

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea magistrale in Astrofisica e Cosmologia

**AGN oscurati nel campo J1030:  
prospettiva in banda X e ottico/infrarossa**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Alessandro Peca

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Cristian Vignali

Correlatore:  
Dott. Roberto Gilli  
Dott. Marco Mignoli



*«Never say never. Because limits, like fears, are often just an illusion.»*

Michael Jordan



# Sommario

Uno dei temi principali dell'astrofisica moderna è quello della comprensione della formazione ed evoluzione dei buchi neri super massivi (SMBHs), che convivono e interagiscono con la galassia ospite nel cosiddetto scenario di co-evoluzione. Secondo i modelli più recenti questi oggetti attraversano una fase chiave della loro evoluzione nella quale un'intensa produzione di energia, dovuta all'attività di accrescimento di materiale sul SMBH, viene accompagnata da un'intensa formazione stellare nella galassia ospite. Tuttavia, questa fase viene spesso associata a forte oscuramento, il che la rende molto difficile da rilevare, soprattutto ad alto redshift, dove sono presenti grandi quantità di gas. La radiazione in banda X, considerata un ottimo tracciante dell'emissione da AGN, ha la capacità di penetrare le alte densità di colonna presenti in questi oggetti, permettendone la rilevazione. Inoltre, i modelli di radiazione di fondo X (XRB) prevedono un grande numero di AGN oscurati per poter riprodurre l'XRB non risolto. Questo implica che, nonostante gli ottimi risultati prodotti dalle osservazioni X negli ultimi 15 anni, una buona parte di questi oggetti deve ancora essere rivelata. Le survey X profonde sono pertanto lo strumento migliore per la ricerca e la caratterizzazione di questi oggetti, fino ad alto redshift.

In questo lavoro di tesi si presenta uno studio multibanda di un campione di 30 candidati AGN oscurati, selezionati in banda X nel campo profondo centrato su J1030+0524 (J1030), un quasar a  $z = 6.31$ . La selezione viene fatta tramite un *Hardness Ratio* (HR)  $> 0$ , che può essere considerato come una sorta di indice di colore in banda X e che può fornire un'indicazione di massima sulle sorgenti in caso di bassa statistica. La statistica del campione ha un valore mediano di  $\approx 120$  conteggi netti (ossia sottratti per il contributo del background) in banda 0.5-7 keV. Con un totale di 500 ks, il campo di J1030 è attualmente la quarta survey X più profonda mai osservata, il che la rende il laboratorio ideale per studiare oggetti deboli come gli AGN oscurati. Grazie alla profondità del campo, alla sensibilità di *Chandra* e al suo elevato rapporto segnale rumore, è stato possibile analizzare gli spettri X in cerca di *features* come la riga in emissione del ferro neutro a 6.4 keV, il cut-off fotoelettrico e la edge del ferro a 7.1 keV. Queste diventano più prominenti in caso di forte oscuramento ( $N_H \gtrsim 10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$ ), rendendo possibile la loro identificazione anche in caso di statistica limitata, permettendo così di cercare soluzioni sul redshift, essenziale per determinare le proprietà intrinseche dell'AGN. Non avendo a disposizione la spettroscopia ottica, è stato ideato un metodo di indagine innovativo sulla base dei dati X: sono state elaborate simulazioni "ad hoc" in modo da riprodurre fedelmente gli spettri delle sorgenti osservate, per poter verificare la significatività delle *features* sopracitate. Inoltre, sempre tramite simulazioni, è stato verificato fino a che punto la statistica X, in funzione di HR e assorbimento, possa essere utilizzata per ottenere indicazioni sul redshift delle sorgenti.

Per verificare i risultati ottenuti è stata utilizzata la tecnica dei redshift fotometrici, attraverso una procedura di SED fitting. Si è sfruttata l'ampia copertura fotometrica disponibile in J1030 nelle bande ottiche e infrarosse, utilizzando osservazioni LBC/LBT ( $r, i, z$ ), WIRCam/CFHT ( $Y, J$ ), la survey MUSYC ( $U, B, V, R, I, z', J, H, K$ ) e i canali della camera IRAC di *Spitzer* a 3.6 e 4.5  $\mu\text{m}$ . Nella procedura di fitting sono stati utilizzati spettri sintetici di galassie, nell'assunzione che l'emissione stellare sia predominante in caso di forte oscuramento delle regioni centrali. I risultati ottenuti con questa tecnica, seppur con incertezze non trascurabili, confermano le soluzioni trovate dall'analisi in banda X, verificando la bontà del metodo ideato. Essendoci un buon accordo tra le soluzioni X, i redshift vengono utilizzati nell'analisi degli spettri X per ricavare le proprietà fisiche delle sorgenti, come l'assorbimento e la luminosità intrinseca.

Gli AGN oscurati, soprattutto ad alto  $z$ , sono spesso molto deboli nelle bande ottiche e infrarosse per via della forte estinzione. In questi casi non è sempre possibile riuscire ad ottenere dati di spettroscopia ottica, in grado di determinare in maniera precisa il redshift. Persino la fotometria, molto più semplice da ottenere e disponibile in molti campi profondi, può mostrare difficoltà a rilevare questa classe di oggetti. Il metodo utilizzato dimostra che l'emissione in banda X, ottimo tracciante dell'attività di AGN, può contenere le informazioni sul redshift delle sorgenti, seppur con grosse incertezze e in condizioni particolari di forte oscuramento. Il supporto fornito dalle simulazioni, che si è rivelato fondamentale in questo metodo di lavoro, può infine essere facilmente estendibile ad altre surveys ottenute anche con altri strumenti (una volta nota la risposta del rivelatore), laddove anche l'informazione fotometrica sia limitata.

# Indice

<b>Sommario</b>	<b>v</b>
<b>1 Nuclei galattici attivi</b>	<b>1</b>
1.1 Classificazione degli AGN	1
1.1.1 Classificazione in banda radio	2
AGN Radio Loud	2
AGN Radio Quiet	2
1.1.2 Classificazione in banda ottica	3
1.2 Il modello unificato	3
1.3 Emissione multibanda degli AGN	8
1.3.1 Emissione radio	8
1.3.2 Emissione infrarossa	9
1.3.3 Emissione ottica/UV	9
1.3.4 Emissione X	10
1.3.5 Emissione in banda Gamma	13
1.4 AGN oscurati	14
1.4.1 Banda MIR	14
1.4.2 Banda Ottica/NIR	14
1.4.3 Banda X	15
1.5 Origine ed evoluzione degli AGN	18
1.5.1 Un possibile scenario evolutivo	19
<b>2 Dati e selezione del campione</b>	<b>25</b>
2.1 Osservazioni in banda X	25
2.1.1 Chandra X-ray Observatory	27
2.1.2 Il Chandra Large Program sul campo di J1030	29
2.2 Copertura multibanda di J1030	31
2.3 Selezione del campione	33
2.4 La ricerca del redshift	38
<b>3 Analisi spettrale e simulazioni in banda X</b>	<b>41</b>
3.1 Spettroscopia in banda X	41
3.1.1 Estrazione spettrale	41
3.1.2 Il regime di bassa statistica	43
I modelli spettrali utilizzati in banda X	44
Le soluzioni X	45
3.2 Simulazioni di AGN oscurati	46
3.2.1 Significatività della riga del ferro a 6.4 keV	46
Applicazione del metodo alla sorgente XID 18	48
Applicazione del metodo alla sorgente XID 46	50
3.2.2 La edge del ferro a 7.1 keV	51
La scelta di ARF e background	52
Risultati delle simulazioni	54

3.2.3	Degenerazione $N_H - z - HR$ . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Analisi fotometrica dei dati in banda ottica e infrarossa</b>	<b>59</b>
4.1	Componenti di emissione . . . . .	59
4.1.1	Emissione stellare . . . . .	60
4.1.2	Il mezzo interstellare . . . . .	61
4.2	Il metodo . . . . .	62
4.3	Cataloghi . . . . .	63
4.3.1	Correzione d'apertura . . . . .	64
4.3.2	I canali IRAC . . . . .	67
4.4	Spettri sintetici . . . . .	69
4.5	Risultati . . . . .	70
4.5.1	Test su sorgenti a redshift noto . . . . .	70
4.5.2	Campione AGN oscurati . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Risultati finali</b>	<b>75</b>
5.1	Proprietà degli AGN oscurati . . . . .	76
5.2	Confronto fra l'analisi in banda X e i redshift fotometrici . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>85</b>
6.1	L'importanza del metodo . . . . .	85
6.2	Prospettive future . . . . .	86
<b>A</b>	<b>Studio sulle ARF di Chandra</b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Simulazioni edge del ferro a 7.1 keV</b>	<b>93</b>
<b>C</b>	<b>Risultati SED fitting</b>	<b>101</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>105</b>

# Acronimi utilizzati

<b>AGN</b>	<b>A</b> ctive <b>G</b> alactic <b>N</b> nuclei
<b>BLR</b>	<b>B</b> road <b>L</b> ine <b>R</b> egion
<b>LLAGN</b>	<b>L</b> ow <b>L</b> uminosity <b>A</b> GN
<b>NLR</b>	<b>N</b> arrow <b>L</b> ine <b>R</b> egion
<b>SMBH</b>	<b>S</b> uper <b>M</b> assive <b>B</b> lack <b>H</b> ole
<b>XR</b>	<b>X</b> - <b>R</b> ay <b>B</b> ackground
<b>EW</b>	<b>E</b> quivalent <b>W</b> idth
<b>FWHM</b>	<b>F</b> ull <b>W</b> idth <b>H</b> alf <b>M</b> aximum
<b>IC</b>	<b>I</b> nverse <b>C</b> ompton
<b>PSF</b>	<b>P</b> oint <b>S</b> pread <b>F</b> unction
<b>SED</b>	<b>S</b> pectral <b>E</b> nergy <b>D</b> istribution
<b>SSC</b>	<b>S</b> ynchrotron <b>S</b> elf <b>C</b> ompton
<b>CFHT</b>	<b>C</b> anadian <b>F</b> rench <b>H</b> awaii <b>T</b> elescope
<b>LBT</b>	<b>L</b> arge <b>B</b> inocular <b>T</b> elescope
<b>LBC</b>	<b>L</b> arge <b>B</b> inocular <b>C</b> amera
<b>MUSYC</b>	<b>M</b> ultiwavelength <b>S</b> urvey by <b>Y</b> ale- <b>C</b> hile
<b>WIRCam</b>	<b>W</b> ide-field <b>I</b> nfra <b>R</b> ed <b>C</b> amera
<b>CXC</b>	<b>C</b> handra <b>X</b> -ray <b>C</b> enter



# Capitolo 1

## Nuclei galattici attivi

I Nuclei Galattici Attivi (*Active Galactic Nuclei*, AGN) costituiscono una classe di oggetti extra-galattici la cui emissione è così energetica da non poter essere imputata a processi stellari. Si stima che i nuclei attivi siano una frazione compresa tra l'1% e il 10% delle galassie e raggiungono luminosità molto elevate fino a  $L_{bol} \sim 10^{48}$  erg/s, superiore di diversi ordini di grandezza ( $10^{3-4}$ ) alle galassie ordinarie. Questa emissione comprende tutto l'intervallo di lunghezze d'onda dello spettro elettromagnetico, dal radio fino al gamma.

Studi sulla variabilità di questi oggetti indicano inoltre che queste intense luminosità provengono da una regione molto compatta nel centro delle galassie, di dimensioni  $< 1$  pc.

Per questi motivi si assume che gli AGN siano il prodotto dell'attività di accrescimento di materiale sul buco nero super massiccio (o *Super Massive Black Hole*, SMBH) al centro della galassia, che può arrivare ad avere fino ad un miliardo di volte la massa del Sole. La galassia che nelle regioni centrali presenta questo tipo di attività prende il nome di galassia ospite.

In questo primo capitolo verranno introdotti gli AGN da un punto di vista generale, dalla loro classificazione (paragrafi 1.1 e 1.2) ai meccanismi di emissione (paragrafo 1.3), per poi passare nel dettaglio agli AGN oscurati (paragrafo 1.4) che sono gli oggetti principali di questa tesi. Verrà infine proposto un quadro evolutivo per gli AGN (paragrafo 1.5).

### 1.1 Classificazione degli AGN

La classificazione degli AGN in letteratura è molto variegata e dipende anche dalla banda di osservazione. Nel 1908, il primo ad ottenere uno spettro ottico di una galassia attiva fu E. A. Fath che, ignaro della sua natura, notò la presenza di forti righe in emissione nell'oggetto NGC 1068 che allora era identificato solamente come una nebulosa.

Storicamente, il primo a riconoscere l'esistenza di alcuni oggetti che non potevano essere catalogati come semplici galassie fu C. Seyfert, nel 1937. I loro spettri mostravano righe in emissione allargate, fino a centinaia di chilometri al secondo, ad alta eccitazione e luminosità molto elevate. Questi oggetti presero il nome di Galassie di Seyfert.

Negli anni '50, le prime survey in banda radio identificarono delle sorgenti che in banda ottica erano catalogate come galassie o sorgenti simil stellari, ma che mostravano righe in emissione sconosciute. Queste furono poi identificate come righe già note ma fortemente spostate verso il rosso. Dato che all'epoca la natura di questi oggetti non era ancora stata compresa, essi presero il nome di quasar (*QUASi-stellar radio source*).

Dagli anni '60 in poi iniziarono ad essere scoperti nuovi AGN, portando inevitabilmente a numerose classificazioni, che si basavano esclusivamente su proprietà osservative. Per via degli strumenti allora disponibili, si iniziò a creare una suddivisione sulla base delle proprietà spettrali ottiche e sull'emissione radio, che persiste ancora oggi.

### 1.1.1 Classificazione in banda radio

Un modo ampiamente utilizzato per fornire una prima classificazione degli AGN si basa sull'emissione radio, in particolare sulla base del rapporto tra la densità di flusso in banda radio a 5 GHz e quella in banda ottica a  $4400 \text{ \AA}^1$ ,  $R_{r,o}$  (Kellermann, 1989). Gli AGN con  $R_{r,o} > 10$  vengono definiti come Radio Loud, mentre quelli con  $R_{r,o} < 10$  come Radio Quiet. Esistono però altre discriminanti, come il rapporto tra la luminosità radio e quella in banda X (Terashima & Wilson, 2003), dove  $\log(R_X) = \frac{\nu L_\nu(5\text{GHz})}{L_X} \geq -4.5$  nel caso di AGN Radio Loud e  $\log(R_X) < -4.5$  per i Radio Quiet.

Tuttavia, tale classificazione risulta essere obsoleta (Padovani et al., 2017), poiché questi oggetti non presentano solamente una differenza di tipo osservativo ma anche, e soprattutto, di tipo intrinseco e fisico. Gli AGN Radio Loud emettono infatti gran parte della loro energia con meccanismi non termici, associati alla presenza di potenti getti relativistici, mentre l'emissione multi-frequenza degli AGN Radio Quiet è dominata da emissione termica, relativa in modo diretto o indiretto al disco di accrescimento e senza la presenza di getti. Pertanto una classificazione più appropriata dovrebbe essere quella di "jetted" e "non-jetted", a seconda della presenza o meno di getti relativistici.

Le sottocategorie più utilizzate in letteratura sono:

#### AGN Radio Loud

- **Radiogalassie:** sono solitamente in galassie ellittiche giganti, con emissione nucleare di tipo non termico. Dominano in banda radio ma emettono anche in ottico e X. Possono raggiungere luminosità molto elevate, fino a  $L_{bol} \sim 10^{47}$  erg/s. A seconda della morfologia e della potenza di emissione (Fanaroff & Riley, 1974), entrambe dal punto di vista radio, vengono a loro volta suddivise in FRI e FRII. Le prime hanno l'emissione dei getti dominante su quella dei lobi con una potenza  $P_{1.4\text{GHz}} < 10^{24.5}$  W/Hz, mentre nelle seconde l'emissione è dominata dai lobi, con una potenza  $P_{1.4\text{GHz}} > 10^{24.5}$  W/Hz.
- **Radio Loud Quasar:** anch'esse molto brillanti, raggiungono luminosità dell'ordine di  $L_{bol} \sim 10^{48}$  erg/s. In ottico appaiono come sorgenti puntiformi e si distinguono dalle Seyfert (descritte nel paragrafo successivo) per una luminosità di  $M_B < -23$ . Questa è una suddivisione più storica che fisica, dato il motore centrale è lo stesso.
- **BL Lac:** sono molto simili ai Quasar ma il loro spettro ottico è piatto e senza forte righe in emissione in quanto dominate dall'emissione del getto che è visto a piccoli angoli rispetto alla linea di vista. Sono inoltre fortemente variabili in luminosità. Fanno parte della categoria delle **Blazar** assieme alle Optical Violent Variable (OVV), anch'esse con un continuo molto piatto e senza righe in emissione.

#### AGN Radio Quiet

- **Radio Quiet Quasar:** hanno le stesse caratteristiche dei Radio Loud Quasar, ma l'emissione radio è molto meno potente.
- **Seyfert:** solitamente in galassie a spirale, hanno una bassa luminosità, al punto da permettere l'osservazione della galassia ospite. Anche questa classe di oggetti emette su tutto lo spettro elettromagnetico ma ha un'emissione radio molto debole

<sup>1</sup>Nel sistema di riferimento a riposo della sorgente.

( $\sim 10^{20-23}$  W/Hz) e hanno la presenza di righe in emissione sia allargate che strette (Seyfert 1), oppure solo strette (Seyfert 2).

- **LINER** (o *Low Ionization Nuclear Emission-line Region*): oggetti di luminosità molto bassa ( $L_{bol} \sim 10^{41-42}$  erg/s) e spesso presenti in galassie a spirale, ma con la presenza di righe strette di bassa ionizzazione. Sono una classe di AGN piuttosto dibattuta in quanto si ritiene che le loro caratteristiche possano essere dovute a eventi di starburst e di esplosione di supernovae (da cui la debole emissione radio). Ciò nonostante anche l'ipotesi di AGN di bassa luminosità rimane valida.

### 1.1.2 Classificazione in banda ottica

Dal punto di vista ottico gli AGN vengono classificati sulla base delle loro caratteristiche spettrali. In particolare, se la sorgente mostra sia righe strette (fino a  $\sim 10^3$  km/s) sia righe larghe (fino a  $\sim 10^4$  km/s) viene classificata come AGN di tipo 1, o *Broad Line AGN*. Se invece sono presenti solo righe strette si parla di AGN di tipo 2, o *Narrow Line AGN*.

Questa classificazione, che è una delle più utilizzate, si divide in sottocategorie come nel paragrafo precedente. Si hanno così:

- **AGN di tipo 1:** *Broad Line Radio Galaxy* (BLRG), Quasar di tipo 1, Seyfert 1 e LINER 1;
- **AGN di tipo 2:** *Narrow Line Radio Galaxy* (NLRG), Quasar di tipo 2, Seyfert 2 e LINER 2.

Inoltre per oggetti come le Seyfert spesso si utilizzano anche classi intermedie tra tipo 1 e tipo 2. Tutte le tipologie di AGN elencate ed in particolare la diversificazione ottica tra tipo 1 e tipo 2, possono essere inquadrare e spiegate tramite il modello unificato degli AGN, come spiegato di seguito.

## 1.2 Il modello unificato

L'analisi osservativa degli AGN mostra che le diverse sottoclassi hanno alcune proprietà comuni, ma altre anche sufficientemente diverse tra loro.

Nel corso degli anni si è cercato sempre più di unificare le varie tipologie di AGN, a partire da Osterbrock nel 1978 che, nel tentativo di spiegare le differenze tra Seyfert di tipo 1 e di tipo 2, propose l'idea di un toro composto prevalentemente da idrogeno atomico e molecolare, in grado di assorbire per effetto fotoelettrico la luce alle lunghezze d'onda più basse (ottico e UV) per poi riemetterla alle lunghezze d'onda più alte, nell'infrarosso. Questo toro, otticamente spesso, è in grado di oscurare la radiazione proveniente dalle zone più centrali dell'AGN, quindi le righe più larghe, solo se disposto parallelamente alla linea di vista. In questo caso si osserva una Seyfert di tipo 2. Le righe possono infatti risultare così allargate solo se emesse da regioni ad alta velocità e con forti effetti gravitazionali, ovvero quelle più vicine al SMBH centrale della galassia. Se quindi l'AGN è inclinato verso l'osservatore, il toro non riesce ad oscurare le regioni centrali e le righe allargate diventano visibili. La sorgente si mostra allora come Seyfert di tipo 1.

Questo fu il solo il primo di una progressiva unificazione delle varie classi di AGN. Dal punto di vista radio per esempio, Blandford e Rees nel 1978 proposero che Blazar e Quasar potessero essere radio galassie osservate lungo l'asse del getto radio. In questo modello l'emissione è dominata dal getto, ossia dall'emissione di sincrotrone.

Si è così arrivati al Modello Unificato (Antonucci, 1993; Urry e Padovani, 1995). Questo è oggi riconosciuto da gran parte della comunità scientifica e presenta l'idea secondo la quale le varie categorie di AGN siano il risultato di una diversa angolazione dello stesso oggetto (inteso come "motore centrale") rispetto alla linea di vista. Viene inoltre introdotta una diversificazione anche di tipo intrinseco, per distinguere gli AGN che mostrano la presenza di getti o meno.

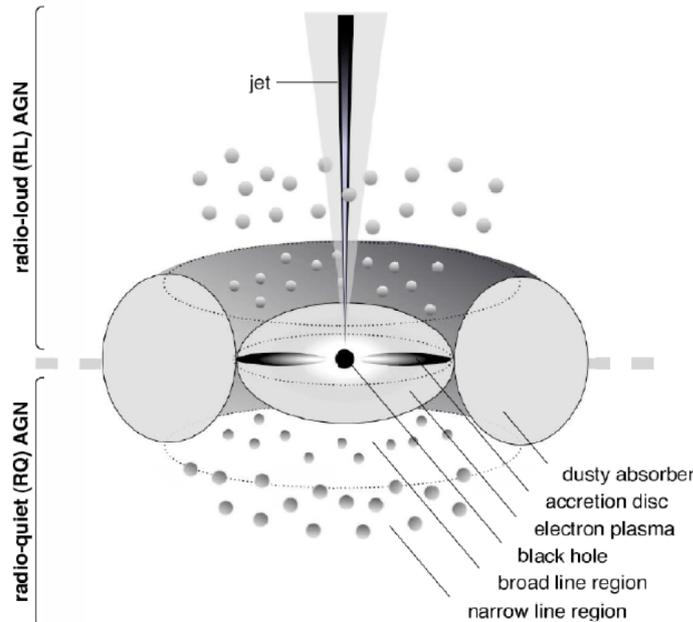


FIGURA 1.1: Struttura schematica di un AGN. Sono rappresentate le diverse componenti dell'oggetto, in linea con il modello unificato. Adattato da Active Galactic Nuclei, Beckmann & Shrader, 2012.

Il modello (figura 1.1) di AGN proposto presenta una struttura complessa con simmetria cilindrica, composta da:

- **Il buco nero centrale:** il SMBH al centro della galassie ospite è il motore centrale dell'AGN, con una massa dell'ordine di  $\sim 10^6-10 M_{\odot}$ . Tale massa può essere stimata con diverse tecniche, come lo studio delle curve di rotazione di maser o stelle (Miyoshi et al. 1995) o l'analisi della variabilità delle regioni centrali. Esiste inoltre la tecnica del *reverberation mapping*, che sfrutta il ritardo della *Broad Line Region* nel rispondere alle variazioni del continuo prodotto nelle zone più vicine al buco nero in modo da risalire alle dimensioni di queste regioni, che sono direttamente collegate con la massa del buco nero (Peterson & Bentz, 2006). Infine è possibile stimare la massa del SMBH in maniera indiretta, tramite relazioni di scala che la legano ad alcune quantità della galassia ospite, come la dispersione di velocità (Ferrarese & Merritt 2000), la luminosità dello sferoide (Kormendy, 1995) e la massa (Greene et al., 2008).

Secondo il *no hair theorem* un buco nero (o Black Hole, BH) può essere descritto da tre parametri: la massa  $M$ , il momento angolare  $J$  e la carica  $Q$ . Generalmente si assume che i BH siano neutri, con  $Q = 0$ . Nel caso di BH non ruotanti, con  $J = 0$ , lo spazio-tempo attorno ad essi viene descritto con la metrica di Schwarzschild, mentre per BH ruotanti viene utilizzata la metrica di Kerr. La distinzione tra BH

ruotanti e non ruotanti è importante poichè influisce sull'orizzonte degli eventi, ovvero la superficie limite tale per cui la velocità di fuga è uguale alla velocità della luce,  $c$ . Definendo il raggio gravitazionale come:

$$r_g = \frac{GM}{c^2} \quad (1.1)$$

e lo spin del BH, ossia il suo momento angolare in forma adimensionale:

$$a = \frac{Jc}{GM^2} \quad (1.2)$$

si definisce l'orizzonte degli eventi, in unità di  $r_g$ , come:

$$R_H = 1 + (1 - a^2)^{1/2}. \quad (1.3)$$

da cui si deduce che  $-1 < a < 1$ , dove valori di  $a < 0$  indicano un contro-rotazione del BH rispetto al materiale che sta accrescendo su di esso.

Nel caso di BH non ruotante si avrà  $a = 0$ , quindi  $R_H = 2$  e un raggio di ultima orbita stabile (o *Innermost Stable Circular Orbit*, ISCO)  $R_{ISCO} = 6r_g$ , mentre per un BH massimamente rotante si ha  $|a| = 1$ , da cui  $R_H = 1$  e  $R_{ISCO} = 1.23r_g$ . Da questi valori si può notare che nel caso di BH ruotanti è possibile spingere l'analisi in zone sempre più vicine all'orizzonte degli eventi. Questo ha ripercussioni sull'emissione della riga del ferro neutro a 6.4 keV, come verrà spiegato successivamente.

- **Il disco di accrescimento:** la forza di gravità esercitata dal BH nelle zone circostanti attrae materiale verso di sè, formando un disco di accrescimento ruotante, composto da gas caldo e viscoso. Il disco si trova a temperature dell'ordine di  $\sim 10^{5-6}$  K, che variano funzione della massa del SMBH e della distanza dal centro. Tale differenza di temperatura va attribuita alla stratificazione dei diversi stati viscosi del gas, la cui velocità di rotazione è inferiore nelle zone esterne, dove sarà più freddo, e maggiore in quelle interne, dove sarà invece più caldo. Le sue dimensioni vanno da  $\sim 10^{-3}$  a 1 pc.

Il modello più utilizzato è un disco otticamente spesso e geometricamente sottile (Shakura & Sunyaev, 1973), con emissione di corpo nero multi-temperatura:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.4)$$

il cui involucro crea uno spettro a legge di potenza, con flusso  $F \propto \nu^{1/3}$ , che produce l'emissione ottica/UV degli AGN. Esiste tuttavia un altro modello, denominato ADAF, geometricamente spesso e otticamente sottile (Ichimaru, 1977), solitamente attribuito agli AGN di bassa luminosità e con un'emissione in banda ottica meno dominante.

- **La Hot Corona:** è una nube di gas caldo e rarefatto a temperatura molto elevata, dell'ordine di  $\sim 10^9$  K. La sua posizione all'interno del modello di AGN non è ben compresa, ma l'ipotesi più condivisa è che si trovi nella zona sovrastante il disco di accrescimento.

Per via dell'elevata temperatura il gas è fortemente ionizzato. I fotoni di corpo nero provenienti dal disco interagiscono per Inverse Compton (IC) con gli elettroni relativistici della hot corona, producendo un'emissione detta Comptonizzazione

termica in banda X. Questo processo va a comporre la legge di potenza primaria, tipica degli spettri in banda X (Haardt & Maraschi, 1991).

- **La Broad Line Region (BLR)**: situata ad una distanza di  $\sim 0.1 - 1$  pc dal SMBH, è composta da nubi di gas a  $T \sim 10^4$  K con densità di  $n \sim 10^{10-11} \text{ cm}^{-3}$ , sufficientemente elevata da impedire l'emissione di diverse righe proibite. Come già anticipato, queste nubi sono ad una distanza dal BH tale da produrre un'allargamento delle righe di  $\sim 10^{3-4}$  km/s (Peterson, 2003). Questo effetto è dovuto al moto delle singole nubi, che produce un'allargamento Doppler differenziale sui fotoni in emissione.

La BLR è visibile soltanto nei casi in cui il toro non è orientato lungo la linea di vista (AGN di tipo 1), poichè ne oscurerebbe le righe in emissione.

- **Il toro**: disposto sul piano del disco ad una distanza di  $\sim 1 - 100$  pc dal centro, il toro rappresenta la componente in grado di oscurare l'emissione delle componenti più vicine al SMBH, quando la linea di vista è disposta lungo il piano equatoriale dell'AGN (ossia quanto intercetta il materiale oscurante). È pertanto la componente fondamentale che permette la classificazione in AGN di tipo 1 e di tipo 2.

Esso è composto da polveri che re-irradiano in banda infrarossa (IR) la radiazione ricevuta dalla sorgente centrale e da gas molecolare, principale responsabile dell'assorbimento della radiazione in banda X. La sua temperatura è sicuramente inferiore a quella di sublimazione della polvere ( $\sim 10^3$  K).

La sua forma, composizione e struttura non sono del tutto chiari. Esistono diversi modelli di toro, tra i più importanti ci sono il modello *smooth* (e.g., Fritz et al., 2006), nel quale è assunto come una struttura omogenea, e i modelli *clumpy* dove è invece una struttura composta da nubi discrete. Osservativamente sembra che AGN più luminosi abbiano un toro più distante dal centro e viceversa, in accordo con il modello di *receding torus* (Lawrence 1991, Simpson 2005), nel quale una maggiore luminosità provoca una maggiore pressione di radiazione, in grado di spingere il toro più esternamente (e.g., Burtscher et al., 2013).

- **La Narrow Line Region (NLR)**: si trova in zone più esterne della BLR, a  $\sim 0.1 - 1$  kpc dal SMBH. È composta da nubi di gas a temperature ( $T \sim 10^{2-3}$  K), densità ( $n \sim 10^{3-4} \text{ cm}^{-3}$ ) e velocità inferiori rispetto alla BLR. In questa regione sono prodotte righe strette ( $\sim 200 - 1000$  km/s) e, grazie alle basse densità, anche righe proibite. La NLR si trova più esternamente rispetto al toro, per questo le righe strette sono presenti anche in AGN di tipo 2.
- **I getti**: ancora non del tutto ben compresi, dividono la classificazione di AGN in oggetti con ("jetted") e senza getto ("non jetted"), come già anticipato. Sono strutture costituite da plasma relativistico, perpendicolari al piano del disco, che emettono dalla banda radio fino al  $\gamma$  tramite sincrotrone e IC. Hanno un'estensione fino a vari Mpc e sono presenti solo nel 1-10% degli AGN. Identificativi della classe AGN Radio Loud, i getti interagiscono con l'ambiente circostante creando, a volte, lobi e hot spot che emettono prevalentemente in banda radio. Uno dei modelli più accreditati è quello della "torre magnetica", nel quale il plasma viene espulso tramite un effetto dinamo prodotto dal materiale in rotazione (Lebedev et al., 2005).

La loro presenza pone l'attenzione sulla necessità di introdurre, oltre alla disposizione geometrica, anche una differenziazione di tipo fisico intrinseco degli AGN.

Una sorgente che mostra la presenza di getti deve essere infatti prodotta da un meccanismo diverso rispetto ad una sorgente che non ne mostra. Un'ulteriore evidenza di questa necessità è la distinzione tra FRI e FRII, che hanno getti strutturalmente diversi e non spiegabili tramite una diversa orientazione.

In figura 1.2 si può vedere una schematizzazione del modello unificato. Come già accennato, si nota che vi è una divisione di tipo intrinseco in due grandi gruppi: AGN con e senza getto. In particolare, negli AGN con getto vi è un'ulteriore suddivisione, a bassa ed alta potenza, introdotta per diversificare le FRI dalle FRII.

Per ognuna di queste famiglie di oggetti è applicabile la stessa differenziazione in base all'inclinazione dell'AGN. Se il piano dell'AGN è quasi perpendicolare rispetto alla linea di vista, non si è ostacolati dal toro ed è possibile osservare le regioni centrali con righe larghe (BLRG e Seyfert 1, o AGN di tipo 1). Se invece il piano dell'AGN è disposto proprio lungo la linea di vista, il toro ostacola l'osservazione ed è possibile vedere solo la NLR, che produce righe strette (NRLG e Seyfert 2, o AGN di tipo 2). Un AGN con angolo nullo, o comunque entro pochi gradi, avrà invece le caratteristiche dei Blazar, dove il getto predomina su tutte le altre componenti.

Infine il toro di polvere, che emette alle lunghezze d'onda infrarosse, non dovrebbe essere affetto dalle diverse inclinazioni e la sua emissione è effettivamente simile per i tipi 1 e i tipi 2.

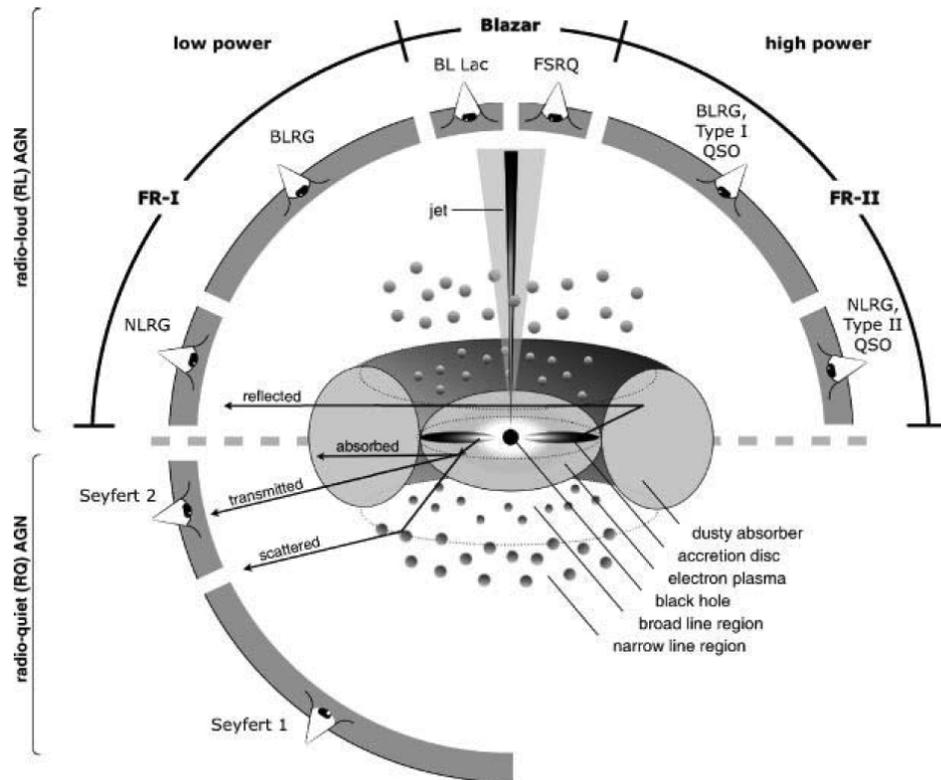


FIGURA 1.2: Struttura schematica del modello unificato. Sono rappresentate le diverse classi e sottoclassi di AGN rispetto alla linea di vista e le varie componenti del modello. Il piano lungo il quale si dispongono il disco e il toro di polvere viene detto piano dell'AGN. Adattato da Active Galactic Nuclei, Beckmann & Shrader, 2012.

### 1.3 Emissione multibanda degli AGN

Gli AGN sono oggetti che emettono su tutto lo spettro elettromagnetico: la loro tipica *Spectral Energy Distribution* (SED) è proposta in figura 1.3. Ogni banda ha determinate caratteristiche ed evidenzia diversi processi di emissione, che verranno descritti in questa sezione.

L'emissione di questa classe di oggetti deve essere coerente con il modello unificato. Un AGN "edge-on", ovvero un AGN il cui piano del disco è disposto sulla linea di vista, deve avere un'emissione centrale molto estinta rispetto ad un AGN quasi "face-on", il cui angolo di inclinazione permette di vedere le zone centrali. Il caso di un AGN completamente "face-on" verrà invece trattato alla fine di questa sezione.

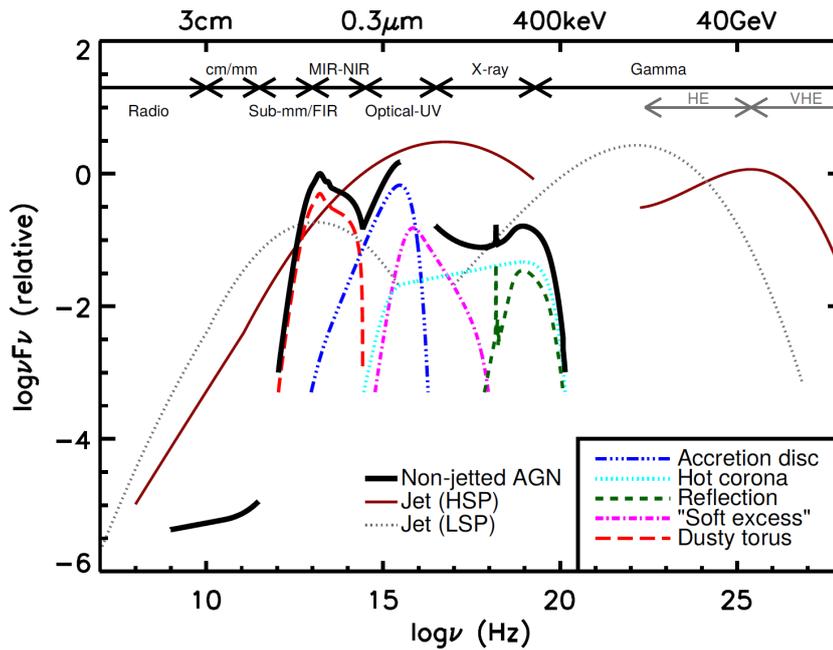


FIGURA 1.3: La SED su tutta la banda elettromagnetica di AGN con e senza getto. Sono rappresentate le diverse componenti in emissione e le rispettive lunghezze d'onda che verranno commentate all'interno della sezione. Da Padovani et al., 2017.

#### 1.3.1 Emissione radio

L'emissione degli AGN in banda radio è di tipo non termico, prodotta essenzialmente ad emissione di sincrotrone. Il processo è dovuto ad elettroni relativistici, di massa  $m_e$  e fattore di Lorentz  $\gamma$ , che vengono accelerati da un campo magnetico  $B$  producendo l'emissione di fotoni con frequenza  $\nu \propto BE^2$ , dove  $E = \gamma m_e c^2$ .

Assumendo una distribuzione a legge di potenza per gli elettroni del tipo:

$$N(E)dE \propto E^{-\delta}dE \quad (1.5)$$

dove  $N(E)$  è il numero di elettroni con energia compresa tra  $E$  e  $E + dE$ , si ottiene lo spettro a legge di potenza dell'emissione da sincrotrone:

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.6)$$

dove  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$ , che per i processi di sincrotrone ha valori tipici di  $\alpha \sim 0.7$ .

L'equazione (1.6) risulta valida solo per  $\nu > \nu_c$ , dove  $\nu_c$  è detta frequenza critica, il cui valore dipende dalla densità del mezzo e dalle dimensioni della sorgente. Al di sotto di tale valore gli elettroni riassorbono i fotoni emessi di bassa energia, in un processo chiamato auto-assorbimento. In questo caso l'emissione di sincrotrone ha un andamento del tipo:  $F_\nu \propto \nu^{2.5}$ .

Va sottolineato che l'emissione radio di un AGN nelle zone centrali può essere molto debole. Anche nel caso di AGN Radio Loud, l'emissione radio predominante non è quella proveniente dalle zone centrali, bensì quella proveniente da getti, lobi e dagli hot spot.

### 1.3.2 Emissione infrarossa

Le lunghezze d'onda infrarosse sono suddivise in vicino ( $1 - 3 \mu m$ , NIR), medio ( $3 - 50 \mu m$ , MIR) e lontano ( $50 - 200 \mu m$ , FIR) infrarosso. Tale suddivisione, non netta e spesso variabile in letteratura, identifica tre picchi di emissione prodotti da diverse componenti. La componente strettamente legata all'AGN mostra un picco compreso tipicamente nell'intervallo  $10-20 \mu m$ , corrispondente a temperature  $T < 1000 - 2000$  K, oltre le quali la polvere sublima. Si tratta di un'emissione di tipo termico legata al riprocessamento, da parte della polvere del toro, della radiazione assorbita proveniente dalle regioni più interne dell'AGN. A queste lunghezze d'onda, per gli AGN Radio Loud, può essere inoltre presente anche una componente non termica, prodotta dalla stessa emissione di sincrotrone presente in banda radio.

Gli altri due picchi, a  $\sim 1.6$  e  $\sim 100 \mu m$ , fanno riferimento rispettivamente all'emissione stellare delle stelle più rosse e vecchie e alla polvere fredda presente nella galassia ospite. Queste componenti vanno tenute in considerazione, perchè essendo emissioni di tipo termico esse andranno a sovrapporsi all'emissione da toro dell'AGN, rendendone difficile l'interpretazione e la caratterizzazione. L'emissione infrarossa, non solo nel MIR, è fondamentale per analizzare AGN oscurati, come verrà spiegato nella sezione 1.4.

