un errata valutazione della densità di colonna dell'assorbitore ed un appiattimento dello spettro ad energie superiori ai $5\div 6 \text{ keV}$. La natura di questa struttura verrà brevemente discussa in seguito.

L'eccesso di conteggi rispetto alla legge di potenza ad $E \lesssim 1.5$ keV potrebbe essere dovuta all'insorgere della componente termica legata ai coni di ionizzazione osservabili in banda soft (Dadina et al. 2010, figure 2 e 7 di questo lavoro). Infatti all'interno della regione di estrazione di 4" (che corrisponde a dimensioni spaziali dell'ordine di 2÷3 kpc), oltre al nucleo, è presente anche una parte della regione estesa di NGC 5252, che sappiamo emettere nel soft X (~ 0.01 ÷1 keV) tramite meccanismi di emissione termici. Di questa emissione bisognerà tenerne conto nel proseguo dei fit.

Quindi al fine di migliorare il rapporto χ^2/dof , si è scelto di inserire una componente di emissione da corpo nero, modello $2 \text{tbabs}*(\text{tbabs}*po+bb)$, lasciando libero di variare la temperatura (tabella 4.7). L'inserimento di questa componente trova una giustificazione di carattere fenomenologico; è stato inserita al solo scopo di poter modellizzare lo spettro sotto 1.5 keV.

ID_Obs	$N_{\text{H,tbabs}}$ [10^{22} cm^{-2}]	Γ	kT_{bb} [keV]	χ^2/dof
4054	$1.78^{+0.10}_{-0.09}$	0.82 ± 0.05	0.17 ± 0.01	629.1/454
15618	$2.43^{+0.23}_{-0.22}$	0.69 ± 0.09	0.21 ± 0.02	452.2/389
15022	2.34 ± 0.15	0.63 ± 0.06	0.20 ± 0.01	693.7/475
15621	$1.90^{+0.13}_{-0.12}$	0.72 ± 0.06	0.19 ± 0.01	641.1/458

Tabella 4.7: best fit per il modello a legge di potenza con assorbitore e componente di BB.

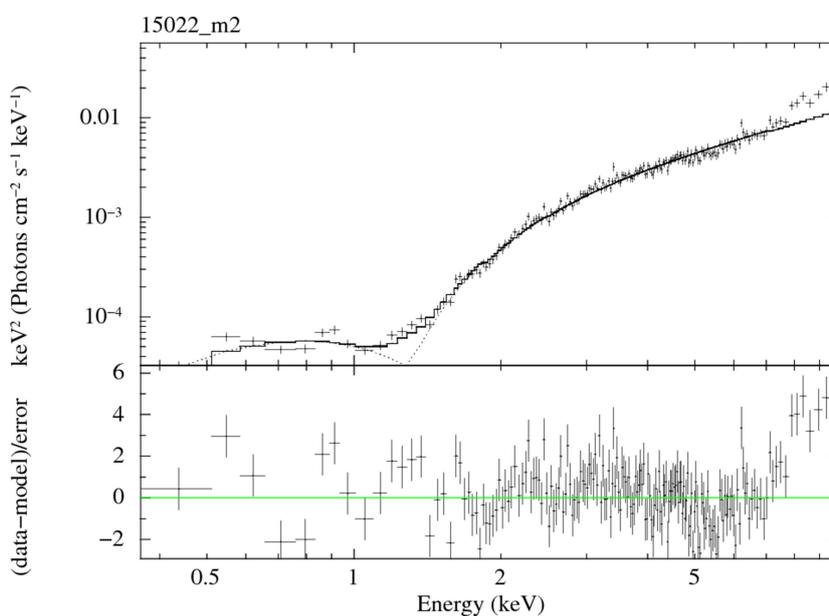


Figura 4.10: modello spettrale 2, relativo all'osservazione 15022. Nel pannello in basso sono mostrati i residui in unità di deviazioni standard.

Dai residui mostrati in figura 4.10 si può notare come i dati non sono ancora ben riprodotti dal modello sotto 1.5 keV, probabilmente per la presenza di righe in emissione nello spettro. Si ha comunque un miglioramento statisticamente significativo rispetto al modello 1. Si è aggiunto pertanto il modello *mekal* presente in *XSPEC* (Mewe et al. 1985) che consiste in emissione in riga da gas caldo diffuso che include diversi elementi (tra cui C, N, O, Ne e Na): modello 3 $tbabs*(tbabs*po+mekal)$.

Ciò è stato fatto anche nel lavoro di Dadina et al. 2010, che partendo dalle osservazioni di *XMM-Newton* del 2003 propone di aggiungere una componente termica (tramite appunto il modello *mekal*) alla legge di potenza come miglior fit per il nucleo di NGC 5252. Nel fit la metallicità del gas caldo è stata fissata al valore solare.

ID_Obs	$N_{H,tbabs}$ [10^{22} cm^{-2}]	Γ	kT_{mekal} [keV]	χ^2/dof
4054	1.60 ± 0.6	0.75 ± 0.04	0.24 ± 0.01	676.4/454
15618	$1.69^{+0.16}_{-0.15}$	0.44 ± 0.08	$0.33^{+0.09}_{-0.02}$	616.0/389
15022	$1.80^{+0.12}_{-0.12}$	0.45 ± 0.06	$0.29^{+0.02}_{-0.04}$	909.8/475
15621	$1.52^{+0.10}_{-0.09}$	0.58 ± 0.06	0.29 ± 0.02	733.3/458

Tabella 4.8: best fit per il modello 3 a legge di potenza e mekal.

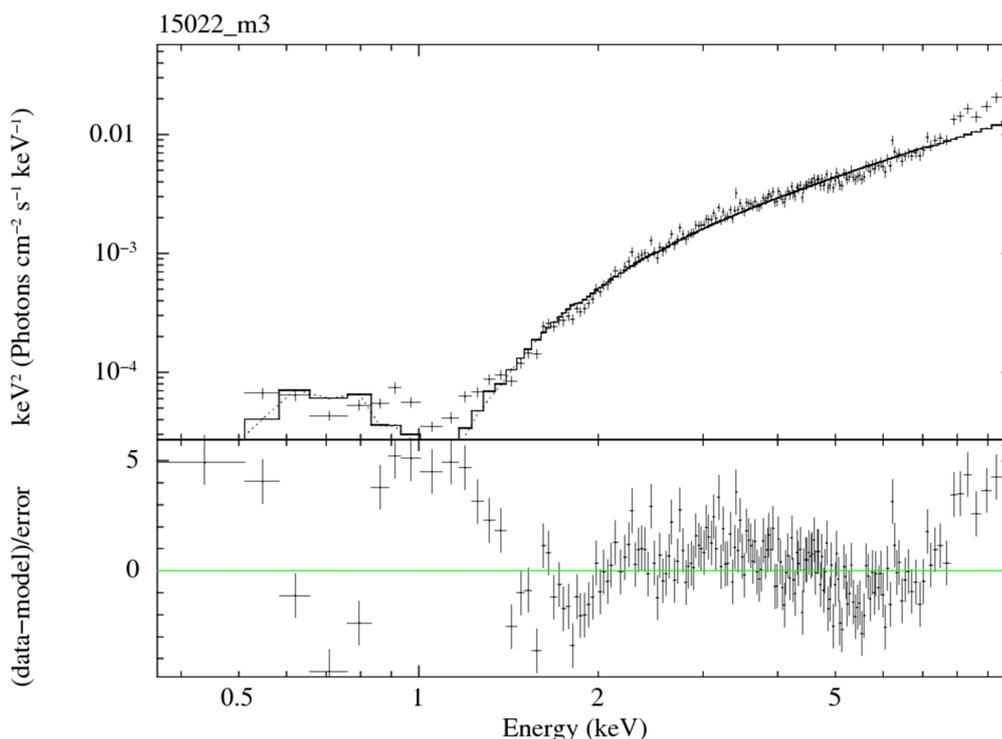


Figura 4.11: modello spettrale 3, relativo all'osservazione 15022. Nel pannello in basso sono mostrati i residui in unità di deviazioni standard.

Come si può notare dal grafico dei residui in figura 4.11, il fit non migliora, anzi peggiora rispetto al modello 2 con solo corpo nero: inoltre persiste la discrepanza tra modello e spettro ad energie inferiori a circa 1.5 keV.

Si è pensato allora di considerare sia la componente di corpo nero che quella mekal oltre alla legge di potenza assorbita, modello 4 $tbabs*(tbabs*po+bb+mekal)$. In tabella 4.9, il risultati per i quattro data set.

ID_Obs	N_H [10^{22} cm^{-2}]	Γ	kT_{bb} [keV]	kT_{mekal} [keV]	χ^2/dof
4054	$1.82^{+0.08}_{-0.03}$	$0.84^{+0.05}_{-0.04}$	$0.21^{+0.04}_{-0.02}$	$0.17^{+0.02}_{-0.03}$	618.7/452
15618	$2.58^{+0.26}_{-0.24}$	0.72 ± 0.09	$0.24^{+0.03}_{-0.02}$	$0.08^{+0.08}_{-0.01}$	441.6/387
15022	$2.70^{+0.20}_{-0.18}$	0.78 ± 0.07	$0.24^{+0.03}_{-0.02}$	0.14 ± 0.3	564.3/452
15621	$1.85^{+0.14}_{-0.13}$	$0.72^{+0.07}_{-0.06}$	0.17 ± 0.2	$0.77^{+0.22}_{-0.12}$	602.2/452

Tabella 4.9: best fit per il modello 4 di legge di potenza con componente di corpo nero e mekal.

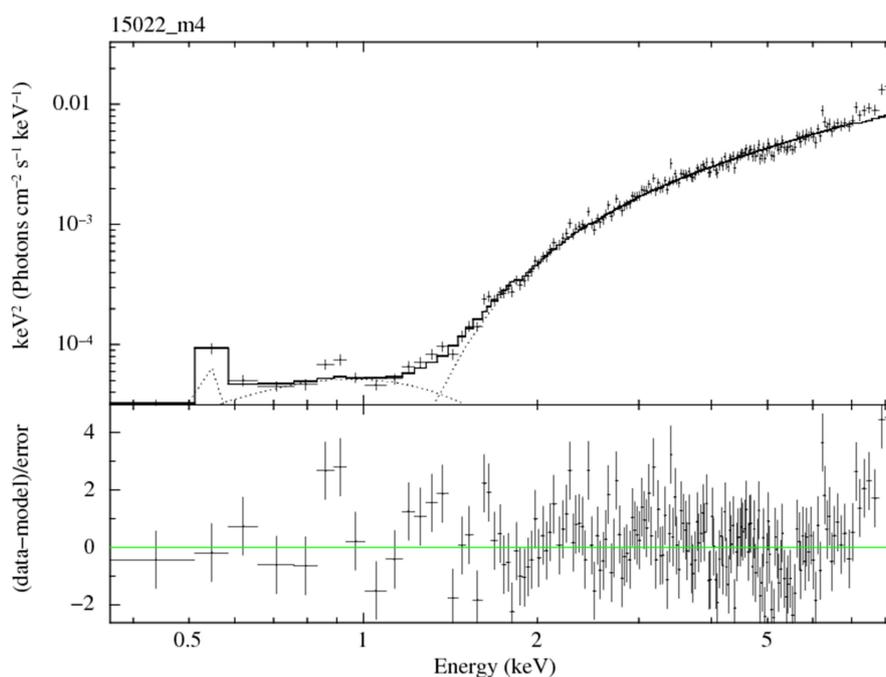


Figura 4.12: modello spettrale 4, relativo all'osservazione 15022. Nel pannello in basso sono mostrati i residui in unità di deviazioni standard.

Dall'analisi dei residui in figura 4.12 e dal test del χ^2 in tabella 4.9 è evidente il miglioramento del modello nella regione sotto i 1.5 keV. Rimangono alcune microstrutture tra 0.9÷1.5 keV (visibili anche in altre due osservazioni), probabilmente dovute a righe in emissione, di cui si discuterà più avanti.

Per migliorare ulteriormente il fit nella regione hard dello spettro (5÷7 keV) si è aggiunta la riga del ferro, la quale è spesso presente nello spettro degli AGN come riga di fluorescenza a 6.4 keV (Fe K α). La larghezza della riga è stata fissata a 0.01 keV⁽²⁴⁾, mentre l'energia è stata lasciata libera di variare.

ID_Obs	N_H [10^{22} cm $^{-2}$]	Γ	kT_{bb} [keV]	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
4054	$2.27^{+0.21}_{-0.15}$	1.05 ± 0.7	$0.26^{+0.12}_{-0.05}$	0.16 ± 0.03	6.18 ± 0.04	47^{+22}_{-23}	413.3/406
15618	$3.42^{+0.37}_{-0.33}$	$1.04^{+0.12}_{-0.11}$	$0.27^{+0.04}_{-0.03}$	$0.09^{+0.04}_{-0.08}$	6.41 ± 0.03	90^{+33}_{-34}	323.8/357
15022	$3.22^{+0.26}_{-0.22}$	$0.95^{+0.09}_{-0.08}$	$0.26^{+0.04}_{-0.03}$	0.14 ± 0.03	6.42 ± 0.04	54 ± 23	453.8/420
15621	$2.45^{+0.22}_{-0.19}$	0.99 ± 0.08	$0.23^{+0.05}_{-0.03}$	$0.18^{+0.04}_{-0.05}$	6.43 ± 0.04	79 ± 26	392.4/408

Tabella 4.10: best fit per il modello 5 a legge di potenza, corpo nero, mekal e riga K α del ferro.

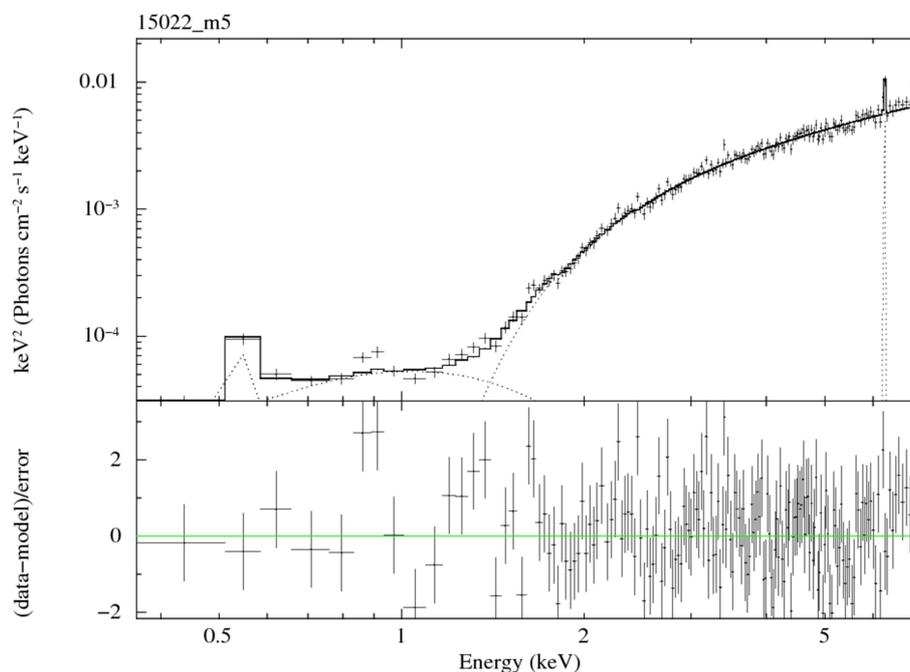


Figura 4.13: modello spettrale 5, con legge di potenza, assorbitore, bb, mekal e riga K α del ferro per l'osservazione 15022. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

Con l'aggiunta della riga del ferro il modello migliora, come mostrato dal test del χ^2 in tabella 4.10, ma dall'analisi dei residui in figura 4.13 si nota che rimane l'appiattimento dello spettro tra 5÷7 keV e residui significativi ad energie inferiori a ~ 1.5 keV.

⁽²⁴⁾ La larghezza della riga del ferro è stata “congelata” al valore 0.01 keV in quanto nei lavori precedenti è sempre stata trovata stretta (e.g. Cappi et al. 1996).

Come specificato prima, nelle tre misure effettuate nel 2013 (15022, 15618, 15621) è evidente la presenza di una riga in emissione a ~ 0.9 keV. Quest'ultima potrebbe corrispondere alla riga $K\alpha$ del Neon IX, spesso presente nelle Sy2 (e.g. Comastri et al. 1998). Inserendo tale riga nel modello 5 il fit migliora ulteriormente (ad esempio per 15022 il rapporto χ^2/dof diventa 433.6/417 rispetto al valore precedente pari a 555.1/450). Il best fit per tale modello, che chiameremo modello 6, è riportato in tabella 4.11, mentre in figura 4.14 lo spettro modellizzato ed i residui.

ID_Obs	N_{H} [10^{22} cm^{-2}]	Γ	kT_{bb} [keV]	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
15618	$3.42^{+0.37}_{-0.33}$	$1.04^{+0.12}_{-0.11}$	$0.27^{+0.04}_{-0.03}$	$0.09^{+0.04}_{-0.08}$	6.41 ± 0.03	90 ± 33	$0.91^{+0.03}_{-0.07}$	96 ± 53	309.9/354
15022	$3.31^{+0.36}_{-0.27}$	$0.97^{+0.10}_{-0.09}$	$0.30^{+0.10}_{-0.05}$	0.15 ± 0.03	6.42 ± 0.04	54 ± 22	$0.92^{+0.37}_{-0.02}$	68 ± 24	433.6/417
15621	$3.00^{+0.22}_{-0.40}$	$1.00^{+0.10}_{-0.12}$	$0.63^{+0.24}_{-0.45}$	0.20 ± 0.02	6.43 ± 0.04	79 ± 26	$0.90^{+0.02}_{-0.01}$	100 ± 30	373.9/405

Tabella 4.11: best fit per il modello 6 a legge di potenza, corpo nero, mekal, riga $K\alpha$ del ferro e riga a 0.9 keV per le sole osservazioni del 2013.

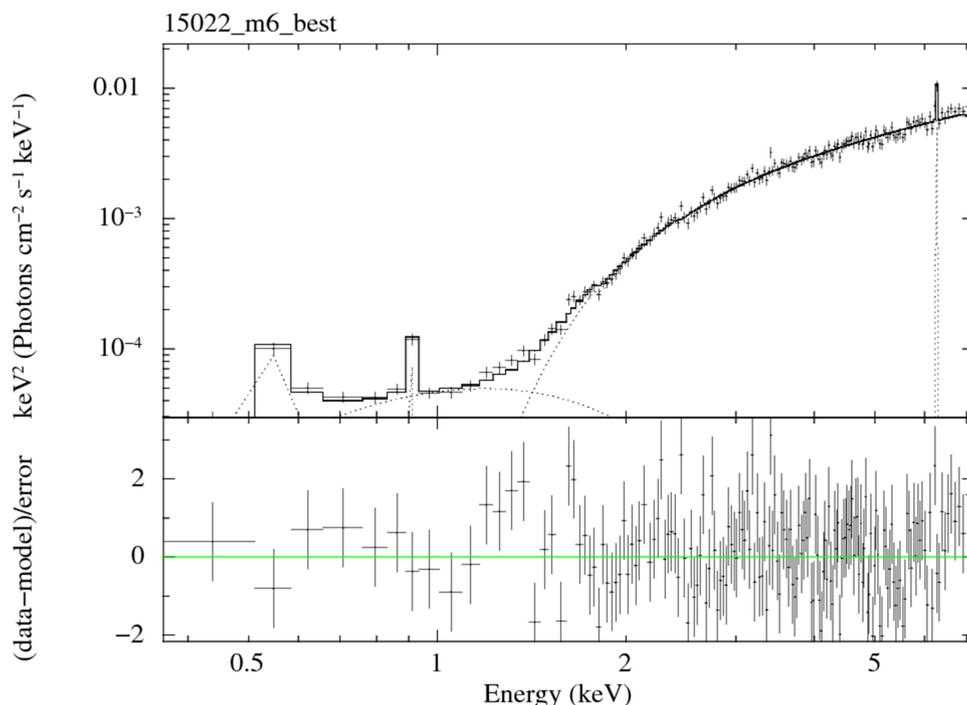


Figura 4.14: modello spettrale 6 a legge di potenza, corpo nero, mekal, riga $K\alpha$ del ferro e riga a 0.9 keV per l'osservazione 15022. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

In ultimo è stato applicato il modello 6 simultaneamente alle tre osservazione del 2013, in virtù di quanto dedotto sull'assenza di variabilità significativa della sorgente, come descritto nel paragrafo 4.4. È stata esclusa l'osservazione del 2003 in quanto non vi è presente la riga a ~ 0.9 keV.

N_{H} [10^{22} cm^{-2}]	Γ	kT_{bb} [keV]	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
$3.10^{+0.27}_{-0.18}$	1.00 ± 0.06	$0.30^{+0.05}_{-0.04}$	0.16 ± 0.02	6.42 ± 0.02	70 ± 15	0.91 ± 0.02	68^{+15}_{-14}	1301.2/1192

Tabella 4.12: best fit per il modello 6 applicato simultaneamente alle osservazioni del 2013 (15618, 15022 e 15621). Il σ della riga Ka del ferro è stato fissato a 10 eV, mentre il σ della riga a 0.91 keV è risultato essere 0.11 con un upper limit a circa 27 eV (quindi si può ragionevolmente affermare che si tratta di una riga stretta).

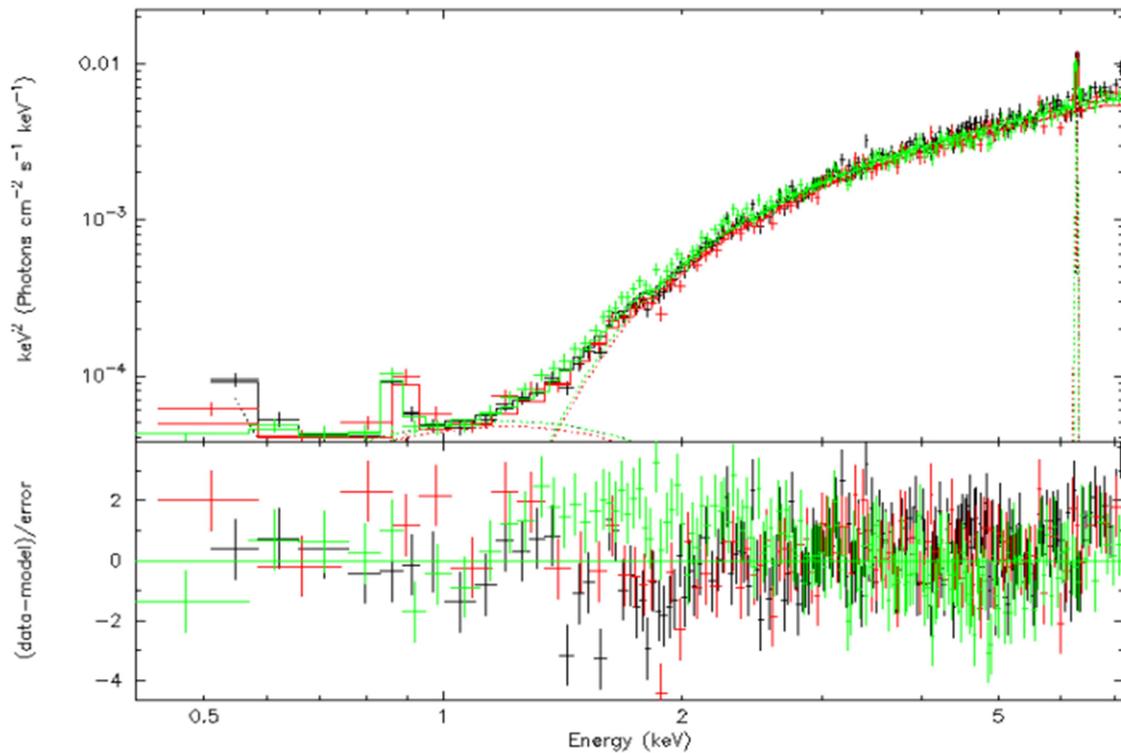


Figura 4.15: best fit del modello 6 applicato simultaneamente alle tre osservazioni Chandra del 2013 (15618, 15022 e 15621). Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

4.5.2 Analisi spettrale dati *XMM-Newton*

L'analisi spettrale dei dati *XMM-Newton* è già stata eseguita in lavori precedenti (Dadina et al. 2010); in questo lavoro di tesi si ripropone quindi il best fit partendo dal modello proposto da Dadina et al. 2010. Dopodiché si è provato ad analizzare i dati con i modelli descritti nel paragrafo 4.5.1 per i dataset di *Chandra*. I risultati ottenuti sono descritti di seguito.

Dopo aver estratto gli spettri delle camere EPIC (MOS1, MOS 2 e pn) e aver verificato che non ci fossero sostanziali differenze tra di essi (figura 4.16), si è proceduto con l'analisi spettrale con *XSPEC*.