### 1.3.3 Emissione ottica/UV

La caratteristica principale dell'emissione ottica/UV è un eccesso, tra  $\sim 300 \text{ \AA}$  e  $\sim 3000 \text{ \AA}$ , chiamato "Big Blue Bump". Questa emissione è il risultato della sovrapposizioni di spettri di corpo nero alle diverse temperature del disco di accrescimento, come già anticipato nella sezione 1.1, che può essere approssimato con una serie di leggi di potenza.

In passato si riteneva che l'estensione del Big Blue Bump fosse responsabile del "Soft Excess" (si veda paragrafo successivo) in banda X, ad energie inferiori a  $\sim 1$  keV. Questa idea era dovuta al fatto che la nostra galassia produce un assorbimento intorno a  $\sim 0.3$  keV, che estingue la radiazione proprio alle energie che collegano la banda ottica/UV a quella X. Oggi tale idea è piuttosto dibattuta (e.g. Miniutti et al., 2011) e la tendenza è quella di separare l'eccesso soft dal Big Blue Bump (Padovani et al., 2017), nonostante l'origine di tale eccesso non sia ancora ben compresa.

Infine, in banda ottica/UV è possibile osservare la presenza di righe strette provenienti dalla NLR, come l'[OIII] e il [NeV] che sono utilizzate come indicatori dell'emissione intrinseca dell'AGN, oppure righe larghe provenienti dalla BLR, come l' $H\beta$  il CIV e il MgII che possono essere utilizzate per ricavare la massa del SMBH sotto l'ipotesi del viriale.

### 1.3.4 Emissione X

La radiazione X permette di studiare i fenomeni più energetici che hanno luogo nelle regioni più interne e più prossime al SMBH. Questa emissione si estende da  $\sim 0.1$  keV fino ad energie di  $\sim 100 - 300$  keV.

In figura 1.4 è mostrato lo spettro tipico di un AGN di tipo 1, composto da varie componenti:

**L'emissione primaria:** componente principale a legge di potenza, prodotta da processi di IC tra gli elettroni relativistici provenienti dalla Hot Corona ( $T \sim 10^9$  K) e i fotoni termici provenienti dal disco di accrescimento ( $T \sim 10^{5-6}$  K). Gli elettroni, essendo molto più energetici, cedono parte della loro energia ai fotoni termici del disco, molto meno energetici, portandoli fino a centinaia di keV (Haardt & Maraschi, 1991).

Lo scattering su tutto l'intervallo energetico dei fotoni in grado di fare IC produce uno spettro a legge di potenza:

$$F_E \propto E^{-\Gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_C}\right) \quad (1.7)$$

dove  $\Gamma$  è l'indice in fotoni della legge di potenza, definito come  $\Gamma = \alpha + 1$ , con  $\alpha = \frac{-\ln \tau}{\ln A}$  indice spettrale,  $\tau$  l'opacità,  $A = e^y$  l'energia media guadagnata dai fotoni per ogni scattering e  $y = \frac{4kT}{m_e c^2} \tau$  è il parametro di Comptonizzazione.

Alle più alte energie domina il secondo termine della (1.7), responsabile della caduta esponenziale a circa 100-300 keV. Questo cut-off si verifica quando  $E = E_C \simeq kT$ , ovvero quando l'energia dei fotoni provenienti dal disco, dopo numerosi scattering, raggiunge la stessa energia degli elettroni della Hot Corona. A questo punto gli elettroni non possono trasferire ai fotoni un'energia maggiore di quella che trasportano e di conseguenza si crea un cut-off.

**Soft Excess:** come già accennato nella sezione 1.3.3, è una componente ancora molto dibattuta. Potrebbe essere un'estensione del Big Blue Bump alle alte energie (Czerny & Elvis, 1987) o una parte più fredda di Hot Corona che, sempre per IC, porta i fotoni provenienti dal disco ad energie  $< 1 - 2$  keV (e.g. Boissay et al., 2016). In alcuni AGN parte di questa emissione può essere ricondotta ad emissione dalla galassia ospite, associabile ad eventi di formazione stellare.

**Warm absorber:** è una componente in assorbimento compresa tra 1 e 2 keV. Si tratta di materiale ad alta densità di colonna ( $N_H \sim 10^{21-23} \text{ cm}^{-2}$ ) con una  $T \sim 10^{4-5}$  K (e.g. Kaastra et al., 2000), le cui scale sono riconducibili a quelle della BLR. Tale materiale è probabilmente in fase di *outflow* con velocità di  $\sim 10^{2-3}$  km/s, forse legati a venti con più alte velocità alla base del disco di accrescimento (Tombesi et al., 2013).

**Compton Hump:** il processo di IC tra i fotoni del disco e gli elettroni della Hot Corona emette fotoni in maniera isotropa. Parti di questi viene riflessa sul disco, o sul toro, per scattering Compton. La componente riflessa genera una forma a campana chiamata Compton Hump. Questo processo avviene se il mezzo riflettente è otticamente spesso, altrimenti i fotoni lo attraverserebbero senza interagire. Questa componente differisce dalla legge di potenza primaria per via degli assorbimenti sotto i 20 keV ad opera del disco e del toro, con un cut-off attorno a 5 keV.

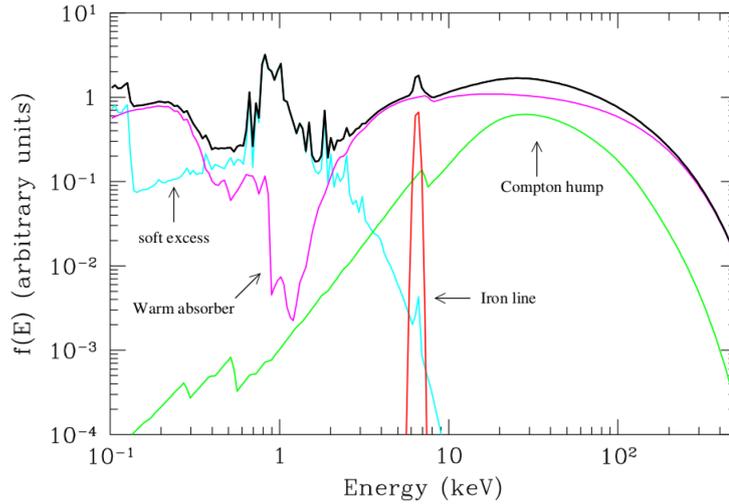


FIGURA 1.4: Spettro tipico di un AGN di tipo 1 in banda X (da Risaliti e Elvis, 2004). La linea magenta indica la legge di potenza con il cut-off a 100-300 keV più la presenza di *warm-absorber*; la linea azzurra indica l'eccesso soft; la linea verde indica il *Compton-hump*, ovvero la componente di riflessione; la linea rossa indica la riga di fluorescenza del ferro neutro a 6.4 keV ed infine la linea nera rappresenta la somma di tutte le componenti. Tutte le energie sono da considerarsi nel sistema di riferimento a riposo dell'AGN.

**La riga del ferro a 6.4 keV:** una delle caratteristiche più importanti degli spettri X, in particolare in caso di bassa statistica. Questa riga viene prodotta da meccanismi di fluorescenza generati nel disco di accrescimento o nel toro.

Se un fotone sufficientemente energetico ( $> 7.1$  keV) urta un atomo di ferro può liberare, per effetto fotoelettrico, un elettrone nella shell K lasciando l'atomo di ferro in uno stato eccitato. A questo punto, per diseccitazione un elettrone dei livelli superiori (shell L o M) va ad occupare la lacuna nella shell K appena creata. Se l'elettrone che va ad occupare la lacuna viene dalla shell L (la più probabile) viene emesso un fotone  $K\alpha$  di energia 6.4 keV, mentre se l'elettrone proviene dalla shell M sarà emesso un fotone  $K\beta$  di energia 7.05 keV. Questo fenomeno viene chiamato fluorescenza.

Il fotone  $K\alpha$ , o  $K\beta$ , può però essere riassorbito da un elettrone di una shell più esterna, che verrà espulso dall'atomo. Questo processo viene chiamato "effetto Auger". La probabilità che ci sia emissione di un fotone  $K\alpha$  piuttosto che l'emissione di un elettrone per effetto Auger viene data dalla *fluorescence yield*:

$$Y \propto \frac{Z^4}{Z^4 + cost} \quad (1.8)$$

dove  $Z$  è il numero atomico dell'elemento che produce fluorescenza. Si nota quindi che maggiore è il numero atomico, maggiore sarà la probabilità di emissione di un fotone  $K\alpha$ . Il ferro, con  $Z = 26$ , è quindi l'elemento con la più alta probabilità di emissione per fluorescenza, tra quelli più abbondanti. Per questo nella maggior parte degli AGN, laddove sono disponibili dati di buona qualità, è presente la riga ( $K\alpha$ ) in emissione del ferro neutro a 6.4 keV<sup>2</sup> (Fabian et al. 2000).

L'energia necessaria per produrre un fotone  $K\alpha$  è presente nella radiazione prodotta dalla Hot Corona in seguito ai processi di IC. Questa verrà in parte riflessa dal disco, o

<sup>2</sup>Nel sistema di riferimento a riposo.

dal toro, e in parte utilizzata nell'emissione della riga del ferro. Assumendo che la riga del ferro sia prodotta nel disco, sono attesi diversi effetti (figura 1.5) su di essa:

- avendo un disco in rotazione si forma una deformazione classica (o "newtoniana") della riga. Questo è dovuto al fatto che la riga osservabile è la somma dei contributi dei singoli atomi di ferro nel disco, che avranno due componenti: una con velocità positiva e una con velocità negativa, rispetto all'osservatore, che sposteranno la riga verso il rosso e verso il blu, rispettivamente, producendo il profilo a doppio corno;
- il disco ruota a velocità relativistiche, quindi vanno inclusi gli effetti di amplificazione della parte più blu della riga e di de-amplificazione della parte più rossa;
- nelle regioni prossime al SMBH i fotoni sono soggetti ad un'elevata forza di gravità. Questo provoca uno spostamento verso il rosso di tutto il profilo della riga che prende il nome di redshift gravitazionale.

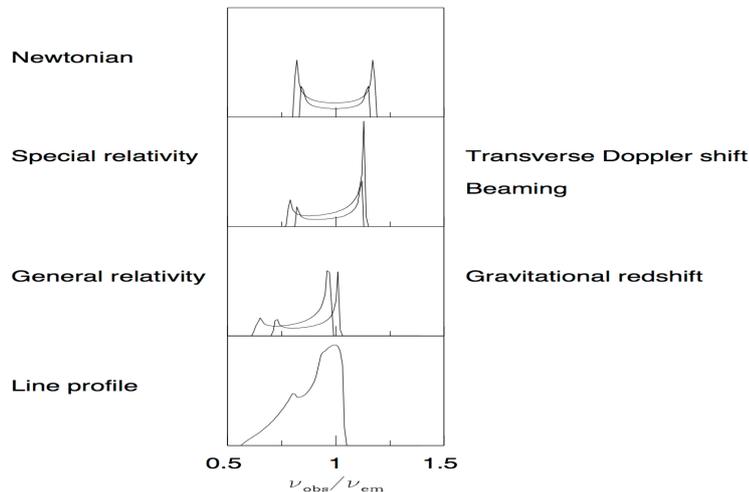


FIGURA 1.5: Effetti attesi su una riga proveniente dal disco di accrescimento. Dall'alto al basso si può notare: effetto Doppler classico dovuto al disco in rotazione; l'effetto relativistico che amplifica il picco più blu e attenua quello più rosso; l'effetto del redshift gravitazionale che sposta la riga a più basse energie e, infine, l'ultima immagine che mostra la somma di tutti i contributi. Da Fabian e Miniutti, 2005.

Modellizzare la riga del ferro è spesso molto complicato, per via dei numerosi effetti a cui questa può essere soggetta (figura 1.6). Uno di questi è la distanza dal BH, con la quale è possibile stimare la grandezza del raggio interno del disco di accrescimento e anche lo spin del BH. Come anticipato nella sezione 1.2, il raggio di ultima orbita stabile varia in base allo spin. Se assumiamo che la riga del ferro sia prodotta nelle regioni più interne del disco, questa sarà tanto più deformata quanto più verrà emessa nelle vicinanze del buco nero. È allora possibile discriminare, o stimare, lo spin del BH. Altri fattori che possono influenzare il profilo della riga sono l'angolo di inclinazione del disco rispetto alla linea di vista, dove più l'AGN è "face-on" meno è visibile il doppio picco per via degli effetti relativistici, oppure l'emissività del disco, cioè l'efficienza con cui la riga è emessa in funzione della sua posizione radiale, o ancora l'abbondanza di ferro e lo stato di ionizzazione. Infine, va sottolineato che in alcuni casi si sono osservate

righe del ferro molto strette. Questo significa che la  $K\alpha$  potrebbe essere emessa anche da regioni più esterne del disco o dal toro, dove le velocità di rotazione e il potenziale gravitazionale sono inferiori, non riuscendo ad influenzare in maniera apprezzabile il profilo della riga.

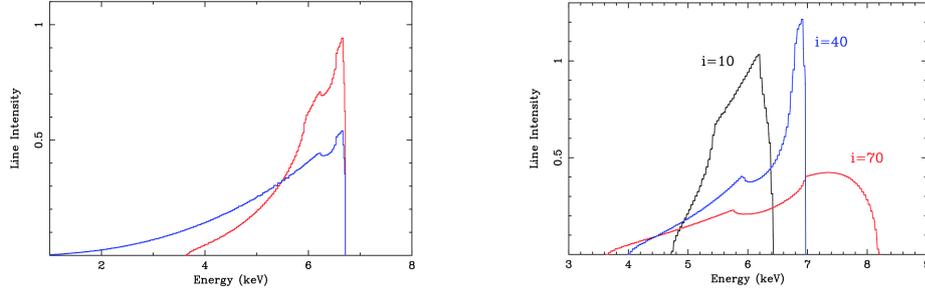


FIGURA 1.6: Diversi profili della riga  $K\alpha$  del ferro. A sinistra la differenza tra un BH non ruotante (in rosso, con  $R_{ISCO} = 6r_g$ ) e uno massimamente ruotante (in blu, con  $R_{ISCO} = 1.23r_g$ ). Sono evidenti gli effetti maggiori del redshift gravitazionale quando la riga viene emessa dalle regioni più interne. A destra diversi profili per un BH di Schwarzschild, a secondo dell'angolo di inclinazione  $i$  rispetto alla linea di vista (dove con  $i = 0$  si intende un AGN "face-on" e con  $i = 90$  un AGN "edge-on"). Da Fabian e Miniutti, 2005.

### 1.3.5 Emissione in banda Gamma

L'emissione in banda  $\gamma$  è suddivisa in *High Energy* (HE, da  $\sim 100$  MeV a  $\sim 100$  GeV) e in *Very High Energy* (VHE, da  $\sim 50$  GeV a  $\sim 10$  TeV). Questa emissione è presente solitamente solo per i Blazar, cioè per oggetti "face-on" nei quali la linea di vista intercetta il cono di emissione del getto. Questa disposizione dell'AGN fa sì che il getto sia fortemente amplificato da effetti relativistici, al punto da dominare l'intera emissione.

Definendo il Doppler Factor come:

$$\delta = [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1} \quad (1.9)$$

dove  $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$  è il fattore di Lorentz,  $\beta = v/c$  e  $\theta$  l'angolo fra l'asse del getto e la linea di vista. Si trova così un flusso monocromatico amplificato di:

$$F_\nu(\nu) = \delta^{3+\alpha} F'_\nu(\nu) \quad (1.10)$$

dove  $\alpha$  è l'indice spettrale,  $F'_\nu$  è il flusso intrinseco della sorgente e  $F_\nu$  è quello osservato, amplificato dal valore di  $\delta^{3+\alpha}$ .

L'emissione caratteristica di questi oggetti va dal radio al  $\gamma$  e mostra una caratteristica emissione a doppio picco (figura 1.3). Si possono distinguere in *High* e *Low frequency* Blazar se il secondo picco cade nella banda VHE o HE, rispettivamente.

Il primo picco è formato dall'emissione di sincrotrone prodotta dagli elettroni relativistici del getto, mentre il secondo può avere due origini, entrambi per IC: gli elettroni del getto interagiscono con gli stessi fotoni generati per sincrotrone, in un processo chiamato Synchrotron Self Compton (SSC), oppure interagiscono con i fotoni provenienti dal disco o da regioni esterne.

## 1.4 AGN oscurati

In generale, per AGN oscurato si intende un AGN che è parzialmente, o in gran parte, estinto da materiale capace di assorbire la radiazione proveniente dall'attività del SM-BH. All'interno del modello unificato sono definiti come AGN di tipo 2, ovvero sorgenti il cui piano del disco/toro è posto in direzione della linea di vista. L'assorbimento è probabilmente dovuto a materiale oscurante, di cui il toro, al di là della configurazione di tipo "smooth" o "clumpy", potrebbe essere una semplificazione.

Gli AGN oscurati sono oggetti molto comuni e nel corso degli anni si è scoperto che sono molto più presenti degli AGN non oscurati. Nell'universo a basso redshift sono  $\sim 4$  volte più numerosi rispetto ai non oscurati e questo numero sembra crescere all'aumentare del redshift (e.g. Vito et al., 2014). A causa del materiale oscurante, gli AGN oscurati hanno caratteristiche spettrali diverse da quelle dei classici AGN non oscurati (Risaliti e Elvis, 2004). Le lunghezze d'onda più utilizzate per lo studio e la ricerca di questi oggetti sono infrarosso, ottico e X.

### 1.4.1 Banda MIR

Come già anticipato, l'emissione del continuo ottico/UV viene fortemente estinta dalla polvere, che la termalizza e la riemette nell'infrarosso, che pertanto si candida come lunghezza d'onda alla quale associare AGN oscurati, ma con qualche limite. Nel sistema di riferimento a riposo il toro di polvere ha un picco di emissione compreso tra 10 e 20  $\mu m$ , che rende il MIR la banda ideale per identificare questo tipo di oggetti. Non conoscendo il redshift possono però entrare in gioco dei contaminanti. A  $z \sim 0.2$  per esempio, in galassie con una forte formazione stellare può esserci una forte presenza di PAH<sup>3</sup>, la cui emissione può contribuire alla SED e renderne la classificazione tramite emissione nel MIR non del tutto certa (e.g. Hainline et al., 2016). A redshift più alti invece ( $z \gtrsim 1$ ), per galassie passive e molto massive va considerato il picco di emissione stellare a 1.6  $\mu m$ , che viene redshiftato nel MIR. Anche in questo caso una galassia può diventare sufficientemente rossa da essere comparabile con i colori di un AGN oscurato (e.g. Assef et al., 2013), a meno di non andare a lunghezze d'onda di qualche decina di  $\mu m$ .

La fotometria MIR da un'informazione diretta sul materiale oscurante di un AGN, ma utilizzarla come unica banda di detezione e selezione può diventare rischioso per via delle contaminazioni appena descritte. Infine, la spettroscopia MIR ha permesso di individuare altre caratteristiche degli AGN oscurati, come la *feature* dei silicati a 9.7  $\mu m$  che è considerata una delle prove del modello unificato e una delle caratteristiche tipiche degli AGN (e.g. Hao et al., 2005).

### 1.4.2 Banda Ottica/NIR

Nonostante la forte estinzione del continuo ottico, in questa banda sono stati identificati un grande numero di AGN di tipo 2 (Yuan et al., 2016). Questo è dovuto al fatto che, se l'AGN è fortemente estinto, può emergere l'emissione della galassia ospite. Spesso però i colori di queste galassie risultano "inusuali" poichè ricevono il contributo di una componente del continuo di AGN riflessa dal toro, oppure il contributo di forti righe in emissione. In questo modo la classificazione di AGN di tipo 2 può essere facilitata (Padovani et al., 2017). Se l'AGN viene invece completamente estinto, da un lato la banda ottica ha il difetto di non essere adatta allo studio degli AGN oscurati, ma

<sup>3</sup><sub>1</sub> *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons* sono molecole composte da carbonio e idrogeno, che emettono tramite righe di emissione alle lunghezze d'onda MIR.

dall'altro ha il vantaggio che può essere utilizzata per studiare la galassia ospite, se sufficientemente luminosa, nel momento in cui l'AGN al suo interno è attivo, ma non visibile. Spesso alla banda ottica viene associata anche la banda NIR, poichè anch'essa correlata all'emissione stellare della galassia ospite. Rispetto all'UV/ottico soffre meno dell'estinzione, ma non ne è esente.

L'ottico fornisce però un enorme contributo grazie alla spettroscopia. La presenza di righe strette o larghe, in linea con il modello unificato, permette di discriminare non solo gli AGN di tipo 2 (e.g., Mignoli et al., 2013), ma anche tra galassie con forte formazione stellare e AGN tramite diagrammi diagnostici (e.g. Bongiorno et al., 2012), con il particolare interessante che i diversi metodi di classificazione non sempre sono in accordo tra loro (Merloni et al., 2014). Inoltre, le righe ben definite della spettroscopia ottica permettono di identificare con accuratezza il redshift di queste sorgenti, fondamentale nell'analisi multibanda.

### 1.4.3 Banda X

La maggior parte degli AGN ha una luminosità  $L_X = 10^{42-44}$  erg/s (dove con  $L_X$  si intende la luminosità integrata tra 0.5 e 10 keV). Sono presenti inoltre  $L_X \lesssim 10^{42}$  erg/s, identificati come *Low Luminosities AGN* (LLAGN), e  $L_X > 10^{44}$  erg/s definiti come AGN ad alta luminosità. La banda X viene considerata la più adatta per studiare gli AGN oscurati (e.g. Brandt e Alexander, 2015), per via di due enormi vantaggi. Il primo è che a queste luminosità in genere non c'è contaminazione (o è comunque limitata) da parte della galassia ospite: il contributo in banda X da una galassia è dovuto alle binarie X, che nei casi estremi emettono fino a  $L_X \approx 3 \times 10^{42}$  erg/s (e.g. Lehmer et al., 2010), e al gas caldo che può arrivare a  $L_X \sim 10^{41-42}$  erg/s (e.g. Boroson et al., 2011). Pertanto, tranne nei casi più estremi e di LLAGN, l'emissione X da AGN non viene influenzata in maniera significativa da altre componenti. Il secondo vantaggio è che la radiazione X risente meno dell'assorbimento rispetto alle altre bande, poichè ha la capacità di penetrare alte densità di colonna riuscendo ad emergere anche in casi di forte oscuramento.

Gli AGN possono essere classificati in base alla quantità di materiale assorbitore, in termini di  $N_H$ . In realtà sono i metalli che assorbono la radiazione ma, dato che l'idrogeno è il materiale più abbondante, si preferisce stimare una densità di colonna equivalente in atomi di idrogeno. In generale si considera un AGN come oscurato quando presenta densità di colonna di almeno  $\sim 10^{21}$   $cm^{-2}$ . Se la densità di colonna  $N_H \geq \sigma_T^{-1} \simeq 1.5 \times 10^{24}$   $cm^{-2}$  l'AGN è classificato come *Compton thick*, altrimenti come *Compton thin*. Il valore di soglia corrisponde all'inverso della sezione d'urto Thompson,  $\sigma_T^{-1}$ , ovvero ad una profondità ottica di  $\tau = N_H \times \sigma_T \sim 1$  per il Compton scattering. La sezione d'urto per l'assorbimento fotoelettrico e il Compton scattering hanno circa lo stesso valore a 10 keV, pertanto tale soglia può essere considerata un limite inferiore oltre il quale gli AGN si possono considerare Compton thick (e.g., Comastri, 2004). In genere si parla di AGN "fortemente oscurati" quando si hanno  $N_H > 3 \times 10^{23}$   $cm^{-2}$  (e.g. Launzuisi et al., 2015).

Per valori di  $N_H > 10^{25}$   $cm^{-2}$  ( $\tau \gg 1$ , *heavily Compton thick*) tutta la radiazione viene depressa dall'oscuramento a causa degli scattering multipli nel materiale oscurante, che diminuiscono l'energia dei fotoni X fino all'assorbimento fotoelettrico. In questo caso riesce ad emergere solo la componente di riflessione, se presente. Se invece la densità di colonna è compresa tra  $N_H \sim 10^{24}$  e  $N_H \sim 10^{25}$   $cm^{-2}$  ( $\tau \gtrsim 1$ , *mildly Compton thick*) parte della radiazione con energie  $> 10 - 15$  keV riesce a penetrare il materiale oscurante e raggiungere l'osservatore (e.g., Vignali, 2014).

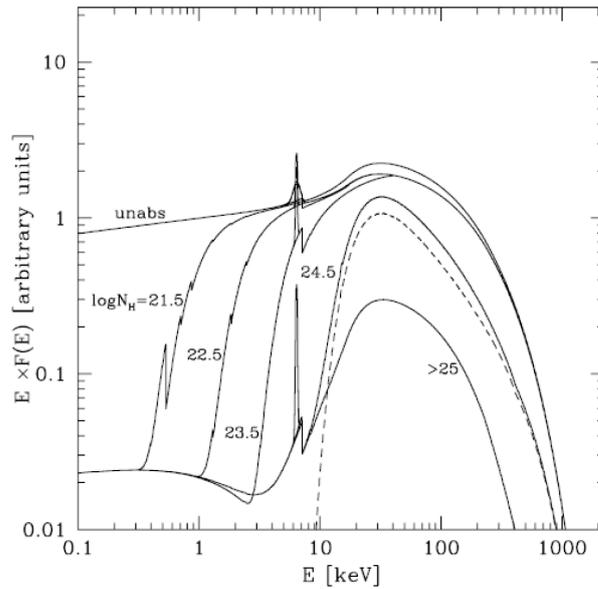


FIGURA 1.7: SED di AGN oscurati in banda X. Si vede chiaramente come l'aumentare della densità di colonna sopprima fortemente la radiazione per energie inferiori a 10 keV e come la riga e l'edge del ferro a 6.4 keV e 7.1 keV diventino più prominenti. La linea tratteggiata corrisponde alla componente di riflessione. Da Gilli et al., 2007.

Come si può vedere in figura 1.7 per energie comprese tra  $\sim 0.1 - 10$  keV l'estinzione è dominata dall'assorbimento fotoelettrico, che attenua progressivamente la radiazione. Si crea così un cut-off, che all'aumentare dell' $N_H$  si sposta a energie sempre più alte. Ad energie maggiori di  $\sim 10$  keV il processo dominante diventa il Compton scattering, che a sua volta estingue la radiazione in funzione dell' $N_H$ . A queste energie inizia inoltre ad emergere il contributo della componente riflessa della legge di potenza primaria, il Compton Hump (paragrafo 1.3.4).

Va inoltre considerato il Soft Excess, che può avere un'origine diversa rispetto agli AGN non oscurati: potrebbe essere un contributo della galassia ospite, una componente di riflessione, parte della radiazione che riesce a penetrare in una zona meno compatta del toro oppure la somma di righe non risolte di gas ionizzato (e.g., Gilli et al., 2007).

Una delle caratteristiche della SED di un AGN oscurato, visibile in figura 1.8, è l'aumentare dell'*equivalent width* (EW) della riga  $K\alpha$  del ferro e della edge a 7.1 keV in funzione dell' $N_H$ , dove l'EW è definita come:

$$EW = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \quad (1.11)$$

dove  $F_c$  è il flusso del continuo e  $F_\lambda$  quello della riga, integrata nell'intervallo di interruzione del continuo, dove emerge la riga.

Questo è dovuto ai diversi contributi che l'intera struttura fornisce a tale riga: trasmissione e riflessione dalla componente di disco, ma anche un contributo da parte del toro, che investito dalla radiazione della legge di potenza primaria può emettere fotoni di fluorescenza del ferro (Gilli et al., 1999). Nel caso di AGN Compton thin l'emissione nucleare è osservata direttamente e la riga del ferro ha valori di EW  $\sim 10 - 100$  eV, mentre nei casi Compton thick, dove domina la componente di riflessione e il contributo del toro, si hanno EW  $\sim$  qualche keV.

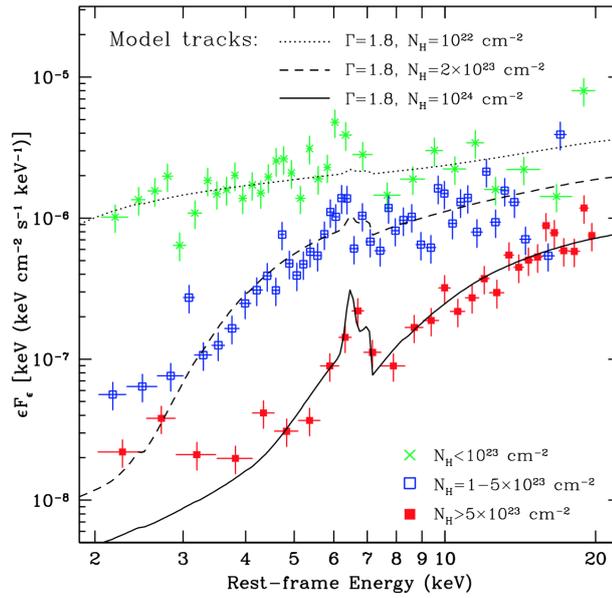


FIGURA 1.8: Spettri in banda X nell’intervallo tra 2 e 20 keV con diversi gradi di assorbimento, normalizzati alla densità di flusso media per ogni classe di oscuramento:  $N_H < 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_H = 1 - 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  e  $N_H > 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ , rispettivamente in verde, blu e rosso. Si può notare molto chiaramente come l’EW della riga del ferro neutro a 6.4 keV aumenti all’aumentare di  $N_H$ . È possibile notare come anche il Soft Excess aumenti in funzione di  $N_H$ , avvalorando la tesi della componente in riflessione. Da Alexander et al., 2005, per un campione di AGN nella survey SCUBA.

Dato il forte oscuramento, gli AGN di tipo 2 non sono semplici da rilevare. Vengono quindi utilizzate diverse tecniche per la loro selezione, come la misura della densità di colonna  $N_H$  (Lanzuisi et al., 2013), l’analisi dell’hardness ratio (che verrà definito nel capitolo 2, e.g. Brusa et al., 2009) o dei colori X (Iwasawa et al., 2012). Il censimento e lo studio di questa classe di oggetti hanno infatti un ruolo importante in diverse area di ricerca, tra le quali il fondo cosmico X (o *X-Ray Background*, XRB) e la comprensione di alcune fasi chiave nell’evoluzione cosmologica degli AGN.

Grazie alle survey X prodotte dai satelliti XMM-Newton e Chandra è stato possibile risolvere l’XRB in banda 0.1-10 keV in sorgenti puntiformi, la cui grande maggioranza risultano essere AGN (Hickox e Markevitch, 2006). Ad energie maggiori di 10 keV rimane tuttavia un fondo X non risolto con picco a  $\sim 30$  keV. Questo può essere riprodotto tramite modelli di sintesi di AGN (figura 1.9), i quali predicono un grande numero di sorgenti Compton thick non risolte, al pari degli AGN Compton thin, in grado di riprodurre l’XRB alle più alte energie fornendo un contributo del  $\sim 30\%$  al totale (Gilli et al., 2007).

La frazione di AGN oscurati è tuttavia nota con buona precisione solo nell’universo locale (e.g. Burlon et al. 2011). Sembra inoltre che il loro numero diminuisca all’aumentare della luminosità, fino a  $z \sim 3$  (e.g. Ueda et al., 2014). Ad alto redshift persistono invece ancora molte incertezze, dovute soprattutto alla forte estinzione di questi oggetti che li rende molto difficili da rilevare, soprattutto a grandi distanze. Nonostante queste difficoltà osservative, Vito et al., 2014 presentano un campione di AGN a  $3 < z \lesssim 5$ , il cui  $\sim 50\%$  presenta forte oscuramento ( $N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ). Confrontando questo campione con Burlon et al., 2011, è stata trovata un’evoluzione positiva all’aumentare del

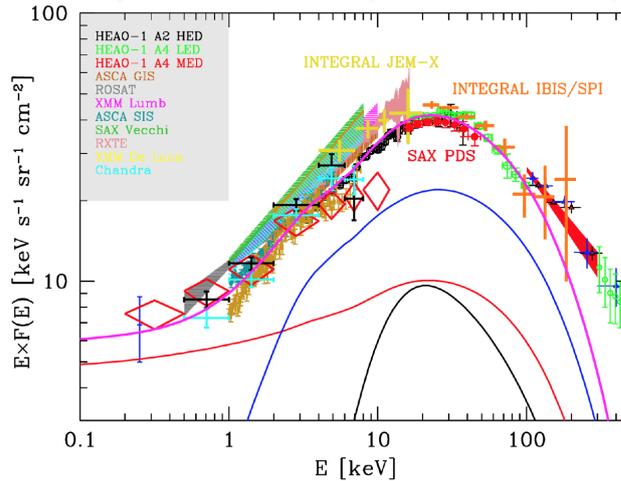


FIGURA 1.9: Fondo cosmico in banda X dato dalla somma (linea magenta) di AGN non oscurati (linea rossa), AGN Compton thin (linea blu) e AGN Compton thick (linea nera), sovrapposto ai dati di numerosi satelliti. Da Gilli et al., 2007.

redshift (figura 1.10), in particolare per le alte luminosità.

L'aumento della frazione di AGN oscurati in funzione del redshift può essere dovuta alla grande quantità di gas disponibile ad alto  $z$  (e.g. Vito et al., 2018), rendendo la popolazione di questi oggetti molto interessante nello studio dell'accrescimento sul SMBH.

## 1.5 Origine ed evoluzione degli AGN

Una delle sfide dell'astrofisica moderna è la comprensione della nascita dei SMBH. Sono ormai sempre più numerose le evidenze osservative di SMBH di masse  $M_{BH} = 10^8 - 10^{10} M_{\odot}$  in sorgenti (tipicamente quasar molto luminosi) a  $z \gtrsim 6$  (e.g. De Rosa et al., 2011; Wu et al., 2015), quando l'universo aveva un'età inferiore a 1 Gyr. La loro osservazione ha posto il problema di come si siano potuti formare buchi neri così massicci nel pochissimo tempo a disposizione ( $< 1$  Gyr).

Considerando i modelli di accrescimento più accreditati è richiesta la presenza di un "seed" di BH, ovvero una massa di partenza iniziale dalla quale poter accrescere fino alle masse osservate. Si sono così ideati diversi canali evolutivi:

- un BH come fase finale della vita di una stella di popolazione III, formatosi dal gas primordiale al centro di un alone di materia oscura, che può formare un BH di massa  $M_{BH} \sim 100 - 600 M_{\odot}$  (e.g. Madau e Rees, 2001; Volonteri et al., 2003);
- gas localmente instabile in un proto disco che, collassando verso l'interno, si frammenta in stelle formando un ammasso stellare. Tali stelle faranno *merger* tra di loro formando un BH di  $M_{BH} \sim 10^3 M_{\odot}$  (Delvecchi e Volonteri, 2009);
- gas globalmente instabile che collassa velocemente al centro della proto galassia, formando una stella super massiccia che velocemente termina la sua vita come BH con una massa di  $M_{BH} \sim 10^4 - 6 M_{\odot}$  (e.g. Agarwal et al., 2013; Yue et al., 2013).

L'evidenza di SMBH formati in meno di 1 Gyr porta alla necessità di avere un "seed" di BH di almeno  $M_{BH} \sim 10^4 M_{\odot}$  (Costa et al., 2014), rendendo improbabile l'ipotesi della stella super massiccia di popolazione III e alimentando l'idea che questi

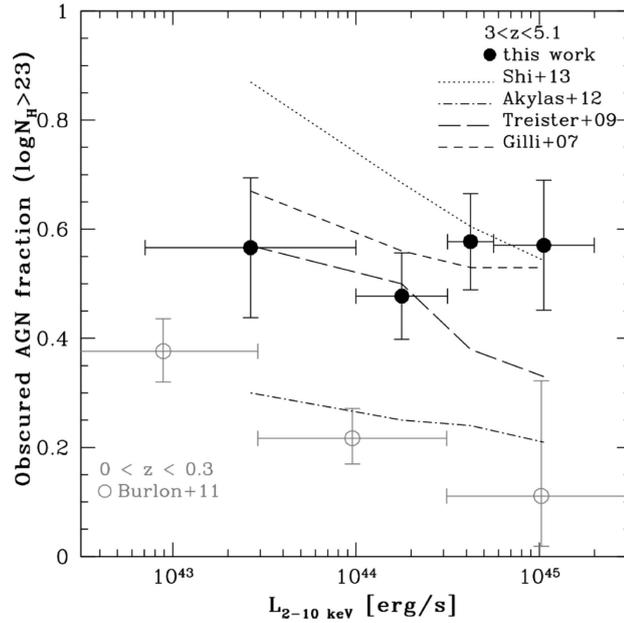


FIGURA 1.10: Andamento della frazione di AGN oscurati in funzione della luminosità, per campioni a diversi redshift. Nonostante gli errori c'è accordo con i risultati di sintesi di popolazioni di AGN per l'XRB. Da Vito et al., 2014.

BH primordiali debbano risiedere negli aloni di materia oscura più massivi, cioè quelli che hanno subito più fenomeni di *merger*, in modo da avere una crescita il più veloce possibile grazie all'apporto di gas e alle enormi buche di potenziale. Il problema della nascita e dell'evoluzione dei SMBH rimane ancora oggi irrisolto e al centro di dibattiti.

### 1.5.1 Un possibile scenario evolutivo

Nel corso degli anni sono emerse diverse relazioni di scala tra il SMBH, che risiede al centro delle galassie, e le proprietà della galassia, che si estendono fino a grandi scale. In particolare la massa del SMBH è in relazione con la massa del bulge galattico (Magorrian et al., 1998) o con la sua dispersione di dispersione stellare ( $M_{BH} \propto \sigma^4$ , Ferrarese e Merrit, 2000). La presenza di questa ed altre relazioni, unita all'evidenza (figura 1.11) di un'evoluzione correlata fra il tasso di formazione stellare delle galassie (e.g. Madau et al., 1998; Delvecchio et al., 2014) e il tasso di accrescimento sui SMBHs (e.g. Hopkins e Beacom 2006; Gruppioni et al. 2011), ha portato allo scenario chiamato "co-evoluzione SMBH-galassia ospite".

Da diversi studi (e.g. La Franca et al., 2005; Gilli et al., 2011) è infatti emerso che la densità numerica degli AGN più luminosi ( $L_{bol} > 10^{45}$  erg/s) cresce fino a un picco a  $z \sim 2 - 3$  per poi decrescere fino ad alto redshift, mentre quelli meno luminosi hanno un andamento simile ma piccato a  $z \sim 0.5 - 1$ , mostrando un'evoluzione in densità dipendente dalla luminosità. Questa evoluzione risulta avere un'andamento sorprendentemente simile all'evoluzione del tasso di formazione stellare, introducendo di fatto gli AGN all'interno dello scenario del *downsizing* (secondo il quale le galassie più massive si sono evolute prima e più velocemente) e rafforzando lo scenario di co-evoluzione.

Per accrescere, il BH ha bisogno di un continuo rifornimento di "carburante". Il materiale, sostanzialmente gas, che si trova nelle vicinanze del BH ha però un momento angolare tale da non consentire al BH di rifornirsi in maniera continua e sufficiente

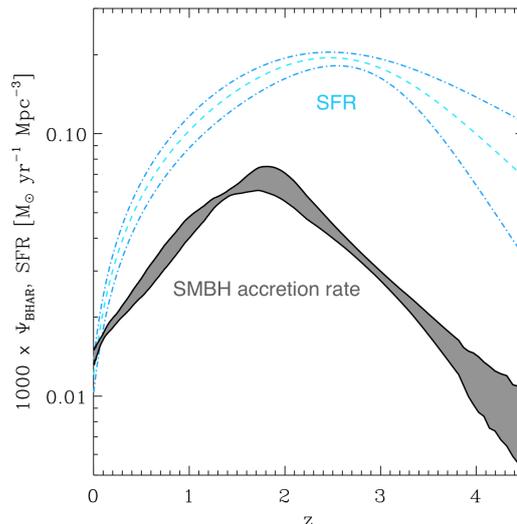


FIGURA 1.11: Evoluzione cosmologica della densità del tasso di accrescimento dei SMBHs (in grigio, normalizzato per motivi grafici) e del tasso di formazione stellare (in azzurro). Si nota chiaramente un’analogia legata alla co-evoluzione BH-galassia ospite. Adattato da Merloni e Heinz, 2008.

per portarlo in fase di AGN. Il meccanismo che permette al BH di diventare attivo non è ancora ben compreso e diversi modelli sono stati proposti: il gas può provenire dall’esterno, quindi da *merger*, *cold flows* (Keres et al., 2005) o interazioni, oppure dall’interno della stessa galassia a seguito di instabilità. Mentre i LLAGN possono essere interpretati con un’evoluzione secolare isolata, per spiegare gli AGN più luminosi sono necessarie interazioni con l’esterno come *merger* ricchi di gas, in modo da fornire al BH il materiale sufficiente per l’accrescimento (e.g. Alexander e Hickox 2012).

Uno degli scenari evolutivi di maggior successo è quello proposto da Hopkins et al., 2008, nel quale galassie starburst, quasar e galassie sferoidali sono proposte all’interno dello stesso quadro evolutivo. In questo modello, ogni fase evolutiva è collegata alla successiva da un evento di *merger* tra galassie ricche di gas.

Seguendo il modello in figura 1.12, una galassia a disco evolve in maniera isolata all’interno di un alone di materia oscura e il lento apporto di gas nelle regioni centrali genera un’emissione tipo Seyfert. Col tempo, aloni di massa simile o sotto-aloni vengono attratti l’uno all’altro fino a fondersi in un evento di *merger*. Grazie alla grande quantità di gas inizia l’attività di formazione stellare, ma allo stesso tempo lo scambio di materiale rompe l’equilibrio iniziale, permettendo al gas di perdere momento angolare ed essere attratto nelle zone centrali. A questo punto l’attività di formazione stellare diventa intensa dando origine a una galassia di starburst, con intensità di tipo *Ultra Luminous InfraRed Galaxy* (ULIRG) o *Sub-millimeter Galaxy*. Contemporaneamente il gas nelle zone centrali innesca l’AGN, che però è fortemente oscurato dallo stesso materiale che lo ha innescato. In breve tempo ( $\sim 10^7$  yr) l’emissione da AGN diventa efficiente e si va verso la fase di *blow out*, dove la radiazione produce un *feedback* negativo sulla formazione stellare, spazzando via il gas o riscaldandolo, liberando così l’attività centrale dal materiale oscurante. L’emissione in questa fase sarebbe quindi quella luminosa di tipo Quasar. Il *feedback* da AGN agisce in maniera negativa sull’attività di formazione stellare, ostacolandola. La sua inibizione (o *quenching*) potrebbe essere uno dei fattori responsabili della formazione delle galassie passive. L’ultima fase di questo modello evolutivo corrisponde con la fine dell’attività di AGN che, una volta

esaurito il combustibile, lascia proprio una galassia passiva e priva di gas, in attesa di un nuovo evento di *merger*.

Tuttavia, i meccanismi fisici che regolano e che determinano l'evoluzione degli AGN non sono ancora ben compresi e questo è solo uno degli scenari possibili. Questo modello è però supportato da simulazioni ed evidenze osservative: una buona parte delle galassie che ospitano un AGN presenta morfologie irregolari interpretabili con eventi di *merger*. Inoltre, questo processo di "auto regolazione" dell'AGN in seguito ad interazioni spiegherebbe la presenza di quelle relazioni di scala che vedono coinvolti il SMBH e l'intera galassia ospite.

In ogni caso, l'oscuramento dell'AGN sembrerebbe essere più un effetto evolutivo che una questione puramente geometrica. Mentre nell'universo locale il modello unificato sembra funzionare bene, è possibile che ad alto redshift intervengano effetti evolutivi che non sono ancora ben compresi nella fisica di base e nei dettagli.

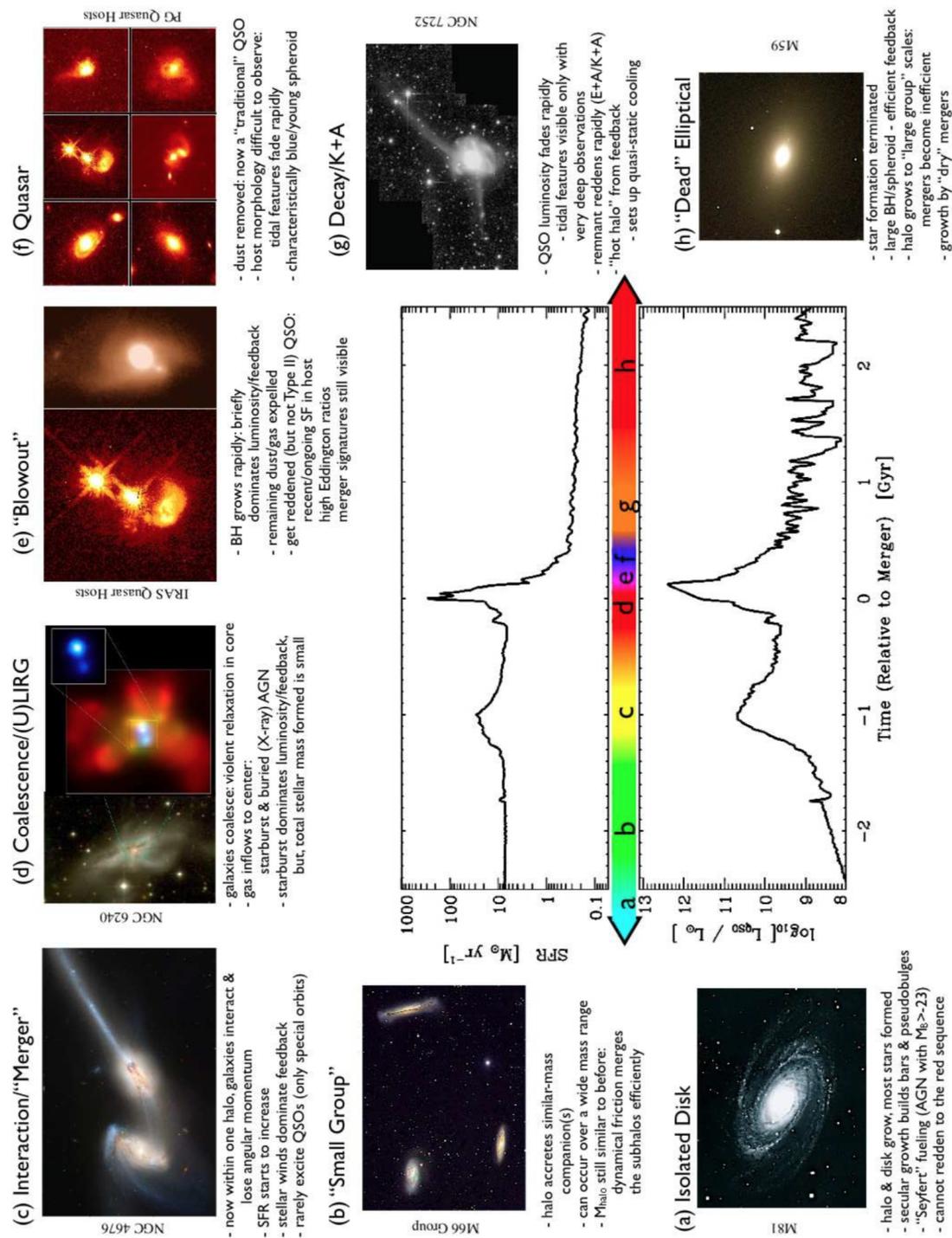


FIGURA 1.12: Schema del modello evolutivo proposto in seguito ad avveni di *merger* ricchi di gas. Al centro è mostrata l'evoluzione temporale del rate di formazione stellare (SFR, sopra) e dalla luminosità dell'AGN (sotto): si può notare come il picco di formazione stellare si trovi in prossimità della massima luminosità dell'AGN. Nella fase immediatamente successiva è proprio l'attività massima dell'AGN a inibire la formazione stellare infatti, notando i due picchi con attenzione, è possibile notare che il picco dell'AGN ha un leggero ritardo rispetto a quello di formazione stellare. Questo può essere spiegato proprio con il fatto che sia l'attività dell'AGN a bloccare lo SFR. Da Hopkins et al., 2008.





## Capitolo 2

# Dati e selezione del campione

La comprensione dettagliata dei meccanismi fisici che portano all'accrescimento dei SMBHs è una delle sfide dell'astrofisica moderna. Come introdotto nel capitolo precedente, la banda X permette lo studio delle parti più interne dell'AGN ed è quella meno soggetta ad effetti di selezione ed oscuramento, specialmente per energie maggiori di qualche keV. Per questi motivi le survey X profonde sono lo strumento principale per lo studio degli AGN, soprattutto per la comprensione delle loro diverse fasi evolutive fino ad alto redshift. Esistono tuttavia oggetti intrinsecamente molto luminosi ma fortemente oscurati che, per via delle elevate densità di colonna, non riescono ad essere rilevati nemmeno nelle survey più profonde.

Nonostante l'emissione in banda X sia la più sensibile all'attività dell'AGN, non è possibile farne uno studio approfondito utilizzando esclusivamente questa singola finestra osservativa. Tutte le componenti di un AGN devono necessariamente far parte di un quadro completo ed esaustivo, dove le osservazioni alle diverse lunghezze d'onda ne permettono la comprensione. Va inoltre incluso il comportamento della galassia ospite, che è legata al SMBH attraverso lo scenario di co-evoluzione. Se si vogliono comprendere a fondo i meccanismi di emissione e come questi possano diversificarsi sia tra le varie classi di AGN sia in termini evolutivi, è necessario utilizzare un approccio multibanda.

Questa tesi si focalizza sullo studio di AGN oscurati nel campo profondo centrato su SDSS J1030+0524 (da qui in avanti, J1030), un quasar molto luminoso a  $z = 6.31$  (sezione 2.1.2), attraverso un approccio multibanda. I dati in banda X, da cui si deriveranno le proprietà degli AGN oscurati, sono presentati nella sezione 2.1. Viene inoltre sfruttata la grande copertura multibanda di J1030, in particolare nelle bande ottiche e infrarosse (sezione 2.2), per poter ricavare informazioni sulla galassia ospite (tra le quali i redshift fotometrici) sfruttando il forte oscuramento delle zone centrali. Viene infine presentata la selezione del campione (sezione 2.3).

### 2.1 Osservazioni in banda X

Come spiegato nella sezione 1.4, le osservazioni in banda X sono le più indicate per lo studio e l'analisi degli AGN (e.g. Brandt e Alexander, 2015) poichè non vengono influenzate in modo significativo dalla galassia ospite. La radiazione X riesce a penetrare densità di colonna di  $N_H \sim 10^{21-24} \text{ cm}^{-2}$  e, anche quando si verificano condizioni estreme di oscuramento ( $N_H > 10^{24-25} \text{ cm}^{-2}$ ), parte della radiazione raggiunge l'osservatore grazie a processi di riflessione. Queste proprietà dei raggi X sono fondamentali nello studio degli AGN dato che buona parte di essi si trova in regime Compton thin, specialmente ad alto redshift (e.g. Vito et al., 2018 Padovani et al., 2017).

Gli strumenti ideali per lo studio sistematico di AGN oscurati dovrebbero contemporaneamente osservare grandi aree di cielo e avere una sensibilità tale da rilevare anche le sorgenti più deboli. Questo non è però possibile con gli strumenti attuali, pertanto le survey X sono state prodotte secondo due strategie differenti: è possibile osservare aree

di cielo più grandi (survey *shallow*, dell'ordine del grado/gradi) rilevando le sorgenti più brillanti, oppure aree di cielo più piccole (survey *deep*, di qualche frazione di grado) ma con una maggiore sensibilità sugli oggetti più deboli.

A causa dell'assorbimento dovuto all'atmosfera terrestre, che blocca la radiazione di alta energia, le osservazioni in banda X devono essere effettuate tramite satelliti orbitanti.

Uno dei termini con i quali è possibile valutare le capacità di un telescopio X è l'area efficace, definita come il prodotto di diverse quantità:

$$A_{eff}(E, \theta, x, y) = A_{geom} \times R(E) \times V(E, \theta) \times QE(E, x, y) \quad (2.1)$$

dove

- $A_{geom}$  è l'area geometrica degli specchi sul quale andranno ad incidere i fotoni;
- $R(E)$  è la riflettività degli specchi, ovvero la capacità di focalizzare fotoni di una data energia. Dipende dalla qualità con la quale sono state costruite le ottiche;
- $V(E, \theta)$  è il *vignetting*, quantità che definisce la perdita di fotoni che cadono fuori asse (*off-axis*,  $\theta$ ), dove lo strumento è meno sensibile, in funzione dell'energia;
- $QE(E, x, y)$  è l'efficienza quantica, che determina la frazione dei fotoni incidenti effettivamente registrata sull'area del rivelatore ( $x, y$ ), anch'essa in funzione dell'energia.

Tra gli altri parametri da considerare nella valutazione di un telescopio X vi è sicuramente la risoluzione angolare, che corrisponde alla capacità di distinguere due oggetti puntiformi ad una data distanza minima. Essa viene associata alla *Point Spread Function* (PSF) che descrive la forma dell'immagine prodotta da una sorgente puntiforme sul rivelatore. La risoluzione angolare viene data in termini di *Full Width Half Maximum* (FWHM), cioè la larghezza della PSF a metà altezza, siccome spesso la PSF non è gaussiana, essa viene espressa come *Half Energy Width* (HEW), ovvero la larghezza che contiene il 50% della PSF. In termini ancora più generali, la risoluzione angolare può essere fornita come *Encircled Energy Fraction* (EEF), cioè la percentuale di fotoni che cadono entro un dato raggio centrato alla posizione della sorgente. La risoluzione angolare dipende dall'energia dei fotoni incidenti e della posizione sul rivelatore. Nel caso dell'analisi spettrale va invece considerata la risoluzione energetica, che esprime la capacità di discriminare fotoni di energie diverse. Viene espressa solitamente in termini di  $\Delta E/E$ , che corrisponde all'intervallo energetico minimo che lo strumento riesce a distinguere.

Un altro parametro che caratterizza le osservazioni effettuate con un determinato strumento è la sensibilità, che rappresenta il flusso limite in funzione del tempo di integrazione, al di sotto del quale una sorgente astrofisica non può essere rivelata. Se consideriamo il rapporto segnale rumore:

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (2.2)$$

dove  $S$  e  $B$  sono i conteggi di sorgente e background, rispettivamente, appare chiaro come il *background* (rumore di fondo) possa avere un impatto significativo nel caso di sorgenti deboli. Il termine  $B$  è composto da due distinti tipi di rumore, uno relativo a sorgenti di fondo non risolte e uno dovuto ad un fondo strumentale. La sensibilità di un telescopio quindi diminuirà se la qualità della strumentazione produrrà un termine di fondo strumentale troppo elevato.

Infine, soprattutto per quanto riguarda le survey, va tenuto conto del campo di vista (*Field of View*, FoV) di un telescopio, che corrisponde alla grandezza dell'area di cielo che è possibile osservare con un singolo puntamento.

Il contributo maggiore nel campo delle survey X è dato da due telescopi della cosiddetta "Golden Age" dell'astronomia X: il *Chandra X-ray Observatory* (*Chandra*) della NASA e l'*X-ray Multi-Mirror Mission* (*XMM-Newton*) dell'ESA, che hanno osservato il cielo nell'intervallo  $\sim 0.3 - 8$  keV e  $\sim 0.2 - 10$  keV, rispettivamente. Questi due satelliti, lanciati entrambi nel 1999 e ancora funzionanti, riescono insieme a soddisfare la maggior parte dei requisiti richiesti per le osservazioni: *Chandra* è il più adatto per osservare oggetti più deboli grazie alla grande sensibilità e all'ottima risoluzione angolare ( $0.5''$  in asse), mentre *XMM-Newton* ha la capacità di rilevare molti più fotoni grazie alla maggiore area efficace ( $\sim 1500$  cm<sup>-2</sup> a 1.5 keV per la camera pn, rispetto a  $\sim 600$  cm<sup>-2</sup> a 1.5 keV), ma con lo svantaggio di un background più alto e di una risoluzione angolare peggiore ( $6''$  in asse per la camera pn) rispetto a *Chandra*. Pertanto, anche grazie al campo di vista più grande ( $30''$ ), *XMM-Newton* è il telescopio più adatto per survey a grande campo e per le sorgenti più brillanti, mentre *Chandra* è utilizzato per osservare oggetti deboli e in aree di cielo ridotte ( $17''$  per la camera ACIS-I) ma profonde, grazie al miglior rapporto segnale rumore. Più recentemente, nel 2012, ha iniziato la sua attività un altro telescopio X: il *Nuclear Spectroscopic Telescope Array* (*NuSTAR*), anch'esso della NASA. A differenza dei predecessori, *NuSTAR* osserva nell'intervallo energetico  $\sim 3 - 79$  keV, rendendo così possibile rivelare e caratterizzare su un'ampia banda anche le sorgenti molto oscurate, la cui radiazione è completamente soppressa per energie  $< 10$  keV. Per le sue specifiche tecniche ha però la possibilità di osservare solo oggetti molto brillanti e in aree di cielo più piccole ( $13''$ ) rispetto a *Chandra* e *XMM-Newton*.

A causa delle alte densità di colonna e della grande distanza, gli AGN oscurati a redshift non locali risultano spesso essere sorgenti molto deboli e di difficile rilevazione. È quindi necessario uno strumento in grado di avere allo stesso tempo un buon campo di vista, una buona risoluzione angolare e un'ottima sensibilità alle sorgenti più deboli. *Chandra* è lo strumento che risponde meglio a queste caratteristiche.

### 2.1.1 Chandra X-ray Observatory

Il telescopio *Chandra*, della NASA, lanciato in orbita il 23 luglio 1999, è stato ideato per avere una risoluzione angolare superiore rispetto alle precedenti missioni in banda X. I suoi specchi sono stati finemente lavorati per aumentare il potere di focalizzazione, in modo da ottenere una PSF molto piccola. Ad oggi, con una HEW in asse di  $\sim 0.5''$ , è il satellite con la migliore risoluzione angolare in banda X.

Per la focalizzazione dei raggi X viene utilizzato l'*High Resolution Mirror Assembly* (HRMA), composto da quattro specchi concentrici ad incidenza radente, con una configurazione di tipo *Wolter I*, una lunghezza focale di 10 m e un diametro massimo di 1.2 m. I fotoni X hanno lo svantaggio di essere troppo energetici per essere riflessi a grandi angoli di riflessione, come succede invece nei telescopi a lunghezze d'onda inferiori. Nel 1923 Compton dimostrò la possibilità di riflettere i raggi X tramite una superficie molto liscia e con un angolo di incidenza molto piccolo ( $\lesssim 1^\circ$ ), dando così origine agli studi sull'incidenza radente. Come si può notare in figura 2.1, la configurazione delle ottiche di *Chandra* utilizza proprio questo principio. Si sfruttano due superfici, una paraboloidale e una iperboloidale, per deviare i fotoni incidenti ad angoli  $\theta(E) < \theta_c(E)$ , dove  $\theta_c$  è l'angolo critico oltre il quale l'incidenza radente non è più efficace.  $\theta_c$  dipende dall'energia dei fotoni incidenti e dal materiale con cui è costruito lo specchio, come  $\theta_c \propto \sqrt{\rho}/E$ .

Par la rilevazione dei fotoni X, a bordo del satellite sono presenti quattro strumenti:

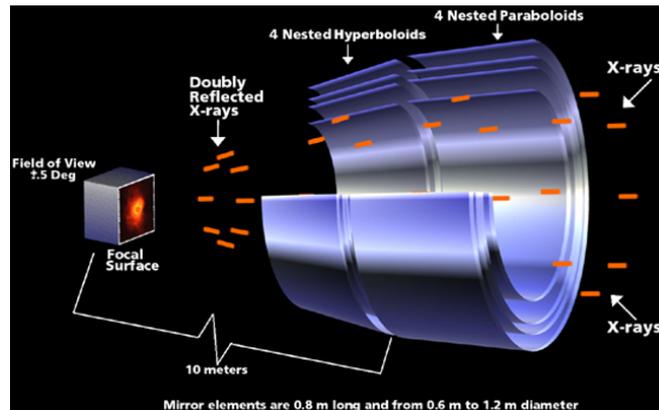


FIGURA 2.1: Configurazione di tipo *Wolter I* del sistema di ottiche di *Chandra*. Si può notare come la struttura di ottiche strutti il fenomeno della doppia incidenza radente, deviando i fotoni ad angoli molto piccoli in modo da farli arrivare sul rivelatore. Da <http://chandra.si.edu>.

- l'*Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS): composto da due array di CCD che permettono di acquisire sia immagini che spettri, ha una risoluzione angolare di  $\sim 0.5''$  (HEW) e una risoluzione spettrale di  $\sim 100 - 150$  eV ( $\sim 6$  keV). Come si può vedere in figura 2.2 sono presenti due configurazioni: ACIS-I composta da 4 CCD (I0, I1, I2 e I3) disposti in un array  $2 \times 2$ , e ACIS-S con 6 CCD (S0, S1, S2, S3, S4 e S5) che compongono un array  $1 \times 6$ . Ogni CCD copre un'area di cielo di  $8.4' \times 8.4'$  ed è composto da  $1024 \times 1024$  pixel, ognuno dei quali ha forma quadrata con lato di  $24 \mu\text{m}$ . Tutti i CCD sono "front illuminated" (FI) tranne S1 e S3 che sono "back illuminated" (BI) per migliorare la rivelazione alle energie più basse, dove i BI sono più efficienti. In particolare, mentre ACIS-S viene solitamente utilizzato per sorgenti singole, ACIS-I viene preferito per osservare grandi aree di cielo e fare survey profonde, poichè la sua configurazione permette un maggiore campo di vista a buona risoluzione angolare;
- la *High Resolution Camera* (HRC): è un rivelatore di tipo "micro-channel plate" suddiviso in due strumenti, l'HRC-I e l'HRC-S. Il primo è utilizzato per l'imaging, con un grande campo di vista ( $30' \times 30'$ ) e una risoluzione spaziale di  $\sim 0.4''$  (HEW), mentre il secondo è utilizzato per la spettroscopia, generalmente in concomitanza con lo strumento LETG, descritto di seguito;
- l'*High Energy Transmission Grating* (HETG) e il *Low Energy Transmission Grating* (LETG): sono spettrografi ad alta risoluzione utilizzati in diversi intervalli energetici: banda larga (0.4-10 keV), di media energia (0.4-5 keV) e di alta energia (0.8-10 keV), con un potere risolutivo che può arrivare fino a  $E/\Delta E \sim 100 - 1000$ . Viene solitamente utilizzato per l'osservazione di sorgenti puntiformi con il supporto degli strumenti ACIS-S o HRC-S.

La risoluzione angolare di *Chandra* permette di focalizzare la maggior parte dei conteggi di una sorgente puntiforme in una regione molto piccola dei CCD e con un ottimo rapporto segnale rumore. Per questo *Chandra* è utilizzato per survey profonde in grado di rilevare anche sorgenti molto deboli. Vanno però tenuti in considerazione gli effetti dovuti all'aumentare dell'angolo di off-axis: le ottiche diventano meno efficienti nel focalizzare i fotoni, portando alla perdita di una parte della radiazione (*vignetting*) e ad una diminuzione dell'area efficace, secondo la (2.1). Inoltre la PSF diventa più

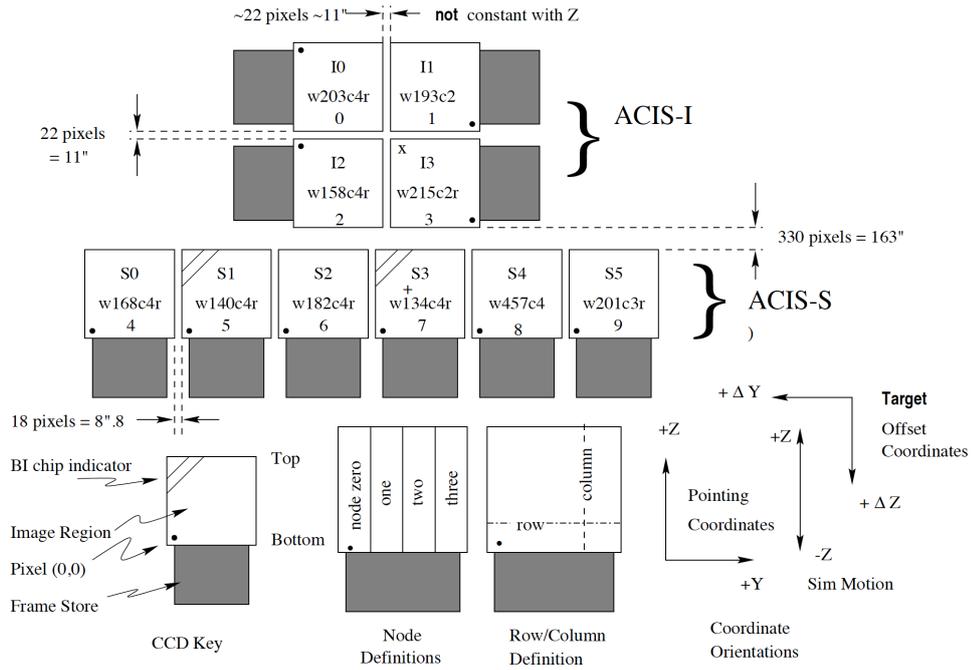


FIGURA 2.2: Disposizione dei CCD che compongono ACIS. In alto i 4 CCD di ACIS-I, in basso i 6 di ACIS-S. La croce sul CCD S3 e I3 rappresentano il fuoco dello strumento (o *aimpoint*), mentre le sigle alfanumeriche sono i chip-ID di ogni CCD. Immagine dal Chandra Proposers' Observatory Guide (2017).

grande e perde la sua forma gaussiana (figura 2.3a) poichè, spostandosi fuori asse, i fotoni incidono con un angolo  $\theta$  sempre più vicino al  $\theta_c$ , dove l'incidenza radente diventa meno efficace. Spostandosi fuori asse l'efficienza del telescopio inizia quindi a diminuire sia in termini di raccolta fotoni, producendo spettri di qualità inferiore, sia in termini di risoluzione angolare.

### 2.1.2 Il Chandra Large Program sul campo di J1030

Nel 2015 è stata concessa una campagna osservativa di 500 kilosecondi con il telescopio *Chandra* nel campo di J1030 (PI: R. Gilli), con l'obiettivo di ottenere lo spettro di questo oggetto e di investigare la presenza di candidati AGN nella struttura a grande scala di cui fa parte (Nanni et al., 2018). Questo programma *Chandra* è attualmente la quarta survey X più profonda mai condotta nella stessa regione di cielo (figura 2.4), dopo i 7 Ms del *Chandra Deep Field South* (CDF-S; Luo et al., 2017), i 2 Ms del *Chandra Deep Field-North* (CDF-N; Xue et al., 2016) e gli 800 ks della survey AEGIS (Nandra et al., 2015). Esistono altre survey osservate con *Chandra* e *XMM-Newton*, come i 4.6 Ms del *Chandra-legacy* e gli 1.8 Ms di *XMM-Newton* nel campo COSMOS (e.g. Civano et al., 2016; Brusa et al., 2010; Cappelluti et al., 2008) o i 3 Ms di *XMM-Newton* del CDFS (Comastri et al., 2011), con tempi di esposizione maggiori del campo di J1030 ma, osservando aree più grandi, si tratta di campi meno profondi. Il campo ha inoltre un'ampia copertura fotometrica multibanda (paragrafo 2.2) che garantisce una rapida identificazione di buona parte delle oltre 200 sorgenti X presenti, di cui la maggior parte AGN.

Il campo ha ricevuto un'esposizione totale effettiva di 479 ks suddivisi in 10 puntamenti di durata compresa fra 26.7 e 126.4 ks. Le osservazioni sono state effettuate con

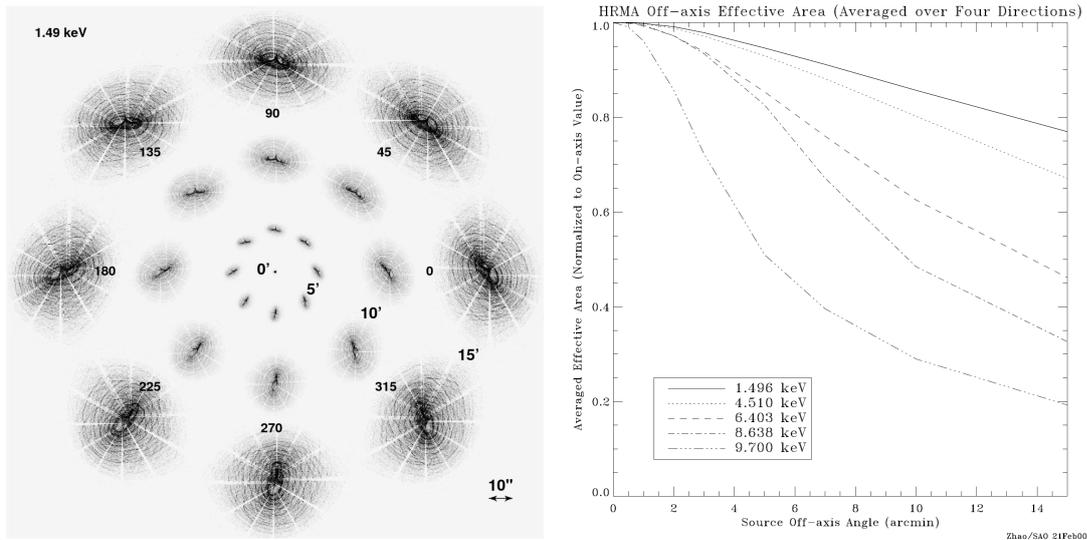


FIGURA 2.3: A sinistra sono presentate immagini simulate a 1.49 keV della stessa sorgente, per diversi angoli di off-axis. Si può notare come il profilo della PSF si allarghi e si deformi all'aumentare della distanza dal centro. L'effetto del *vignetting* è visibile nelle regioni più esterne, dove sono visibili solamente le sorgenti più brillanti. A destra gli andamenti dell'area efficace dell'HRMA di *Chandra*, normalizzati all' $E_{eff}$  all'aim-point, in funzione dell'off-axis. Le diverse curve decrescono per effetto del *vignetting*, seguendo la (2.1). Immagini dal Chandra Proposers' Observatory Guide (2017).

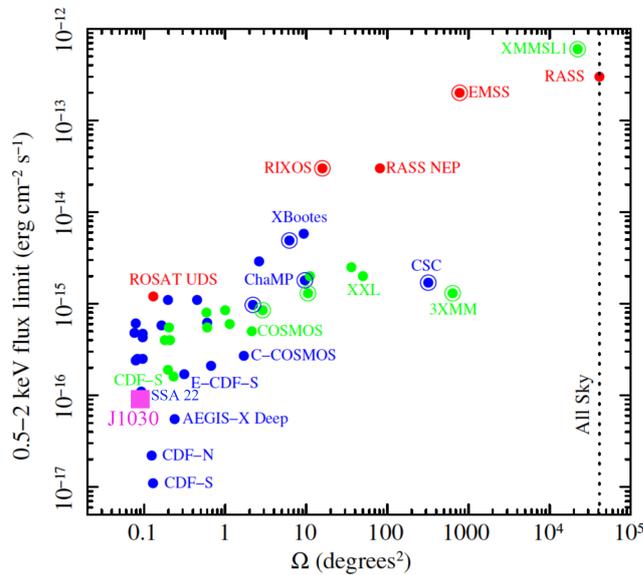


FIGURA 2.4: Area di cielo coperta vs. sensibilità in banda 0.5-2 keV di diverse survey ottenute con *Chandra* (punti blu), *XMM-Newton* (punti verdi) e survey di missioni X passate (punti rossi), dove è stato aggiunto il campo J1030 (in magenta). I punti con cerchio fanno riferimento a survey serendipite. Immagine adattata da Brandt e Alexander, 2015.

la camera ACIS-I, che copre un'area di  $17' \times 17'$ , con due diversi *roll-angle*<sup>1</sup> ( $\sim 64^\circ$  per le prime 5 osservazioni e  $\sim 259^\circ$  per le rimanenti) e con J1030 come target posto al centro del campo (all'*aimpoint*, sul chip ACIS-I3). L'area totale coperta è di  $335 \text{ arcmin}^2$ , con flussi limite di  $(1.7, 0.9, 3.3) \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$  rispettivamente per le bande Full (0.5-7 keV), Soft (0.5-2 keV) e Hard (2-7 keV). Queste sensibilità, unite all'ampia copertura multibanda (descritta nel paragrafo seguente), rendono la survey di J1030 il laboratorio ideale per studiare sorgenti deboli come gli AGN oscurati.

## 2.2 Copertura multibanda di J1030

Secondo lo scenario comunemente accettato di co-evoluzione SMBH-galassia ospite, il buco nero centrale e la galassia si influenzano reciprocamente l'un l'altra. Da un lato la radiazione X fornisce informazioni sull'attività di accrescimento del SMBH, dall'altro l'informazione multibanda può fornire indicazioni sulla galassia ospite. Se l'AGN è fortemente oscurato, ci si aspetta infatti che la sua emissione UV/ottica e NIR venga fortemente depressa dalle polveri responsabili dell'oscuramento. Questo implica che l'emissione rilevata in queste bande sia prevalentemente prodotta dal contributo stellare proveniente dalla galassia ospite.

Nei casi di forte oscuramento, però, anche l'emissione X verrà in parte depressa. Soprattutto in caso di bassa statistica, gli spettri X non hanno la qualità necessaria per dare indicazioni precise sui parametri delle sorgenti. In particolar modo, per caratterizzare le proprietà intrinseche di un AGN è necessario avere una stima del suo redshift, per la quale diventa fondamentale la copertura multibanda. Attualmente sono presenti programmi spettroscopici già accettati in banda ottica e NIR (*Large Binocular Telescope* (LBT), Keck e *Very Large Telescope* (VLT)) tramite i quali verrà misurato il redshift delle sorgenti oscurate. Avendo a disposizione un'ampia copertura fotometrica è però possibile ottenere redshift fotometrici, seppur meno precisi rispetto a quelli spettroscopici, attraverso una procedura di SED fitting (capitolo 4), in cui si sfrutta il limitato contributo dell'AGN oscurato e l'emissione dominante della galassia ospite.

Il campo di J1030 è stato estensivamente osservato a diverse lunghezze d'onda<sup>2</sup>, dalla banda radio fino ai raggi X (dove verranno utilizzati i dati *Chandra* già descritti). Nelle bande ottiche e NIR è disponibile una buona copertura fotometrica. In base al campo di vista e alla profondità sono state utilizzate osservazioni (figura 2.5) prese a LBT con lo strumento *Large Binocular Camera* (LBC) in banda ottica, nei filtri  $r, i, z$  (Morselli et al., 2014) e al *Canadian France Hawaii Telescope* (CFHT) con lo strumento *Wide-field InfraRed Camera* (WIRCam) in banda NIR, nei filtri  $Y$  e  $J$  (Balmaverde et al., 2017). Dato il buon numero di filtri a disposizione è stata utilizzata anche la survey *MUltiwave-length Survey by Yale-Chile* (MUSYC) che copre tutto l'intervallo ottico/NIR. Queste osservazioni sono state effettuate al *Blanco Telescope* al *Cerro Tololo Inter-American Observatory* (CTIO) con lo strumento MOSAIC II. La survey MUSYC offre tre diversi cataloghi: MUSYC wide BVR (Gawiser et al., 2006) nei filtri  $U, B, V, R, I, z$ , MUSYC wide K (Blanc et al., 2008) nei filtri  $U, B, V, R, I, z, K$  e MUSYC deep K (Quadri et al., 2007) nei filtri  $U, B, V, R, I, z, J, H, K$ , dove nel nome di ogni catalogo sono specificate le bande di identificazione delle sorgenti, che sono state poi osservate nei filtri indicati.

Si sono infine inclusi i canali a 3.6 e 4.5  $\mu\text{m}$  dello strumento *InfraRed Array Camera* (IRAC) del telescopio spaziale *Spitzer*, in modo da aggiungere due ulteriori punti nella costruzione della SED di questi oggetti.

<sup>1</sup>Il roll-angle è l'angolo fra il nord celeste e l'asse Z del telescopio, con il quale vengono effettuate le osservazioni.

<sup>2</sup>La copertura completa del campo alle varie lunghezze d'onda è riportata all'indirizzo: <http://www.oabo.inaf.it/~LBTz6/1030/data.html>

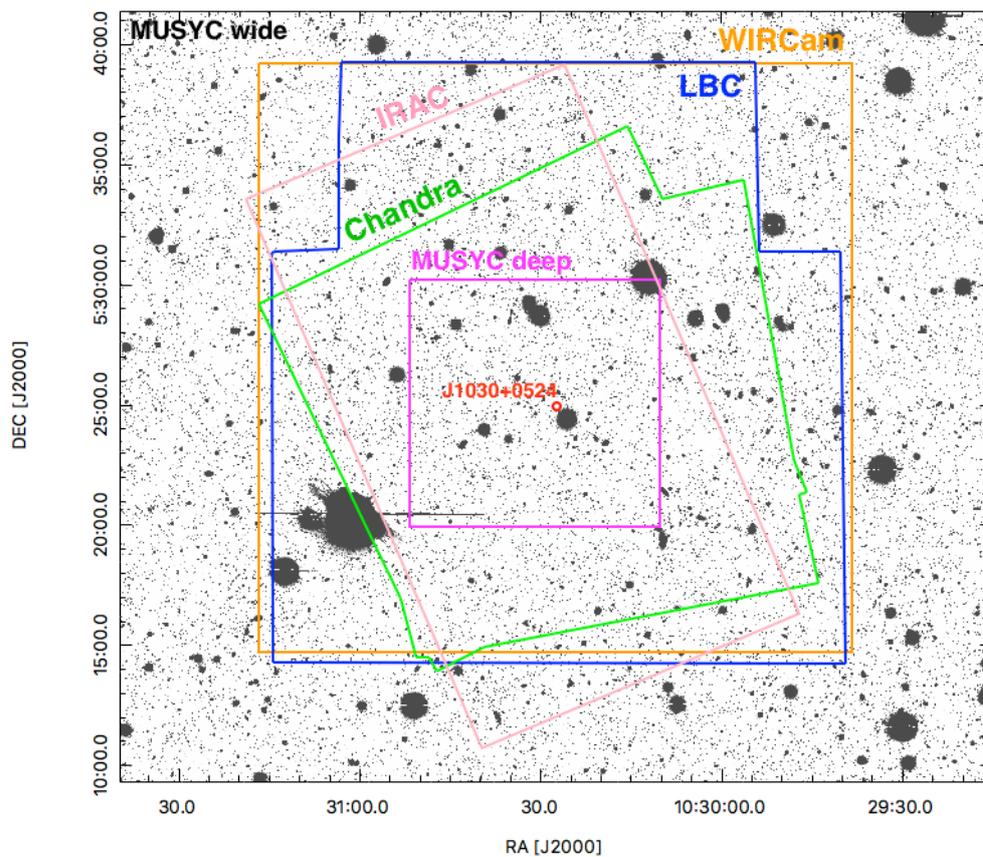


FIGURA 2.5: La copertura multibanda utilizzata: in verde i dati *Chandra*, in blu LBC, in arancione WIRCam, in viola la copertura MUSYC deep, in rosa i canali IRAC a  $3.6$  e  $4.5 \mu m$  e al centro in rosso il quasar J1030. L'immagine di fondo è la banda *B* del catalogo MUSYC wide BVR.

Il campo è stato osservato anche in banda radio, con il *Very Large Array* (VLA) alla frequenza di 1.4 GHz (con un flusso limite di  $75 \mu Jy$  a  $5\sigma$ ), ma nessuna delle sorgenti selezionate mostrava un'emissione significativa. Uno schema riassuntivo dei dati utilizzate, che include sia le aree coperte che le varie sensibilità, è mostrato in tabella 2.1, mentre una descrizione dettagliata dei cataloghi viene data nel capitolo 4.

Banda	Telescopio/Strumento	FoV	Profondità [ $5\sigma$ ]
X (0.5-7 keV)	Chandra/ACIS-I	$17' \times 17'$	$1.7 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$
Opt ( $B, V, R$ )	MUSYC wide	$30' \times 30'$	$m_{AB} = 25 - 26$
Opt ( $r, i, z$ )	LBT/LBC	$23' \times 25'$	$m_{AB} = 27.5, 26, 25$
NIR ( $Y, J$ )	CFHT/WIRCam	$24' \times 24'$	$m_{AB} = 24.5, 25$
NIR ( $K$ )	MUSYC wide	$30' \times 30'$	$m_{AB} = 21$
NIR ( $K$ )	MUSYC deep	$10' \times 10'$	$m_{AB} = 23$
MIR ( $3.4 - 4.5 \mu m$ )	Spitzer/IRAC	$35' \times 35'$	$m_{AB} = 22 - 23$

TABELLA 2.1: Copertura multibanda di J1030 utilizzata. Nelle bande ottiche e NIR sono identificati i filtri tramite i quali sono state identificate le sorgenti.

## 2.3 Selezione del campione

La selezione del campione di sorgenti oscurate viene effettuata sulla base dei dati spettroscopici in banda X, essendo questa la banda energetica più sensibile all'attività di AGN. Una delle quantità che può fornire informazioni anche in caso di bassa statistica è l'*Hardness Ratio* (HR), una sorta indice di colore in banda X (e.g. Mainieri et al., 2002) che viene definito come:

$$HR = \frac{H - S}{H + S} \quad (2.3)$$

dove  $H$  e  $S$  sono rispettivamente i conteggi netti in banda Hard (2-7 keV) e in banda Soft (0.5-2 keV). Per conteggi netti si intendono i conteggi totali nella regione di estrazione meno i conteggi relativi al background (normalizzati alla stessa area di raccolta), come verrà ampiamente descritto nel capitolo 3. Dalla (2.3) segue che  $-1 \leq HR \leq +1$ . Siccome si utilizzano i conteggi è importante sottolineare che l'HR dipenderà, oltre che dalla scelta delle bande  $H$  e  $S$ , dal tipo di telescopio. Nel calcolo dei conteggi è infatti determinante l'area efficace dello strumento, che può essere più o meno sensibile in una determinata banda rispetto ad un altro strumento, rivelando più o meno conteggi. Per confrontare valori di HR calcolati da strumenti diversi si dovrebbero utilizzare fattori di conversione specifici (e.g. Szokoly et al., 2004).