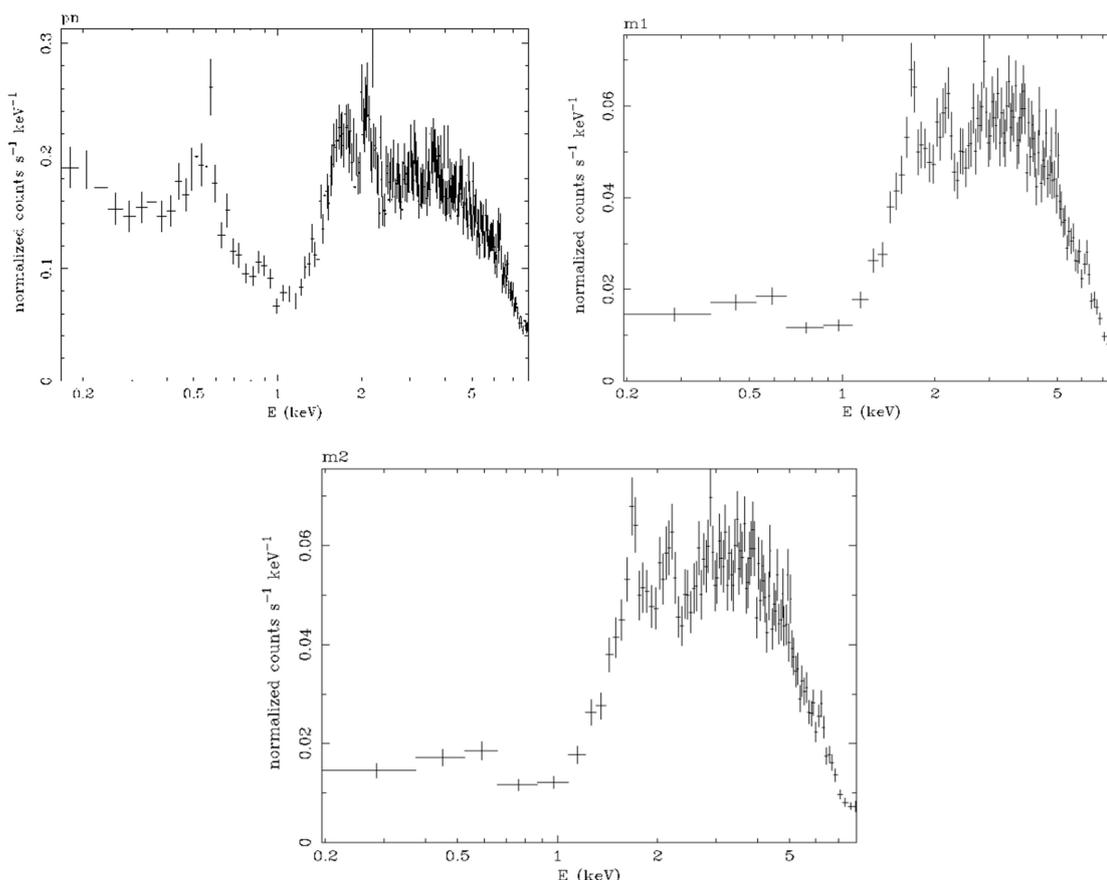


Figura 4.16: spettro non modellizzato di NGC 5252 ottenuto con le camere EPIC di *XMM-Newton*. Da notare la differenza del numero dei conteggi, dovuta, oltre che al diverso di esposizione, alla diversa risposta della camera pn rispetto alle camere MOS.

Al fine di aumentare la statistica e caratterizzare meglio la forma spettrale della sorgente, si è proceduto con un fit simultaneo di tutte e tre le camere EPIC. L'unico accorgimento è stato quello di introdurre, per ogni strumento, una costante moltiplicativa per tenere conto delle possibili differenze nelle calibrazioni assolute degli strumenti. La costante per la camera pn è stata fissata a 1, mentre quelle delle camere MOS sono lasciate libere di variare (ma sono sempre risultate essere minori del 5%).

Come primo modello (modello 1) è stato riproposto quello di Dadina et al. 2010 (doppia legge di potenza con componente *mekal* e riga del ferro, di cui si riporta il grafico in figura 4.17), con l'unica differenza che il fit è stato fatto simultaneamente con le tre camere EPIC, come precedentemente spiegato. Nel modello di Dadina et al. 2010 sono presenti due leggi di potenza: la prima assorbita è quella che descrive la componente nucleare nella banda hard dello spettro ($2 \div 7.2$ keV), mentre la seconda dovuta a fenomeni di scattering parametrizza la componente che emerge ad energie inferiori a ~ 1 keV.

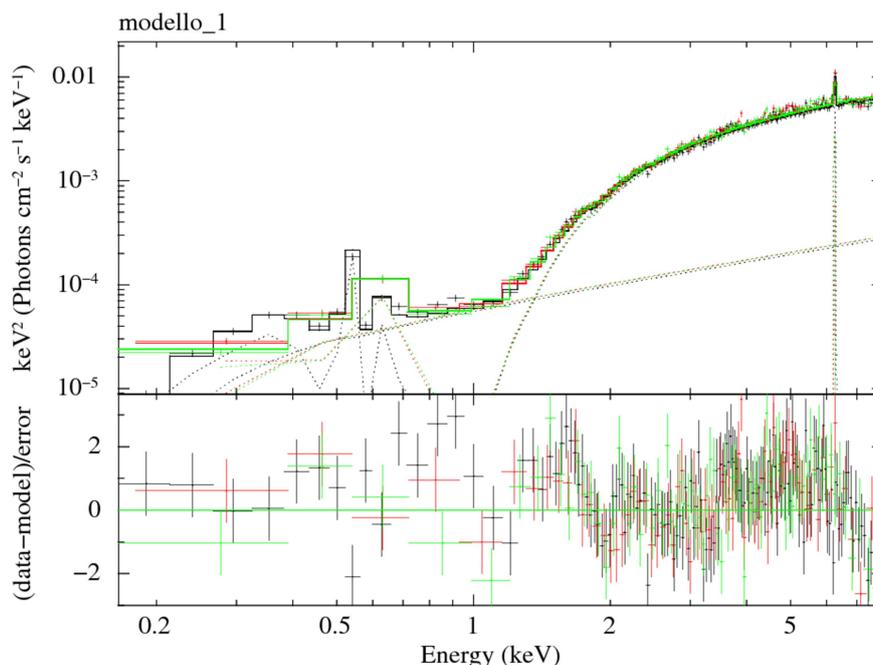


Figura 4.17: best fit modello 1 (Dadina et al. 2010) e relativo grafico dei residui in unità di deviazioni standard. In nero i conteggi della camera pn, in rosso e verdi quella della camera MOS1 ed MOS2 rispettivamente. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

Modello	$N_{\text{H,tbabs}}$ [10^{22} cm^{-2}]	Γ_1	Γ_2	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
1	$2.76^{+0.13}_{-0.12}$	1.20 ± 0.04	1.25 ± 0.25	0.16 ± 0.01	$6.40^{+0.03}_{-0.02}$	61 ± 14	2018.2/1977

Tabella 4.13: best fit modello 1 (Dadina et al. 2010) applicato allo spettro prodotto dai dati di XMM-Newton (camere pn, MOS 1 e MOS 2).

Come si può notare nel grafico dei residui, il modello ben riproduce i dati provenienti dalle tre camere EPIC in tutta la banda ($0.3 \div 7.2$ keV). I parametri del modello risultano, però, diversi rispetto a quelli trovati in Dadina et al. 2010, in particolare per quanto riguarda le due leggi di potenza (nel lavoro citato $\Gamma_1 = 1.05 \pm 0.10$ e $\Gamma_2 = 3.0 \pm 0.2$). Ciò può essere dovuto a due fattori: l'aver combinato le tre camere EPIC (infatti applicando il modello 1 alla camera pn i parametri risultano essere in linea con quelli di Dadina et al. 2010) e il fatto che le matrici di risposta sono cambiate rispetto a quelle del 2003. Al netto di questo, il valore dell'indice spettrale Γ_1 che descrive la regione nucleare nella banda hard rimane al di sotto dei valori tipici delle Sy2.

Per migliorare ulteriormente il modello, si è provato a sostituire la seconda legge di potenza con una componente termica (*black body*), dal momento che nei fit di *Chandra* ciò comportava un miglioramento. I parametri di tale modello, denominato modello 2, sono riportati in tabella 4.14, mentre in figura 4.18 lo spettro non convoluto ed il grafico dei residui.

Modello	$N_{\text{H,tbabs}}$ [10^{22} cm^{-2}]	Γ_1	kT_{bb} [keV]	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
2	$3.03^{+0.24}_{-0.19}$	$1.35^{+0.19}_{-0.15}$	$1.84^{+0.19}_{-0.21}$	0.16 ± 0.01	$6.40^{+0.03}_{-0.02}$	63 ± 14	2070.4/1979

Tabella 4.14: best fit modello 2 applicato allo spettro prodotto dai dati di XMM-Newton (camere pn, MOS 1 e MOS 2).

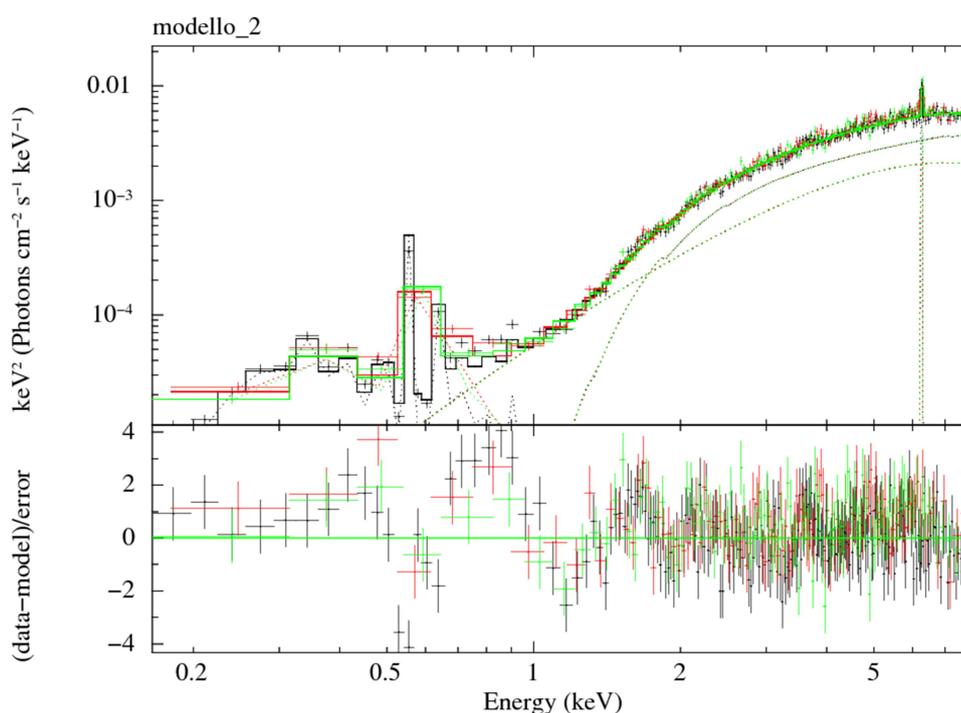


Figura 4.18: best fit modello 2 applicato allo spettro prodotto dai dati di XMM-Newton (camere pn, MOS 1 e MOS 2).

Nel caso di *XMM-Newton* a differenza di *Chandra*, il fit non migliora (si passa ad un $\chi^2/\text{dof} = 2070.4/1979$), pertanto come best-fit rimarrà valido quello di Dadina et al. 2010 (modello 1).

4.5.3 Analisi spettrale dei dati *NuSTAR*

L'analisi spettrale è stata limitata alla banda energetica 3÷60 keV, in quanto oltre i 60 keV non c'è più segnale (figure 4.19a e 4.19b).

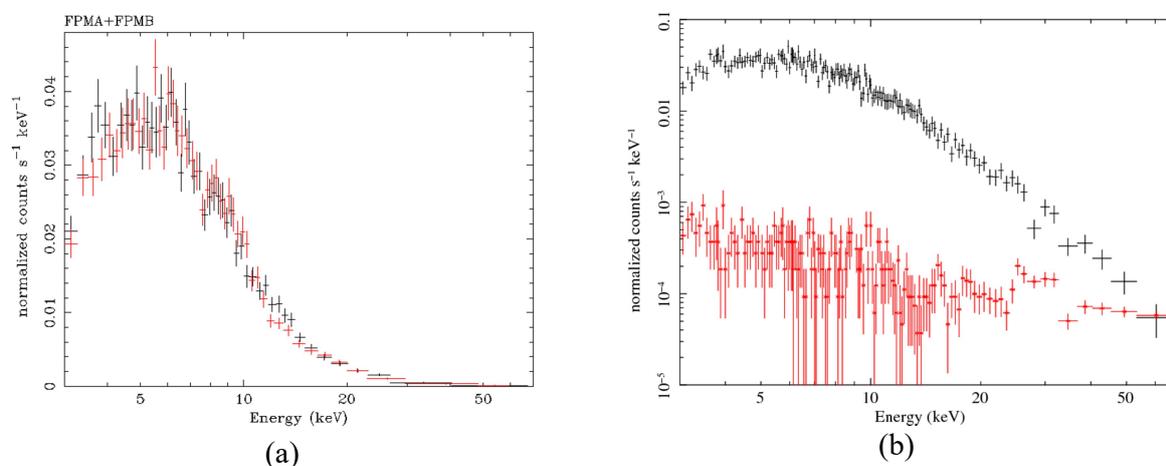


Figura 4.19a: spettro non modellizzato di NGC 5252 ottenuto da *NuSTAR* (in nero i dati provenienti dall'FPMA e in rosso dall'FPMB). Figura 4.19b: confronto tra i conteggi della sorgente (in nero) e quelli del background (in rosso) relativi all'FPMA. Da notare l'intersezione a circa 60 keV in cui i conteggi della sorgente sono al livello di quelli del background.