In generale, l'assorbimento intrinseco di una sorgente "deprime" l'emissione a partire dalle energie più basse, specialmente in banda Soft (figura 2.6). Questo implica che il rivelatore riceverà proporzionalmente tanti più fotoni in banda Hard, rispetto a quella Soft, quanto maggiore sarà la densità di colonna responsabile dell'assorbimento. Si avrà quindi un HR tanto maggiore quanto maggiore sarà l'oscuramento. Questo è però vero a parità di redshift, o comunque a redshift simili, dato che il calcolo dell'HR viene effettuato considerando due bande statiche nel sistema di riferimento dell'osservatore. L'HR può essere comunque utilizzato come indicatore di oscuramento (e.g. Mainieri et al., 2002), quantomeno per identificare se una sorgente è un AGN di tipo 1 (ossia, non oscurato) o di tipo 2 (ossia, oscurato).

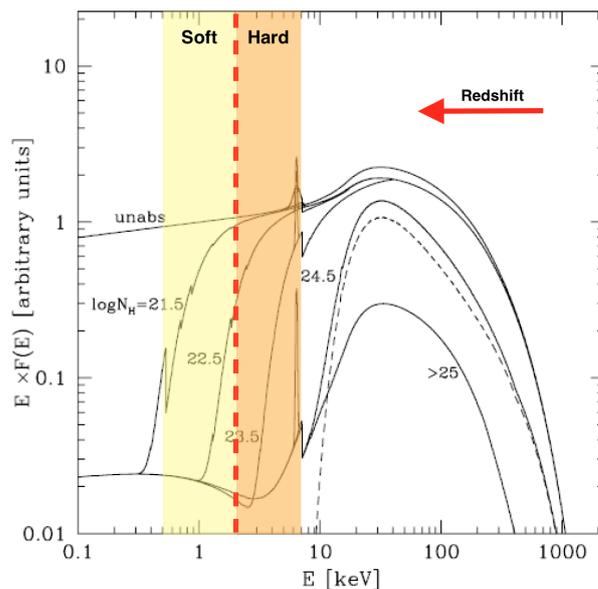


FIGURA 2.6: L'andamento della SED tipica di un AGN in banda X all'aumentare dell'assorbimento, dove sono evidenziate le bande Soft (in giallo) e Hard (in arancione) tramite le quali viene calcolato l'HR. Si può notare come il valore di HR sarà tanto maggiore quanto maggiore sarà l'assorbimento, ma sarà anche in funzione del redshift, che sposta la SED ad energie più basse diminuendo il valore di HR. Un AGN non oscurato avrà invece un HR circa costante, per via della forma della SED non assorbita. Adattata da Gilli et al., 2007.

Esistono diversi lavori che cercano di dare una classificazione di oggetti identificati in banda X tramite l'HR (e.g. Tozzi et al., 2001; Szokoly et al., 2004; entrambi su dati *Chandra* nel CDFS). Vi è un buon accordo sul fatto che AGN di tipo 1 abbiano  $HR \leq -0.2$ , con un valore medio di  $HR \approx -0.5$  poco dipendente dal redshift, grazie alla legge di potenza non assorbita. A questi valori di HR possono essere presenti anche delle galassie, che però avranno tipicamente una  $L_X < 10^{42}$  erg/s, rispetto alle luminosità maggiori degli AGN (sezione 1.4). Per AGN di tipo 2 si trova invece un  $HR > -0.2$ , compatibile con modelli di assorbimento attesi per questa tipologia di oggetti ( $10^{21.5} < N_H \lesssim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ).

Va notato che una classificazione in banda X sulla base dell'HR può essere ingannevole ad alti redshift: un aumento di  $N_H$  rende le sorgenti più "hard" mentre un alto  $z$  le rende più "soft", aumentando e diminuendo, rispettivamente, il valore di HR. Di conseguenza, alcuni AGN di tipo 2 non eccessivamente oscurati ma ad alto  $z$  avranno un HR piuttosto basso, potendo essere erroneamente identificati come AGN di tipo 1. Non è però vero il viceversa, dove gli AGN non oscurati non sono affetti da assorbimento e l'HR dipende solo lievemente dal redshift (figura 2.7). Scegliere una soglia di HR oltre la quale identificare AGN oscurati può quindi portare alla perdita di alcuni oggetti, ma dovrebbe escludere la possibilità di includere candidati non oscurati. Poichè in questa tesi sono utilizzati dati recenti (2017), va considerato che l'area efficace di *Chandra* ha subito grosse variazioni nel corso del tempo. In particolare ha subito un forte degrado nella parte Soft (di cui viene fatto un approfondimento in Appendice A), che ha portato ad una positivizzazione dei valori di HR (come verrà spiegato nella sezione 3.2.3), di  $\sim 0.1-0.2$ , rispetto ai dati utilizzati negli articoli sopracitati.

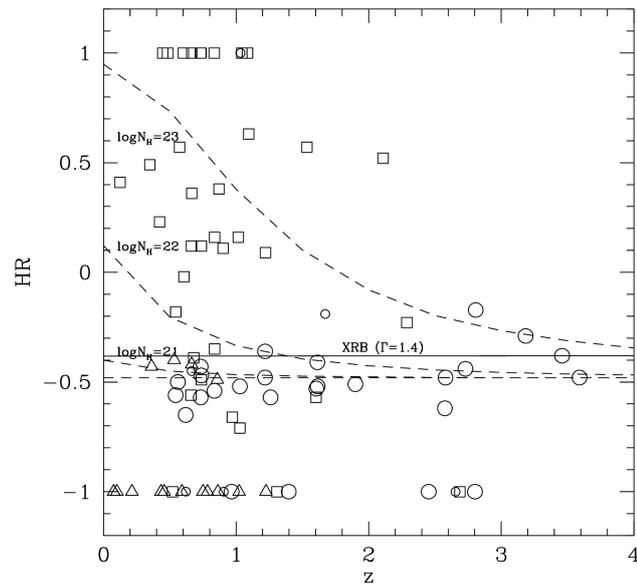


FIGURA 2.7: HR in funzione del redshift di un campione di sorgenti nel CDFS, classificate da spettri ottici. Le curve tratteggiate sono prodotte da simulazioni di AGN oscurati con diverse densità di colonna, con un photon index ( $\Gamma$ ) = 1.7. I cerchi grandi fanno riferimento ad AGN di tipo 1, i quadrati ad AGN di tipo 2, i triangoli a galassie e i cerchi piccoli ad oggetti con classificazione ottica dubbia. È inoltre indicato il valore medio di HR per l'XRB. Si può notare come sorgenti non assorbite stazionino ad  $HR \approx -0.5$  e come per  $HR > -0.2$  siano presenti esclusivamente AGN di tipo 2. Da Tozzi et al., 2001.

Il catalogo sul quale viene fatta la selezione del campione è stato creato attraverso il *tool* di *Chandra wvdetect* (Nanni et al., in prep.), il quale sfrutta una funzione filtro di tipo "mexican-hat" per la ricerca di sorgenti, correlando un'immagine di input (in questo caso prodotta dal file di eventi in banda 0.5-7 keV) con funzioni di ampiezza variabile su diverse scale. Per una descrizione dettagliata di *wvdetect* si veda Freeman et al., 2002. Il *tool* restituisce le regioni dove sono presenti eccessi di fotoni e quale è la significatività che questi abbiano un determinato rapporto segnale rumore. Tuttavia, *wvdetect* non è ottimizzato per questo tipo di studi e utilizzarlo per la creazione di cataloghi potrebbe portare a risultati non accurati, specialmente a grandi angoli di off-axis. In questo lavoro di tesi, pertanto, una volta selezionate le sorgenti queste sono state "estratte" manualmente e i conteggi calcolati sugli spettri estratti.

I candidati AGN oscurati vengono selezionati sulla base di due criteri principali:

- $HR > 0$ : permette di selezionare, in generale, AGN oscurati con  $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^2$  fino a  $z \lesssim 2.2$  e oltre  $z \sim 4$  per  $N_H \sim 3 \times 10^{23} \text{ cm}^2$  (si veda figura 2.7, con le considerazioni fatte);
- conteggi netti  $> 100$ : per poter effettuare un'analisi spettroscopica studiando le caratteristiche tipiche degli AGN, come la riga delle ferro neutro a 6.4 keV e la edge del ferro a 7.1 keV (nel sistema di riferimento a riposo).

Il campione iniziale così selezionato comprende 22 oggetti. Vengono inoltre aggiunte 8 sorgenti sempre con  $HR > 0$  ma con conteggi netti inferiori a 100. Queste, hanno la particolarità di essere molto deboli in ottico/NIR (non sono rilevate nella bande  $r, i, z$  del catalogo LBC, si veda tabella 2.1), ma sufficientemente brillanti da essere rilevate in banda MIR (nei canali IRAC a 3.6, 4.5, 5.8 e 8.0  $\mu m$ ) e, alcune di queste, anche in banda  $K$ . Per quanto detto nel capitolo 1 questi oggetti potrebbero essere AGN fortemente oscurati a basso redshift, il cui toro assorbe gran parte della radiazione X, giustificando il basso numero di conteggi, ma allo stesso tempo produce una forte emissione in banda MIR; oppure AGN oscurati la cui galassia ospite viene estinta in banda UV/ottica da polvere, mentre la sua emissione in banda NIR viene redshiftata e osservata da IRAC, poichè meno affetta da estinzione.

Il campione finale (visibile in tabella 2.2) comprende 30 sorgenti, di cui solamente due con redshift spettroscopico noto: la XID 76 a  $z = 0.336$  (SDSS) e la XID 41 a  $z = 2.511$  da spettroscopia infrarossa (Kriek et al., 2008). Alcune delle sorgenti mostrano un  $HR < 0$ , dovuto all'estrazione manuale degli spettri sui quali vengono calcolati i conteggi. I conteggi ricavati in questo modo possono variare leggermente rispetto al catalogo creato con *wvdetect* e, soprattutto in casi di bassa statistica e con  $HR \approx 0$ , portare ad un  $HR < 0$ . Se durante l'estrazione spettrale il numero di conteggi in ogni bin energetico è  $< 5$  (come verrà spiegato nel capitolo 3) non è possibile assumerne una distribuzione gaussiana, pertanto calcolare gli errori sui conteggi netti (ossia sottratti dal contributo di background) in maniera "classica" può portare a risultati non precisi. Viene quindi utilizzato il metodo di Gehrels, 1986, adatto per i casi di bassa statistica.

Se la natura fortemente poissoniana dei conteggi nelle sorgenti più deboli non viene considerata, la sottrazione del background (necessaria per ricavare i conteggi netti) può portare a valori di HR non accurati (van Dyk et al., 2001). Inoltre, non è possibile propagare gli errori nella (2.3) in maniera "classica", poichè si dovrebbe assumere una distribuzione gaussiana dei termini  $S$  e  $H$ , il che non è corretto nel caso di bassa statistica. Uno dei metodi per trattare il problema è quello di utilizzare un approccio di tipo bayesiano (e.g. Protassov et al., 2002), capace di considerare la natura poissoniana dei conteggi. L'HR e il relativo errore vengono quindi calcolati utilizzando il codice *Bayesian Estimation of Hardness Ratio* (BEHR; Park et al., 2006).

X-ray ID	Cts Full	Cts Soft	Cts Hard	HR
2	$890^{+31}_{-30}$	$442^{+22}_{-21}$	$448^{+22}_{-21}$	$0.01^{+0.03}_{-0.03}$
8	$115^{+12}_{-11}$	$55^{+9}_{-7}$	$60^{+9}_{-8}$	$0.04^{+0.09}_{-0.09}$
15	$407^{+21}_{-20}$	$127^{+12}_{-11}$	$280^{+18}_{-17}$	$0.37^{+0.04}_{-0.05}$
18	$42^{+8}_{-7}$	$11^{+5}_{-3}$	$30^{+7}_{-6}$	$0.46^{+0.15}_{-0.14}$
29	$133^{+13}_{-12}$	$44^{+8}_{-7}$	$89^{+11}_{-10}$	$0.34^{+0.08}_{-0.09}$
30	$200^{+15}_{-14}$	$75^{+10}_{-9}$	$125^{+12}_{-11}$	$0.25^{+0.08}_{-0.07}$
36	$204^{+16}_{-15}$	$62^{+9}_{-8}$	$143^{+13}_{-12}$	$0.40^{+0.06}_{-0.07}$
40	$55^{+9}_{-8}$	$22^{+6}_{-5}$	$33^{+7}_{-6}$	$0.22^{+0.12}_{-0.13}$
41	$118^{+12}_{-11}$	$52^{+8}_{-7}$	$65^{+9}_{-8}$	$0.12^{+0.09}_{-0.12}$
46	$121^{+13}_{-11}$	$54^{+9}_{-8}$	$66^{+10}_{-9}$	$0.10^{+0.09}_{-0.10}$
59	$295^{+19}_{-18}$	$52^{+9}_{-8}$	$242^{+17}_{-16}$	$0.65^{+0.05}_{-0.05}$
67	$205^{+16}_{-15}$	$79^{+10}_{-9}$	$126^{+13}_{-12}$	$0.23^{+0.07}_{-0.07}$
69	$223^{+17}_{-16}$	$90^{+11}_{-10}$	$132^{+13}_{-12}$	$0.19^{+0.07}_{-0.07}$
70	$215^{+16}_{-15}$	$77^{+10}_{-9}$	$138^{+13}_{-12}$	$0.28^{+0.06}_{-0.07}$
75	$109^{+13}_{-12}$	$23^{+7}_{-6}$	$87^{+12}_{-11}$	$0.60^{+0.09}_{-0.09}$
76	$629^{+28}_{-27}$	$309^{+19}_{-18}$	$321^{+21}_{-20}$	$0.02^{+0.05}_{-0.04}$
80	$21^{+7}_{-6}$	$7^{+4}_{-3}$	$14^{+6}_{-5}$	$0.30^{+0.29}_{-0.27}$
82	$123^{+13}_{-12}$	$43^{+8}_{-7}$	$80^{+11}_{-10}$	$0.30^{+0.10}_{-0.09}$
93	$93^{+12}_{-11}$	$47^{+9}_{-7}$	$45^{+9}_{-8}$	$-0.05^{+0.14}_{-0.13}$
106	$107^{+12}_{-11}$	$44^{+8}_{-7}$	$63^{+10}_{-9}$	$0.17^{+0.11}_{-0.10}$
109	$97^{+12}_{-11}$	$58^{+9}_{-8}$	$37^{+8}_{-7}$	$-0.23^{+0.10}_{-0.13}$
110	$120^{+17}_{-16}$	$45^{+10}_{-9}$	$75^{+14}_{-13}$	$0.33^{+0.15}_{-0.14}$
116	$110^{+14}_{-13}$	$55^{+9}_{-8}$	$53^{+11}_{-10}$	$0.18^{+0.15}_{-0.15}$
171	$16^{+7}_{-6}$	$11^{+5}_{-4}$	$5^{+5}_{-4}$	$-0.33^{+0.18}_{-0.53}$
192	$138^{+17}_{-15}$	$10^{+7}_{-6}$	$128^{+15}_{-14}$	$0.89^{+0.10}_{-0.03}$
194	$19^{+7}_{-6}$	$3^{+4}_{-2}$	$16^{+6}_{-5}$	$0.69^{+0.31}_{-0.08}$
200	$162^{+16}_{-15}$	$78^{+11}_{-10}$	$84^{+12}_{-11}$	$0.03^{+0.10}_{-0.03}$
206	$40^{+8}_{-7}$	$10^{+5}_{-4}$	$30^{+7}_{-6}$	$0.54^{+0.16}_{-0.16}$
216	$18^{+7}_{-6}$	$< 4$	$17^{+6}_{-5}$	$< 1$
272	$26^{+8}_{-7}$	$7^{+5}_{-3}$	$19^{+7}_{-5}$	$0.44^{+0.29}_{-0.23}$

TABELLA 2.2: Campione selezionato sulla base dei criteri descritti nella sezione 2.3, per un totale di 30 candidati AGN oscurati. Gli errori sono stati calcolati col metodo di Gehrels, 1986, valido in regime di bassa statistica e con un livello di confidenza corrispondente ad  $1\sigma$  in statistica gaussiana. L'HR e gli errori associati sono calcolati invece con un approccio bayesiano (Park et al., 2006)

## 2.4 La ricerca del redshift

Per studiare le caratteristiche fisiche delle sorgenti selezionate è fondamentale identificare il redshift. L'analisi spettrale in banda X necessita infatti di questo parametro per ricavare, ad esempio, l'assorbimento e la luminosità intrinseca, come verrà mostrato nel capitolo 5. Determinare il redshift esclusivamente da spettri X, soprattutto in caso di bassa statistica, è molto complicato e spesso non possibile, come verrà ampiamente spiegato nel capitolo 3. In casi di forte oscuramento ( $N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) è però possibile farne una stima anche in caso di bassa statistica (e.g. Iwasawa et al., 2012), sfruttando la riga in emissione del ferro neutro a 6.4 keV e la edge del ferro a 7.1 keV, che diventano sempre più prominenti all'aumentare della densità di colonna (sezione 2.3). Tuttavia, il campione selezionato ha un valore mediano di conteggi di  $\approx 120$ , inferiore rispetto alla statistica considerata in letteratura. Infatti, le soluzioni che si trovano dagli spettri X nel corso di questo lavoro di tesi sono spesso non univoche e con errori che possono arrivare all'ordine dell'unità. Questo accade perchè il numero limitato di conteggi non permette una chiara identificazione delle caratteristiche spettrali, che a volte non possono essere distinte da semplici fluttuazioni.

Si decide quindi di affiancare all'analisi spettrale in banda X una serie di simulazioni di spettri con le stesse caratteristiche di quelli osservati (capitolo 3), sia per verificare la significatività di eventuali righe del ferro a 6.4 keV, sia per stimare fino a quale livello di statistica è lecito spingersi nella stima di un redshift esclusivamente da caratteristiche in assorbimento, come la edge del ferro a 7.1 keV e il cut-off fotoelettrico prodotto dall'oscuramento. Tuttavia, il vincolo imposto dalla bassa statistica, soprattutto quando la riga in emissione del ferro a 6.4 keV non è significativa o non è presente, non permette di dare un'indicazione sul redshift esclusivamente dall'analisi spettrale.

La spettroscopia ottica permette di rivelare i redshift solitamente con ottima precisione. Questa però spesso non è disponibile e difficile da ottenere, soprattutto nel caso di sorgenti molto deboli che richiederebbero un grande tempo di esposizione. In particolar modo in campi "nuovi" come quello di J1030, dove la copertura spettroscopica è al momento scarsa, si ricorre ai redshift fotometrici (come verrà spiegato nel capitolo 4) che sfruttano la fotometria, molto più semplice da ottenere e che fornisce buoni risultati, anche se non comparabili con la precisione dei redshift spettroscopici. Nell'assunzione che in AGN fortemente oscurati l'emissione dominante in banda ottica/NIR sia quella della galassia ospite (e.g., Lusso et al., 2013), si sfrutta quindi l'ampia copertura multibanda (si veda tabella 2.1) unita ad una libreria di spettri sintetici di galassie (Ilbert et al., 2009), nel tentativo di ricavare redshift fotometrici attraverso una procedura di SED fitting.

Una volta ottenuti, i redshift fotometrici vengono confrontati con le soluzioni ottenute dai dati X e utilizzati per derivare le proprietà fisiche degli AGN dall'analisi spettrale, come mostrato in figura 2.8, i cui risultati sono riportati nel capitolo 5. Il confronto con le soluzioni in banda X ha la finalità di verificare che, nel caso di sorgenti oscurate, sia possibile identificare alcune caratteristiche spettrali e come queste possano essere utilizzate per stimare il redshift di una sorgente, nonostante non siano sufficienti, specialmente in regime di bassa statistica, per discriminarlo in maniera precisa.

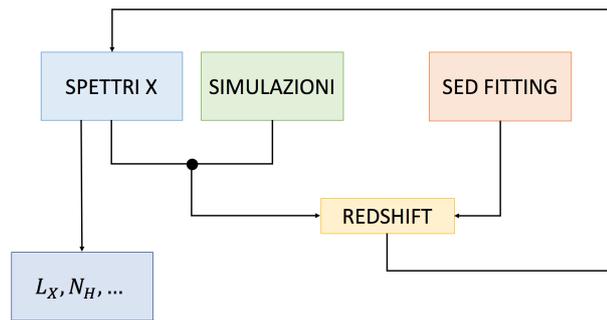


FIGURA 2.8: Flusso di lavoro per la ricerca del redshift e lo studio delle proprietà degli AGN oscurati.



## Capitolo 3

# Analisi spettrale e simulazioni in banda X

L'analisi spettrale in banda X è probabilmente il metodo più efficace per studiare l'attività di accrescimento del SMBH. Nel caso di forte oscuramento questa attività viene però fortemente "depressa", rendendo difficile la ricerca e lo studio degli AGN oscurati. L'emissione in banda X soffre dell'assorbimento fotoelettrico (tipicamente per energie  $\lesssim 10$  keV) ma, ciononostante, ha la capacità di penetrare alte densità di colonna fino a  $\sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  permettendo l'osservazione di questi oggetti.

Per rilevare questi oggetti sono necessarie tipicamente survey profonde, come quella condotta nel campo di J1030, per permettere il riconoscimento di alcune delle *features* spettrali tipiche degli AGN oscurati (sezione 3.1), come la riga in emissione del ferro neutro a 6.4 keV e la edge del ferro a 7.1 keV, che diventano più prominenti all'aumentare dell'assorbimento. Come già anticipato nel capitolo precedente, per poter studiare le proprietà fisiche delle sorgenti non si può prescindere dal redshift, il quale può essere stimato proprio grazie a queste *features*.

Il regime di bassa statistica, legato dalle forti densità di colonna del materiale assorbitore e dal redshift delle sorgenti, può tuttavia rendere questo processo molto complicato. Come verrà spiegato in questo capitolo, semplici fluttuazioni nei conteggi possono infatti essere interpretate come righe in emissione o edge in assorbimento. Con l'obiettivo di verificare le significatività di tali *features*, laddove presenti, l'analisi spettrale viene supportata da apposite simulazioni (sezione 3.2) in grado di riprodurre gli spettri estratti con le stesse caratteristiche delle osservazioni. Inoltre, è stata creata una seconda serie di simulazioni per verificare fino a quale livello di statistica è lecito spingersi, negli spettri in banda X, per poter fare una stima del redshift solo sulla base delle *features* in assorbimento.

Le soluzioni in redshift derivanti da questi metodi verranno confrontati con i redshift fotometrici, ottenuti da una procedura di SED fitting (capitolo 4), che forniscono un metodo indipendente per affrontare il problema del redshift e che possono confermare, o smentire, i risultati ottenuti in questo capitolo.

## 3.1 Spettroscopia in banda X

### 3.1.1 Estrazione spettrale

L'estrazione spettrale inizia con la scelta di una regione di estrazione per la sorgente e una per il background, utilizzando il programma SAOImage DS9. In generale, la dimensione della regione della sorgente deve tener conto di diversi aspetti. Innanzitutto va considerata la deformazione e l'allargamento della PSF in funzione dell'angolo di off-axis e dell'energia dei fotoni incidenti. Spostandosi nelle regioni più esterne del campo, infatti, la PSF si allarga e si deforma, pertanto la regione di estrazione deve tenerne

conto. Per questi motivi le regioni scelte hanno una forma circolare nelle regioni centrali del campo, mentre una forma ellissoidale nel regioni esterne.

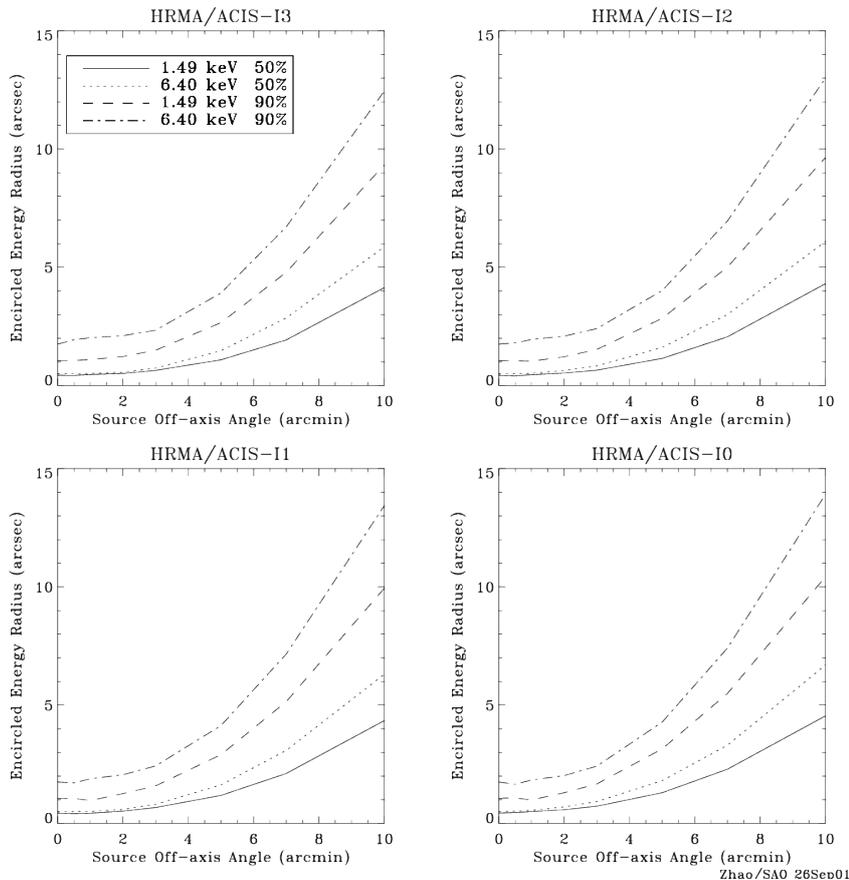


FIGURA 3.1: EER in funzione dell'angolo di off-axis per i diversi CCD di ACIS-I (figura presa dal *Chandra Proposers' Observatory Guide*, <http://cxc.cfa.harvard.edu/proposer/POG/html/index.html>).

Per quanto riguarda la larghezza della regione, il Chandra X-ray Center (CXC) fornisce gli andamenti della PSF in funzione dell'energia e dell'angolo di off-axis (figura 3.1) in termini di *encircled energy radius* (EER), che rappresenta la frazione di luce (in conteggi) contenuta entro regione circolare centrata nella posizione di una determinata sorgente. Come raggio di estrazione iniziale si è scelto quello dettato dalla curva a 1.49 keV al 90%, laddove la scelta dell'energia a cui considerare la PSF è dettata dal fatto che l'area efficace di *Chandra* ha il suo massimo a circa 1.5 keV. La scelta della grandezza della regione tiene in considerazione questi andamenti, ma poi viene "adattata" direttamente sul file di eventi in modo da ottimizzarla in relazione al numero di conteggi e alla massimizzazione del rapporto segnale rumore.

Come esemplificato in figura 3.2, nel caso specifico di sorgenti deboli è solo la parte più alta della PSF ad emergere dal background, pertanto la regione di estrazione per queste sorgenti sarà più piccola rispetto a quella consigliata da CXC. Viceversa la sorgente più luminosa avrà un raggio più grande del valore consigliato ma, essendo brillante, viene esclusa dall'estrazione solo una parte trascurabile della PSF.

Prima di procedere con l'estrazione spettrale, occorre definire anche una regione per il background, che verrà in seguito sottratto allo spettro della sorgente. Dove possibile si seleziona una regione ad anello centrata sulla sorgente, evitando la contaminazione di altri oggetti e della sorgente stessa. Le regioni del background sono state selezionate

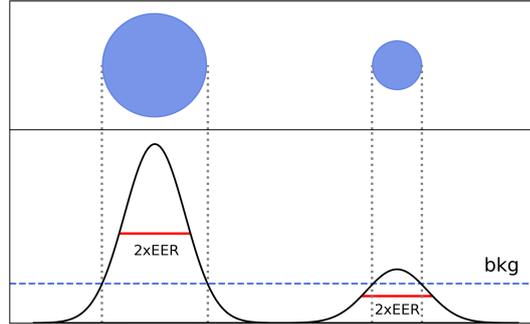


FIGURA 3.2: La PSF, approssimata come gaussiana, di due sorgenti con stesso EER (al 50%), ma con diverso numero di conteggi. L'EER della sorgente più debole si trova sotto il livello del background, quindi la regione di estrazione dovrà essere più piccola di quella consigliata da CXC.

assicurandosi che la sorgente stessa ed eventuali sorgenti vicine si trovino ad una distanza superiore al 90% di EER. Laddove non è possibile selezionare una forma ad anello per via di un'eventuale contaminazione, viene utilizzata una regione circolare in prossimità della sorgente. La grandezza della regione del background viene scelta con un'area almeno 10 volte maggiore rispetto a quella della sorgente. In questo modo si garantisce un buon campionamento dello spettro di background, il quale verrà poi normalizzato all'area della sorgente in modo da sottrarlo in maniera appropriata.

Le sorgenti per cui è stata effettuata un'estrazione spettrale sono disposte su tutto il campo, fino ad angoli di off-axis  $\sim 9'$ , per le quali sono state selezionate regioni di raggio da  $\sim 1''$  a  $\sim 8''$  in accordo con gli andamenti forniti da CXC.

L'estrazione vera e proprio viene effettuata utilizzando il programma *Chandra Interactive Analysis of Observations* (CIAO). I fotoni incidenti vengono registrati dal rivelatore sotto forma di conteggi e divisi in canali a diverse energie. Per avere una calibrazione in unità fisiche (keV), ovvero per passare da canali ad energia, si utilizza la matrice *Redistribution Matrix File* (RMF), mentre per tenere conto della risposta dello strumento si utilizza la *Ancillary Response File* (ARF), che è rappresentativa dell'area efficace dello strumento. Queste matrici devono necessariamente essere associate ad ogni spettro estratto per poter effettuare l'analisi spettrale.

Infine, per ogni sorgente, occorre combinare tra loro i file delle singole osservazioni in modo da avere uno spettro risultante per ogni sorgente. Questo viene fatto con il *tool combine\_spectra*, il quale somma in maniera opportuna i conteggi negli spettri di sorgente e background, mentre per le matrici RMF e ARF esegue una media pesata sui tempi di esposizione delle singole osservazioni rispetto al totale. Si ottengono così i file combinati sul totale delle osservazioni sui quali verrà effettuata l'analisi spettrale.

### 3.1.2 Il regime di bassa statistica

Durante la procedura di estrazione si è scelto un "grouping" (utilizzando l'FTOOL<sup>1</sup> *grppha*) di almeno un conteggio per bin di energia. Dato che il campione ha un valore mediano di 120 conteggi (in banda 0.5 - 7.0 keV), un raggruppamento di più conteggi porterebbe ad una perdita pesante in termini di risoluzione spettrale, riducendo drasticamente la possibilità di analizzare eventuali *features* spettrali. A bassi regimi di statistica non viene utilizzata la statistica del  $\chi^2$ , che necessita di una distribuzione

<sup>1</sup>Gli FTOOL sono un pacchetto software per la gestione dei file .fits, fornito da CXC.

gaussiana di conteggi nei singoli bin (un minimo di 15/20), ma la statistica di *Cash* (o *c-stat*; Cash, 1979), che lavora in regime poissoniano e che permette, nella sua implementazione all'interno di XSPEC, la possibilità di lavorare su spettri con "binning" limitato (Lanzuisi et al., 2015).

Le proprietà fisiche di un AGN in banda X, come l'assorbimento intrinseco, l'equivalent width (EW) della riga del ferro neutro a 6.4 keV (nel sistema di riferimento a riposo) e la luminosità intrinseca, possono essere ricavate modellando le diverse componenti dello spettro osservato. Lo studio di tali proprietà viene fatto tramite una procedura di fitting tra modelli appositi e conteggi rivelati, utilizzando il programma XSPEC v.12.9.1u (Arnaud 1996).

### I modelli spettrali utilizzati in banda X

Data la qualità medio/bassa degli spettri utilizzati, non è possibile fare il fit utilizzando modelli troppo elaborati. Per questo si comincia con il modello più semplice possibile: una legge di potenza con assorbimento intrinseco (`powerlaw` e `zphabs` su XSPEC), al quale viene poi aggiunta una riga in emissione (`zgauss`) quando questa risulta evidente e statisticamente rilevante. Un esempio di tali modelli è visibile in figura 3.3. Per tutte le sorgenti viene aggiunto anche un assorbimento galattico (`phabs`) che varia a seconda della posizione delle sorgenti nel campo, con un valore medio di  $2.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ .

Nonostante la semplicità dei modelli, questi hanno già tutte le caratteristiche principali che ci si aspetta di riconoscere in spettri di AGN oscurati, ovvero un cut-off alle basse energie dovuto ad assorbimento fotoelettrico, una edge del ferro (ad un'energia di 7.1 keV a riposo) molto profonda in presenza di forte oscuramento e la riga in emissione del ferro neutro (6.4 keV a riposo). Queste *features*, se riconosciute, possono fornire un'indicazione sul redshift delle sorgenti; in particolare la riga del ferro che, quando è significativa, riesce a vincolarlo in maniera più precisa.

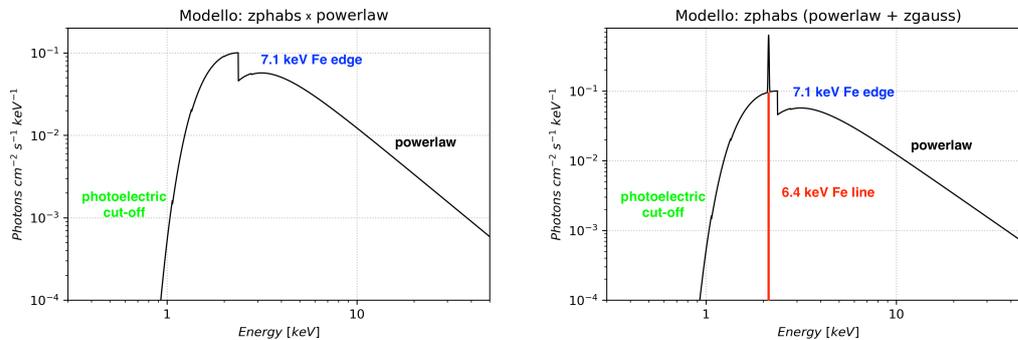


FIGURA 3.3: Esempio dei due modelli che si sono utilizzati. A sinistra una legge di potenza assorbita e a destra lo stesso modello con l'aggiunta della riga del ferro neutro a 6.4 keV (sistema di riferimento a riposo). I parametri dei modelli sono una densità di colonna  $N_H = 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ , un indice spettrale  $\Gamma = 1.9$  e un redshift  $z = 2$  per entrambi i modelli. Infine si è scelta una riga stretta di larghezza 10 eV e una EW  $\sim 500$  eV. Sono inoltre evidenziate le diverse componenti spettrali che compongono i modelli.

Per ottenere dei vincoli sul redshift è opportuno fissare alcuni parametri a valori ragionevoli per permettere al fit di trovare una soluzione, specialmente quando la statistica è estremamente limitata. Si sceglie così di fissare l'indice spettrale ad un valore  $\Gamma = 1.9$  per evitare la degenerazione con l' $N_H$ , che altrimenti non permetterebbe la stima sull'assorbimento. La scelta del valore di  $\Gamma$  è motivata sia da un punto di vista

osservativo, dove AGN non oscurati hanno tipicamente un  $\Gamma \sim 1.8 - 2.0$  (e.g., Nandra e Pounds, 1994; Piconcelli et al., 2005), sia da un punto di vista teorico, dove modelli di disco-corona confermano tali valori (e.g., Haardt e Maraschi, 1991). Se presente viene fissata la larghezza della riga a  $\sigma = 10 \text{ eV}$ , nell'assunzione che non venga prodotta nelle immediate vicinanze del BH. Infine, per "aiutare" il fit, ne viene fissata l'energia a 6.4 keV (nel sistema di riferimento a riposo). Come anticipato nel capitolo 2, la riga in emissione del ferro neutro a 6.4 keV è quella più probabile e che più comunemente è osservata in questo tipo di oggetti, per questo viene fissata a tale energia.

### Le soluzioni X

L'utilizzo nella pratica della *c-stat* può non essere banale. Gli algoritmi utilizzati all'interno di XSPEC hanno la tendenza a "bloccarsi" nei minimi locali della propria distribuzione di probabilità, per questo occorre prestare attenzione al fatto che il fit raggiunga un minimo globale. Per evitare divergenze nei parametri è inoltre buona norma definire un intervallo di plausibilità in cui i parametri del modello possano variare.

Per avere una visione completa su tutto l'intervallo dei valori di  $z$  si utilizza il comando *steppar*. Questo permette di creare una griglia di parametri generata da una serie di fit consecutivi, nei quali uno o due parametri variano di un determinato step ad ogni fit. Utilizzato su un singolo parametro produrrà un andamento della statistica in funzione del parametro stesso, dove il minimo globale corrisponde alla soluzione di best-fit mentre i minimi locali, se ritenuti significativi, rappresentano le soluzioni secondarie. Un esempio è mostrato in figura 3.4. La significatività dei minimi, sia secondari che assoluti, viene valutata in termini di  $\Delta cstat$ <sup>2</sup> e varia da sorgente a sorgente. In generale si cercano soluzioni con un  $\Delta cstat \geq 2.7$ , che corrisponde ad almeno il 90% di confidenza per un singolo parametro di interesse. Queste soluzioni da qui in avanti chiamate soluzioni X ( $z_X$ ), vengono poi confrontate con una soglia di accettabilità, che nel caso del redshift viene inizialmente posta a  $|\Delta z| \sim 0.5$ .

Se viene identificata una soluzione in corrispondenza di una riga in emissione, la sua significatività viene valutata in maniera quantitativa in termini di F-test (Snedecor, 1989):

$$P_f(f, dof_1, dof_2) = \frac{\chi_1^2/dof_1}{\chi_2^2/dof_2}; \quad (3.1)$$

dove 1 e 2 fanno riferimento, rispettivamente, al modello con la componente aggiuntiva (in questo caso la riga di emissione) e al modello più semplice con solo legge di potenza e assorbimento; i *dof* (gradi di libertà) corrispondono al numero dei punti utilizzati nel fit meno il numero dei parametri liberi dei rispettivi modelli; i termini di  $\chi^2$  vengono sostituiti con i corrispettivi valori di *c-stat*. In realtà, l'aggiunta di una riga al modello non soddisfa completamente tutti i requisiti dell'F-test (si veda Protassov et al., 2002), ma è buona prassi utilizzare ugualmente questo test per avere quantomeno un'indicazione sul miglioramento del fit rispetto a quello precedente, che verrà ulteriormente verificata con simulazioni (come si vedrà in seguito), molto più "costose" da un punto di vista computazionale.

Dato il regime di bassa statistica, tuttavia, alcune fluttuazioni spettrali possono essere interpretate come componenti in emissione o in assorbimento, producendo comunque un miglioramento del fit. Diventa quindi fondamentale simulare spettri con le caratteristiche di queste sorgenti, in modo da verificare la significatività di eventuali *features* come righe in emissione o assorbimenti. In base ai risultati ottenuti dalle simulazioni (si

<sup>2</sup>Per la *c-stat* si considerano gli stessi valori di confidenza di  $\Delta\chi^2$  (e.g., Tozzi et al., 2006).

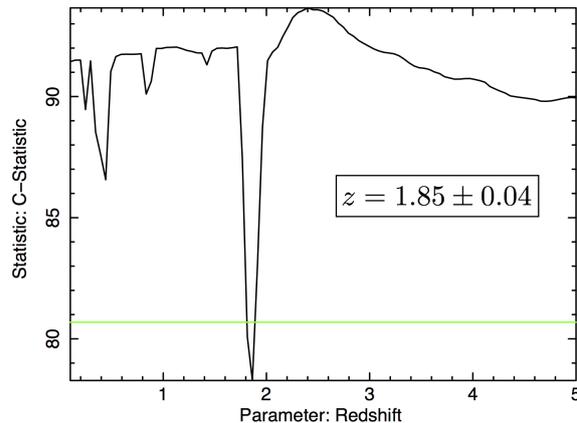


FIGURA 3.4: Esempio di andamento statistico del parametro di redshift, dopo aver lanciato il comando *steppar*. Si tratta della XID 46, modello con riga, legge di potenza e assorbimento. La linea verde rappresenta la significatività della riga al 90% di confidenza rispetto al valore di best fit. In questo caso si ottiene una soluzione  $z_X = 1.85 \pm 0.04$  in corrispondenza del minimo globale.

veda sezione 3.2.1) si decide di utilizzare una soglia del 99% (in termini di F-test) sul miglioramento di un modello quando viene introdotta una riga, per considerarla come reale oppure no.

## 3.2 Simulazioni di AGN oscurati

Come anticipato nei paragrafi precedenti, lavorando in regime di bassa statistica si intuisce che può diventare fondamentale l'utilizzo di simulazioni, per questo ne vengono studiate e prodotte di diverse tipologie. In particolare si valuta la significatività delle righe in emissione (sezione 3.2.1) e si sonda fino a quale livello di statistica è possibile spingersi per cercare di identificare un redshift esclusivamente dalle *features* in assorbimento, come il cut-off fotoelettrico ma soprattutto la edge del ferro a 7.1 keV<sup>3</sup> (sezione 3.2.2). Viene inoltre fatto uno studio sull'andamento dell'HR in funzione dell'assorbimento intrinseco e del redshift, per poter confrontare i risultati ricavati dall'analisi spettrale con i risultati attesi dalle simulazioni (sezione 3.2.3). Tutte le simulazioni hanno l'obiettivo di verificare la significatività delle varie soluzioni ottenute dall'analisi spettrale.

### 3.2.1 Significatività della riga del ferro a 6.4 keV

Quando si analizza uno spettro, la riga in emissione è probabilmente la prima componente che si vuole identificare. Uno dei vantaggi dell'identificazione di una riga spettrale è quello di poter stimare il redshift della sorgente, conoscendo l'energia della riga nel sistema di riferimento a riposo. Nel regime di bassa statistica tuttavia, questo processo può diventare difficoltoso e il calcolo delle significatività, per esempio in termini di F-test, può essere fuorviante. Di seguito si presenta una serie di simulazioni basate sul comando *fakeit* di XSPEC. Questo comando permette di simulare spettri a partire

<sup>3</sup>Da qui in avanti le energie della riga e della edge del ferro, rispettivamente a 6.4 (ferro neutro) e 7.1 keV, sono da considerarsi nel sistema di riferimento a riposo, se non specificato diversamente.

da un modello iniziale, sfruttando le matrici ARF e RMF, il tempo di esposizione e lo spettro di background. In questo modo è possibile riprodurre gli spettri di sorgenti specifiche, con la loro statistica e con le caratteristiche dell'osservazione, in modo da verificare la presenza o meno della riga del ferro neutro a 6.4 keV o di altre righe che risultano significative in termini di F-test.

Le simulazioni vengono effettuate senza introdurre il parametro di redshift nei modelli. L'obiettivo è infatti verificare la significatività di una riga, indipendentemente da  $z$ . Non inserire il redshift nei modelli corrisponde a porlo idealmente uguale a zero. Questo comporta una modellizzazione del continuo non ideale, ma d'altra parte non è possibile introdurre un redshift, poichè è proprio il valore che si vuole determinare. In termini statistici una qualsiasi riga corrisponde però ad una serie di punti spettrali al di sopra del continuo, pertanto è possibile valutarne la significatività anche se il continuo non viene modellato perfettamente. In questo modo non si sfrutta la reale potenzialità dei dati, ma è l'unica alternativa accettabile in assenza di redshift spettroscopici, con i quali si potrebbero creare modelli in modo da riprodurre al meglio lo spettro osservato. Se la simulazione fornisce risultati positivi sulla veridicità di tale riga, a posteriori verrà eseguito un fit spettrale introducendo il redshift nei modelli, in modo da farne una stima con i relativi errori. Chiaramente  $z$  verrà posto allo stesso valore in tutte le componenti dei modelli (e.g., `zgauss`; `zphabs`), così come queste saranno nella loro versione senza  $z$  (e.g., `gauss`; `phabs`) se si decide di escluderlo. La scelta di non introdurre  $z$  è giustificata anche in termini di ottimizzazione. L'introduzione del redshift complicherebbe il modello, rendendo la simulazione più dispendiosa in termini di tempo.

La logica delle simulazioni è la seguente:

1. viene caricato lo spettro reale della sorgente per la quale si vuole verificare la presenza di una riga. In questo modo verrà simulato uno spettro considerando le matrici ARF e RMF della sorgente reale, utilizzando il suo file di background e la sua statistica. Questo è necessario se si vuole riprodurre nel modo più fedele possibile la sorgente osservata;
2. viene impostato un modello semplice senza la presenza di righe (`phabs` × `phabs` × `powerlaw`), dove il primo termine fa riferimento all'assorbimento galattico calcolato alla posizione della sorgente, mentre nella componente di legge di potenza viene fissato un  $\Gamma = 1.9$ . Gli altri parametri vengono lasciati liberi di variare e inizializzati ai valori di default;
3. si simulano gli spettri con il comando `fakeit` di XSPEC e si applica un "grouping" di un conteggio per bin. Viene fatto un fit sul modello semplice senza righe e vengono memorizzati i risultati.

In questo modo sono stati simulati spettri con le caratteristiche della sorgente reale, ma senza la presenza di righe. Si cerca quindi di valutare la significatività di eventuali righe, calcolando il numero di volte in cui queste sono identificate per caso ("chance probability"). È possibile verificare quante volte e con quale significatività il fit interpreta una semplice fluttuazione come una riga in emissione, ovvero viene calcolata la percentuale di falsi positivi.

In ordine:

5. viene effettuato il fit sugli spettri simulati precedentemente, con lo stesso modello ma con l'aggiunta di una riga in emissione (`gauss`). La larghezza della riga viene

fissata a 10 eV, mentre la normalizzazione e l'energia vengono lasciate libere di variare;

6. date le difficoltà della *c-stat* in relazione ai minimi locali, si utilizza il comando *steppar* sul singolo parametro di energia della riga. In questo modo viene creata una griglia di parametri nell'intervallo energetico della riga (definito tra 0.5 e 6.0 keV), con uno step di 0.1 keV, sulla quale si possono valutare tutte le soluzioni;
7. a questo punto si effettua il fit dello spettro simulato solo dove il valore di  $\Delta cstat = cstat(noline) - cstat(line)$ , tra il modello precedente senza riga e questo con riga soddisfa la

$$\Delta cstat_{sim} \geq \Delta cstat_{obs} \quad (3.2)$$

dove *sim* e *obs* fanno riferimento, rispettivamente, a sorgente simulata e sorgente osservata.

Se la (3.2) è verificata, significa che il fit ha interpretato una fluttuazione come una riga e con una significatività maggiore o uguale a quella che si trova aggiungendo una riga al modello dello spettro reale. Si conta così il numero di volte in cui negli spettri simulati la (3.2) è verificata. Quello che ci si aspetta da queste simulazioni è ottenere risultati più realistici sulla presenza delle righe rispetto all'F-test, che soprattutto in caso di bassa statistica può produrre dei risultati poco affidabili. Aggiungere una riga al modello può infatti riprodurre meglio i dati determinando un miglioramento statistico, ma non per questo tale riga sarà necessariamente reale, poichè potrebbe semplicemente riprodurre una fluttuazione nello spettro osservato.

### Applicazione del metodo alla sorgente XID 18

La sorgente XID 18 è uno di quelle per cui è stata verificata la presenza di una riga, le cui caratteristiche sono elencate in tabella 3.1.

cts full	cts soft	cts hard	HR	area ratio	off-axis	r
$42_{-7}^{+8}$	$11_{-3}^{+5}$	$30_{-6}^{+7}$	$0.46_{-0.14}^{+0.15}$	55	$\sim 1.6'$	$\sim 1.5''$

TABELLA 3.1: Informazioni relative alla sorgente XID 18. In ordine: conteggi netti in banda full, soft e hard, calcolati come descritto in sezione 2.3; hardness ratio calcolato con approccio bayesiano (Park et al., 2006); rapporto tra area background e area sorgente; angolo di off-axis (calcolato con il tool di *Chandra dmcoords*) e raggio di estrazione utilizzato.

Dallo spettro estratto (figura 3.5) sembra esserci una riga a  $\sim 2$  keV. Facendo un fit con un modello semplice con riga (vedi sezione 3.1.2) si ottiene uno  $z = 2.12_{-0.11}^{+0.324}$ , con i risultati di  $\Delta cstat$  in tabella 3.2. Utilizzando il comando *steppar* sul singolo parametro di energia della riga (figura 3.5), la sua presenza sembra corrispondere ad una significatività di  $\sim 2 - 2.5\sigma$ .

A questo punto è lecito chiedersi se l'aggiunta della riga sia realmente significativa. Si applicano pertanto le simulazioni relative alla riga (paragrafo 3.2.1) utilizzando la (3.2) per verificare quante volte il fit interpreta una semplice fluttuazione come una riga, nonostante questa abbia una significatività di  $\sim 2 - 2.5\sigma$ . Credendo alla veridicità della riga individuata nella sorgente XID 18, se viene simulato un numero sufficiente di

<sup>4</sup>Errore riportato al 90% di confidenza sul singolo parametro di interesse.

$c\text{-stat}$	29.7
$\Delta cstat/\Delta dof$	4.9
F-test	98.1%

TABELLA 3.2: Risultati del best fit per la sorgente XID 18, dove si ha un  $\Delta dof = 2$ . La probabilità ottenuta tramite l’F-test viene calcolata rispetto ai modelli con e senza riga. Gli errori sono riportati con un livello di confidenza del 90% sul singolo parametro di interesse.

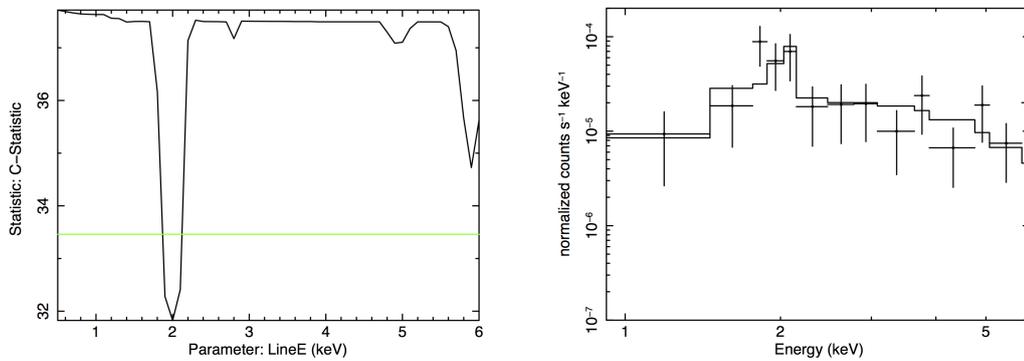


FIGURA 3.5: A sinistra l’andamento della  $c\text{-stat}$  sull’energia della presunta riga, il cui minimo globale corrisponde al best-fit mostrato nella figura a destra. Per questa sorgente (XID 18) si è utilizzato un modello semplice con legge di potenza, assorbimento e riga in emissione, dove sono stati fissati i parametri  $\Gamma = 1.9$  e la larghezza della riga a 10 eV. Per una migliore rappresentazione visuale si è scelto un raggruppamento nello spettro a 3 conteggi per bin. La linea verde indica il 90% di confidenza.

spettri ci si aspetterebbe che il numero di falsi positivi sia molto basso, in questo caso inferiore al 2-5% (considerando il valore di  $2 - 2.5\sigma$  con il quale viene identificata la riga).

Il risultato fornito da 10000 simulazioni spettrali indica che un  $\sim 12\%$  degli spettri simulati presenta una riga statisticamente uguale o più rilevante di quella dello spettro reale. Inoltre, in un  $\sim 1\%$  dei singoli spettri il fit riconosce più di una riga (con lo stesso criterio di significatività). In altre parole per questa sorgente, per la sua statistica e per le caratteristiche strumentali e dell'osservazione, il fit può interpretare le fluttuazioni come righe con una probabilità del  $\sim 12\%$ . Questo risultato non è discorde rispetto ai valori aspettati ed a quelli di  $\Delta cstat$  trovati per la sorgente reale (tabella 3.5), poiché la ricerca di falsi positivi viene effettuata sull'intervallo energetico 0.5-6 keV, mentre i valori calcolati per la XID 18 fanno riferimento ad una singola riga ad una determinata energia. A supporto di queste considerazioni si è preso come esempio il bin tra 2 e 2.5 keV dell'istogramma in figura 3.6: in questo intervallo si ottiene una percentuale di falsi positivi di  $\sim 1.5\%$  in linea con i risultati attesi dalla sorgente reale.

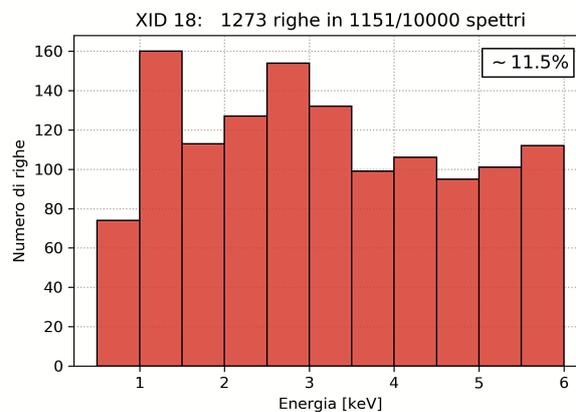


FIGURA 3.6: Istogramma relativo al numero di volte in cui una riga in emissione viene identificata con una confidenza  $\geq 2.2\sigma$  (ossia maggiore o uguale alla significatività della sorgente XID 18), in funzione dell'energia. In questo caso sono stati simulati 10000 spettri con le caratteristiche della sorgente reale.

Dalla figura 3.6, dove si è escluso l'intervallo 6-7 keV poiché a causa del background il rapporto SNR tende a diminuire, si può vedere come la distribuzione delle righe trovate dal fit sia casuale. Le fluttuazioni che possono essere interpretate come righe, con una significatività  $\gtrsim 2.2\sigma$ , possono quindi trovarsi su tutto l'intervallo energetico. In conclusione, con la statistica che contraddistingue la sorgente XID 18, una significatività del  $\sim 98\%$  non è sufficiente per discriminare una riga dalle fluttuazioni.

### Applicazione del metodo alla sorgente XID 46

Si utilizzano le stesse simulazioni per un'altra sorgente del campione, la XID 46 (tabella 3.3), dove viene identificata una riga in emissione con significatività più alta, di  $\sim 4\sigma$ . In questo caso i risultati mostrano che un  $\sim 0.2\%$  delle fluttuazioni hanno una significatività uguale o maggiore di quella della riga. Si può vedere questo risultato come un "sanity check" delle simulazioni e come una prova del fatto che per significatività molto elevate ( $\gtrsim 4\sigma$ ) è possibile discriminare una riga con una buona probabilità anche in regimi di bassa statistica.

$$cts_{full} = 122_{-22}^{+24} \quad HR = 0.10_{-0.10}^{+0.09} \quad \Delta cstat/\Delta dof = 8.8 \quad F - test : 99.994\%$$

TABELLA 3.3: Sorgenti XID 46.  $\Delta dof = 2$  tra modello con riga e senza riga, dove le varie quantità sono calcolate come descritto in tabella 3.1.

Da questi risultati si decide di considerare l’F-test attendibile, per la significatività di una riga, solo oltre una soglia di almeno il 99% (ovvero  $\gtrsim 2.6\sigma$ ). Oltre tale valore la riga viene quindi testata dalle simulazioni per essere confermata.

### 3.2.2 La edge del ferro a 7.1 keV

Nel caso di sorgenti molto oscurate e in regime di bassa statistica, la ricerca della riga del ferro a 6.4 keV spesso non produce risultati significativi. La determinazione del redshift è comunque possibile (e.g., Vignali et al., 2015; Iwasawa et al., 2012) se si riescono a discriminare le caratteristiche spettrali tipiche di AGN oscurati, come la edge del ferro a 7.1 keV e il cut-off fotoelettrico in banda Soft. L’obiettivo di questa tipologia di simulazioni è quello di verificare fino a che livello di statistica è possibile discriminare il redshift di una sorgente esclusivamente tramite le *features* in assorbimento. La edge del ferro a 7.1 keV, che diventa più prominente all’aumentare della densità di colonna, è sicuramente l’assorbimento più significativo.

Questa seconda serie di simulazioni, che utilizza nuovamente il comando *fakeit* di XSPEC, ha una logica diversa dalla precedente poichè si sviluppa sulla creazione e l’analisi di spettri teorici:

1. vengono simulati spettri con un modello semplice (**phabs**  $\times$  **zphabs**  $\times$  **powerlaw**)<sup>5</sup>, nel quale assorbimento intrinseco, normalizzazione e redshift coprono un intervallo di parametri tipico di AGN in regime Compton thin (si veda tabella 3.4) e dove si sceglie un  $\Gamma = 1.9$ ;

Parametro	$z$	$N_H$ [ $cm^{-2}$ ]	$norm$ [ $photons/keV/cm^2$ ]
Intervallo	0.5 - 5.0	$10^{21} - 10^{24}$	$10^{-2} - 10^{-6}$
Step	+0.5	$\times 5$	$\times 10$

TABELLA 3.4: Intervalli dei parametri coperto dalle simulazioni, tipici di AGN oscurati . Si tratta di 100 spettri/ $z/N_H/norm$ , per un totale di 35 mila spettri per simulazione.

2. per ogni spettro simulato, si utilizza la strategia del comando *steppar* (vedi paragrafo 3.2.1) sul singolo parametro di redshift in modo da valutare sia i minimi locali che quelli globali, considerandoli come soluzioni X laddove questi siano significativi in termini statistici. Per valutare questa significatività viene calcolata la profondità di un minimo locale: quando questa supera  $\Delta cstat = 2.7$ , ovvero una confidenza al 90%, allora la soluzione data da tale minimo viene considerata;
3. si effettua un fit sullo stesso modello di partenza, dove  $N_H$ ,  $z$  e normalizzazione sono lasciati liberi, mentre si fissa un  $\Gamma = 1.9$  e vengono memorizzati i risultati;
4. a questo punto viene verificato quante volte il fit è riuscito a discriminare i valori iniziali di  $z$  e  $N_H$ . Tale discriminazione viene effettuata calcolando gli errori sui risultati del fit, con una confidenza del 90% sul singolo parametro di interesse.

<sup>5</sup>Per i dettagli sui parametri di *fakeit* si veda il paragrafo 3.2.2.

In tutte le simulazioni vengono considerati match validi i risultati dove c'è compatibilità tra i valori iniziali e i risultati del fit, sia su  $N_H$  che su  $z$ . Dato che alcuni match, soprattutto sul redshift, hanno un errore molto grande, che supera  $\Delta z = 1$ , si definiscono diverse soglie di accettabilità:  $\Delta z \leq 0.25$ ,  $0.5$  e  $1$ .

A differenza delle simulazioni sulle righe in emissione, dove si partiva da sorgenti reali con i loro file associati, in questo caso si simulano spettri puramente teorici. Per una simulazione specifica da applicare al campo di J1030 c'è però la necessità di inserire in *fakeit* delle matrici di risposta (ARF e RMF) e un file di background relativi ai dati osservati, come viene spiegato nei paragrafi successivi.

### La scelta di ARF e background

La scelta di ARF e background viene affrontata con un approccio simil teorico, in modo da ottenere delle simulazioni specifiche per i dati a disposizione, ma allo stesso tempo valide per ogni tipologia di sorgente (sempre all'interno classe degli AGN oscurati) e per ogni zona del campo. In questo modo sarà possibile applicare i risultati ottenuti a qualsiasi sorgente del campione principale.

Si seleziona un gruppo di sorgenti (tabella 3.5) dal campione principale, in modo da avere informazioni sull'andamento delle ARF per questa tipologia di oggetti in diverse aree del campo. Assumendo che la risposta dello strumento sia simile a parità di angolo di off-axis, si identificano 3 candidati a diverse distanze dal centro nonché il quasar J1030+0524 al centro del campo. Si utilizzano inoltre le matrici fornite da CXC all'aimpoint, per avere un confronto con le previsioni che il team di *Chandra* esegue periodicamente per valutare lo stato della strumentazione. Le ARF, che all'interno di XSPEC sono rappresentative dell'area efficace, sono mostrate in figura 3.5. Si può notare come l'effetto del *vignetting* agisca all'aumentare dell'angolo di off-axis, diminuendo drasticamente l'area efficace nelle regioni più esterne.

XID	21	41	206	272
off-axis	$\sim 0$	3.2'	5.0'	9.5'

TABELLA 3.5: Le 4 sorgenti utilizzate per le simulazioni, con i relativi angoli di off-axis.

Si assume che anche il background abbia lo stesso andamento a diversi angoli di off-axis. Per campionare un background il più generale possibile all'interno del campo, si sceglie di estrarne lo spettro in anelli concentrici centrati all'aimpoint, di larghezza (differenza tra raggio esterno e interno) di  $\sim 1'$ . Prima di procedere con l'estrazione occorre però escludere le sorgenti dal file di eventi. Per farlo si utilizza il *tool* di CIAO *dmcopy* che, grazie al parametro *exclude*, permette di rimuovere dal file di eventi una serie di regioni. Il file contenente le regioni viene prodotto con *wavdetect*, in grado di identificare le sorgenti per poi creare un file che le contiene. Il risultato di questo processo è riportato in figura 3.8.

Con questo metodo si avrà un background medio per ogni anello, ovvero per ogni angolo di off-axis. I conteggi di background dovranno essere normalizzati all'area di estrazione della sorgente, in modo da essere opportunamente sottratti dallo spettro sorgente. In questo caso però, avendo prodotto spettri simulati, questi non hanno una regione di estrazione associata. Per risolvere il problema si considera come regione di estrazione la grandezza della PSF ad un dato angolo di off-axis (figura 3.1). Così, tramite l'FTOOL *grppha*, è possibile associare ad uno spettro simulato un background medio (tramite la keyword *BACKSCAL*), riscalato alla dimensione della PSF ad una data distanza dal centro.

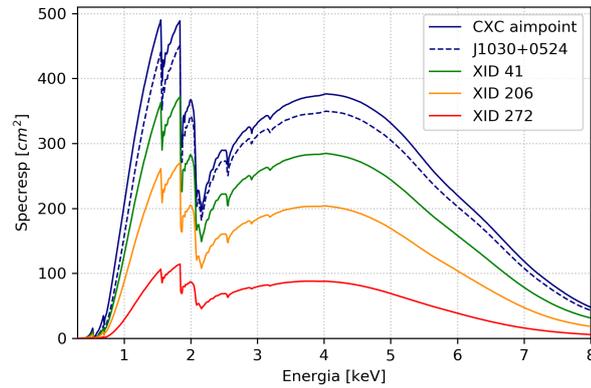


FIGURA 3.7: Le ARF delle sorgenti utilizzate per il campionamento dell'area efficace in diverse zone di J1030. Si può notare come la linea tratteggiata, che corrisponde al quasar al centro del campo, abbia valori leggermente inferiori a quelli previsti da CXC nonostante tale sorgente sia osservata proprio all'aimpoint. Integrando le ARF nell'intervallo 0.5-7 keV, tale differenza è di  $\sim 10\%$ .

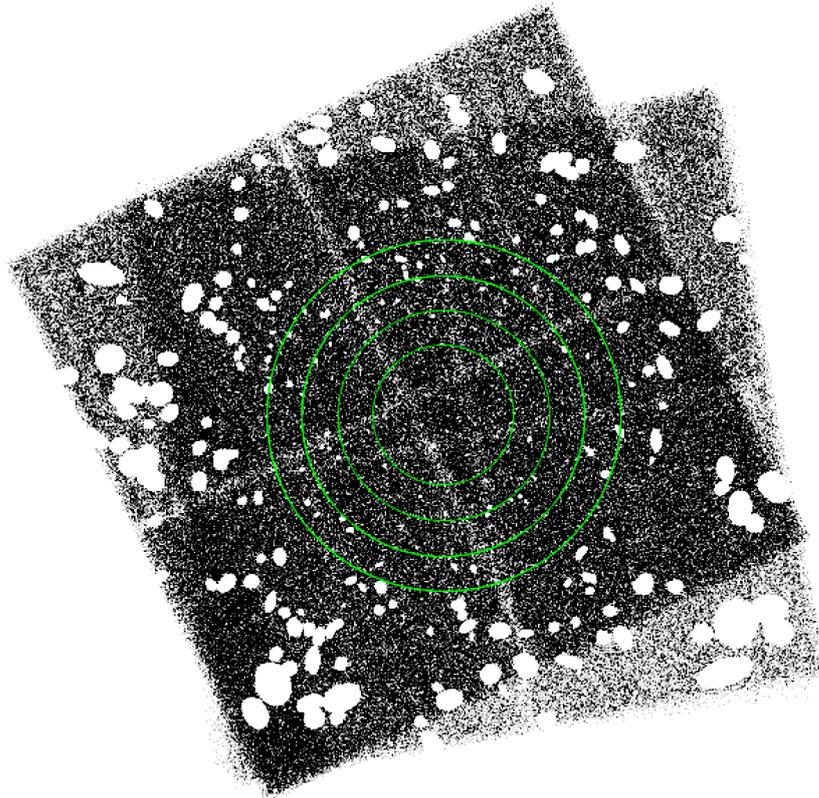


FIGURA 3.8: L'intero campo J1030 in banda 0.5-7 keV dopo aver escluso tutte le sorgenti individuate. I parametri di *wavdetect* necessari per generare le regioni che rappresentano le sorgenti sono stati scelti in maniera conservativa, in modo da assicurarsi di escludere completamente il loro segnale al momento della rimozione dal file di eventi. In verde sono evidenziati alcune delle regioni utilizzate per l'estrazione dello spettro di background.

### Risultati delle simulazioni

Come trattato in precedenza, per questa tipologia di simulazioni si sono utilizzate 4 sorgenti campione, più i file forniti da CXC all'aimpoint. In questo paragrafo sono trattati i risultati ottenuti relativi alla sorgente XID 206, in funzione del numero di conteggi (netti, ossia una volta sottratto il contributo del background normalizzato all'area di estrazione della sorgente) e per due diverse soglie sull'errore associato al redshift:  $\Delta z \leq 0.25$  e  $\leq 0.5$ . Viene riportata questa serie di simulazioni come caso esemplificativo, poichè rispecchiano gli andamenti ottenuti utilizzando anche le altre sorgenti campione. Le simulazioni prodotte con le restanti sorgenti sono disponibili in appendice B).

L'informazione più importante fornita da questi risultati (figura 3.9) è quella relativa all'assorbimento. La edge del ferro e il cut-off fotoelettrico diventano più prominenti con l'aumentare dell' $N_H$  e questo risulta essere determinante per l'identificazione di  $z$ . Infatti, sono necessarie densità di colonna  $\geq 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  per poter discriminare il redshift in regimi di circa 100 conteggi. Per valori di  $N_H < 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  invece, diventa arduo cercare di discriminare un valore di redshift. Questo conferma il fatto che per regimi di statistica così bassi un forte assorbimento diventa un requisito fondamentale.

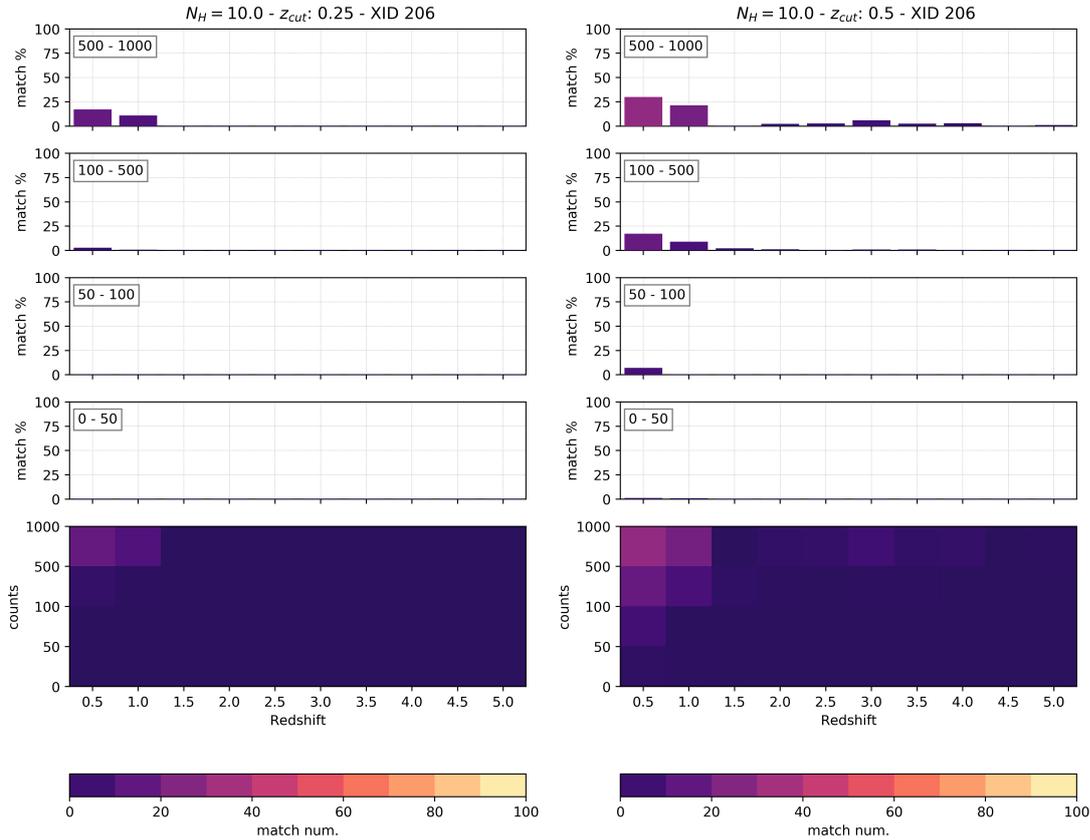


FIGURA 3.9: Continua nella pagina successiva.

Un'altra cosa che emerge è la differenza che si ottiene cambiando la soglia di  $\Delta z$ . Per una precisione inferiore ( $\Delta z \leq 0.5$ ) si ha un aumento del numero di match che va da qualche % fino a  $\sim 25\%$ , in funzione del numero di conteggi e redshift, rispetto ad una precisione maggiore nelle soluzioni ( $\Delta z \leq 0.25$ ). Infine, è presente un andamento in funzione del redshift: ad alti  $z$  il cut-off fotoelettrico tende a parità di  $N_H$ , di finire fuori dalla banda analizzata (0.5-7 keV), pertanto diventa più complicato per il fit trovare una

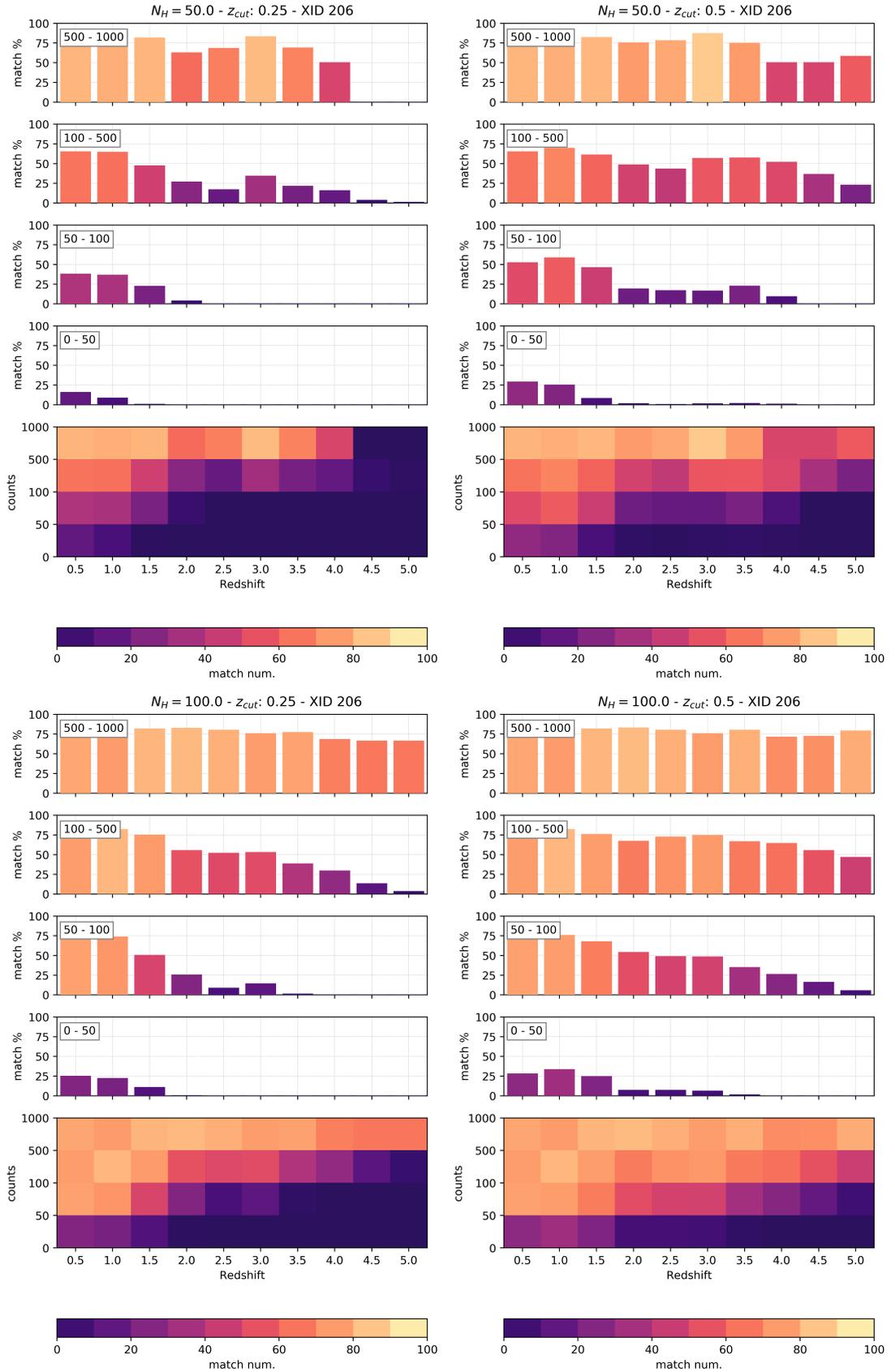


FIGURA 3.9: Simulazioni per le matrici della XID 206, cioè per off-axis  $\sim 5'$ . In questi casi i match tra i valori iniziali e i risultati hanno una soglia di  $\Delta z = 0.25$  (sinistra) e  $\Delta z = 0.5$  (destra). I singoli plot mostrano la percentuale di match in funzione di redshift e numero di conteggi (indicati in alto a sinistra in ogni pannello). In basso è presente una vista in tre dimensioni, mentre gli istogrammi nella parte superiore danno una rappresentazione in due dimensioni per diversi intervalli di conteggi. Infine i diversi plot dall'alto al basso variano in funzione di diverse densità di colonna ( $(1, 5, 10) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ).

soluzione avendo a disposizione una *feature* in meno per vincolare il redshift. Inoltre, nel momento in cui il cut-off esce dalla banda di detezione, diventa essenziale la sensibilità dello strumento alle energie nelle quali viene a posizionarsi la edge del ferro a 7.1 keV.

### 3.2.3 Degenerazione $N_H - z - HR$

Una delle problematiche della ricerca del redshift è la degenerazione dell'HR con l'assorbimento intrinseco. Come spiegato nel capitolo 2, a parità di HR non è possibile vincolare in maniera precisa l'assorbimento se non si conosce il redshift. Una sorgente fortemente oscurata, a parità di  $N_H$ , potrebbe essere più "hard" (ossia, avere un HR maggiore) se si trova a basso redshift, oppure essere più "soft" (ossia con un HR minore) se si trova ad un redshift elevato. Questo è dovuto al fatto che, aumentando  $z$ , tutto lo spettro viene redshiftato ad energie più basse, aumentando il numero di conteggi in banda Soft e producendo un HR inferiore.

Per avere una visione più ampia di questa degenerazione si sono simulati 10000 spettri con il comando *fakeit* di XSPEC, adottando un modello semplice con assorbimento e legge di potenza, per valori di assorbimento tipici di AGN Compton thin ( $\log(N_H) = 21, 22, 23, 24$ ) e per redshift compresi tra  $z = 0$  e  $z = 7$ . Si è scelto inoltre un  $\Gamma = 1.9$  e si sono lasciati i valori di default per la normalizzazione della legge di potenza. Per simulare sorgenti con le caratteristiche dei dati a disposizione, vengono utilizzate le matrici di risposta fornite da CXC per il ciclo 17 di *Chandra*. Viene infine calcolato l'HR tramite i conteggi in banda Soft (0.5-2) e in banda Hard (2-7 keV) negli spettri simulati, in funzione di  $z$  e  $N_H$ . I risultati sono in figura 2.7, dove vengono calcolate delle curve di best-fit per i diversi valori di  $N_H$  e dove viene fatto un confronto tra i risultati ottenuti con le ARF dei cicli 17 e 8 di ACIS-I. Per il confronto si è scelto il ciclo 8 poichè è quello più datato per il quale sono disponibili le ARF sul sito di CXC e il ciclo 17 poichè quello nel quale sono stati presi i dati analizzati.

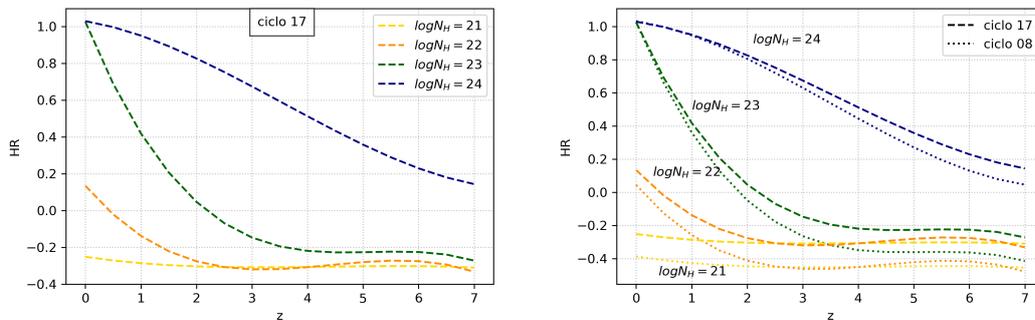


FIGURA 3.10: Andamento dell'HR in funzione del redshift per diversi valori di  $N_H$ , prodotto simulando una serie di 10000 spettri con un modello semplice con legge di potenza e assorbimento, con  $\Gamma = 1.9$ . La figura di sinistra è stata prodotta utilizzando le matrici di risposta del ciclo 17 (2016-2017) di *Chandra*, mentre a destra si vede il confronto con il ciclo 8 (2007-2008), a distanza di quasi 10 anni.

Il valore di HR per AGN non oscurati ( $N_H \lesssim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) non è influenzato in maniera significativa dal redshift. Questo avviene poichè nello spettro di un AGN non oscurato non si forma il cut-off fotoelettrico alle basse energie, responsabile dell'aumento di HR a parità di redshift. Pertanto è possibile calcolarne il valore e confrontarlo con i risultati delle simulazioni nei diversi cicli di *Chandra*, in modo tale da verificarne l'andamento nel tempo. In letteratura (e.g., Tozzi et al., 2001; Szokoly et al., 2004) si

trova che AGN non oscurati hanno un valor medio di  $HR \approx -0.5$ , mentre gli andamenti in figura 3.10, con  $N_H = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , mostrano un  $HR \sim -0.3$  per il ciclo 17 e un  $HR \sim -0.4$  per il ciclo 8. Questa variazione è dovuta al fatto (si veda appendice A) che l'area efficace di *Chandra* sta diminuendo nel tempo in maniera non lineare, in particolare in banda Soft, determinando una minore sensibilità (ossia, un minor numero di conteggi a parità di flusso) tra 0.5 e 2 keV. Gli articoli citati sono antecedenti al ciclo 8 di *Chandra*, pertanto non stupisce che gli autori trovino un valore di HR ancora più negativo.

Dato che l'HR è una quantità direttamente misurabile dagli spettri osservati, è possibile confrontare i risultati sui redshift ottenuti dall'analisi in banda X (analisi spettrale e simulazioni) con il grafico di figura 2.7, per verificarne la consistenza o per ricavarne una stima dell' $N_H$  (si vedano le curve in figura 3.10). Questo confronto è un'ulteriore vincolo sui risultati ottenuti in banda X, poichè anche se non riesce a dare una stima precisa dell' $N_H$ , può aiutare ad escludere alcune soluzioni che potrebbero essere altrimenti prese in considerazione come significative.



## Capitolo 4

# Analisi fotometrica dei dati in banda ottica e infrarossa

L'analisi multibanda è uno strumento fondamentale per comprendere pienamente gli AGN oscurati. Questo tipo di approccio permette di caratterizzare le sorgenti a diverse lunghezze d'onda e tramite la conoscenza dei diversi meccanismi di emissione, di fornire una visione d'insieme più completa ed accurata. Nell'analisi spettroscopica dei dati X, seppur coadiuvata dalle simulazioni (si veda il capitolo 3), permangono grosse incertezze che non permettono di ottenere indicazioni solide sul redshift. C'è pertanto la necessità di rafforzare i risultati ottenuti. La spettroscopia ottica è la soluzione migliore per ottenere dei risultati precisi sul redshift, ma laddove questa non è disponibile come per il campione selezionato, occorre trovare una soluzione alternativa.

Una delle metodologie comunemente utilizzate per la ricerca di soluzioni in redshift è la tecnica del redshift fotometrico. Si decide così di sfruttare la copertura multibanda di J1030 (sezione 4.3) attraverso l'uso di una procedura di SED fitting (sezione 4.2). Questa tecnica prevede la costruzione della SED (*Spectral Energy Distribution*) delle sorgenti (sezione 4.1), sfruttando una serie di punti fotometrici, ognuno dei quali corrisponde all'integrale del flusso in un determinato intervallo di lunghezza d'onda. Avendo un campione di AGN oscurati si suppone che l'emissione dalle regioni centrali sia fortemente depressa in banda ottica e infrarossa, pertanto l'emissione rilevata in queste bande non sarà emissione da AGN ma prevalentemente quella proveniente dalla galassia ospite, ovvero emissione di origine stellare.

La SED è una versione a bassa risoluzione dello spettro di una sorgente, con il vantaggio che viene costruita utilizzando la fotometria. I dati fotometrici, rispetto alla spettroscopia, richiedono tempi di integrazione in generale molto più brevi e danno la possibilità di osservare contemporaneamente un numero di oggetti molto maggiore. Gli svantaggi sono una minore accuratezza (in generale  $\sigma_{z,phot} \leq 1 - 10\%$  contro uno  $\sigma_{z,spec} \leq 0.1\%$  sulla misura del redshift) e le degenerazioni come l'età-metallicità delle popolazioni stellari, che possono comprometterne i risultati portando ad errori "catastrofici" in cui il redshift stimato è completamente differente da quello reale.