A fronte di quanto ottenuto dal confronto tra sorgente e background (figura 4.19b) si è deciso di limitare la banda per l'analisi spettrale a 3÷60 keV.

Gli spettri dei rivelatori *FPMA* e *FPMB* sono stati fittati simultaneamente attraverso l'utilizzo di una costante moltiplicativa, al fine di tener conto di possibili differenze nella calibrazione degli strumenti. La costante è stata fissata a 1 per il data set di *FPMA* e lasciata libera di variare per il data set di *FPMB*, in analogia a quanto fatto con le camere *EPIC* di *XMM-Newton*. Anche i due rivelatori di *NuSTAR* sono strumenti con caratteristiche e risposte simili; pertanto al fine di aumentare la statistica e caratterizzare meglio la forma spettrale della sorgente, si è proceduto direttamente con un fit simultaneo con entrambi.

Nel primo modello, $tbabs*po$, è stata considerata una legge di potenza con assorbitore, ottenendo un valore dell'indice di 1.75 ± 0.05 , per un χ^2/dof di 383.4/346. Si nota, dalla curva dei residui, la possibile presenza della riga $K\alpha$ del ferro. Nel modello 2 $tbabs(tbabs*po+fe)$ quindi è stata aggiunta una riga del ferro la cui energia è fissata al valore di 6.4 keV in base a quanto ottenuto dalle analisi dei dati del satellite *XMM-Newton*. La sua risoluzione spettrale, di ~ 150 eV all'energia della riga del ferro, permette infatti di conoscere in modo più preciso l'energia della riga rispetto a *NuSTAR*, che ha una risoluzione di ~ 400 eV alle stesse energie. Fissando la larghezza della riga a 0.01 keV, si ottiene un rapporto χ^2/dof di 374.5/344. In tabella 4.13 sono mostrati i best fit per i modelli 1 e 2.

Modello	N_H [10^{22} cm^{-2}]	Γ	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
1	$5.09^{+1.05}_{-1.02}$	1.76 ± 0.05	-	-	383.4/346
2	$4.51^{+1.08}_{-1.05}$	1.73 ± 0.05	6.31 ± 0.01	76 ± 42	374.5/344

Tabella 4.15: best fit dei modelli applicati ai dati NuSTAR.

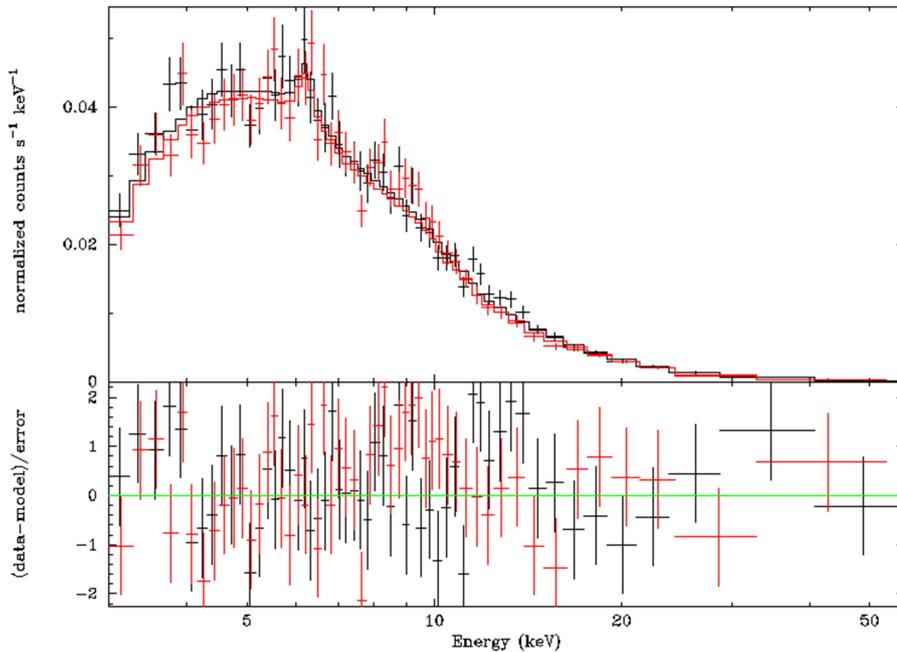


Figura 4.20: best fit relativo al modello 2 (FPMA in nero e FPMB in rosso) e relativo grafico dei residui in unità di deviazioni standard (nel pannello in basso).

Dall'analisi dei residui in figura 4.20 si può constatare la bontà del modello 2. Si noti come la pendenza della legge di potenza non si trova in accordo con quanto ottenuto tramite l'analisi dei dati dei satelliti *XMM-Newton* e *Chandra*, ma è consistente con quella prevista per gli AGN. Questo a supporto della scelta fatta e a conferma dell'importanza di estendere la banda a cui effettuare l'analisi spettrale della regione nucleare a più alte energie.

4.5.4 Analisi simultanea dei dati *NuSTAR* ed *XMM-Newton*

Al fine di ottenere dei vincoli ancora più stringenti sulla forma spettrale della sorgente e di operare un'analisi su un'ampia banda energetica, si sono uniti i data set del satellite *XMM-Newton* con quelli del satellite *NuSTAR*. Il range energetico complessivo è 0.5÷60 keV. Non sono stati presi in considerazione i data set di *Chandra*, perché la regione nucleare è affetta da pile-up in maniera non trascurabile e il pile-up potrebbe essere una delle cause che rendono lo spettro di NGC 5252 più piatto rispetto alle altre Seyfert 2.

Si è partiti dal modello di Dadina et al. del 2010, costituito da due leggi di potenza, di cui una assorbita, la riga del ferro e *mekal*, ottenendo un χ^2/dof di 2474.2/2022 (tabella 4.15). Questo modello rappresenta bene i dati, ma come si vede dall'analisi dei residui, le regioni tra 15÷60 keV e tra 1÷2 keV si discostano in maniera significativa.

Modello	$N_{\text{H,tbabs}}$ [10^{22} cm^{-2}]	Γ_1	Γ_2	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
1	$3.56^{+0.11}_{-0.13}$	1.54 ± 0.03	$1.23^{+0.13}_{-0.11}$	$0.14^{+0.01}_{-0.03}$	6.40 ± 0.02	95 ± 15	2474.2/2022

Tabella 4.16: best fit del modello 1 applicato ai dati *XMM-Newton* e *NuSTAR*.

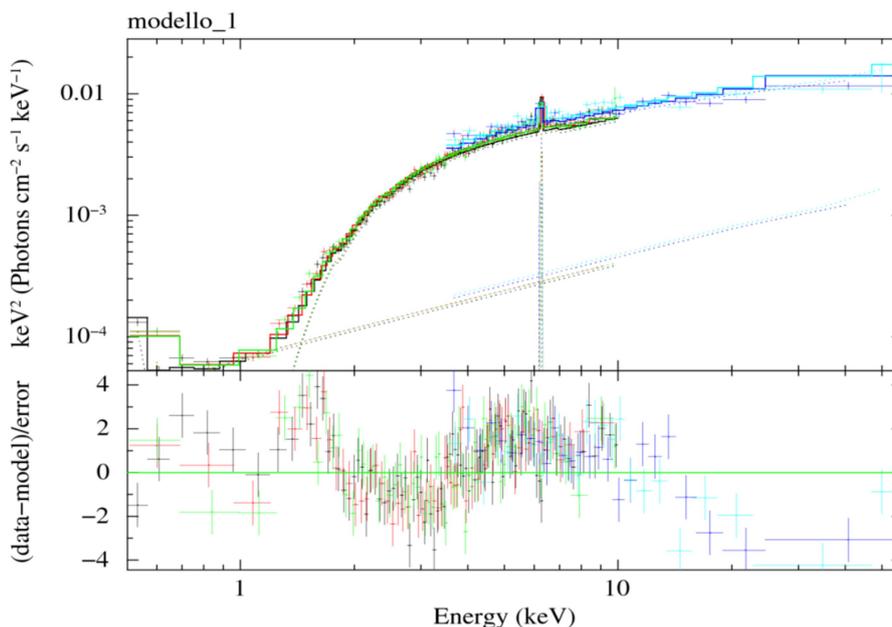


Figura 4.21: best fit fornito dal modello 1 per i dati simultanei di *XMM-Newton* e *NuSTAR* (nell'intervallo tra 0.5÷60 keV). In nero, rosso e verdi i dati delle camere EPIC di *XMM-Newton*, mentre in ciano e blu i dati delle camere FPMA e FPMB di *NuSTAR*. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

Per riprodurre meglio lo spettro nella regione 3÷60 keV si è provato anzitutto ad inserire una componente di riflessione, *pexmon*⁽²⁵⁾ in *XSPEC* (Nandra et al. 2007). Ciò è giustificato dalla presenza della riga $K\alpha$ del ferro, dal “ Γ ” piatto e dall’analisi dei residui (figura 4.21). L’aggiunta di questa componente, però, non ha portato ad un miglioramento nel fit; inoltre il fattore di scala per la riflessione “ \mathfrak{R} ” è risultato essere $\lesssim 0.1$; ciò significa riflessione quasi assente.

Si è provato a sostituire l’assorbitore *tbabs* con uno più complesso, che oscura solo parzialmente la sorgente e formato da gas parzialmente fotoionizzato (*zxcipcf*⁽²⁶⁾ in *XSPEC*, Reeves et al. 2008). Sia la densità di colonna “ $N_{H,\xi}$ ”, che il parametro di ionizzazione “ ξ ” e il *covering fraction* “ C_f ” sono stati lasciati liberi di variare (tabella 4.17); solamente il redshift è stato fissato al valore di NGC 5252 ($z = 0.0234$).

Mod.	$N_{H,\xi}$ [10^{22} cm^{-2}]	Log(ξ)	C_f	Γ_1	Γ_2	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
2	$5.23^{+0.26}_{-0.29}$	$-0.24^{+0.16}_{-0.14}$	$1.00^{+0.01}_{-0.99}$	$1.99^{+0.11}_{-0.12}$	$0.88^{+0.24}_{-0.15}$	$0.17^{+0.01}_{-0.02}$	$6.40^{+0.03}_{-0.02}$	64 ± 14	2123.0/2020

Tabella 4.17: best fit del modello 2 applicato ai dati XMM-Newton e NuSTAR.

⁽²⁵⁾ I parametri che caratterizzano il modello *pexmon* sono: l’indice spettrale “ Γ ”, l’energia di cut-off “ E_c ”, il fattore di scala per la riflessione “ \mathfrak{R} ”, il redshift “ z ”, l’angolo d’inclinazione, l’abbondanza degli elementi più pesanti dell’elio rispetto a quella solare, l’abbondanza di ferro rispetto a quella solare e la normalizzazione del cut-off della legge di potenza. $\mathfrak{R} = \Omega/2\pi$ (Ω rappresenta l’angolo solido sotteso dal disco di accrescimento rispetto alla hot corona) e può assumere valori ≤ 1 con due casi limite: $\mathfrak{R} = 0$, che significa assenza di componente riflessa ed $\mathfrak{R} = 1$ che significa solo componente diretta (sorgente isotropa sopra il disco). I casi con $\mathfrak{R} < 0$, sono quelli in cui si ha solo componente riflessa, mentre per $0 < \mathfrak{R} < 1$ si ha una parte di componente riflessa ed una parte di componente diretta.

⁽²⁶⁾ I parametri che caratterizzano il modello *zxcipcf* sono: la densità di colonna “ $N_{H,\xi}$ ” in unità di 10^{22} cm^{-2} , Log(ξ) dove $\xi = L/n \cdot r^2$ (con “ L ” luminosità in banda 2÷10 keV, “ n ” densità del gas in part/cm^3 ed “ r ” distanza tra il gas e la sorgente ionizzante), il *covering fraction* “ C_f ” (che rappresenta la frazione oscurata della sorgente) e il redshift “ z ”.