Un vantaggio di questo metodo risiede nel fatto che i redshift fotometrici sono calcolati da una componente (la galassia ospite) diversa rispetto a quella in banda X (l'AGN), permettendo così di ottenere dei risultati non solo complementari, ma anche indipendenti da quelli dell'analisi spettrale con i quali verranno poi confrontati (sezione 4.5).

### 4.1 Componenti di emissione

Nell'analisi multibanda sono presenti diverse componenti che contribuiscono alla SED di un AGN oscurato. Per gli scopi di questa tesi ci si focalizza sull'emissione in banda ottica e vicino-infrarossa, in particolare da  $\sim 0.3$  a  $\sim 5 \mu m$ .

Come già anticipato, si assume che a queste lunghezze d'onda il contributo della galassia ospite domini rispetto all'emissione da AGN. Si suppone che l'estinzione sia dovuta in larga parte al toro, che assorbe la radiazione proveniente dall'attività centrale del buco nero riprocessandola nel MIR (da  $\sim 5$  fino a  $\sim 40 \mu\text{m}$ ). Sono necessarie elevate densità di colonna ( $\gtrsim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) per riuscire ad estinguere largamente il contributo dell'AGN al punto da far emergere l'emissione della galassia ospite (e.g., Della Ceca et al., 2008; Merloni et al., 2014).

In questo scenario le componenti principali da considerare sono quindi l'emissione delle stelle e il suo riprocessamento dovuto al mezzo interstellare (o InterStellar Medium, ISM).

#### 4.1.1 Emissione stellare

La componente stellare copre un ampio intervallo di lunghezze d'onda, dall'emissione UV da parte di stelle calde e giovani, all'emissione NIR di stelle più vecchie e fredde. Le stelle che compongono le galassie non sono risolte, pertanto il loro contributo viene modellizzato con le così dette *popolazioni stellari semplici* (SSP), ovvero gruppi di stelle coeve e con la stessa metallicità. Questi modelli sono chiaramente poco realistici, ma la SED di una galassia può essere ricostruita dal contributo di diverse SSP.

Per costruire una SSP occorre:

- un ampio set di isocrone, per avere informazioni sulla posizione delle stelle di una data popolazione stellare sul diagramma HR ad un tempo  $t$ . Per costruirle si utilizzano griglie di tracce evolutive, create modellando l'evoluzione di stelle di un dato intervallo di massa e contenuto metallico;
- un'ampia libreria di spettri stellari che coprano grandi intervalli di massa, età e metallicità. Questi spettri possono essere reali, ottenuti cioè tramite osservazioni, oppure sintetici utilizzando modelli di atmosfere stellari. Questa libreria è essenziale per costruire il flusso totale di una popolazione stellare, partendo dalla conoscenza dei flussi delle singole stelle;
- una *funzione di massa iniziale* (o Initial Mass Function, IMF),  $\phi(M)$ , che descrive la distribuzione in massa ( $dN \propto M^{-x} dM$ , dove  $x$  definisce la pendenza della IMF) delle singole stelle, nate allo stesso tempo  $t$ , di una popolazione stellare. La IMF è fondamentale poichè il numero di stelle iniziale, di grande e di piccola massa, determina in partenza tutta l'evoluzione della popolazione.

Lo spettro finale di una SSP è dato dall'integrale del contributo di tutte le stelle di massa  $M$ , età  $t$  e metallicità  $Z$ :

$$S_\nu(t, Z) = \int_{M_L}^{M_U(t)} S_\nu(M, t, Z) \phi(M) dM \quad (4.1)$$

dove  $S_\nu(M, t, Z)$  è il flusso monocromatico emesso da ogni singola stella e  $\phi(M) = dN/dM$  è la IMF. L'integrale viene calcolato su un intervallo di masse che solitamente va da  $M_L \sim 0.08 M_\odot$  a  $M_U(t) \sim 120 M_\odot$ , che corrispondono ai limiti inferiore e superiore tipici delle masse stellari.

La dipendenza di  $M_U(t)$  dal tempo è giustificata poichè l'emissione di una popolazione stellare giovane è dominata dall'emissione UV delle stelle più massive, che però esauriscono per prime il loro ciclo vitale ( $\sim 10^{7-8} \text{ yr}$ ). Le stelle meno massive invece, che emettono prevalentemente nel NIR, vivono più a lungo e iniziano a dominare dopo  $\sim 10^9 \text{ yr}$ , determinando una variazione della  $M_U(t)$  della popolazione.

Tutto ciò è regolato dalla IMF la cui pendenza non è ben conosciuta, soprattutto per galassie lontane. Tale pendenza va quindi assunta tra diversi modelli, tra i quali la Salpeter IMF (1955) con pendenza fissa a  $x = 2.35$ , utilizzata per la sua semplicità ma con un eccesso alle piccole masse, la Kroupa IMF (2001) che prevede un appiattimento della pendenza alle piccole masse ( $x = 1.3$  per  $0.08 < M_{\odot} < 0.5$  e  $x = 2.35$  per masse maggiori), così come la Chabrier IMF (2003) costruita con una doppia legge di potenza (con  $x = 2.35$  per  $M > 1M_{\odot}$ ).

Una volta impostati tutti i parametri iniziali vengono fatte evolvere le diverse SSP in funzione del tempo  $t$ , simulando così gli spettri integrati delle galassie.

#### 4.1.2 Il mezzo interstellare

Il mezzo interstellare (ISM) ha un'influenza non trascurabile sulla SED delle galassie. Quando la luce proveniente dalle stelle attraversa l'ISM, viene riprocessata attraverso diversi meccanismi come assorbimento, emissione e scattering.

L'ISM è costituito per il 99% da gas. Per la maggior parte in forma atomica, il gas è in grado di assorbire e riemettere la luce UV sotto forma di forti righe di emissione, nel caso di intensa formazione stellare. In forma molecolare è invece più freddo e capace di assorbire e riemettere in banda sub-mm/radio.

La componente più importante da considerare per poter costruire la SED di una galassia è però la polvere, costituita da grani carbonacei, silicati e da idrocarburi policiclici aromatici (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons, o PAH). In particolare, i grani di grandi dimensioni ( $\geq 0.1 \mu m$ ) sono responsabili dell'estinzione in ottico/NIR, mentre quelli più piccoli ( $\leq 0.015 \mu m$ ) dell'estinzione in banda UV. Entrambi riprocessano la radiazione assorbita in bande diverse: i PAH nel MIR da  $\sim 3$  fino a  $\sim 12 \mu m$ , mentre il resto della polvere ha il picco di emissione a  $\sim 100 \mu m$ , con un'estensione che va dai  $\sim 5 \mu m$  fino ad arrivare nel sub-mm.

I modelli di popolazioni stellari non prendono direttamente in considerazione l'estinzione da polveri e gas, nonostante questi siano in parte generati dalle popolazioni stesse durante il loro ciclo vitale. Si ottengono così spettri sintetici di popolazioni stellari non estinte. È quindi necessario assumere una legge di estinzione che tenga conto di questi effetti, in modo da applicarli a posteriori all'interno dei codici di SED fitting.

Il flusso intrinseco emesso da una sorgente,  $F_{\lambda,i}$ , subisce un'attenuazione secondo la legge:

$$F_{\lambda,o} = F_{\lambda,i} 10^{-0.4E(B-V)k(\lambda)} \quad (4.2)$$

dove  $F_{\lambda,o}$  è il flusso osservato, quindi attenuato dalla polvere, mentre  $E(B - V)$  è l'eccesso di colore (cioè la misura dell'arrossamento della sorgente) tra le bande  $B$  e  $V$ . Infine  $k(\lambda)$  è un parametro che dipende dalla polvere e parametrizza la curva di estinzione come:

$$k(\lambda) = \frac{A_{\lambda}}{E(B - V)} \quad (4.3)$$

dove  $A_{\lambda}$  è esprimibile anche come  $A_{\lambda} = 2.5 \log(F_{\lambda,o}/F_{\lambda,i})$ , il quale misura la quantità di luce assorbita o scatterata dalla polvere lungo la linea di vista.

La pendenza della curva di estinzione è data dalla quantità adimensionale

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)} \quad (4.4)$$

Esistono diverse curve di estinzione in letteratura, alcune delle quali in figura 4.1. Queste curve vanno dall'UV al NIR ed in alcuni casi si nota un picco di assorbimento a

$\sim 2175 \text{ \AA}$ , dovuto alla presenza di grafite nei grani di polvere. Il valore della pendenza della curva è di  $R_V = 3.1$ , tranne che per la piccola nube di Magellano (SMC,  $R_V = 2.72 \pm 0.21$ ) e per galassie vicine di tipo starburst, in alcune delle quali è stata calibrata la curva trovata da Calzetti et al., 1994 ( $R_V = 4.05 \pm 0.80$ ).

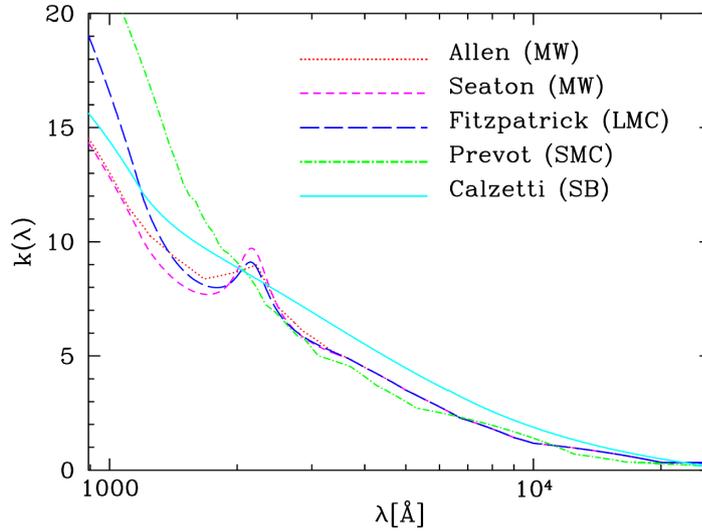


FIGURA 4.1: Alcune curve di estinzione, le più utilizzate in letteratura, disponibili all'interno del codice *Hyperz*.

## 4.2 Il metodo

Per il SED fitting viene utilizzato il codice *Hyperz* (Bolzonella et al., 2000), capace di calcolare diverse quantità come la magnitudine assoluta, l'estinzione o il tasso di formazione stellare dalla fotometria delle sorgenti. L'obiettivo principale è il calcolo del redshift fotometrico, che dovrà essere confrontato con i risultati ottenuti dall'analisi spettrale in banda X.

La ricerca del redshift fotometrico è basata sul riconoscimento di forti caratteristiche spettrali, come la *D4000* ( $\sim 4000 \text{ \AA}$ ), il *break di Balmer* ( $3646 \text{ \AA}$ ), il *break di Lyman* ( $912 \text{ \AA}$ )<sup>1</sup> o forti righe in emissione. In generale i filtri a banda larga (figura 4.2) non sono eccessivamente sensibili alle righe in emissione, il cui contributo è trascurabile rispetto al continuo, quindi la soluzione per il redshift fotometrico si ottiene principalmente dalle discontinuità del continuo e dalla pendenza dello spettro.

Il metodo utilizzato si basa su una procedura standard di minimizzazione del  $\chi^2$ , dove la SED osservata viene confrontata con una libreria di spettri sintetici:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{F_{obs,i} - b \cdot F_{temp,i}(z)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.5)$$

dove  $F_{obs,i}$ ,  $F_{temp,i}$  e  $\sigma_i$  sono rispettivamente i flussi osservati, i flussi degli spettri sintetici e gli errori sui flussi misurati, per ogni filtro  $i$ , mentre  $b$  è una costante di normalizzazione. Il risultato di best-fit viene valutato sulla base del chi quadro ridotto:

<sup>1</sup>Le lunghezze d'onda sono da intendere nel sistema di riferimento a riposo.

$\tilde{\chi}^2 = \chi^2/dof$ , dove i gradi di libertà (*dof*) sono definiti come  $dof = (N - 1)$ , dove  $N$  è il numero dei filtri utilizzati.

Per costruire la SED osservata, il codice utilizza un catalogo di input, contenente le magnitudini (o i flussi) delle sorgenti con i rispettivi errori. È possibile avere una stima affidabile del redshift fotometrico quando i dati sono di buona qualità, così come le incertezze dovute agli "zeropoint" fotometrici, l'accuratezza intrinseca, ecc. Le magnitudini devono inoltre essere misurate entro la stessa apertura, per avere la certezza che i flussi provengano dalla stessa regione fisica.

Per ogni catalogo (descritti nella sezione successiva) vanno specificati:

1. il set degli spettri sintetici (paragrafo 4.4);
2. una legge di estinzione: si sceglie la Calzetti et al., 1994 poichè costruita empiricamente su galassie di tipo starburst ed è la più utilizzata in letteratura per studi ad alto redshift;
3. la magnitudine limite di ogni filtro e la regola da applicare nel caso in cui una sorgente non fosse rilevata in un dato filtro. Le possibilità sono le seguenti:
  - (a) il filtro non viene considerato nel calcolo del  $\chi^2$ ;
  - (b) il flusso viene impostato a zero con un errore pari alla magnitudine limite del filtro;
  - (c) il flusso viene impostato alla metà del flusso limite, con errore a  $1\sigma$  uguale alla metà di tale valore;
  - (d) il flusso e il suo errore a  $1\sigma$  vengono impostati al valore del flusso limite e al suo errore associato (quindi entrambi fissati).
4. i parametri cosmologici  $H_0$ ,  $\Omega_M$  e  $\Omega_\Lambda$ , utili per porre un limite superiore all'età della popolazione stellare. Sono impostati ai valori standard di universo piatto:  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.3$  e  $\Omega_\Lambda = 0.7$  (Planck collaboration 2015).

### 4.3 Cataloghi

La componente principale per il calcolo dei redshift fotometrici sono le magnitudini, nelle varie bande di osservazione. Come anticipato nel capitolo 2, nel campo di J1030 è presente un'ampia copertura fotometrica nei filtri ottici e NIR. Dato che sono disponibili più osservazioni nella stessa banda, ma in cataloghi differenti, occorre determinare un ordine di priorità nella scelta dei filtri, in modo da avere un unico punto fotometrico per ogni intervallo di lunghezza d'onda.

I cataloghi a disposizione fanno riferimento ad osservazioni prese da LBC/LBT in banda ottica (Morselli et al., 2014), da WIRCam/CFHT in banda NIR (Balmaverde et al., 2017) e alla survey MUSYC che comprende tre diversi cataloghi<sup>2</sup> i quali coprono tutto l'intervallo ottico/NIR (per una descrizione dettagliata delle osservazioni si rimanda al capitolo 2). I cataloghi sono stati prodotti con il software *SExtractor* (Bertin e Arnouts, 1996). La scelta delle priorità sui cataloghi viene fatta sulla base della profondità delle osservazioni (tabella 4.1), in ordine: LBC + WIRCam, MUSYC deep K, MUSYC deep BVR e MUSYC wide K. Quando una sorgente non è rilevata in un determinato filtro con una priorità maggiore si sceglie un filtro con priorità più bassa,

<sup>2</sup>I paper di riferimento sono: Quadri et al., 2007; Blanc et al., 2008 e Gawiser et al., 2006.

se disponibile. Questo è per esempio il caso del catalogo MUSYC deep K che è molto profondo ma copre una regione più piccola ( $10' \times 10'$ ) rispetto ai dati *Chandra* ( $17' \times 17'$ ) sulla base dei quali sono state selezionate le sorgenti. Infine si utilizzano i canali IRAC a  $3.6 \mu m$  e  $4.5 \mu m$  del telescopio spaziale *Spitzer*, disponibili nell'archivio online IRSA<sup>3</sup>, in modo da estendere la SED osservata in banda MIR.

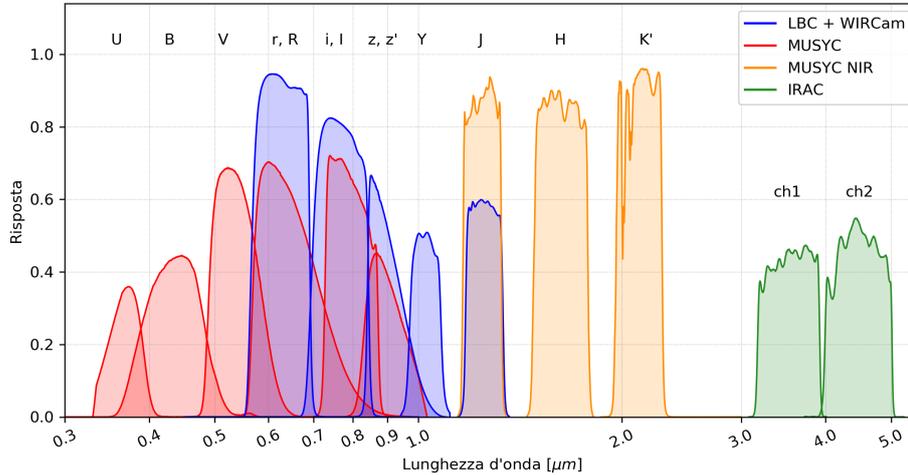


FIGURA 4.2: Tutti i filtri utilizzati. In rosso e arancione i filtri MUSYC, in blu quelli LBC + WIRCam e in verde i primi due canali IRAC.

I filtri utilizzati sono quindi quelli di figura 4.2, con le rispettive informazioni su lunghezza d'onda e magnitudine limite dell'osservazione in tabella 4.1. Ogni catalogo fa parte di una campagna osservativa, pertanto avrà le proprie caratteristiche tecniche e strumentali. C'è quindi la necessità di uniformarli, in modo tale da avere un unico catalogo contenente tutti i dati a parità di condizioni. In particolare, i cataloghi LBC e WIRCam sono già stati resi omogenei da Balmaverde et al., 2017.

Si sceglie di utilizzare le magnitudini AB, quindi i cataloghi espressi in flusso vanno convertiti utilizzando:

$$mag_{AB} = 2.5 \cdot \log(f) + ZP \quad (4.6)$$

dove lo "zeropoint" ( $ZP$ ) varia a seconda dell'unità di misura del flusso ( $f$ ): 23.9 per i cataloghi IRAC e MUSYC BVR dove i flussi sono espressi in  $\mu Jy$ , e 25.0 per i cataloghi MUSYC wide K e deep K dove i flussi sono espressi in unità di  $0.363 \mu Jy$ .

### 4.3.1 Correzione d'apertura

La costruzione di una SED ha l'obiettivo di riprodurre l'andamento spettrale delle sorgenti; occorre quindi estrarre per ogni banda una quantità di flusso proveniente dalla stessa regione fisica. Per questo si utilizzano le magnitudini di apertura ( $mag_{APER}$ <sup>4</sup>), calcolate con un'apertura fissa per tutte le sorgenti.

I cataloghi sono costruiti utilizzando diverse osservazioni, quindi con condizioni atmosferiche, tempi di integrazione e strumenti diversi tra loro. È pertanto necessario

<sup>3</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/>

<sup>4</sup>Per le magnitudini si utilizza la notazione di *SExtractor*.

Catalogo	Filtro	$\lambda_{eff}$ [Å]	Profondità [ $5\sigma$ ]
LBC	r	6310	25.0
	i	7705	26.0
	z	9086	27.5
WIRCam	Y	10266	25.0
	J	12550	24.5
BVR	U	3694	26.0
	B	4420	26.1
	V	5446	26.0
	R	6651	25.8
	I	7967	24.7
	z'	9035	23.6
	MUSYC deep K	J	12479
H		16347	23.6
K'		21357	23.2
MUSYC wide K	U	3694	25.6
	B	4420	25.9
	V	5446	25.9
	R	6651	25.8
	I	7967	25.8
	z'	9035	23.8
	K'	21357	21.9
IRAC	ch1	35500	22.7
	ch2	44930	22.4

TABELLA 4.1: Riassunto dei filtri in ogni catalogo, con le rispettive  $\lambda_{eff}$  e profondità. I filtri ottici nel catalogo MUSYC deep K sono stati utilizzati a parità di condizioni del catalogo MUSYC BVR. La magnitudini sono AB.

applicare delle correzioni in modo da portare tutti i cataloghi a parità di condizioni. In particolare, occorre una correzione di apertura per tenere conto delle variazioni di *seeing* nelle diverse osservazioni. Questa correzione non è altro che una costante da identificare, ed applicare, ad ogni osservazione. Per quantificare queste variazioni è necessaria un'altra tipologia di magnitudini, le  $mag_{AUTO}$ , il cui raggio di estrazione (Kron, 1980) viene determinato in maniera automatica da SExtractor, e con le quali si riesce ad ottenere una stima del flusso totale su ogni sorgente.

L'effetto del *seeing* è quello di disperdere la luce, allargando la PSF ma conservando il flusso. Per come sono calcolate, le  $mag_{AUTO}$  sono indipendenti da questo effetto mentre le  $mag_{APER}$ , avendo un'apertura fissa, tendono ad escludere una frazione di flusso (figura 4.3) che sarà tanto maggiore quanto peggiore sarà il *seeing*. Non è conveniente prendere un'apertura più grande per includere una frazione maggiore di flusso, poichè includerebbe troppo background e di conseguenza diminuirebbe il rapporto segnale rumore. La correzione di apertura è quindi necessaria per poter compensare per le eventuali variazioni di *seeing*, che comporterebbero perdite di flusso diverse rispetto all'apertura, che è stata adottata uguale per tutte le bande fotometriche ottiche/NIR.

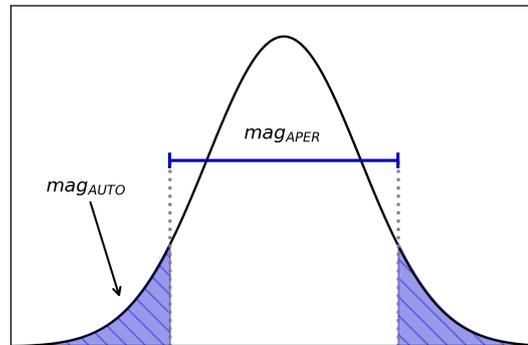


FIGURA 4.3: Le  $mag_{AUTO}$  tentano di ricostruire il profilo della PSF, in questo caso semplificata come gaussiana, a differenza delle  $mag_{APER}$  che tendono invece ad escludere parte del flusso totale.

Avendo a disposizione entrambe le magnitudini è possibile quantificare questo effetto per gli oggetti puntiformi, calcolando la differenza tra le due distribuzioni:

$$\Delta mag = mag_{APER} - mag_{AUTO} \quad (4.7)$$

per poi applicarla come "aggiunta" di flusso, come:

$$mag_{APCOR} = mag_{APER} - \Delta mag \quad (4.8)$$

ottenendo le  $mag_{APCOR}$ , ovvero le magnitudini corrette per l'apertura.

In maniera pratica, la correzione d'apertura viene calcolata graficando le  $mag_{AUTO}$  (o le  $mag_{APER}$ ) in ascissa e le  $\Delta mag$  in ordinata (come nelle figure 4.4 e 4.5). Fissato un raggio di estrazione, tutte le sorgenti più grandi di tale raggio, cioè quelle estese, avranno una  $mag_{AUTO} < mag_{APER}$  poichè una grossa frazione del loro flusso viene esclusa dall'apertura. Nelle sorgenti più deboli, invece, l'apertura automatica non riesce sempre ad essere efficace producendo una  $mag_{AUTO} > mag_{APER}$ . Infine le sorgenti puntiformi si disporranno lungo una retta a  $\Delta mag$  circa costante, dato che avranno tutte lo stesso profilo. La correzione d'apertura corrisponde alla differenza di magnitudini coincidente con tale retta (tabella 4.2).

Per i cataloghi LBC e WIRCam, precedentemente resi omogenei, si può notare che tale correzione è già stata applicata, infatti il valore di  $\Delta mag$  è circa zero. La stessa verifica viene fatta per il catalogo MUSYC BVR, dove vengono fornite già le  $mag_{APCOR}$ . I cataloghi MUSYC K wide e K deep devono invece essere corretti.

Filtro	r	i	z	Y	J	Kd	Kw
$\Delta mag$	0.27	0.18	0.15	0.30	0.19	0.45	0.62

TABELLA 4.2: Fattori correttivi per le correzioni d'apertura. Per i cataloghi LBC e WIRCam, già corretti, si riportano i valori di Balmaverde et al., 2017 e Morselli et al., 2014. Kd e Kw fanno riferimento rispettivamente ai cataloghi MUSYC K deep e K wide, dove per entrambi si è scelto di applicare la correzione di apertura ottenuta dal filtro K su tutto il catalogo, poichè l'unico per il quale sono disponibili i flussi estratti con un'apertura automatica, necessari per calcolare la correzione.

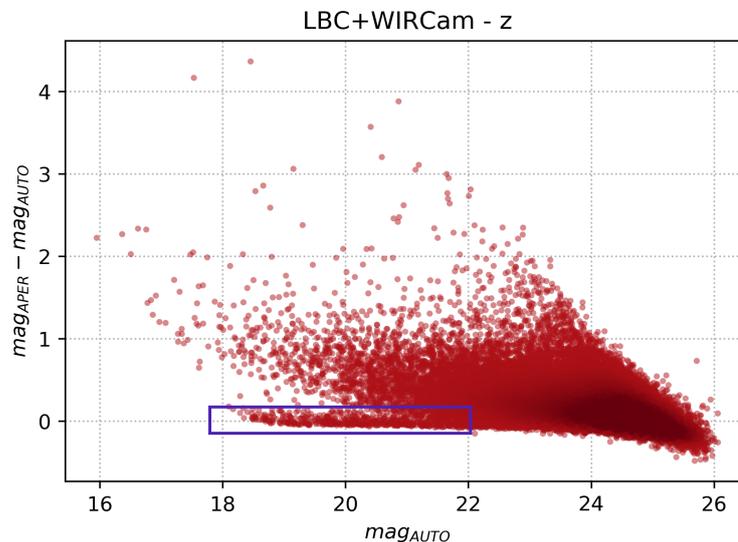


FIGURA 4.4: Magnitudini in banda  $z$  per il catalogo LBC + WIRCam, dove la correzione per il *seeing* era già stata fatta. Si può infatti notare come le sorgenti puntiformi, evidenziate da una box, siano posizionate sullo zero in ordinata.

### 4.3.2 I canali IRAC

In generale, aumentare il numero di punti fotometrici permette di vincolare maggiormente gli spettri sintetici alla SED osservata, migliorando le soluzioni dei redshift fotometrici. Se si utilizzano spettri sintetici di galassie, bisogna però assicurarsi che i punti fotometrici introdotti del SED fitting siano effettivamente rappresentativi dell'emissione proveniente da una galassia.

Assunto che nelle bande ottiche e NIR l'emissione centrale da parte dell'AGN sia estinta, o comunque non dominante, il segnale rilevato sarà principalmente quello della galassia ospite. Nonostante le informazioni ottenute dall'analisi in banda X, non si conosce però con certezza il redshift delle sorgenti. Se ipoteticamente qualche sorgente fosse molto vicina, a  $z \ll 1$ , il contributo dell'emissione centrale potrebbe influire sui canali IRAC. Il riprocessamento della radiazione da parte della polvere presente nel

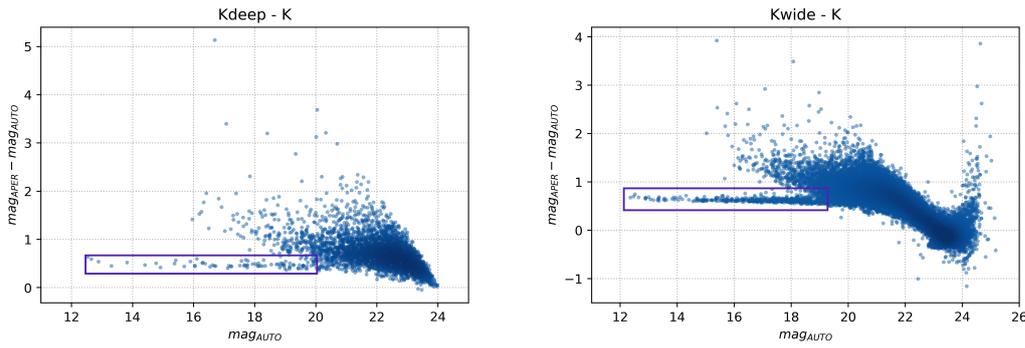


FIGURA 4.5: Magnitudini in banda  $K$  per i cataloghi MUSYC K deep e K wide. Si può notare come il valore di  $\Delta_{mag}$  (evidenziato da una box) sia diverso da zero, pertanto la correzione d'apertura va applicata su entrambi i cataloghi per l'effetto del seeing.

toro dell'AGN ha il picco di emissione intorno ad una decina  $\mu m$ , ma la coda di corpo grigio inizia a essere non trascurabile, rispetto alla componente stellare, intorno a  $5 \mu m$ . Escludendo la componente di starburst, anch'essa potenzialmente significativa a queste lunghezze d'onda se presente, i punti fotometrici nel MIR potrebbero essere contaminati dal contributo di AGN, peggiorando o invalidando il fit sui modelli di galassie. Tuttavia, dato che i redshift attesi sono  $z > 0.5$ , questo eventuale contributo da toro viene probabilmente redshiftato a lunghezze d'onda maggiori di quelle dei canali IRAC, almeno per quelli a  $3.6$  e  $4.5 \mu m$ . Inoltre, dato che i dati *Chandra* sono molto profondi e data la bassa statistica di conteggi in banda X del campione, a basso redshift ci si aspetta rilevare gli AGN intrinsecamente più deboli, il cui contributo da toro non sarà prominente nelle bande IRAC.

Per questi motivi si utilizzano i canali IRAC a  $3.6$  e  $4.5 \mu m$ , mentre si escludono quelli a  $5.8$  e  $8.0 \mu m$ . L'esclusione dei due canali a  $5.8$  e  $8.0 \mu m$  deriva anche da problemi di *blending*. Dato che nel database utilizzato non è stato fatto un opportuno lavoro in merito, in questi canali le sorgenti potrebbero risultate "confuse", specialmente quando sono molto vicine tra loro, rendendo la fotometria poco attendibile.

I flussi IRAC forniti dal catalogo sono estratti da un regione di  $3.8''$  o  $5.8''$  e poi corretti al flusso totale. Per evitare un'eventuale contaminazione da parte di sorgenti vicine, la soluzione migliore è quella di utilizzare i dati estratti da  $3.8''$ . Visto che la regione di estrazione è diversa da quella utilizzata negli altri cataloghi e che il flusso totale viene stimato in maniera differente, si decide di utilizzare i flussi IRAC nel fit solo come discriminante tra soluzioni molto diverse fra loro. Per questo motivo viene aggiunto, all'errore dato dal catalogo, un errore fotometrico in quadratura maggiore ( $\Delta_{mag} = 0.1$ ) rispetto agli altri filtri ( $\Delta_{mag} = 0.05$ ).

Si includono così i flussi IRAC qualora possibile, ovvero quando disponibili e quando non affetti da una contaminazione evidente, valutata sulle immagini fotometriche. Una copertura fotometrica a queste lunghezze d'onda può infatti migliorare il risultato sul redshift fotometrico e, come verificato da un test su alcune sorgenti campione (4.5.1), in alcuni casi può essere determinante.

## 4.4 Spettri sintetici

Dopo aver creato il catalogo uniformato, la seconda componente fondamentale per il SED fitting è la libreria di spettri sintetici. In questa tesi si utilizza un set di 75 spettri di galassie, descritti da Ilbert et al., 2013, che comprendono:

- 9 spettri di galassie ellittiche e spirale dalla libreria SWIRE (composta da spettri sia sintetici che empirici) di Polletta et al., 2007, poi interpolati linearmente per coprire lo spazio colore-redshift (Ilbert et al., 2008);
- 12 spettri costruiti con i modelli di sintesi di Bruzual e Charlot (2003), per includere meglio la componente più blu del set di spettri (Ilbert et al., 2009);
- 44 spettri costruiti con Bruzual e Charlot (2003), per coprire meglio la componente di galassie passive.

Questo set è costruito in modo da comprendere un ampio intervallo di tutte le possibili tipologie di galassie. Inoltre, questa libreria di spettri sintetici è sprovvista di righe in emissione, poichè i filtri a banda larga non ne sono generalmente troppo sensibili.

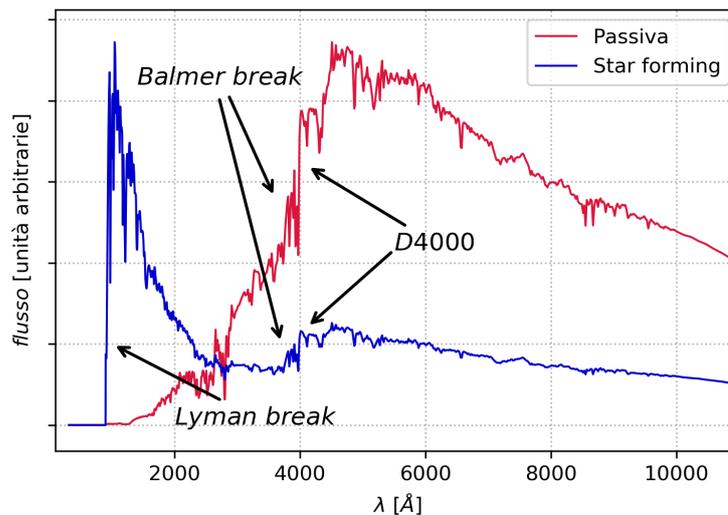


FIGURA 4.6: Due esempi di spettri sintetici della libreria utilizzata. In rosso lo spettro di una galassia ellittica passiva e in blu una galassia a disco con formazione stellare, dove sono evidenziati tutti i "break" del continuo. Gli spettri sono normalizzati al valore massimo dello spettro blu.

Le caratteristiche più importanti che "guidano" il fit sono le forti discontinuità del continuo (figura 4.6) come la  $D4000$ , molto profonda per galassie rosse e passive. Questa caratteristica a  $\lambda_{rest} \sim 4000 \text{ \AA}$ , prodotta dall'accumularsi di righe in assorbimento a questa lunghezza d'onda, è sensibile alla metallicità e all'età della popolazione stellare che la produce ed è uno degli andamenti più facilmente identificabili. Un'altra discontinuità è il *Lyman break* a  $\lambda_{rest} = 912 \text{ \AA}$ , prodotto dalla forte emissione UV di stelle giovani combinata con l'assorbimento dei fotoni più energetici da parte di idrogeno neutro, presente sia nella galassia sia nel mezzo intergalattico lungo la linea di vista. Questa discontinuità, caratteristica di galassie con formazione stellare, è però rilevabile dal filtro *U* (ovvero quello a più bassa lunghezza d'onda) solo per  $z \gtrsim 3$ .

Un'altra discontinuità è il *break di Balmer* a  $\lambda_{ret} = 3646 \text{ \AA}$ , dovuto agli assorbimenti prodotti dalla componente stellare fino al limite di Balmer. Questa componente risulta meno evidente per entrambe le tipologie di spettro, soprattutto avendo a disposizione un numero non troppo elevato di punti fotometrici. Infine non vanno dimenticate le pendenze degli spettri che, seppur meno vincolanti rispetto alle discontinuità, forniscono comunque il loro contributo al risultato del SED-fitting.

Attraverso il riconoscimento di queste *features* nella SED osservata è possibile calcolare il redshift fotometrico.

## 4.5 Risultati

In questa sezione sono riportati i risultati del SED fitting più rappresentativi (per i risultati su tutte le sorgenti si rimanda all'appendice B). Dato che le sorgenti sono molto deboli, tra i parametri del codice si decide di impostare un rapporto segnale rumore minimo sulle magnitudini di  $SNR = 2$ . Vengono inoltre scartate le sorgenti con un numero di filtri inferiore a 5. Con un numero di punti fotometrici troppo basso, infatti, le soluzioni sarebbero troppo incerte per rendere significativi i risultati.

Avendo a disposizione un numero sufficiente di filtri (10 + 2 canali IRAC), quando in una determinata banda una sorgente non è rilevata si decide di escludere il corrispondente filtro dal fit. Un'altra opzione è quella di impostare il flusso come  $F_{lim}/2$ , con un errore a  $1\sigma$  pari alla metà di tale valore, dove  $F_{lim}$  è il flusso limite. Questa opzione è utilizzata in letteratura (e.g. Balmaverde et al., 2017) per vincolare meglio la SED ad una determinata lunghezza d'onda, anche quando il flusso non viene rilevato.

Nelle sorgenti del campione però, spesso una sorgente non è rilevata per motivi di *crowding*, sono cioè presenti sorgenti vicine molto brillanti che dominano in flusso la sorgente in esame, rendendola non rilevabile. In questi casi impostare il flusso a  $F_{lim}/2$  è probabilmente una scelta non opportuna, così come le altre possibilità che fornisce *Hyperz*. Nei casi di sorgenti isolate sono state invece applicate queste opzioni, ma le soluzioni in redshift sono rimaste sostanzialmente invariate.

Queste scelte sono giustificate ulteriormente da un campione di sorgenti di prova sul quale sono stati fatti diversi tentativi.

### 4.5.1 Test su sorgenti a redshift noto

In J1030 viene selezionato un campione di 18 sorgenti con redshift spettroscopico noto, determinato da spettri ottici ottenuti da osservazioni spettroscopiche con lo strumento DEIMOS al telescopio Keck e con lo strumento MUSE al telescopio VLT. Il campione ha redshift compresi tra  $z_{spec} \sim 0.4$  e  $z_{spec} \sim 2.7$  e comprende AGN di tipo 2 (AGN2), galassie di tipo Early Type (ETG), galassie con formazione stellare (SFG) ed Emission Line Galaxies (ELG)<sup>5</sup>. Questa serie di sorgenti, quindi, dovrebbe essere rappresentativa degli oggetti presenti nel campione principale selezionato in banda X (e.g. Lusso et al., 2012; Hopkins et al., 2008).

È così possibile verificare la validità dei redshift fotometrici e testare le scelte fatte per i parametri all'interno del codice di SED fitting. Questo test inoltre verifica le ipotesi sui filtri IRAC a 3.6 e 4.5  $\mu m$  (sezione 4.3.2), poichè in nessuno dei risultati ottenuti la loro inclusione peggiora le soluzioni trovate. L'importanza dei filtri IRAC si può notare in alcune sorgenti, di cui un esempio in figura 4.7, dove la loro inclusione riesce a discriminare una soluzione più vicina a quella spettroscopica.

<sup>5</sup>Classificazione in banda ottica.

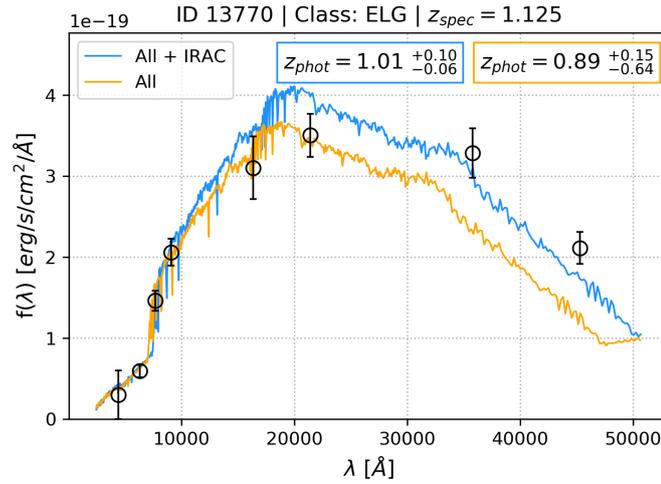


FIGURA 4.7: Risultati di una sorgente del campione di prova in cui l'inclusione dei filtri IRAC aiuta a discriminare una soluzione più vicina a quella spettroscopica. In blu e arancione le soluzioni per tutti i filtri (All) con e senza i canali IRAC a 3.6 e 4.5  $\mu m$ , rispettivamente. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza.

Come si può notare da figura 4.8 per tutte le sorgente si trova, entro gli errori, un

$$\Delta z = |z_{spec} - z_{phot}| \leq 0.5 \quad (4.9)$$

dove  $z_{spec}$  e  $z_{phot}$  sono, rispettivamente, il redshift spettroscopico e quello fotometrico ottenuto dal SED fitting. C'è una sola eccezione, o "evento catastrofico"<sup>6</sup>, che corrisponde ad un  $\sim 6\%$  in linea con i valori in letteratura (e.g. Salvato et al., 2009). Escludendo tale evento si trova un  $rms = \langle \frac{\Delta z_i}{1+z_i} \rangle = 0.1$ . Dato il campione limitato su cui è stato effettuato il test per mancanza di dati spettroscopici, non è semplice confrontare questo valore con quelli trovati in letteratura (e.g., Hsu et al., 2014). Nonostante ciò, un  $rms$  di questo tipo è un risultato più che soddisfacente per lo scopo di questo test, ovvero di verificare che i redshift fotometrici siano affidabili in modo da verificare le soluzioni ottenute in banda X.

#### 4.5.2 Campione AGN oscurati

Dopo le valutazioni fatte nel paragrafo precedente sul campione di prova a redshift noto, si applica la tecnica dei redshift fotometrici per le sorgenti del campione principale selezionato in banda X, con gli stessi parametri utilizzati per il campione di prova. Come si può notare dagli esempi proposti in figura 4.9 (i risultati per tutti gli oggetti sono riportati in appendice B), si trovano degli ottimi risultati per l'identificazione del redshift. Per poter ricavare le proprietà fisiche delle sorgenti del campione principale, questi valori verranno utilizzati (capitolo 5) per discriminare le soluzioni in banda X e, quando queste non sono disponibili, i redshift fotometrici verranno imposti per cercare di calcolare ugualmente le proprietà dei candidati AGN oscurati.

<sup>6</sup>Gli eventi catastrofici sono definiti come risultati con  $\Delta z \geq 1$  (Bolzonella et al., 2000).

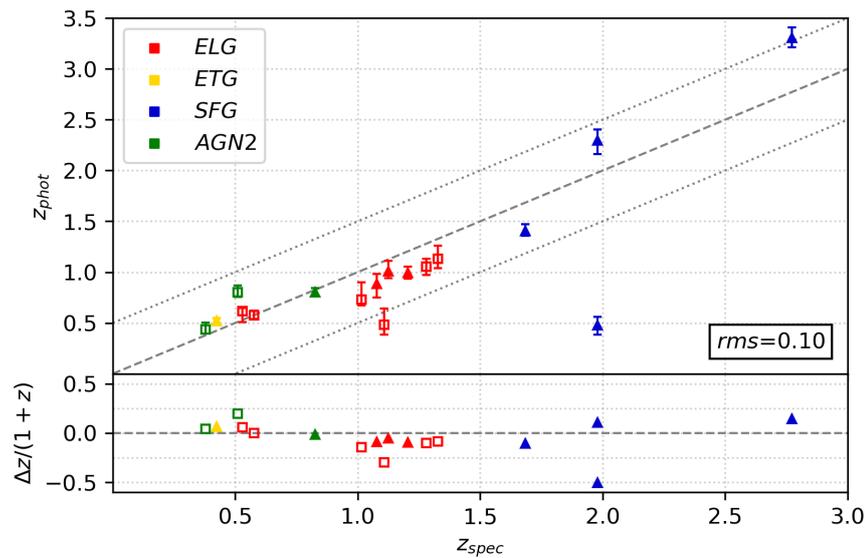


FIGURA 4.8: Risultati del SED-fitting sul campione di prova. I punti colorati indicano le diverse tipologie di sorgenti, identificate sulla base della spettroscopia ottica. I punti pieni fanno riferimento alle sorgenti dove sono stati utilizzati i canali IRAC, mentre i punti vuoti indicano sorgenti dove questi non sono stati utilizzati per motivi di contaminazione o perchè le sorgenti non sono rilevate. Le linee punteggiate fanno riferimento ad un  $\Delta z = 0.5$  e gli errori sono riportati al 90% di confidenza, in modo da avere un'analogia con le soluzioni in banda X.

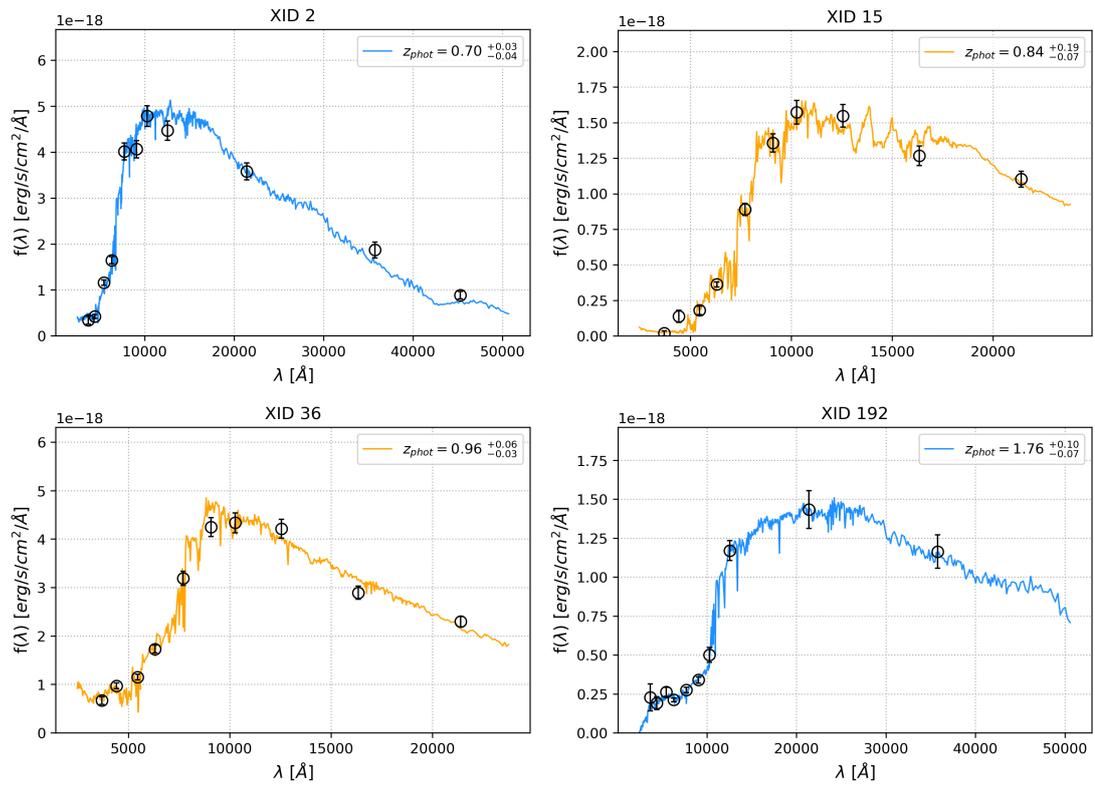


FIGURA 4.9: Esempi di soluzioni trovate dal SED fitting sul campione selezionato in banda X. In blu le soluzioni trovate includendo i flussi IRAC, in arancione le soluzioni dove non è stato possibile utilizzarli. Gli errori sul redshift fotometrico sono riportati al 90% di confidenza.



## Capitolo 5

# Risultati finali

Come discusso nei capitoli precedenti, l'identificazione e la caratterizzazione degli AGN oscurati ha un ruolo molto importante nella comprensione dello scenario di co-evoluzione fra SMBH e galassia ospite. Secondo molti modelli, questa classe di oggetti dovrebbe rappresentare una fase evolutiva cruciale, immediatamente antecedente a quella in cui il feedback generato dall'attività del SMBH espelle il gas nella galassia ospite, bloccando la formazione stellare (come ampiamente descritto nel capitolo 1). In questo scenario la fase di AGN viene "attivata" da un *merger* tra galassie, dove grandi quantità di gas, perdendo momento angolare in seguito all'interazione tra di loro, riescono a raggiungere le zone centrali del sistema. Il gas inizia così ad accrescere sul SMBH, emettendo grandi quantità di energia ma allo stesso tempo oscurandone l'emissione. Un'altra parte di gas rimane invece nelle zone più esterne e, a seguito di compressioni, provoca una intensa attività di formazione stellare nella galassia ospite (e.g. Hopkins et al., 2008). Risulta chiaro come la comprensione di questi scenari evolutivi debba prevedere un'analisi multibanda. Da un lato la radiazione in banda X è molto sensibile dell'attività di AGN, dall'altro la galassia ospite avrà un'emissione stellare rilevabile nelle bande ottiche/NIR.

Un altro ambito che coinvolge gli AGN oscurati è l'identificazione delle diverse popolazioni di oggetti che compongono l'XRB non risolto. Secondo i modelli (Gilli et al., 2007) è previsto che un grosso numero di AGN, sia in regime Compton thin ( $N_H < 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ) che Compton thick ( $N_H \gtrsim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ), sia responsabile di questa emissione non ancora risolta. Particolarmente importanti sono state le survey profonde fra  $\sim 0.5$  e 10 keV, specialmente quelle effettuate negli ultimi 15 anni con i satelliti *Chandra* e *XMM-Newton*, che hanno permesso di identificare un grande numero di AGN oscurati (specialmente in regime Compton thin), rivelando che l'XRB è dovuto principalmente a questi oggetti, specialmente a flussi  $> 10^{-16} \text{ erg/s/cm}^2$  (Luo et al., 2017).

Le survey X hanno un ruolo determinante nello studio di questa classe di oggetti. La radiazione X infatti, ha la capacità di penetrare grandi densità di colonna, permettendo all'emissione da AGN di emergere anche in casi di forte oscuramento. La ricerca e la caratterizzazione degli AGN oscurati costituisce una sfida dal punto di vista osservativo, soprattutto ad alto redshift. La popolazione alle più basse luminosità ( $L_X \approx 10^{42} \text{ erg/s}$ ) verrà persa anche nelle osservazioni più profonde, mentre gli oggetti a luminosità più elevate ( $L_X \gtrsim 10^{44} \text{ erg/s}$ ) da un lato rendono più semplice la rilevazione, ma dall'altro saranno più rari se si considera che la funzione di luminosità "crolla" rapidamente per questi valori (e.g., Hasinger et al., 2005), rendendo più difficile lo studio sistematico di questi oggetti.

In questa tesi è stato selezionato un campione di candidati AGN oscurati nel campo di J1030, che attualmente rappresenta la quarta survey X più profonda mai osservata, con una esposizione totale di 500 ks (PI R. Gilli). Grazie alla profondità della survey, alla sensibilità di *Chandra* e al buon rapporto segnale rumore, è stato possibile analizzare gli spettri X anche se la statistica è limitata. Questo campo ha inoltre un'ampia copertura

fotometrica in banda ottica, NIR e MIR, permettendo così la possibilità di un approccio multibanda. Il campione è stato selezionato sulla base di un  $HR > 0$  (dal catalogo di Nanni et al., in prep.) che può essere considerato come una sorta di colore in banda X, a cui in seguito sono state aggiunte alcune sorgenti brillanti NIR e MIR ma non rilevate nelle bande ottiche (capitolo 2), per un totale di 30 sorgenti.

L'analisi spettrale in banda X non può prescindere dal redshift se si vogliono studiare le proprietà fisiche delle sorgenti. Ci si è occupati di verificare se fosse possibile ricavare una stima del redshift direttamente dagli spettri X ma, soprattutto in regime di bassa statistica, questo deve essere supportata da altri risultati per via delle incertezze. La tecnica migliore per identificare il redshift di una sorgente è la spettroscopia ottica, ma quando questa non è disponibile occorre trovare soluzioni alternative. Nel campione selezionato non c'è infatti, al momento, copertura spettroscopica, tranne che per due sole sorgenti. Per risolvere il problema del redshift, data l'ottima copertura multibanda del campo si è utilizzata la tecnica dei redshift fotometrici. Con una copertura di 10 filtri in banda ottica e NIR, più i canali IRAC a 3.6 e 4.5  $\mu m$ , si è eseguita una procedura di SED fitting attraverso l'uso del codice *Hyperz* (Bolzonella et al., 2000). Dato che in caso di forte oscuramento l'emissione centrale in banda ottica e NIR viene fortemente estinta, sono stati utilizzati spettri sintetici di galassie nell'assunzione che l'emissione stellare riesca ad emergere su quella di AGN. I redshift fotometrici così ottenuti, vengono utilizzati per calcolare le proprietà fisiche del campione di sorgenti, come densità di colonna e luminosità intrinseca, dall'analisi spettrale in banda X (sezione 5.1).

Sono state inoltre prodotte una serie di simulazioni da affiancare all'analisi spettrale in banda X, per verificare sia la significatività di determinate righe in emissione, sia fino a quale livello di statistica sia lecito spingersi per poter ottenere un valore attendibile di redshift esclusivamente sulla base delle *features* in assorbimento (si veda capitolo 3 per i dettagli). Le simulazioni sono state create sulla base dei dati osservati, in modo da simulare una serie di spettri sia con le caratteristiche tecniche e strumentali delle osservazioni, ma anche con le caratteristiche specifiche delle singole sorgenti estratte. Sono state quindi valutate, per la prima volta in modo sistematico, le soluzioni ottenibili dall'analisi spettrale in banda X, a livelli di bassa statistica che normalmente non vengono considerati nei lavori in letteratura. Il campione ha infatti un valore mediano di  $\approx 120$  conteggi netti, ossia background sottratti, in banda 0.5-7 keV. Lavorare in regime di bassa statistica è possibile grazie alle alte densità di colonna degli AGN oscurati, che rendono alcune *features* spettrali, come la riga del ferro neutro a 6.4 keV o la edge del ferro a 7.1 keV più prominenti all'aumentare dell' $N_H$ , facilitando il loro riconoscimento nell'analisi spettrale in banda X (e.g., Vignali et al., 2015; Iwasawa et al., 2012). I risultati ottenuti da questo metodo vengono quindi confrontati con i risultati del SED fitting, in modo da verificarne l'attendibilità (sezione 5.2).

## 5.1 Proprietà degli AGN oscurati

Una volta ottenuta un'indicazione sul redshift, è possibile fare uno studio delle proprietà fisiche delle sorgenti analizzando i data *Chandra* in banda X. In particolare si calcolano la densità di colonna e la luminosità intrinseca, che sono due delle quantità principali che permettono la caratterizzazione degli AGN oscurati. Si sceglie di utilizzare i redshift fotometrici (ossia calcolati con la procedura di SED fitting), poichè considerati più affidabili rispetto a quelli derivati dall'analisi X in caso di bassa statistica (si vedano i test effettuati su un campione di prova a redshift noto, sezione 4.5.1). Per le sorgenti nelle quali non è stato possibile calcolare un redshift fotometrico, a causa della contaminazione di sorgenti vicine o perchè troppo deboli per essere rilevate in un numero sufficiente

di filtri, si utilizza la soluzione migliore (in termini di *c-stat*) ottenuta dall'analisi spettrale in banda X, laddove possibile. I risultati X vengono utilizzati anche laddove viene identificata una riga ad un'energia consistente con la riga del ferro neutro a 6.4 keV, il cui redshift è compatibile con quello fotometrico (entro un  $\Delta z = 0.5$ ), in modo da poter calcolare l'*Equivalent Width* (EW), che rappresenta una misura dell'intensità della riga rispetto al continuo. Del campione iniziale di 30 sorgenti, solo 4 non hanno trovato soluzioni con nessuno dei metodi utilizzati; si tratta delle XID 29, 80, 171 e 272, per le quali verranno riportati solo i valori di flusso. In tabella 5.1 sono riepilogati i redshift utilizzati.

photo <i>z</i>	X-ray <i>z</i>	no <i>z</i>
22(17)	22(5+4)	4

TABELLA 5.1: Redshift utilizzati nell'analisi spettrale in banda X. Del campione iniziale di 30 sorgenti sono stati ottenuti 22 redshift fotometrici, di cui 17 utilizzati (i rimanenti sono sorgenti con la presenza di una riga significativa, nelle quali è stato utilizzata la soluzione X); 22 redshift in banda X, di cui 5 utilizzati per la presenza di una riga significativa e 4 poichè non calcolati dal SED fitting. Infine sono presenti 4 sorgenti per le quali non è stato possibile discriminare il redshift con nessuno dei metodi utilizzati.

### Flusso e luminosità intrinseca:

I flussi e le luminosità intrinseche sono riportate in figura 5.1. Considerando la banda Full si può notare come tutte le sorgenti presentino una luminosità tipica da AGN, di cui un  $\sim 65\%$  di luminosità moderata, di tipo Seyfert ( $L_x \approx 10^{42-44}$  erg/s) e un  $\sim 35\%$  di AGN ad alta luminosità, di tipo quasar ( $L_x > 10^{44}$  erg/s) (e.g., Padovani et al., 2017).

Per quanto riguarda i flussi è possibile notare come, soprattutto in banda Soft, si siano identificate sorgenti molto deboli ( $\log(\text{flux}_{0.5-2\text{keV}}) = -16.5$ ), al limite di detezione. Sorgenti di questo tipo possono essere identificate solo grazie alla grande sensibilità di *Chandra* e al suo ottimo rapporto segnale rumore, all'interno di una survey X molto profonda come quella di J1030. La media dei flussi del campione è di  $(7.8, 1.9, 5.9) \times 10^{-15}$  erg/s/cm<sup>2</sup>, rispettivamente per la banda Full, Soft e Hard.

### Redshift e assorbimento:

Le distribuzioni in redshift e  $N_H$  sono mostrate in figura 5.2. Dalle densità di colonna si può notare che il campione comprende esclusivamente AGN Compton thin, di cui un  $\sim 20\%$  fortemente oscurati ( $N_H > 3 \times 10^{23}$  cm<sup>-2</sup> Lanzuisi et al., 2015). Per quanto riguarda il redshift si ha un  $\sim 90\%$  delle sorgenti a  $z > 0.5$  e un  $\sim 55\%$  a  $z > 1$ , come ci si attendeva nel caso di AGN oscurati selezionati in survey X profonde (e.g., Tozzi et al., 2001; Iwasawa et al., 2012; Marchesi et al., 2016).

Nel calcolo della densità di colonna la conoscenza del redshift permette di rompere la degenerazione con l'HR, unica quantità direttamente misurabile. Come spiegato nel capitolo 2, uno spettro più assorbito tenderà ad essere più "hard", ossia avrà un HR maggiore, ma allo stesso tempo all'aumentare del redshift lo spettro si sposta ad energie inferiori, rendendo la sorgente più "soft", ovvero con un HR inferiore. Questo effetto è visibile in figura 5.3, dove sorgenti molto "hard" difficilmente si trovano a  $z > 2-3$ , poichè la parte a più alte energie dello spettro (ossia quella meno colpita dall'assorbimento fotoelettrico) viene redshiftata fino alla banda Soft, positivamente l'HR. Allo stesso

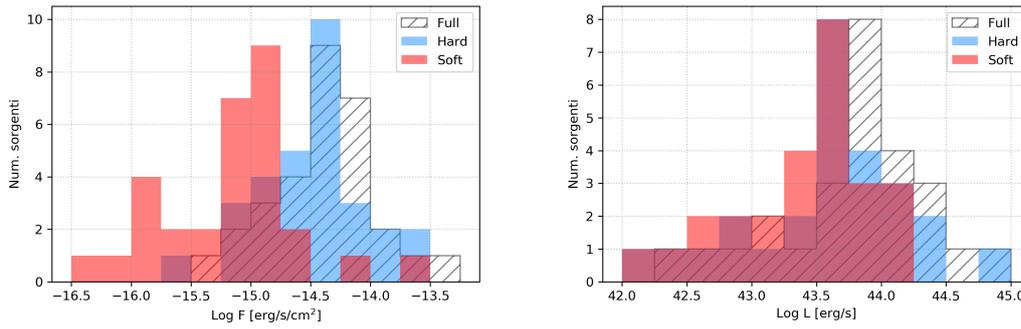


FIGURA 5.1: Le distribuzioni in flusso (a sinistra) e in luminosità intrinseca (a destra) delle sorgenti analizzate. In entrambe le figure si possono notare le distribuzioni in banda Soft (0.5-2 keV in rosso), Hard (2-7 keV, in azzurro) e Full (0.5-7.0 keV, in nero tratteggiato). Nell'istogramma dei flussi sono inserite anche le 4 sorgenti per le quali non è stato possibile determinare un redshift, utilizzando un modello semplice con assorbimento e legge di potenza.

modo, sorgenti con un  $HR \gtrsim 0$  potranno avere basse densità di colonna a basso redshift oppure grandi  $N_H$  a redshift più alto. Inoltre, per spettri osservati a più alta statistica nell'universo locale, si nota che gli AGN non possono avere HR elevati in assenza di densità di colonna moderatamente basse, pertanto la parte di grafico ad alti valori di HR e basse densità di colonna rimane priva di sorgenti.

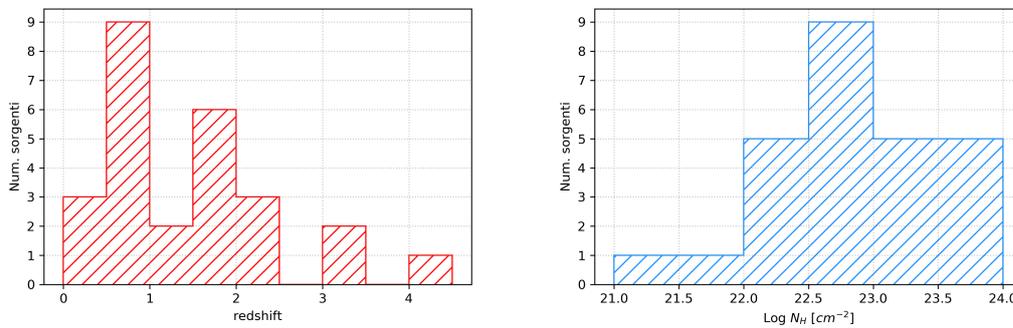


FIGURA 5.2: Le distribuzioni di redshift (a sinistra) e di densità di colonna di materiale oscurante (a destra). I redshift sono quelli utilizzati per il calcolo delle proprietà intrinseche, descritto a inizio paragrafo (tabella 5.1).

Una volta ottenuti i valori di  $z$  e  $N_H$  è possibile farne un confronto, in funzione dell'HR, con i modelli teorici creati nel capitolo 3. Questi modelli sono stati prodotti attraverso simulazioni di AGN oscurati, con gli stessi flussi delle sorgenti osservate e con le stesse caratteristiche strumentali, come l'area efficace e il tempo di esposizione, per poi essere utilizzati per ricavare la relazione fra HR atteso e redshift per diversi modelli di assorbimento. Questo ha permesso di supportare le soluzioni ottenute dall'analisi spettrale in banda X, ma anche di verificare che il degrado dell'area efficace in banda Soft di *Chandra* (si veda appendice A) produce valori di HR leggermente più alti rispetto a quelli disponibili in letteratura (e.g., Tozzi et al., 2001; Szokoly et al., 2004). È possibile ora sovrapporre i dati reali sulle curve teoriche, per verificare i risultati ottenuti. Come si può notare in figura 5.4, sembra esserci un buon accordo anche in presenza di errori

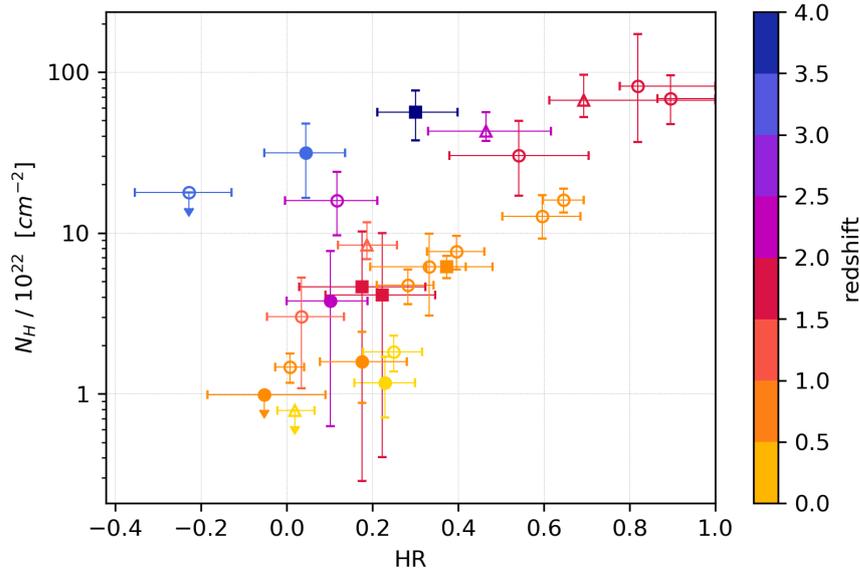


FIGURA 5.3: HR in funzione della densità di colonna e del redshift. I quadrati fanno riferimento a soluzioni ottenute solamente dal SED fitting e non dall'analisi X; i triangoli sono invece soluzioni ottenute solamente in banda X; i cerchi sono soluzioni ottenute con entrambi i metodi e dove è stato utilizzato il redshift fotometrico nel calcolo di  $N_H$  e HR. Inoltre, i simboli vuoti (tranne i quadrati) fanno riferimento alla sorgenti nelle quali nell'analisi in banda X vi è la presenza solo delle *features* in assorbimento, mentre i simboli pieni identificano sorgenti dove è presente una riga significativa del ferro neutro a 6.4 keV.

relativamente grandi.

#### Sorgenti con la presenza della riga del ferro a 6.4 keV:

Dal campione iniziale di 30 sorgenti è stato possibile identificare 5 sorgenti con la presenza della riga in emissione del ferro neutro a 6.4 keV. Questa riga, tipica negli AGN, è spesso utilizzata per valutare il redshift di una sorgente. Per queste sorgenti la riga risulta valida anche dopo averne verificato la significatività con il metodo delle simulazioni e il redshift ottenuto viene confermato anche dal SED fitting. Si riportano in tabella (5.2) i valori di EW (nel sistema di riferimento a riposo) e in figura 5.5 gli spettri X di queste sorgenti che mostrano una riga del ferro neutro a 6.4 keV significativa.

## 5.2 Confronto fra l'analisi in banda X e i redshift fotometrici

In assenza di redshift spettroscopici per il campione selezionato, è possibile valutare il lavoro svolto in banda X (capitolo 3) confrontandolo con i redshift fotometrici calcolati tramite una procedura di SED fitting (capitolo 4). Questo è molto importante, perchè permette di stabilire la bontà dell'analisi in banda X e delle simulazioni, utilizzate per rafforzare i risultati ottenuti da spettri X di medio/bassa qualità.

Rispetto al campione iniziale, composto da 30 sorgenti, è possibile fare un confronto solo su 18 di queste, poichè per le rimanenti 12 o manca la soluzione X o quella da SED fitting, oppure entrambe. Come si può notare dalla figura 5.6, il valore nominale di

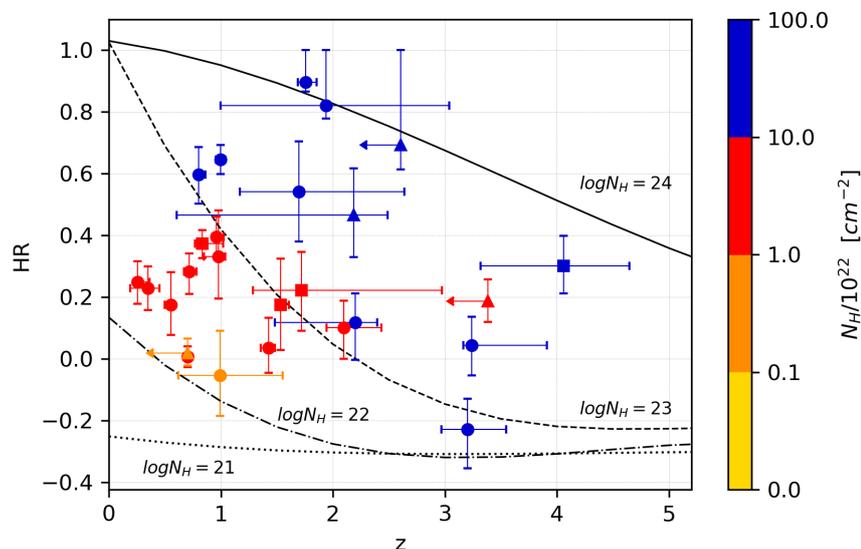


FIGURA 5.4: Risultati sull'HR in funzione del redshift e dell' $N_H$ , sovrapposti alle curve teoriche attese (si veda sezione 3.2.3). I quadrati fanno riferimento a soluzioni ottenute solamente dal SED fitting e non dall'analisi X; i triangoli sono invece soluzioni ottenute solamente in banda X, mentre i cerchi sono soluzioni ottenute con entrambi i metodi (nel grafico è stato utilizzato il redshift fotometrico e il valore di HR che ne deriva).

XID	EW[eV]	$z_X$	$z_{phot}$
8	$215^{+175}_{-159}$	$2.80^{+0.08}_{-0.08}$	$3.24^{+0.07}_{-0.67}$
46	$530^{+407}_{-303}$	$1.85^{+0.04}_{-0.04}$	$2.09^{+0.33}_{-0.10}$
67	$425^{+303}_{-380}$	$0.38^{+0.01}_{-0.02}$	$0.35^{+0.10}_{-0.16}$
93	$1125^{+1722}_{-835}$	$0.66^{+0.07}_{-0.04}$	$0.99^{+0.56}_{-0.37}$
106	$752^{+677}_{-655}$	$0.34^{+0.02}_{-0.02}$	$0.55^{+0.04}_{-0.05}$

TABELLA 5.2: EW della riga del ferro neutro a 6.4 keV identificata in 5 sorgenti del campione principale, calcolata nel sistema di riferimento a riposo.  $z_X$  indica il redshift calcolato dall'analisi spettrale in banda X, mentre  $z_{phot}$  indica il risultato ottenuto dal SED fitting. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza sul singolo parametro di interesse.

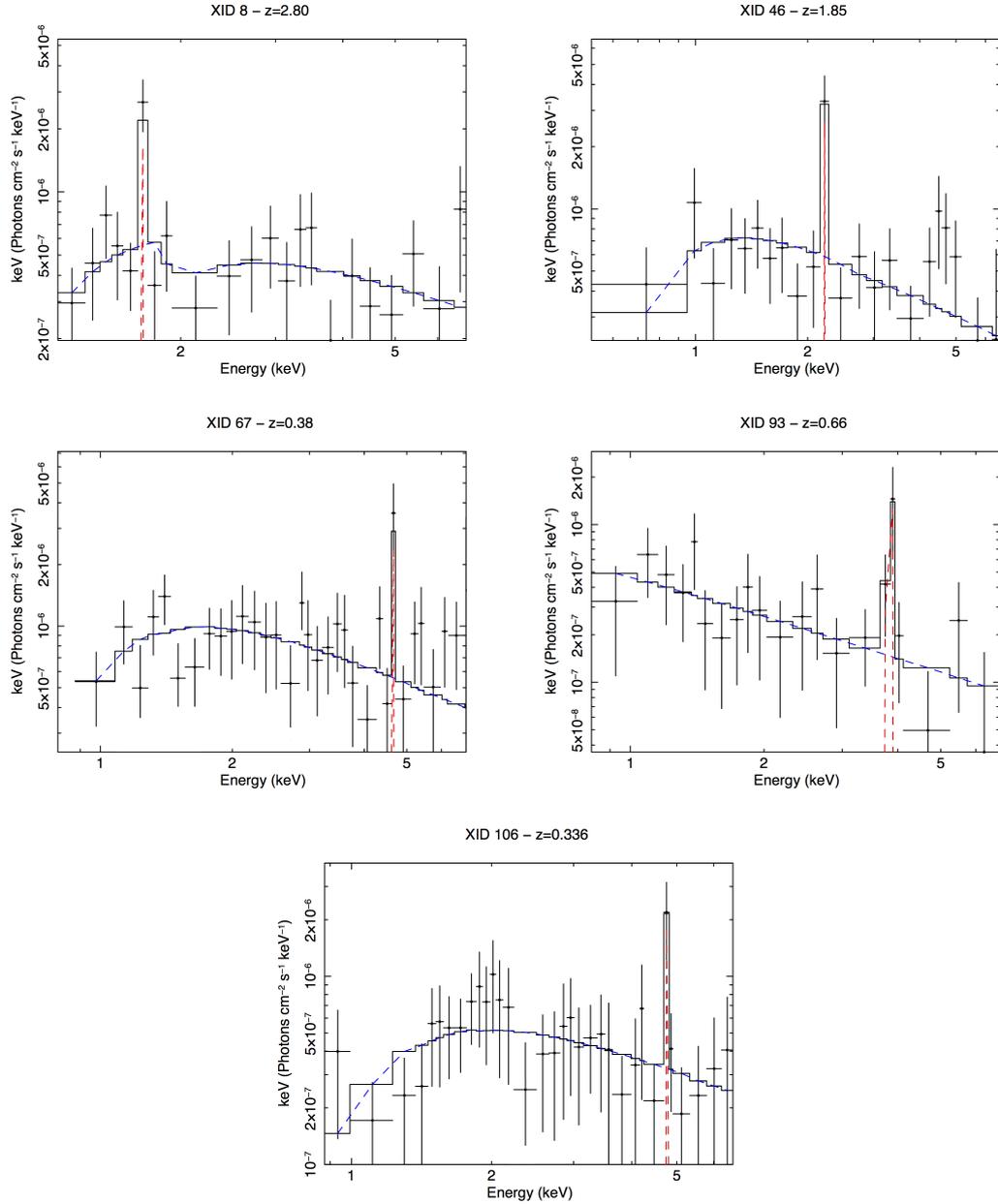


FIGURA 5.5: Gli spettri X delle 5 sorgenti del campione che mostrano una riga del ferro neutro a 6.4 keV significativa. I modelli sono composti da una componenti di legge di potenza assorbita (in blu) con  $\Gamma = 1.9$  e da una riga in emissione (in rosso) di larghezza fissata a  $\sigma = 10eV$ . Per motivi grafici negli spettri è stato effettuato un raggruppamento di 3 conteggi per bin. I valori di  $z$  calcolati in base alla presenza della riga sono mostrati in tabella 5.2.

quasi tutte le sorgenti risulta essere in accordo entro  $\Delta z = \pm 0.5$ . Gli unici due punti al di fuori di questo  $\Delta z$  hanno una differenza leggermente superiore. Data la statistica in banda X (valore mediano di conteggi in banda Full  $\approx 120$ ) questo viene valutato come un ottimo risultato. In letteratura esistono diversi lavori che verificano l'attendibilità delle soluzioni X attraverso l'uso di redshift sia fotometrici che spettroscopici (e.g. Iwasawa et al., 2012; Simmonds et al., 2018), ma sempre con un livello di statistica superiore (conteggi netti  $> 500 - 1000$ ) a quello trattato in questa tesi.

Dalla stessa figura si possono notare diverse cose. Innanzitutto è evidente come le incertezze siano molto più contenute nei casi in cui vi è una riga del ferro a 6.4 keV significativa ( $\Delta z \lesssim 1 - 10\%$ ), rispetto ai casi in cui il redshift viene determinato solo dalle *features* in assorbimento ( $\Delta z \sim 1$ ), cioè dalla edge del ferro a 7.1 keV e, anche se con un contributo inferiore, dal cut-off fotoelettrico. Questo può essere spiegato in due modi: nei modelli con riga sono presenti anche le *features* in assorbimento, pertanto il fit può riconoscere più componenti migliorando la qualità del risultato. Inoltre una riga è molto più netta e stretta rispetto, ad esempio, alla edge del ferro a 7.1 keV che spesso è molto più simile ad una fluttuazione. I punti a forma di quadrato in figura 5.6 indicano soluzioni secondarie per i redshift fotometrici, le cui soluzioni primarie si trovano a valori di  $\Delta z > \pm 0.5$ . Per questi casi ( $\sim 25\%$ ) le soluzioni in banda X supportano le soluzioni secondarie ottenute dal SED fitting. Inoltre, questi sono tutti i casi in cui il SED fitting produce soluzioni secondarie con un'alta probabilità associata. Questo significa che ogni qualvolta la procedura di SED fitting presenta più soluzioni valide, la soluzione X può vincolarne una, probabilmente quella più corretta. Esiste anche il viceversa, ossia soluzioni X vincolate dal SED fitting ( $\sim 25\%$ ). Pertanto, se si considera che in un  $\sim 50\%$  dei casi esistono più soluzioni utilizzando separatamente il metodo fotometrico e l'analisi in banda X, si può concludere che occorrono entrambi i metodi per riuscire a discriminare il redshift di circa la metà delle sorgenti del campione.

Un'ulteriore prova della bontà del lavoro svolto viene data dalle uniche due sorgenti del campione iniziale per le quali è noto un redshift spettroscopico. La prima è stata scartata dal SED fitting poiché lo spettro ottico mostra che l'oggetto è un Broad Line AGN, la cui emissione contamina fortemente la fotometria. Siccome nel SED fitting si utilizzano spettri sintetici di galassie, questi non possono dare una soluzione corretta poiché la SED di un AGN non è coperta dalla libreria utilizzata. Per questa sorgente si ha un limite superiore sul redshift dall'analisi spettrale in banda X, in accordo con la soluzione spettroscopica. La seconda sorgente è invece in accordo con il redshift fotometrico e in ottimo accordo con le soluzioni in banda X, come mostrato in tabella 5.3.

XID	spec $z$	photo $z$	X-ray $z$
41	2.511 (Kriek et al., 2008)	$2.2_{-0.7}^{+0.2}$	$2.58_{-0.82}^{+0.31}$
76	0.336 (SDSS)	-	$< 0.39$

TABELLA 5.3: Soluzioni per le due sorgenti con redshift spettroscopico noto. In ordine: ID in banda X,  $z$  spettroscopico, soluzione fotometrica (da SED fitting) e soluzione in banda X. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza sul singolo parametro di interesse.

Da queste verifiche si dimostra che le soluzioni ricavate dall'analisi spettrale in banda X, grazie al forte oscuramento e al supporto di adeguate simulazioni, siano in grado di fornire un'informazione sul redshift delle sorgenti selezionate.

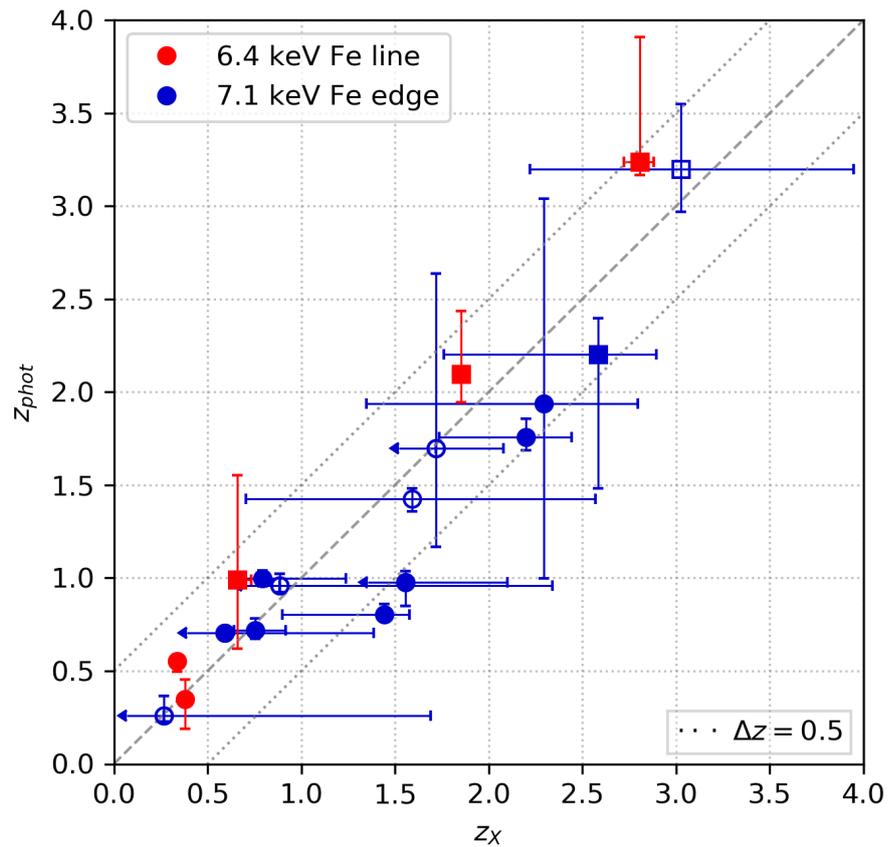


FIGURA 5.6: Confronto tra le soluzioni ottenute dall'analisi in banda X e i redshift fotometrici ottenuti dalla procedura di SED fitting. In rosso le sorgenti che presentano una riga in emissione del ferro neutro a 6.4 keV significativa, in blu le sorgenti che presentano esclusivamente *features* in assorbimento, come il cut-off fotoelettrico e la edge del ferro a 7.1 keV. I quadrati fanno riferimento a soluzioni fotometriche secondarie, mentre i punti vuoti indicano la scelta di una delle possibili soluzioni in banda X una volta confrontato con il redshift fotometrico. Le linee puntinate indicano la regione delimitata da  $z_X = z_{phot} \pm 0.5$ , dove  $z_X$  e  $z_{phot}$  indicano rispettivamente i redshift ricavati dall'analisi in banda X e dal SED fitting.



## Capitolo 6

# Conclusioni

Lo studio degli AGN oscurati, tramite il loro censimento e caratterizzazione, può fornire importanti contributi in diverse aree di ricerca. In particolare, secondo i più recenti modelli di co-evoluzione fra SMBH e galassia ospite, questa classe di oggetti rappresenta una fase chiave, ancora non ben compresa, appena antecedente ai meccanismi di *feedback* che sono in grado di bloccare la formazione stellare della galassia ospite (e.g., Hopkins et al., 2008). La radiazione X, grazie alla sua capacità di emergere da alte densità di colonna di materiale oscurante, riveste un ruolo di primaria importanza nella ricerca di questi oggetti. Le survey X profonde, come quella di J1030 analizzata in questo lavoro di tesi, sono pertanto il laboratorio ideale per questo tipo di studi.

Date le elevate densità di colonna di materiale oscurante, questi oggetti sono infatti molto difficili da rivelare, nonostante il grande contributo offerto dai telescopi X (in particolare *Chandra* e *XMM-Newton*) negli ultimi 15 anni. Questo obbliga all'analisi dei dati in banda X in regime di bassa statistica, che in questa tesi sono stati affiancati da simulazioni apposite in grado di verificare la significatività di alcune *features* spettrali (sezione 6.1), fondamentali per identificare il redshift di queste sorgenti, che a sua volta è necessario per studiarne le proprietà fisiche. L'obiettivo di queste simulazioni è quello di massimizzare l'informazione contenuta dagli spettri X e per dimostrare che è possibile avere un'indicazione di redshift anche in spettri X di bassa statistica, seppur con grosse incertezze.