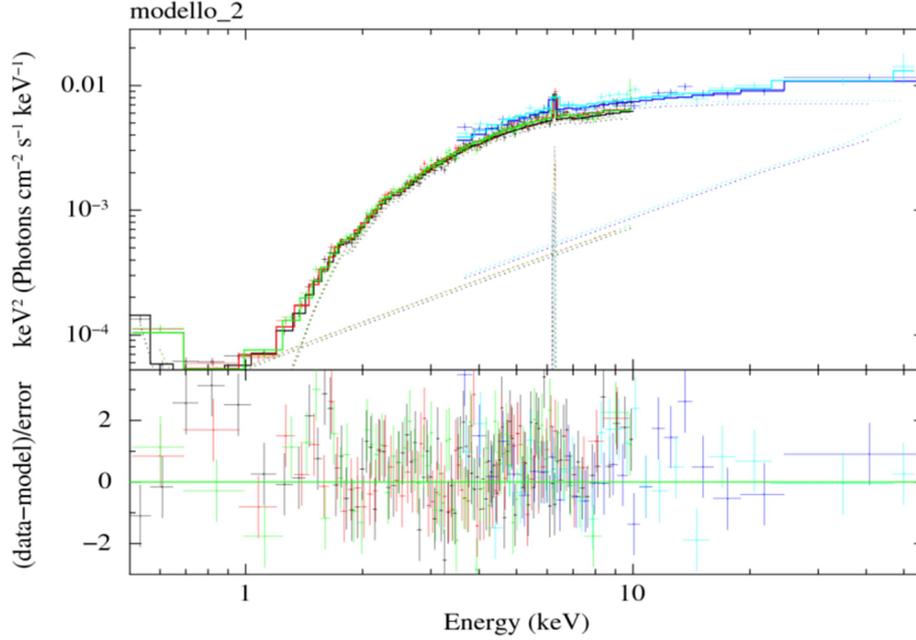


Figura 4.22: best fit fornito dal modello 2 per i dati simultanei di XMM-Newton e NuSTAR (nell'intervallo tra 0.5÷60 keV). I dati sono riprodotti in maniera analoga alla figura 4.21. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

L'aggiunta dell'assorbitore parzialmente ionizzato ha portato un notevole miglioramento nel modello ($\chi^2/\text{dof} = 2123.0/2020$), soprattutto nei residui nella banda 2÷60 keV, come mostrato in figura 4.22. Rimane, però, una parte dello spettro non ben riprodotta dal modello precedente, ovvero la regione tra 0.5÷1.5 keV. Ciò è dovuto alla limitata risoluzione spaziale di XMM-Newton, per cui all'interno dello PSF oltre al nucleo ricade anche la regione estesa, che emette come componente termica.

La prima legge di potenza Γ_1 riproduce correttamente il comportamento della regione nucleare alle alte energie, come dimostrato da tutti i modelli analizzati in precedenza. Invece la seconda legge di potenza (con $\Gamma_2 \sim 0.88$) non è adatta a riprodurre questa componente dello spettro, se non in minima parte, visto e considerata anche la normalizzazione (dell'ordine di 10^{-5} fotoni/keV/cm²/s ad 1 keV). Pertanto si è provato a sostituirla con una componente termica: inizialmente tramite un corpo nero, (modello 3).

Modello	$N_{\text{H},\xi}$ [10^{22} cm ⁻²]	Log(ξ)	C_f	Γ	kT_{mekal} [keV]	kT_{bb} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
3	$4.97^{+0.25}_{-0.24}$	$-0.11^{+0.30}_{-0.25}$	$1.00^{+0.01}_{-0.99}$	1.84 ± 0.04	$0.18^{+0.01}_{-0.03}$	$0.51^{+0.30}_{-0.27}$	$6.40^{+0.03}_{-0.02}$	63 ± 14	2123.5/2020

Tabella 4.18: best fit del modello 3 applicato ai dati XMM-Newton e NuSTAR.

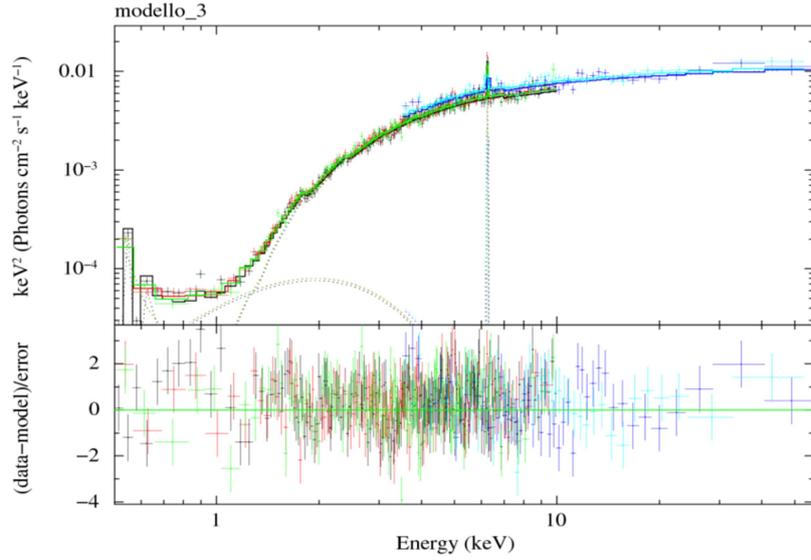


Figura 4.23: best fit fornito dal modello 3 per i dati simultanei di XMM-Newton e NuSTAR (nell'intervallo tra 0.5÷60 keV). I dati sono riprodotti in maniera analoga alla figura 4.21. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

Come si evince dalla figura 4.23, la componente di corpo nero non ha apportato miglioramenti nel modello, in particolare nella regione 0.5÷1.5 keV, anzi si ha un lieve peggioramento nei residui (χ^2/dof 2123.5/2020). Si è pertanto deciso di escludere la componente di corpo nero, ma contestualmente è stata aggiunta una riga a ~ 1.5 (modello 4) visibile negli spettri di XMM-Newton.

Modello	$N_{\text{H},\xi}$ [10^{22} cm^{-2}]	$\text{Log}(\xi)$	C_r	Γ	kT_{mekal} [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
4	$4.66^{+0.25}_{-0.37}$	$-0.29^{+0.20}_{-0.28}$	0.998 ± 0.01	1.84 ± 0.04	$0.14^{+0.02}_{-0.03}$	$6.40^{+0.03}_{-0.02}$	63 ± 14	$1.56^{+0.06}_{-0.05}$	97^{+42}_{-76}	2111.0/2019

Tabella 4.19: best fit del modello 4 applicato ai dati XMM-Newton e NuSTAR.

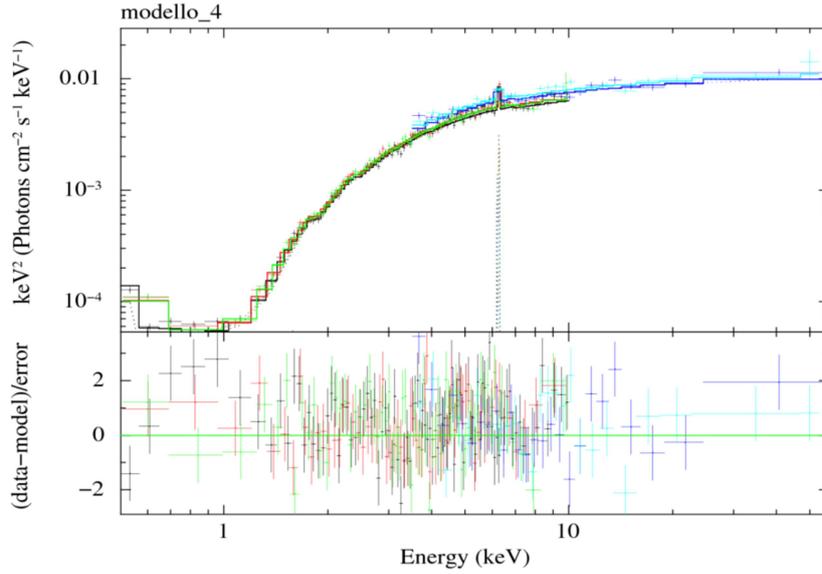


Figura 4.24: best fit fornito dal modello 4 per i dati simultanei di XMM-Newton e NuSTAR (nell'intervallo tra 0.5÷60 keV). I dati sono riprodotti in maniera analoga alla figura 4.21. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

Il modello con la riga a ~ 1.56 keV (figura 4.24) ha portato ad un miglioramento del modello (χ^2/dof 2111.0/2019). L'origine astronomica di questa struttura spettrale, tuttavia, non appare facilmente interpretabile, dato che l'energia misurata corrisponde alla riga di emissione Ka dell'alluminio. Più probabilmente questa struttura potrebbe essere ricondotta a problemi di calibrazione/sottrazione del background. Gli spettri possono essere affetti dalla presenza di questa riga originata dalla struttura del detector (in alluminio ed acciaio inox), in particolare per quanto riguarda i due MOS (Lumb 2002).

In alternativa al modello 4, si è pensato di aggiungere un assorbitore ionizzato ancora più complesso a ~ 3.0 keV (*edge absorber* in XSPEC). Tale parametro è stato lasciato libero di variare. L'energia a cui è misurato questo *edge* indica che esso potrebbe essere associato a zolfo ionizzato (*He-like S*). Più in generale esso potrebbe rappresentare la presenza di un ulteriore componente ionizzata dell'assorbitore. Essa potrebbe essere localizzata sia nelle zone nucleari, come nelle zone legate alla componente estesa.

Modello	$N_{\text{H},\xi}$ [10^{22} cm^{-2}]	$\text{Log}(\xi)$	C_f	Γ	kT_{mekal} [keV]	Edge [keV]	E_{riga} [keV]	EW [eV]	χ^2/dof
5	$5.20^{+0.28}_{-0.20}$	$0.25^{+0.10}_{-0.16}$	0.998 ± 0.01	1.81 ± 0.04	0.15 ± 0.02	3.03 ± 0.07	$6.40^{+0.03}_{-0.02}$	61 ± 14	2108.9/2020

Tabella 4.20: best fit del modello 4 applicato ai dati XMM-Newton e NuSTAR.

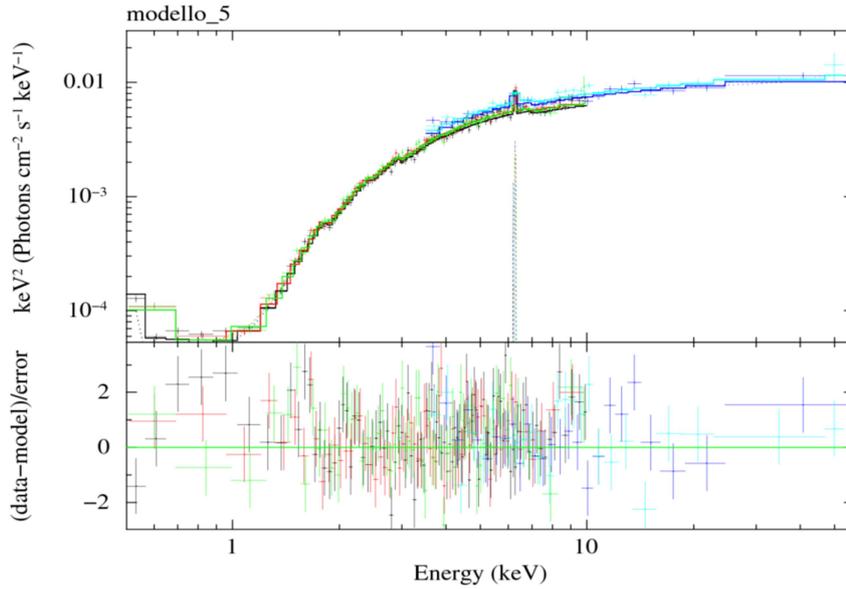


Figura 4.25: best fit fornito dal modello 5 per i dati simultanei di XMM-Newton e NuSTAR (nell'intervallo tra 0.5÷60 keV). I dati sono riprodotti in maniera analoga alla figura 4.21. Nel pannello in basso i residui in unità di deviazioni standard.

Si è quindi tentato di inserire ulteriori componenti di assorbimento utilizzando altri modelli “*zxcipcf*” senza ottenere risultati. Con tutta probabilità una trattazione completa dell'assorbitore richiederebbe l'utilizzo di modelli di fotoionizzazione ad hoc basati su codici completi per la descrizione del plasma ionizzato come “*XSTAR*” (Kallman et al. 2019). In questo caso, tuttavia, sarebbe preferibile avere osservazioni realmente simultanee tra *XMM-Newton* e *NuSTAR*, così da escludere l'introduzione di effetti sistematici fin durante l'analisi spettrale.

5. DISCUSSIONE E CONCLUSIONI

NGC 5252 è considerata per molti aspetti un archetipo di galassia di Seyfert tipo 2. I suoi spettacolari coni di ionizzazione (Tadhunter & Tsvetanov 1998) sono spesso riportati come una delle evidenze più convincenti di presenza di materiale che assorbe la radiazione proveniente dal motore centrale della Seyfert (il cosiddetto toro molecolare) introducendo effetti di anisotropia. Se così non fosse, la radiazione dovrebbe diffondersi in maniera omogenea attorno al SMBH, senza formare strutture quali i coni di ionizzazione.

Questo quadro è stato, storicamente parlando, solo parzialmente confermato dalle osservazioni in banda X. Se è vero che gli spettri tra 0.1÷100 keV hanno sempre mostrato la presenza di materiale freddo che assorbe la radiazione con densità di colonna dell'ordine di qualche 10^{22}cm^{-2} , è anche vero che l'indice in fotoni misurato in queste bande è sempre apparso decisamente "piatto" ($\Gamma \sim 1.0 \div 1.5$, Cappi et al. 1996, Dadina et al. 2010). Questi valori sono solo parzialmente conciliabili con quanto previsto dai modelli a due fasi per la produzione di raggi X nelle galassie di Seyfert (Haardt 1991, Haardt & Maraschi 1993). In particolare, i valore più estremi misurati in letteratura ($\Gamma \sim 1$) non appaiono compatibili con quanto previsto per queste sorgenti ($\Gamma \sim 1.5 \div 2.5$ Haardt, Ghisellini & Matt 1997).

Uno dei possibili motivi della discrepanza tra quanto osservato in NGC 5252 e quanto previsto dai modelli teorici potrebbe risiedere nella complessità dell'assorbitore che spettri presi ed analizzati solo in bande ristrette dello spettro elettromagnetico e/o con statistica non sufficiente non permettono di misurare. Questa ipotesi, ad esempio, venne presentata in Cappi et al. 1996 per l'analisi dei dati *ASCA*.

In questo lavoro di tesi sono stati utilizzati un set di dati non tutti ancora presentati in lavori pubblicati proprio con l'intento di approfondire questo aspetto e per comprendere meglio se il nucleo di NGC 5252 è dominato da meccanismi di emissione significativamente differenti da quelli che alimentano le galassie di Seyfert "standard". In particolare sono stati analizzati dati *Chandra*, *XMM-Newton* e *NuSTAR*. Questo set di dati ha permesso sia di utilizzare strumenti con banda limitata al canonico range 0.1÷10 keV, che di fare un fit simultaneo degli spettri per avere contemporaneamente una banda estesa (0.3÷60 keV con *XMM-Newton* e *NuSTAR*) ed un'ottima statistica.

5.1 Discussione dell'analisi spettrale

Dall'analisi spettrale delle osservazioni *Chandra* si è ottenuto un best-fit per la regione nucleare che comprende, oltre alla legge di potenza assorbita, due componenti termiche (*mekal* a *black body*), la riga $K\alpha$ del ferro a 6.42 ± 0.02 keV e la riga del neon a 0.91 ± 0.01 keV. Le componenti termiche sono state introdotte per cercare di riprodurre lo spettro nella regione soft ($0.1 \div 1.5$ keV), senza nessuna particolare giustificazione fisica, ossia rappresentano una modellizzazione puramente fenomenologica dei dati spettrali. La difficoltà nel trovare un modello per questa banda spettrale risiede nel fatto che la regione di estrazione del nucleo comprende anche parte della regione estesa della galassia ospite, i cui meccanismi di emissione differiscono rispetto a quelli del nucleo.

L'indice spettrale " Γ " risulta più piatto rispetto a quello tipico di una galassia di Sy 2 (solitamente $\Gamma \sim 1.8$), qual è NGC 5252. Il best-fit, ottenuto tramite l'analisi simultanea delle tre osservazioni del 2013, restituisce un valore di $\Gamma = 1.0 \pm 0.06$, in linea con quanto ottenuto nei lavori precedenti (Cappi et al. 1996, Dadina et al. 2010). Ciò è probabilmente dovuto al fatto che le misure sono affette in maniera non trascurabile dal pile-up, oltre che da fenomeni di oscuramento della regione nucleare, che tendono ad appiattire lo spettro. Anche i dati *Chandra* quindi non risolvono la questione del valore intrinseco di " Γ ". Possono, però, essere utili ad analizzare le strutture estese, ossia a risolvere spazialmente l'emissione diffusa, nella regione del rivelatore non affetta da pile-up. La conoscenza di " Γ " rimane comunque cruciale, in quanto strettamente legato ai processi non termici che avvengono tra disco di accrescimento e hot corona, nelle regioni più interne dell'AGN. Senza dimenticare che la componente primaria nello spettro in banda X dei nuclei attivi è proprio la legge di potenza generata da tali processi e caratterizzata dall'esponente " Γ ".

Il best-fit dei dati *XMM-Newton* (già discusso in Dadina et al. 2010) è caratterizzato da due leggi di potenza, la prima assorbita e la seconda scatterata, un componente termica (*mekal*) e la riga $K\alpha$ del ferro a $6.40_{-0.02}^{+0.03}$ keV. Nel riprodurre il modello, però, sono stati trovati degli indici spettrali diversi rispetto al best-fit di Dadina et al. 2010. La prima legge di potenza, che descrive l'emissione nucleare, risulta avere un " Γ " più alto (1.20 ± 0.04), mentre la seconda, inserita per riprodurre lo spettro nella regione spettrale sotto 1 keV, risulta avere un " Γ " minore (1.25 ± 0.25). La differenza può essere dovuta all'aver analizzato contemporaneamente i dati delle camere EPIC, diversamente da quanto fatto da Dadina et al. 2010 che prendeva in considerazione solo la camera pn. Inoltre le matrici di risposta utilizzate nel presente lavoro non sono le stesse di quelle utilizzate in precedenza da Dadina et al. 2010.

Il best-fit dei dati *NuSTAR* è costituito da una legge di potenza assorbita con $\Gamma = 1.73 \pm 0.05$ e dalla riga $K\alpha$ del ferro a 6.36 ± 0.01 keV. L'indice spettrale trovato è consistente con quello che ci si aspetta per l'emissione di un AGN e questo permette di dirimere la questione che si aperta con le osservazioni *ASCA* ed è proseguita con *Chandra* ed *XMM-Newton*. Si può ragionevolmente affermare che gli effetti di oscuramento congiuntamente ad un non trascurabile pile-up fanno sì che lo spettro intrinseco appaia appiattito nella banda $0.1 \div 10$ keV.

NuSTAR permette di stimare meglio il continuo nucleare pertanto, a causa della degenerazione Γ - N_H che è massima su spettri in banda limitata (figura 5.1), permette di avere una misura più realistica di queste quantità se abbinata a dati *XMM-Newton* a più basse energie. Per tale motivo, si è proceduto ad analizzare simultaneamente i dati di *XMM-Newton* e *NuSTAR*.

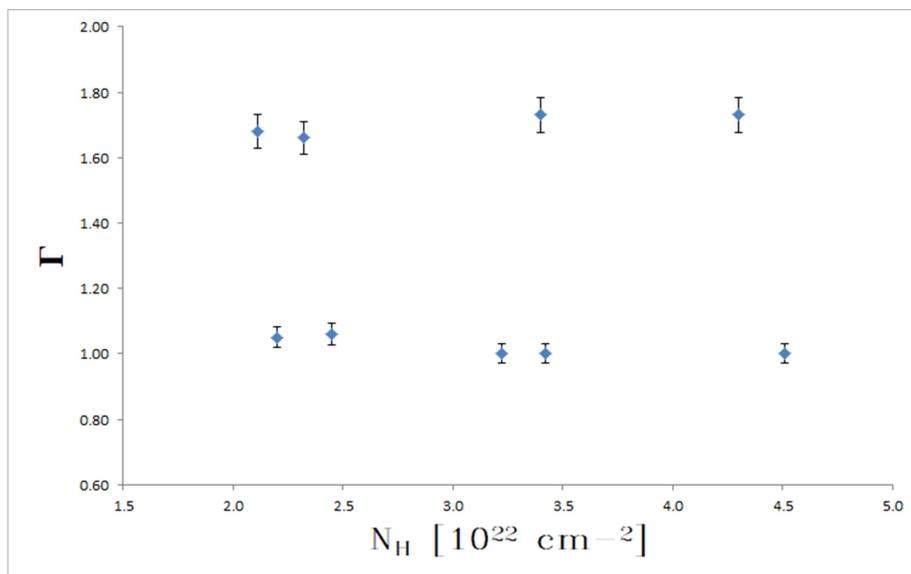


Figura 5.1: Γ vs N_H . Ogni punto del grafico rappresenta un'osservazione in banda X di NGC 5252 di quelle elencate in tabella 4.5 di cui è riportato in ascissa la densità di colonna dell'assorbitore e in ordinata l'indice spettrale " Γ " del best-fit.

I fit ottenuti analizzando simultaneamente i dati *XMM-Newton* e *NuSTAR* confermano, entro gli errori, quanto ottenuto dai dati di *NuSTAR*, ovvero un indice spettrale più ripido rispetto a quello trovato con *Chandra* ed una densità di colonna più elevata (circa il doppio rispetto a quelle ricavate da *Chandra* ed *XMM-Newton*). Anche in questo caso la difficoltà nel riprodurre la regione dello spettro sotto 1.5 keV ha portato ad un modello più complesso.

Nello specifico il best-fit è costituito da una legge di potenza parzialmente assorbita da un gas parzialmente ionizzato (*zxcpcf*) e assorbita da una componente a 3.03 ± 0.07 keV (*edge*), da una componente termica (*mekal*), da una riga dell'alluminio che non trova nessuna giustificazione fisica e probabilmente dovuta all'interazione della radiazione con la struttura delle camere EPIC MOS, infine dalla riga $K\alpha$ del ferro a $6.40_{-0.02}^{+0.03}$ keV. L'indice spettrale è risultato essere uguale ad 1.81 ± 0.04 .

Lo studio sulla variabilità della sorgente, condotto prima dell'analisi spettrale ed esteso a tutte le osservazioni in banda X di NGC 5252 compiute dal 1994 ad oggi, ha permesso di capire se e come varia il flusso tra 2÷10 keV sia in un arco temporale breve (all'interno delle osservazioni) che in uno più lungo (circa 20 anni). Tale studio ha permesso di affermare che, entro gli errori, il flusso della sorgente non cambia nell'arco temporale 2003÷2013. Oltre a questo, in virtù di quanto ottenuto fin qui, è interessante verificare se esiste una qualche correlazione tra l'indice spettrale ed il flusso di NGC 5252 (figura 5.2).

Missione	ID_Obs	Data	Γ	N_H [10^{22} cm^{-2}]	$F_{2-10 \text{ keV}}$ [$\text{erg/cm}^2/\text{s}$]
ASCA	71021000	28-01-1994	1.73 ± 0.30	3.38 ± 0.3	$7.08\text{E-}12$
Beppo-SAX	5007800100	20-01-1998	$1.68^{+0.19}_{-0.34}$	6.10 ± 1.4	$2.56\text{E-}12$
XMM-Newton	152940101	18-07-2003	1.05 ± 0.10	$2.76^{+0.13}_{-0.12}$	$1.02\text{E-}11$
Chandra	4054	11-08-2003	1.06 ± 0.07	$2.16^{+0.20}_{-0.15}$	$1.05\text{E-}11$
Suzaku	707028010	26-12-2012	$1.66^{+0.03}_{-0.02}$	2.11 ± 0.50	$1.00\text{E-}11$
Chandra	15618	04-03-2013	1.00 ± 0.06	$3.55^{+1.02}_{-0.41}$	$1.05\text{E-}11$
Chandra	15022	07-03-2013	1.00 ± 0.06	$3.31^{+0.36}_{-0.27}$	$1.14\text{E-}11$
Chandra	15621	09-05-2013	1.00 ± 0.06	$3.00^{+0.22}_{-0.40}$	$1.03\text{E-}11$
NuSTAR	60061245002	11-05-2013	1.73 ± 0.05	$4.51^{+1.08}_{-1.05}$	$1.23\text{E-}11$

Tabella 5.1: osservazioni in banda X di NGC 5252 tra il 1994 ed il 2013. I valori di flusso, indice spettrale e densità di colonna sono relativi ai best-fit.

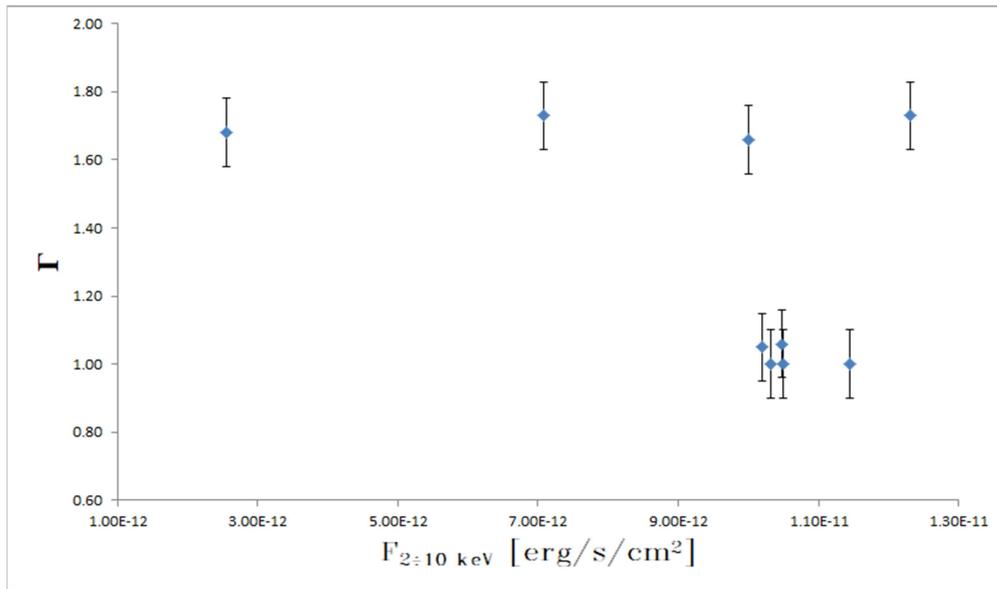


Figura 5.2: Γ vs $F_{2-10 \text{ keV}}$. Ogni punto del grafico rappresenta un osservazione X di NGC 5252 di quelle in tabella 5.1 di cui è riportato in ascissa il flusso tra 2÷10 keV e in ordinata l'indice spettrale “ Γ ” del best-fit.

Dalla figura 5.2 si può notare come non vi sia nessun tipo relazione tra il “ Γ ” ed il flusso di NGC 5252 tra 2÷10 keV, se non che i valori più alti dell'indice spettrale sono quelli relativi a modelli applicati su un intervallo spettrale più ampio.

Infine dal best-fit dei dati simultanei di *XMM-Newton* e *NuSTAR* è possibile ricavare la luminosità intrinseca di NGC 5252 nella banda 2÷10 keV, che è risultata essere: $L_{2\div 10 \text{ keV}} = (2.1 \pm 0.2) \cdot 10^{43}$ erg/s, valore consistente con quello delle galassie di Seyfert (Cappi et al. 2006, Panessa & Bassani 2002, Panessa et al. 2006). Conoscendo il valore della luminosità X è possibile stimare la luminosità bolometrica attraverso la seguente relazione (Lusso et al. 2012):

$$L_{bol} = k_{bol} \cdot L_{2\div 10 \text{ keV}} \quad [7]$$

dove k_{bol} è definita *correzione bolometrica* e cambia in funzione del banda energetica e del tipo di AGN. Per le Seyfert 2 in banda hard 2÷10 keV k_{bol} vale 10 ± 5 . Utilizzando questo valore si ottiene una luminosità bolometrica di $(2.1 \pm 0.6) \cdot 10^{44}$ erg/s, tipica di una galassie di Seyfert. Questa è una stima migliore rispetto a quella calcolata usando il valore di Elvis et al. 1994 in quanto ricavata da un campione di quasar (vedi nota 13) e permette, conoscendo la massa del SMBH (Capetti et al. 2005), di ridefinire meglio l'Eddington ratio di NGC 5252:

$$\lambda_{Edd} = \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} = (1.7^{+0.9}_{-0.8}) \times 10^{-3} \quad [8]$$

Il valore trovato è in linea rispetto a quello ricavato nei lavori precedenti (e.g. ~ 0.005 in Capetti et al. 2005, Panessa et. al 2006), confermando così il basso rate con cui accresce il SMBH al centro dell'AGN e lo scenario che descrive NGC 5252 come un *quasar-relic* (Capetti et al. 2005, Dadina et al. 2010).

5.2 Conclusioni e prospettive future

Il presente lavoro di tesi, volto allo studio spettrale in banda X della galassia di Seyfert NGC 5252, ha permesso di migliorare la stima di alcuni parametri della sorgente in oggetto. Nello specifico si è cercato di indagare sul reale valore dell'indice spettrale e su quali meccanismi di emissione concorrono a determinare il suo valore intrinseco.

La regione soft dello spettro (0.1÷1.5 keV) è stata quella di più difficile modellizzazione, in virtù del fatto che il nucleo risulta oscurato da assorbitori complessi, che possono essere più o meno ionizzati. Nei modelli *Chandra* sono stati proposti delle componenti termiche per riprodurre fenomenologicamente lo spettro in questa regione. Nei modelli *XMM-Newton* oltre alla componente termica è stata introdotta una legge di potenza diffusa come suggerito da Dadina et al. 2010, che però è stata scartata nel modello simultaneo *NuSTAR*. Sarebbe auspicabile nel futuro, indagare con modelli ad hoc la regione nucleare. Eventualmente cercando di evitare che le misure siano affette da pile-up come nel caso dei dati *Chandra*.

Il dataset di *Chandra* non è comunque da scartare, perché sebbene non sia risultato utile a riprodurre correttamente lo spettro della regione nucleare, può essere utilizzato in lavori futuri per lo studio dettagliato dei coni di ionizzazione, come fatto in parte da Dadina et al. 2010 (con la sola osservazione del 2003). Infatti una parte dell'emissione soft X proviene dalla regione estesa della galassia. Sarebbe opportuno un approfondimento su questo punto, che qui non è stato potuto fare.

Di fondamentale importanza quindi è stata l'analisi su una banda maggiore estesa fino a 60 keV, grazie al satellite *NuSTAR*. Il valore dell'indice spettrale intrinseco trovato infine grazie alle osservazioni di *NuSTAR* analizzate simultaneamente a quelle di *XMM-Newton* ($\Gamma = 1.81 \pm 0.04$) è quello che ci si aspetta per un AGN (Haardt & Maraschi 1993, Nandra & Pounds 1994, Turner 1997, Dadina 2008). Ciò è stato possibile in virtù di un più ampio intervallo energetico, ragion per cui anche in futuro sarebbe utile e auspicabile analizzare i dati di più strumenti "complementari", sia in termini di banda che in termini di risoluzione spaziale. Sicuramente, anche grazie alle future missioni spaziali (e.g. *Athena*), sarà possibile investigare più in dettaglio i meccanismi di emissione delle regioni più vicine al SMBH.

APPENDICE

A.1 Sorgenti di campo (*Serendipity Sources*)

Prima di studiare in dettaglio gli spettri e proporre dei modelli che giustifichino la loro forma, è opportuno controllare che le osservazioni non siano contaminate da sorgenti di campo presenti in prossimità di NGC 5252. A tal fine sono stati selezionati su ds9 gli oggetti che contrastano maggiormente rispetto al background. Nel presente paragrafo si spiega in dettaglio la procedura per la stima della contaminazione delle sorgenti di campo.

Nelle quattro osservazioni *Chandra* sono evidenti almeno 7 sorgenti di campo (figura A.1), di cui 4 entro una regione di 45'' dal centro di NGC 5252 (figura A.2), mentre le altre tre entro una regione di 250''. Le sorgenti di campo sono state denominate source_n (in ordine crescente dalla 1 alla 7 in funzione dell'ascensione retta).

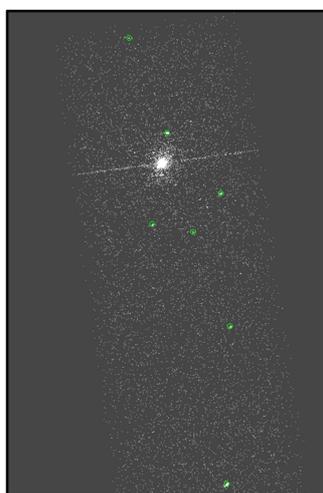


Figura A.1: sorgenti di campo presenti nell'osservazione 15022.

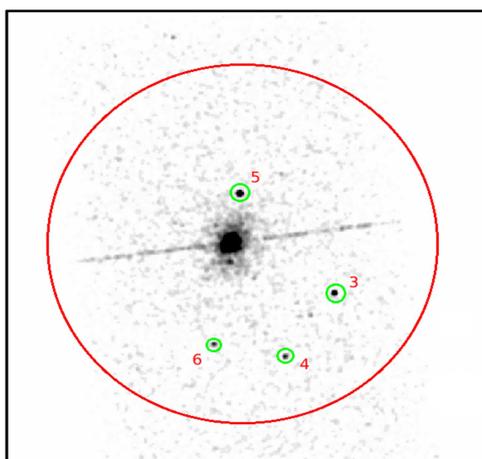


Fig. A.2: sorgenti di campo all'interno della regione di 45'' (in rosso).

A parte la sorgente 5 (CXO J133815.6+043255) di cui si discuterà nel paragrafo A.2, nessuna delle altre sorgenti individuate corrisponde ad una sorgente nota (la verifica è stata effettuata nei database: **Aladin Sky Atlas** e **NED**, in una regione di raggio 5" dalla posizione in banda X) e di cui si conosca il flusso in banda X. Anche un riscontro con un immagine *HST* (figura A.3) non permette d'identificare la controparte ottica di queste sorgenti.

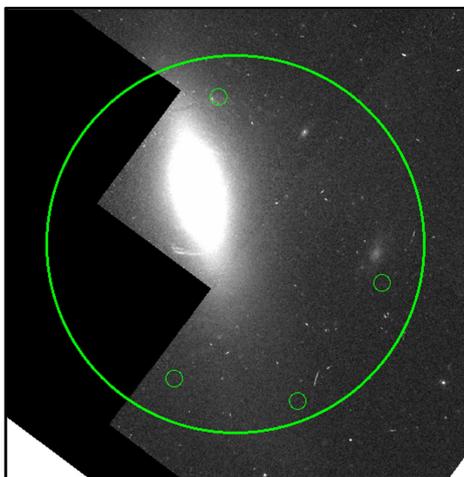


Figura A.3: immagine *HST* di NGC 5252 con indicazione delle sorgenti entro 45" (tale immagine è stata ottenuta con la camera *WFPC2* in un range compreso tra 120 nm e 1000 nm).

Al fine di stabilire quale sia la reale contaminazione di queste sorgenti relativamente all'oggetto di studio (NGC 5252) e se possano essere trascurate o meno, si è confrontato il flusso misurato da *Chandra* per ciascuna di esse (in particolare le quattro entro i 45") con il flusso estrapolato dall'osservazione *NuSTAR* e relativo ad una regione di estrazione di 45" (figura A.4). Si è deciso di confrontare i flussi di *NuSTAR* e di *Chandra* perché le rispettive PSF sono diverse.

In *NuSTAR* le sorgenti di campo non sono distinguibili rispetto ad NGC 5252 e ricadano all'interno della sua PSF, mentre in *Chandra* come abbiamo visto non è così. Pertanto il flusso di *NuSTAR* contiene sia il contributo di NGC 5252 che quello delle sorgenti di campo; confrontando questo flusso "complessivo" con quello di ciascuna sorgente di campo desunto da *Chandra* è possibile quantificarne il contributo.

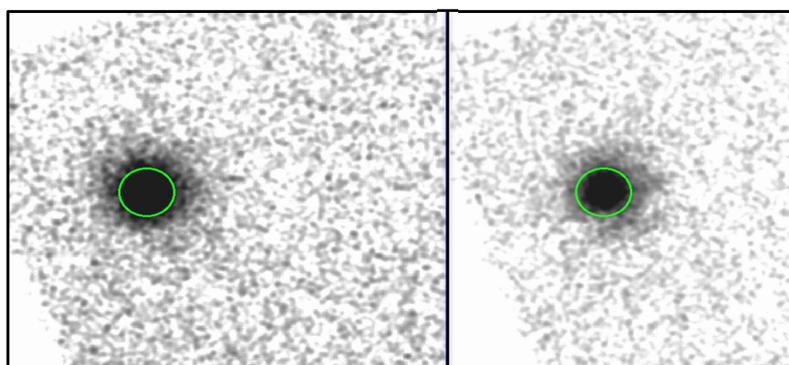


Figura A.4: regione di estrazione di 45" (in verde) relativa all'osservazione *NuSTAR* (modulo A a sx e modulo B a dx).

Per la riduzione e l'analisi dei dati *NuSTAR* si rimanda la paragrafo 4.6. Come modello che meglio descrive lo spettro è stato utilizzato una legge di potenza con un assorbitore e la riga $K\alpha$ del ferro a 6.4 keV. Di seguito i dati relativi all'osservazione *NuSTAR*:

Modulo	Regione d'estrazione	Spectral data counts	Net count rate (cts/s)	$F_{3-70 \text{ keV}}$ [erg/cm²/s]	S/N
A	45"	5929 ± 77	0.31 ± 4.08e-03	4.08e-11	0.53
	60"	7097 ± 84	0.36 ± 4.49e-03	4.03e-11	0.57
B	45"	5754 ± 76	0.30 ± 4.03e-03	4.49e-11	0.52
	60"	6743 ± 82	0.34 ± 4.39e-03	4.39e-11	0.55

Tabella A.1: flusso ottenuto dalle osservazioni NuSTAR di NGC 5252 nell'intervallo 3÷70 keV, per due diverse regioni d'estrazione centrate sulla sorgente (45" e 60"). Nell'ultima colonna a destra è riportato il rapporto segnale/rumore.

Si specifica che i conteggi comprendono sia i fotoni della sorgente che quelli di background. Oltre alla regione di estrazione di 45" si è esteso il controllo ad una regione di 60", per verificare quale fosse il migliore rapporto S/N, come già descritto nel capitolo 4.3.

Per le sorgenti di campo è stato utilizzato un semplice modello a legge di potenza assorbita. In questo caso, però, la statistica più adeguata per il fit, dato l'esiguo numero di conteggi (poche decine), non è quella del χ^2 , ma quella di Cash (Cash W. 1979); pertanto si è adoperata quest'ultima, denominata *C-Stat* in *X-Spec*.

Ci si è limitati alle sole quattro sorgenti di campo che ricadono all'interno di 45". Per la stima del flusso è stata utilizzata l'osservazione 15022 essendo quella col maggior tempo d'esposizione, anche se le sorgenti di campo sono visibili in tutte e quattro le osservazioni *Chandra* e non mostrano variabilità nel flusso tra 0.3÷7.2 keV. È stata scelto un unico raggio per la regione circolare di estrazione delle sorgenti di campo, tale da contenerle tutte ($r = 2''$).

Di seguito i risultati ottenuti, nell'intervallo 0.3÷7.2 keV da cui con *XPSEC* si è estrapolato il flusso tra 3÷70 keV:

Sorgente di campo	Coordinate RA/Dec (J2000)	Regione d'estrazione	Spectral data counts	Net count rate [cts/s]	F_{3÷70 keV} [erg/cm²/s]
source_3	13 ^h 38 ^m 13 ^s .032 +04°32'11".09	2"	47 ± 7	6.78e-04 ± 1.01e-04	6.84e-15
source_4	13 ^h 38 ^m 14 ^s .383 +04°31'42".91	2"	15 ± 4	1.96e-04 ± 5.72e-05	5.06e-15
source_5	13 ^h 38 ^m 15 ^s .636 +04°32'55".50	2"	94 ± 10	1.36e-03 ± 1.43e-04	9.68e-14
source_6	13 ^h 38 ^m 16 ^s .347 +04°31'48".34	2"	15 ± 4	1.95e-05 ± 5.72e-05	2.10e-15

Tabella A.2: flusso desunto dall'osservazione 15022 di Chandra per NGC 5252 nell'intervallo 3-70 keV per due diverse regioni d'estrazione centrate sulla sorgente. Il flusso a 3÷70 keV è un'estrapolazione compiuta dal programma XSPEC del comportamento della sorgente, dal momento che la banda di osservazione di Chandra è limitata a 0.3÷7.2 keV.

Dalla tabella 4.3 si evince che le sorgenti hanno un flusso nella banda 3÷70 keV dell'ordine di 10^{-14} ÷ 10^{-15} , ovvero meno dell'1‰ rispetto al flusso di NGC 5252. La sorgente 5 (che corrisponde all'ULX CXO J133815.6+043255 e che verrà discussa nel paragrafo A.2) gravitazionalmente legata ad NGC 5252, ha anch'essa un flusso tale da poter essere considerato trascurabile.

A fronte dei risultati ottenuti si può quindi affermare che la contaminazione delle sorgenti di campo presenti nelle osservazioni *Chandra* è del tutto trascurabile.

A.2 ULX CXO J133815.6+043255

CXO J133815.6+043255 è una sorgente X ultra-luminosa²⁷ (*ultraluminous X-ray source*, ULX) localizzata a 22 arcsec (~ 10 kpc) dal nucleo di NGC 5252. La luminosità X misurata da Chandra è $L_X \sim 1.5 \cdot 10^{40}$ erg/sec e non mostra una significativa variabilità in banda X (Kim et al. 2015). Questo è uno dei rari esempi di ULX di cui si sono riuscite ad osservare anche le controparti ottiche, UV e radio (tramite SDSS, HST, Gemini, VLBI e VLBA).

Studi di spettroscopia ottica (Kim et al. 2015, Kim et al. 2017) indicano che questa sorgente è cinematicamente associata ad NGC 5252; il redshift della riga in emissione [OIII] coincide con la velocità sistemica di NGC 5252, suggerendo quindi che questo ULX sia gravitazionalmente legato ad NGC 5252. Osservazioni radio effettuate con VLBI (Yang et al. 2017) e VLBA (Mezcua et al. 2018) hanno risolto questo ULX in due componenti, rendendo altamente improbabile lo scenario che lo assimilerebbe ad un AGN (quasar) in background, quindi ad una sorgente di campo rispetto ad NGC 5252.

Sono stati proposti due scenari per CXO J133815.6+043255: il primo è sia un buco nero di massa intermedia (*intermediate-mass black hole*, IMBH, massa $10^2 M_\odot < M_{\text{BH}} < 10^5 M_\odot$) con $M_{\text{BH}} \geq 10^4 M_\odot$; il secondo che rappresenti un AGN di bassa massa e luminosità (*low luminosity AGN*⁽²⁸⁾, LLAGN), accresciuto con NGC 5252. Si pensa che gli IMBHs rappresentino i residui dei seed di BH dell'Universo primordiale, che però non sono evoluti in SMBHs (Filippenko et al. 2003, Volonteri et al. 2003, Marconi et al. 2003 e 2004, Green et al. 2004, 2006 e 2007); si prevede debbano trovarsi in galassie nane (*dwarf galaxies*, DG), dove potrebbero emettere come ULXs. Sono cosmologicamente importanti in quanto rappresentano l'anello di congiunzione tra i BH di massa stellare ($M < 10^2 M_\odot$) e i SMBHs ($10^6 M_\odot < M_{\text{BH}} < 10^{10} M_\odot$), ma ad oggi ne sono stati osservati relativamente pochi (Silk 2017). Uno dei principali obiettivi della missione spaziale ESA *Laser Interferometer Space Antenna* (LISA, che dovrebbe essere lanciato nel 2034) sarà proprio quello di rilevare onde gravitazionali provenienti dal merger di IMBHs (Tinto & de Araujo 2016).

Le osservazioni effettuate col VLBA (Mezcua et al. 2017) hanno escluso la possibilità che CXO J133815.6+043255 possa essere un AGN in background e anche un LLAGN. Il lavoro di Mezcua ha permesso anche di porre dei limiti alla massa del BH ($10^{3.5} M_\odot < M_{\text{BH}} < 2 \cdot 10^6 M_\odot$) e stimare l'Eddington ratio a $\sim 10^{-3}$ (essendo la $L_{X(2-10 \text{ keV})} \sim 10^{40}$ erg/s, la $L_{\text{bol}} \sim 3 \cdot 10^{41}$ erg/s e la $L_{\text{Edd}} \sim 10^{42-44}$ erg/s). Ciò ha suggerito che questo ULX rappresenti il nucleo di una galassia nana che ha perso il suo inviluppo stellare durante una fase di minor merger proprio con NGC 5252, tramite fenomeno di *stripping*. Questo meccanismo potrebbe essere alla base di tutti i IMBHs che si trovano nelle DGs locali e che non sono accresciuti in SMBHs emettendo come ULXs.

⁽²⁷⁾ Le ULXs, scoperte per la prima volta nel 1980 dal satellite in banda X *Einstein*, sono sorgenti X extragalattiche, puntiformi, la cui luminosità è $L_X \sim 10^{39-41}$ erg/s, quindi superiore alla L_{Edd} (vedi nota successiva) relativa ad oggetti di massa stellare (stelle di neutroni o buchi neri con massa inferiore a $\sim 100 M_\odot$). Ci sono varie ipotesi sulla natura degli ULXs; una di queste è che si tratti di buchi neri di massa intermedia (*intermediate-mass black hole*, IMBH).

⁽²⁸⁾ Gli LLAGN ospitano SMBHs con massa $M > 10^6 M_\odot$, la luminosità X tipica è $L_X \sim 10^{40-41}$ erg/s (Ho 2008) e l'emissione radio è associata ad una regione nucleare non risolta.

BIBLIOGRAFIA

- Abdo A. A. & al. 2010, *Science*, 328, 725
- Alexander D. M. & al. 2003, *AN*, 324, 8
- Antonucci R. R. J. & al. 1985, *ApJ*, 297, 621
- Antonucci R. R. J. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Avni Y. & Bahcall N. A. 1976, *ApJ*, 209, 16
- Bianchi & al. 2006, *A&A*, 448, 499
- Capetti A. & al. 1995, *ApJ*, 446, 155
- Capetti A. & al. 2005, *A&A*, 431, 465
- Cappi M. & al. 1995, *ApJ*, 458, 149
- Cappi M. & al. 2006, *A&A*, 446, 459
- Cash W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- Chartas & al. 2010, *ApJ*, 837, 26
- Comastri A. & al. 1995, *A&A*, 296, 1
- Comastri A. & al. 1998, *MNRAS*, 295, 443
- Dadina M. 2007, *A&A*, 461, 1209
- Dadina M. 2008, *A&A*, 485, 417
- Dadina M. 2008, *SAIt*, 79, 140
- Dadina M. & al. 2010, *A&A*, 516, A9
- de Vaucouleurs G. & al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer
- Dickey J. M. & al. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Elvis M. & al. 1994, *ApJS*, 95, 1
- Fabian A.C. & al. 2000, *PASP*, 112, 1145

- Filippenko A. V. & Ho L. C. 2003, ApJ, 588, L13
- Ghisellini G. & al. 1994, MNRAS, 267, 743
- Giacconi R. & al. 1962, PRL, 9, 439
- Gilli R. & al. 2004, ASR, 34, 2470
- Guainazzi M. & al. 2008, RMAA, 32, 96G
- Greene J. E. & Ho L. C. 2004, ApJ, 610, 722
- Greene J. E. & al. 2006, ApJ, 636, 56
- Greene J. E. & Ho L. C. 2007, ApJ, 670, 92
- Guilbert P. W. & Rees M. J. 1988, MNRAS, 233, 475
- Haardt F. & Maraschi L. 1991, ApJ, 380, L51
- Haardt F. 1993, ApJ, 413, 680
- Haardt F. & Maraschi L. 1993, ApJ, 413, 507
- Haardt F. & al. 1997, ApJ, 476, 620
- Harrison F. A. & al. 2013, ApJ, 770, 103
- Hickox R. C. & Markevitch M. 2006, ApJ, 645, 95
- Hickox R. C. & Markevitch M. 2007, ApJ, 661, L117
- Ho L. C. 2008, ARA&A, 46, 475
- Jari K. K. & Almudena Prieto M. 1995, A&A, 295, 646
- Kalberla P.M. W. & al. 2005, A&A, 440, 775
- Kallman & al. 2019, ApJ, 874, 51
- Kawamuro T. & al. 2016, ApJS, 225, 14
- Kellerman K. I. & al. 1989, ApJ, 98, 4
- Kim M. & al. 2015, ApJ, 814, 8K

- Kim M. & al. 2017, ApJL, 844, L21
- Knoll G. F. 2000, John Wiley & Sons
- Lightman A. P. & White T. R. 1988, ApJ, 335, 57
- Lusso E. & al. 2012, MNRAS, 425, 623
- Makishima K. 1986, *The Physics of Accretion onto Compact Object*, LNP, Springer, 266, 249
- Marconi A. & al. 2003, ApJ, 589, L21
- Marconi A. & al. 2004, MNRAS, 351, 169
- Mewe R. & al. 1985, A&AS, 62, 197
- Mezcua M. & al. 2018, MNRAS, 480, L74
- Netzer H. 2013, *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*, Cambridge University Press
- *NuSTAR Observatory Guide*, 2016, Version 3.2
- Osterbrock D. E. 1981, ApJ, 249, 462
- Osterbrock D. E. & al. 1993, ApJ, 414, 552
- Panessa F. & Bassani L. 2002, A&A, 394, 435
- Panessa F. & al. 2006, A&A, 455, 173
- Panessa F. & al. 2006, ESASP, 604, 640P
- Peterson B. M. 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*, Cambridge University Press
- Piconcelli E. & al. 2005, A&A, 432, 15
- Risaliti G. 2002, A&A, 386, 379
- Schneider P. 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, Springer
- Seward F. D. & Charles P. A. 2010, *Exploring the X-ray Universe*, Cambridge University Press
- Silk J. 2017, ApJL, 839, L13

- Tadhunter C. & al. 1989, *Nature*, 341, 422
- *The Chandra Proposers' Observatory Guide*, 2018, Version 21
- *The Event Horizon Telescope Collaboration*, 2019, *ApJ*, 875, L1
- Tinto, M. & de Araujo J. C. N. 2016, *PhRvD*, 94, 081101
- Tsvetanov Z. & al. 1996, *ApJ*, 458, 172
- Turner T. J. & Pounds K. A. 1989, *MNRAS*, 240, 833
- Turner T. J. & al. 1997, *ApJS*, 113, 23
- Unger S. W. & al. 1987, *MNRAS*, 228, 671
- Urry C. M. & Padovani P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Vanden Berk D. E. & al. 2001, *AJ*, 122, 549
- Volonteri M. & al. 2003, *ApJ*, 582, 559
- Volonteri M. & Rees M. J. 2005, *ApJ*, 633
- Wilson A. S. & al. 1994, *AJ*, 107, 227
- Wolter H. 1952, *Annalen der Physik*, 10, 94
- Wolter H. 1952, *Annalen der Physik*, 10, 286
- Yang X. & al. 2017, *MNRAS*, 464, L70
- *XMM-Newton Users Handbook*, 2018, Issue 2.16
- *X-ray Data Booklet*, LBNL, University of California, 2009