### 6.1 L'importanza del metodo

In questa tesi si è verificato se l'analisi spettrale in banda X possa dare un importante contributo alla stima del redshift di AGN oscurati anche in regimi di limitata statistica in fotoni. Grazie alle elevate densità di colonna, che producono forti *features* in assorbimento come la edge del ferro a 7.1 keV e il cut-off fotoelettrico, unite all'eventuale presenza di una prominente riga del ferro a 6.4 keV, si è visto in letteratura che è possibile ottenere una stima del redshift a partire da spettri di qualità moderata, cioè aventi un numero di conteggi dell'ordine di diverse centinaia o di migliaia (e.g., Vignali, 2014; Iwasawa et al., 2012).

In questo lavoro sono stati selezionati AGN oscurati sulla base di un *X-Ray Hardness Ratio* positivo, in modo da avere forti *features* in assorbimento (si veda la sezione 2.3) o una riga del ferro a 6.4 keV molto prominente. Inoltre, ci si è spinti a regimi di statistica ancora più limitati (con conteggi netti  $\approx 120$ ) rispetto ai lavori sopracitati che hanno portato, inevitabilmente, a soluzioni più "fragili" dal punto di vista della significatività. L'aspetto innovativo di questo lavoro di tesi consiste nell'affiancare all'analisi spettrale una serie di simulazioni (si veda la sezione 3.2) create "ad hoc" per i dati utilizzati, in modo da riprodurli il più fedelmente possibile. Queste simulazioni sono in grado sia di verificare la significatività delle righe in emissione, simulando spettri con le caratteristiche di quelli che ne mostravano l'evidenza, sia di verificare fino a quale numero di

conteggi sia possibile ottenere un'identificazione del redshift esclusivamente sulla base della edge del ferro a 7.1 keV.

L'ampia analisi delle significatività e degli errori associati alle *features* di spettri reali e simulati ha permesso di sottoporre ogni sorgente a più criteri di valutazione. In questo modo sono stati posti più vincoli sulla ricerca del redshift rispetto alle procedure standard, che hanno portato ai risultati ottenuti (capitolo 5). La verifica di questo metodo è basata principalmente sul confronto con i redshift fotometrici, che sono stati ampiamente testati su un campione di prova a redshift noto. I risultati ottenuti, uniti all'analisi delle proprietà fisiche delle sorgenti (sezione 5.1) e al confronto con dei modelli (figura 5.4), portano alla conclusione di una buona validità di questo metodo di lavoro.

Ovviamente la misurazione dei redshift spettroscopici per le sorgenti del campione porterebbe ad una conferma molto più solida. La spettroscopia ottica, tuttavia, non è sempre una valida soluzione. Dovendo lavorare con una classe di oggetti molto deboli nelle bande ottiche, fare spettroscopia è molto costoso in termini di tempo e comunque non garantisce il fatto di ottenere una soluzione in redshift. Anche il SED fitting, come descritto nel capitolo 4, può avere delle difficoltà in tal senso, poichè questa classe di oggetti è difficilmente rilevabile anche per le survey fotometriche più profonde, specialmente ad alto redshift. Una dimostrazione di questo punto viene dalla figura 5.6, nella quale alcune delle soluzioni fotometriche sono state vincolate da quelle in banda X.

Il metodo sviluppato, supportato da una attenta analisi fotometrica, si propone come dimostrazione della possibilità di ottenere indicazioni sul redshift anche in caso di statistica limitata, consentendo così di effettuare uno studio degli AGN oscurati attraverso l'analisi spettrale in banda X. L'approccio multibanda rimane comunque fondamentale sia per l'identificazione di queste sorgenti sia per lo studio delle loro proprietà fisiche e per la conferma dei redshift. Come si è visto in questo lavoro, infatti, l'analisi in banda X va affiancata a osservazioni ad altre lunghezze d'onda per poter fornire informazioni solide e dettagliate su questi oggetti.

## 6.2 Prospettive future

In primis, date le prossime osservazioni spettroscopiche che verranno effettuate in banda ottica e NIR delle sorgenti analizzate (da programmi osservativi già accettati a LBT, Keck e VLT), sarà possibile confrontare i redshift ottenuti con questo metodo con quelli spettroscopici e verificarne dunque l'efficacia, sia in termini assoluti che rispetto alle soluzioni trovate con il SED fitting.

Un'altra prospettiva da implementare nell'immediato futuro, consiste nella possibilità di rifinire una delle tipologie di simulazioni utilizzate, quella che ha permesso di verificare fino a quale livello di statistica sia possibile ricercare soluzioni in redshift esclusivamente ricercando la edge del ferro a 7.1 keV. Tale rifinitura includerebbe al modello di assorbimento la riga del ferro neutro a 6.4 keV che, per motivi di tempo, non è stato possibile implementare. Le simulazioni fatte considerando solo la edge del ferro sono infatti molto pessimistiche poichè, includendo una *feature* come la riga, gli spettri simulati avrebbero una componente in più che probabilmente "aiuterebbe" il fit nella ricerca del redshift. Tale implementazione non è banale, in termini di modellistica, poichè l'inserimento di una riga comporta l'introduzioni di diversi parametri come per esempio l'EW o la normalizzazione della riga, che richiederebbero anche un aumento di tempo computazionale considerevole.

L'applicazione di questa metodologia di lavoro, soprattutto per quanto riguarda la ricerca del redshift da spettri X di media/bassa qualità, potrebbe sicuramente essere

estesa ad altre survey X profonde. Alcune di queste (come il CDFS, CDFN e la survey COSMOS) dispongono già di ampie coperture fotometriche e spettroscopiche. In generale però, data la debolezza degli AGN oscurati nelle bande ottiche e infrarosse, rimane una piccola percentuale ( $\lesssim 5\%$ ) di oggetti rivelati in banda X, che non hanno controparti ottiche e che quindi non hanno redshift spettroscopici noti. La fotometria, seppur in grado di coprire una grossa parte di sorgenti rivelate in banda X che non hanno una copertura spettroscopica, può avere delle incertezze non trascurabili. In tutti questi casi potrebbe essere molto interessante applicare le simulazioni sviluppate che, come spiegato in maniera dettagliata nella sezione 3.2, sono adattabili alle specifiche osservative e tecniche di ogni campo. Inoltre, sfruttare survey più profonde di J1030, comporterebbe un livello di statistica mediamente più alto rispetto a quello del campione principale analizzato, permettendo non solo di migliorare la qualità dei dati, ma anche di tentare l'utilizzo di qualche modello più fisico, ossia meno semplificati rispetto a quelli utilizzati in questa tesi.

Infine, con il lancio di future missioni X come *eROSITA* (2019) e *Athena* (2028), sarà possibile eseguire un lavoro preparatorio per massimizzare le informazioni spettrali che le future osservazioni potranno fornire. In particolare *eROSITA*, nonostante una risoluzione e una sensibilità inferiori a quelle di *Chandra*, avrà la capacità di osservare tutto il cielo. In questo modo verranno coperte ampie aree dove non sarà già disponibile né una copertura fotometrica né una spettroscopica. In questo caso, se si avranno a disposizione solo dati X, la ricerca del redshift esclusivamente da questa banda diventerà essenziale per lo studio sistematico dei cataloghi che verranno prodotti.

*Athena* invece, grazie ad un'area efficace senza precedenti ( $2 \text{ m}^2$  a  $1 \text{ keV}$ ), permetterà di effettuare survey molto profonde, dalle quali poter applicare le simulazioni ideate per questa tesi, adattandole alle caratteristiche dello strumento. L'ottima area efficace potrà infatti essere implementata nelle simulazioni, in modo da predire i livelli di statistica necessari per il riconoscimento di determinate *features* spettrali, come la riga del ferro neutro a  $6.4 \text{ keV}$  o la edge del ferro a  $7.1 \text{ keV}$ . Inoltre, dato l'alto numero di conteggi attesi, sarà possibile verificare i livelli di statistica anche per modelli più complicati.



## Appendice A

# Studio sulle ARF di Chandra

Il telescopio *Chandra* ha iniziato a operare nel 1999 ed è tuttora in funzione. Nella sua lunga durata operativa i suoi strumenti sono stati sottoposti a vari contaminanti. La valutazione della risposta della camera ACIS (si veda capitolo 2 per una descrizione dettagliata) ha mostrato un continuo e lento degrado della sua area efficace nel corso degli anni, specialmente ad energie  $< 2$  keV. La spiegazione di tale diminuzione dell'area efficace deriva prevalentemente dal deposito di materiale che, inizialmente in stato gassoso, a contatto con le componenti più fredde della strumentazione condensa e si accumula sul rivelatore. In particolare sembra che tale materiale si depositi sui filtri ottici di ACIS (*Optical Blocking Filters*, OBF), provocando così un abbassamento dell'area efficace.

Osservazioni periodiche su oggetti utilizzati per la calibrazione di *Chandra* hanno permesso di ideare un modello di contaminazione, che viene implementato e aggiornato all'interno di CIAO. Nel corso degli anni, tuttavia, il tasso di deposito di materiale (composto prevalentemente da molecole di carbonio, ossigeno e fluoro) è aumentato rendendone sempre più complicata la modellizzazione (figura A.1).

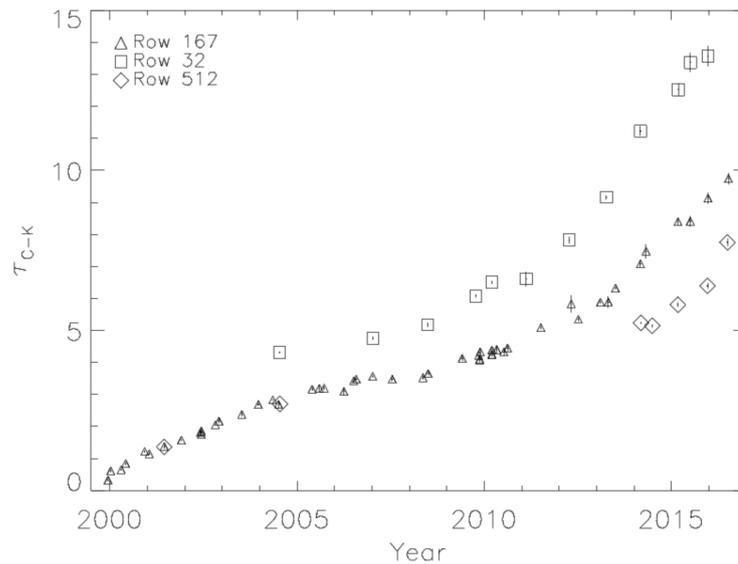


FIGURA A.1: Profondità ottica del materiale depositato in funzione del tempo. Si può notare come l'aumento del deposito aumenti in modo non lineare. I diversi simboli indicano la quantità di materiale su ACIS-I, ACIS-S e sullo strumento ECS (utilizzato per la calibrazione della camera ACIS) rispettivamente in quadrati, rombi e triangoli.

Come spiegato nel capitolo 2, la selezione di candidati AGN oscurati può essere

effettuata sulla base dell'HR (e.g., Brusa et al., 2009; Szokoly et al., 2004), come in questa tesi. Dato che questo parametro ha una dipendenza dalla risposta dello strumento con il quale vengono fatte le osservazioni, si è deciso di fare un'analisi delle variazioni dell'area efficace di *Chandra* nel corso degli anni. A tal proposito si sfruttano le matrici di risposta (ARF) fornite da CXC, rappresentative dell'area efficace all'interno del programma di analisi XSPEC. In particolare viene fatta un'analisi sul rilevatore ACIS-I, utilizzato per la survey profonda di J1030.

In entrambe le figure A.2 e A.3 si può notare il lento declino della risposta della camera ACIS-I. Si sono utilizzate le matrici all'aimpoint poichè rappresentative degli andamenti, che sono simili se si considerassero matrici fuori asse. Sono evidenti due andamenti principali: il primo è la forte diminuzione in banda Soft (0.5-2 keV), rispetto alla banda Hard (2-7 keV), che produce una positivizzazione dell'HR nel tempo, come ampiamente spiegato nei capitoli 2 e 3. Il secondo andamento consiste nel peggioramento del tasso con cui diminuisce l'area efficace, che anch'esso aumenta con il passare degli anni. Attualmente, se consideriamo il ciclo 20, l'area efficace in banda Soft è oramai scesa fino ai livelli di quella in banda Hard. Questi andamenti vanno tenuti in considerazione, sia quando si effettuano proposte osservative, sia quando si fanno dei confronti con dati antecedenti a quelli delle osservazioni, soprattutto per gli oggetti più deboli dove la statistica è limitata e dove un parametro con l'HR può variare in maniera significativa.

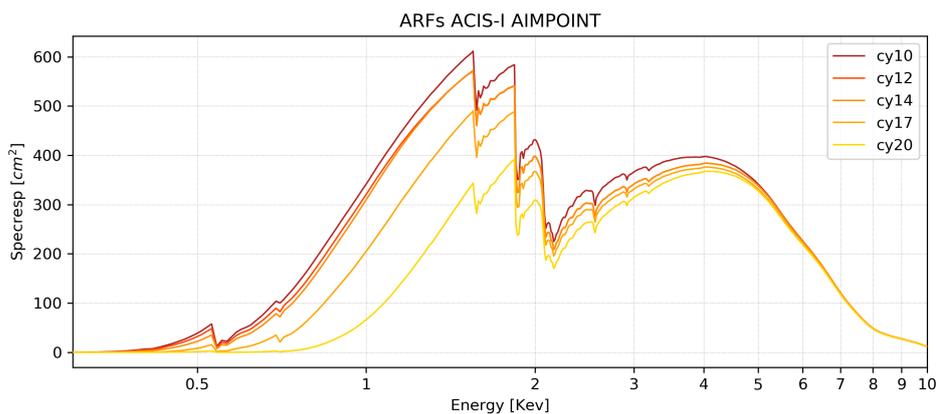


FIGURA A.2: Gli andamenti delle ARF di ACIS-I in funzione dell'energia, per diversi cicli osservativi. In questo caso si sono utilizzate le ARF all'aimpoint. Risulta evidente che nel corso degli anni l'area efficace diminuisce soprattutto in banda Soft. Le matrici fornite da CXC corrispondono a predizioni che il team di *Chandra* effettua periodicamente, in modo da fornire gli andamenti dello strumento e permettere così la sottomissione di proposte osservative. Per questo è già disponibile la ARF del ciclo 20, le cui osservazioni saranno effettuate a partire dall'autunno 2018.

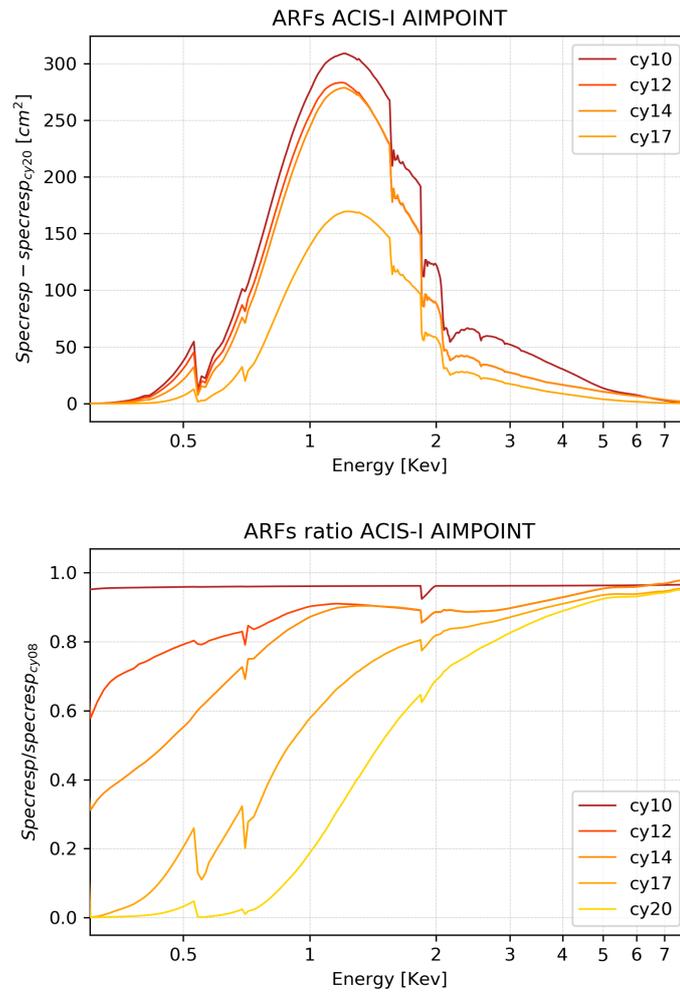


FIGURA A.3: Diminuzione della ARF di ACIS-I in funzione dell'energia, per diversi cicli. Nella figura in alto è mostrata la differenza delle diverse ARF elencate rispetto a quella del ciclo 20, ossia con le matrici più recenti. In basso è invece mostrato l'andamento del rapporto tra le diverse ARF rispetto al ciclo 8 (2007), ovvero quello più lontano del tempo disponibile su CXC. In entrambe le figure è evidente la grande diminuzione dell'area efficace in banda Soft, in particolare nei cicli più recenti dove il tasso di diminuzione sembra aumentare.



## Appendice B

# Simulazioni edge del ferro a 7.1 keV

In questa appendice vengono riportati i risultati delle simulazioni prodotte sulla base delle *features* in assorbimento, per le diverse sorgenti e per diverse soglie sull'errore in  $\Delta z$  come spiegato nella sezione 3.2.2.

Simulazioni per le matrici delle sorgenti XID 21 (off-axis  $\sim 0'$ ), 41 (off-axis  $\sim 3.2'$ ), 272 (off-axis  $\sim 9.5'$ ) e per quelle fornite da CXC all'aimpoint per il ciclo 17 (i nomi sono elencati nelle rispettive figure). I match tra i valori iniziali e i risultati hanno una soglia di  $\Delta z = 0.25$  (sinistra) e  $\Delta z = 0.5$  (destra). I singoli plot mostrano la percentuale di match in funzione di redshift e numero di conteggi (indicati in alto a sinistra in ogni pannello). In basso è presente una vista in tre dimensioni, mentre gli istogrammi nella parte superiore danno una rappresentazione in due dimensioni per diversi intervalli di conteggi. Infine i diversi plot dall'alto al basso variano in funzione di diverse densità di colonna ( $(1, 5, 10) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ).

In particolare, per la sorgente XID 272 non si sono simulati spettri a  $z < 1.5$  poichè, dato l'elevato grado di oscuramento e la bassa area efficace non erano disponibili conteggi sufficienti ( $< 10$ ) per effettuare i fit in maniera sistematica.

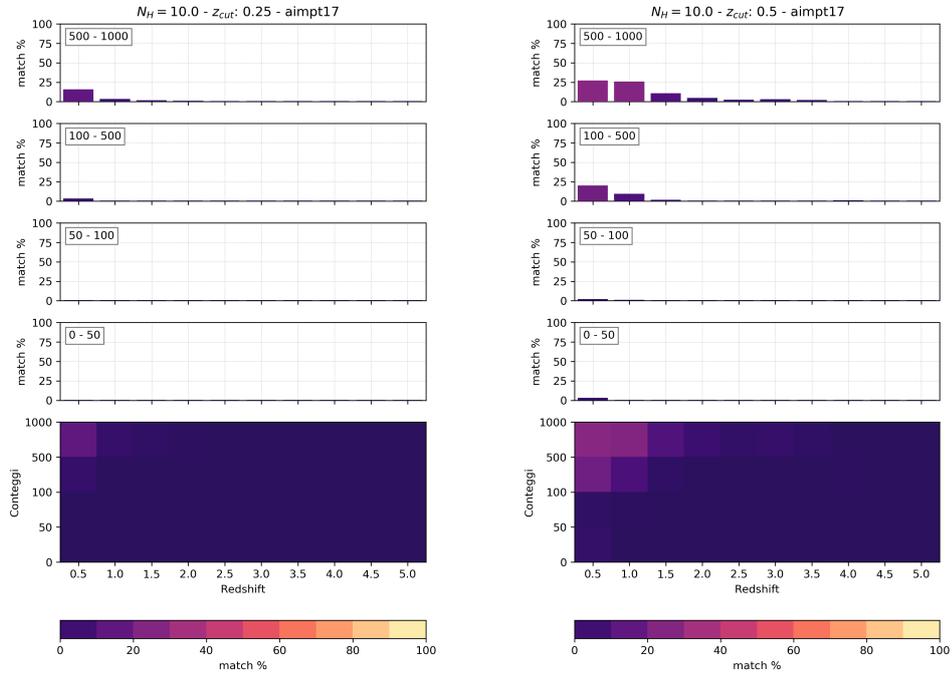


FIGURA B.1

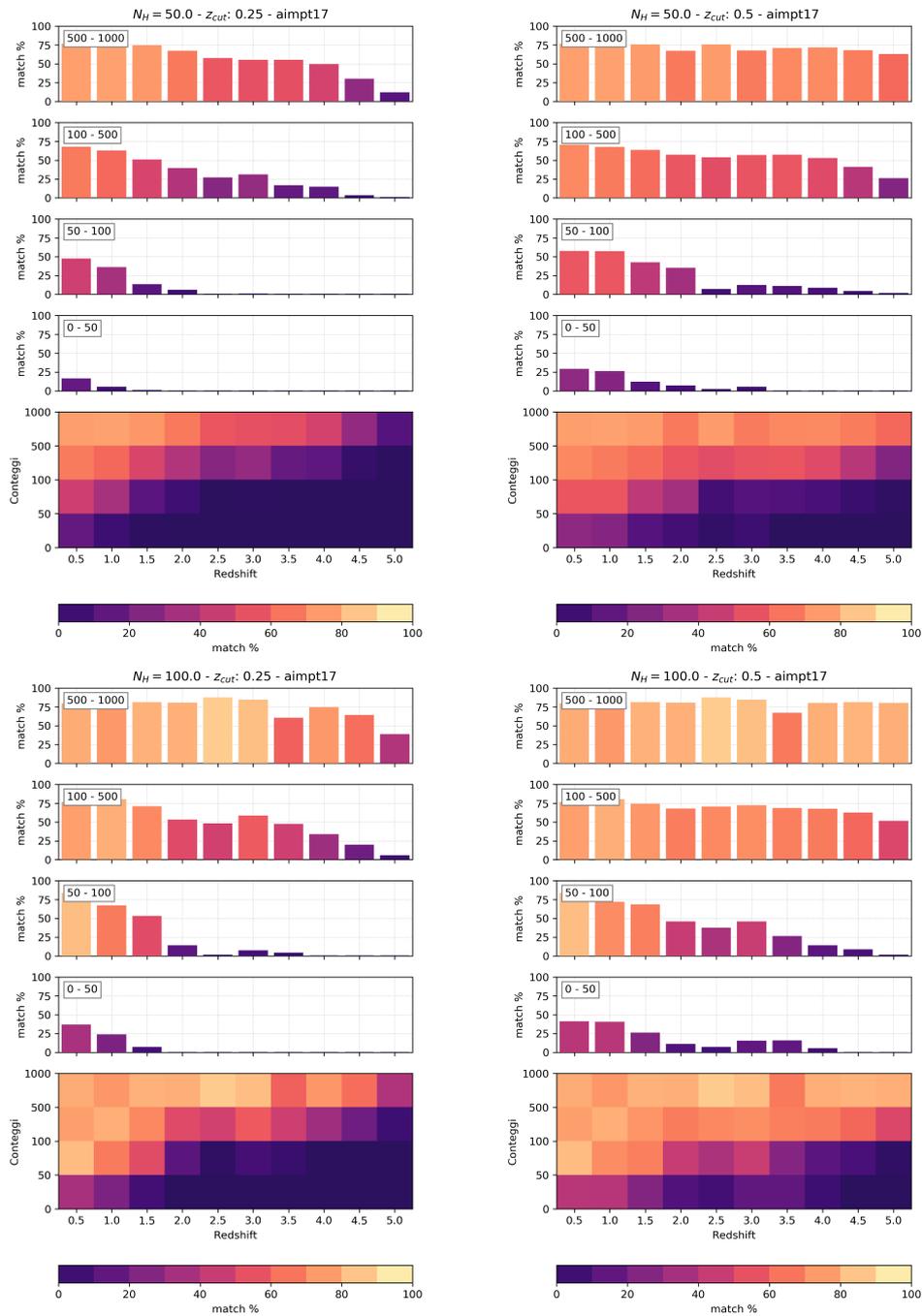


FIGURA B.2

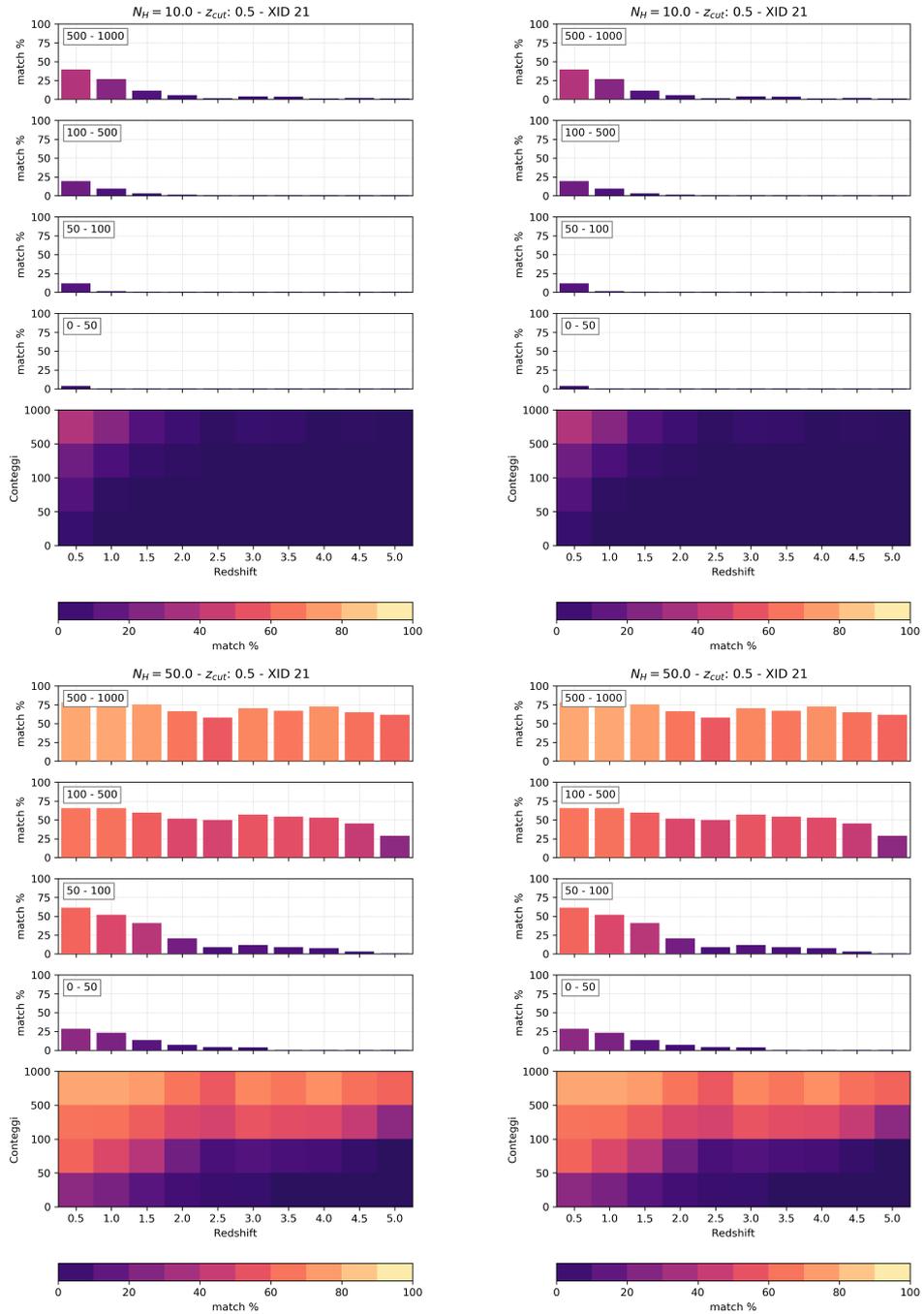


FIGURA B.3

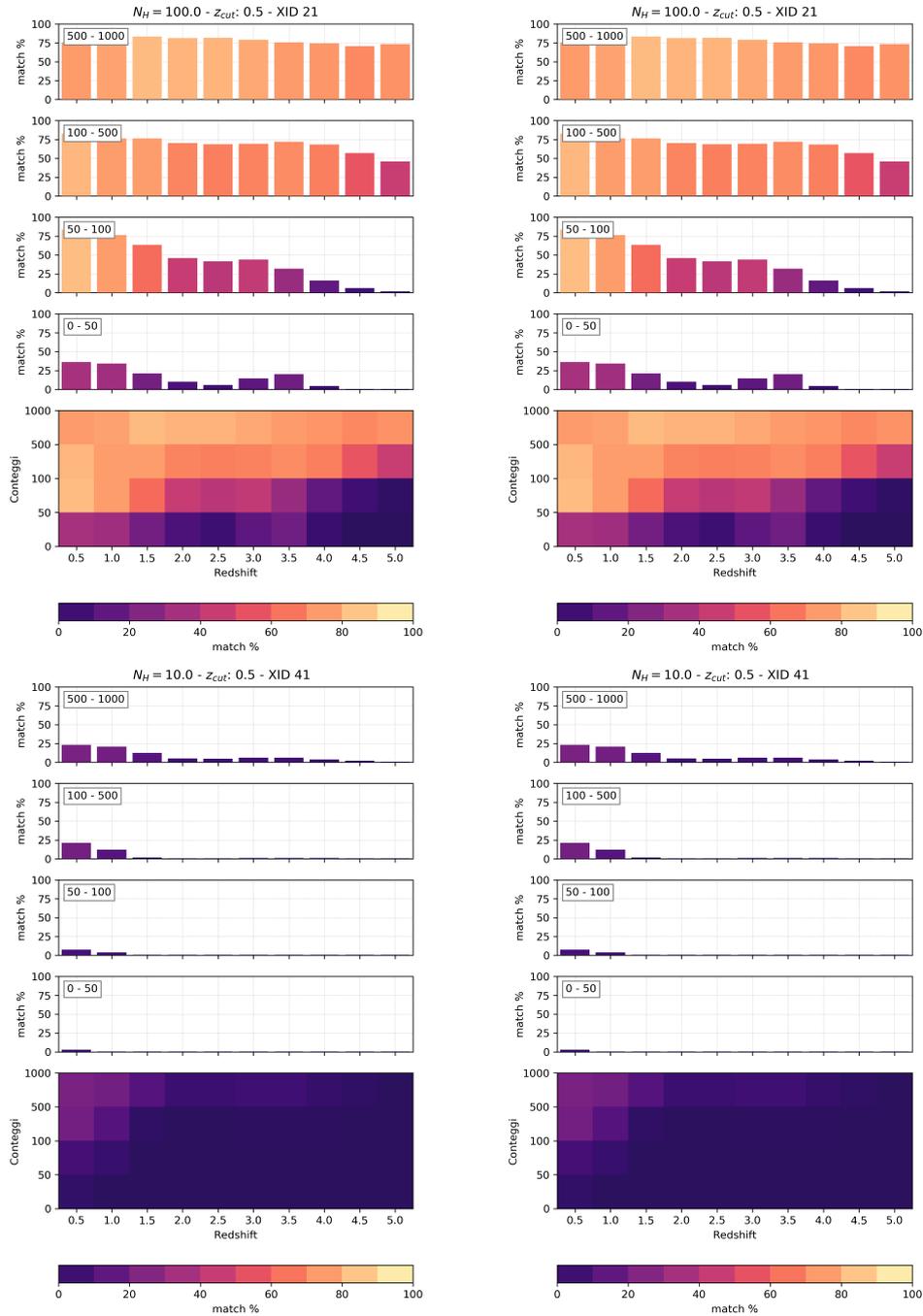


FIGURA B.4

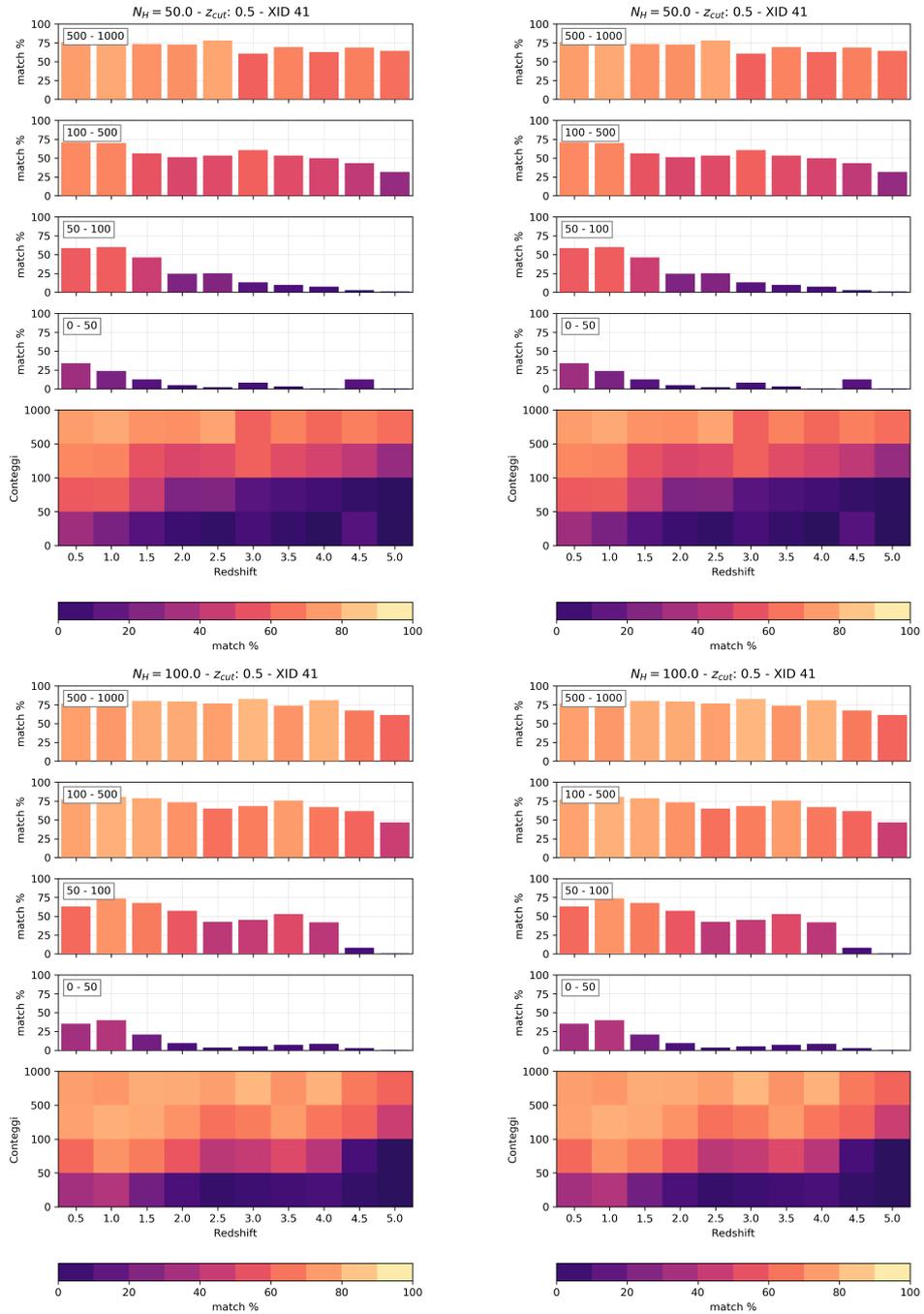


FIGURA B.5

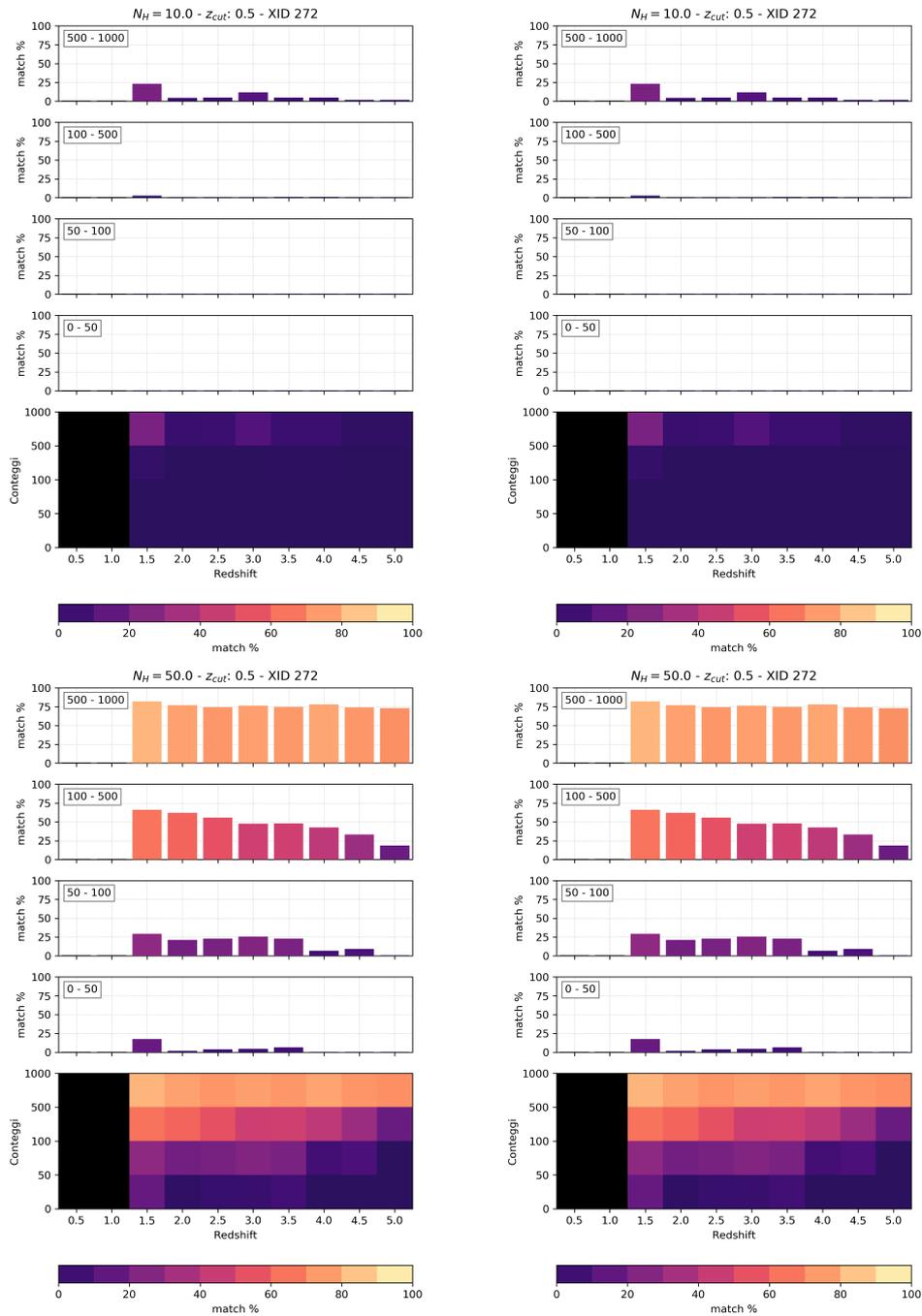


FIGURA B.6

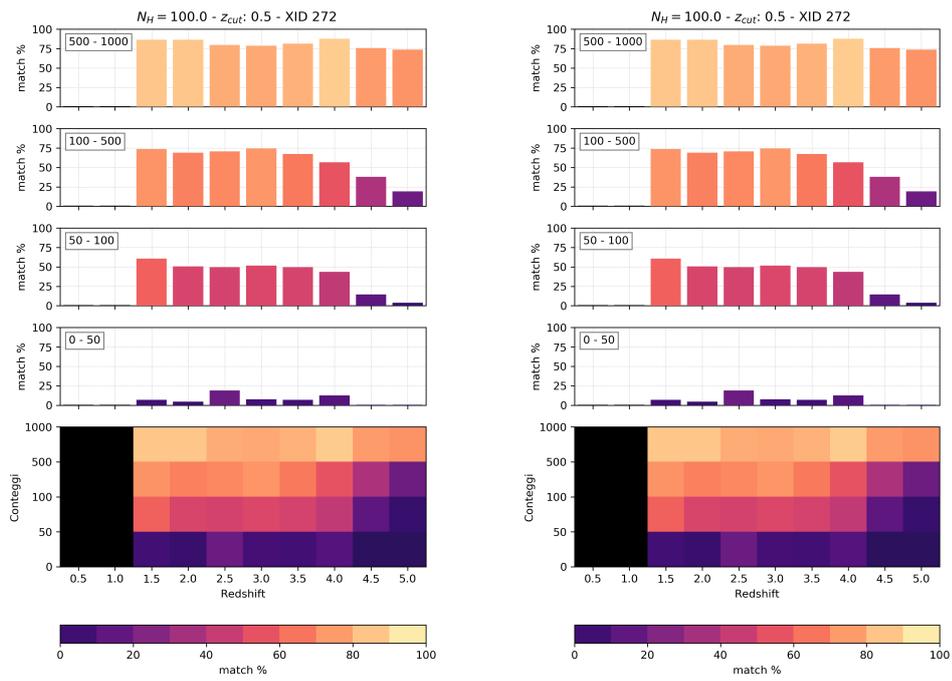


FIGURA B.7



## Appendice C

# Risultati SED fitting

In questa appendice vengono riportati i risultati ottenuti con la tecnica dei redshift fotometrici, per tutte le sorgenti nelle quali è stato possibile procedere con il SED fitting. Per i dettagli si richiama al capitolo 4.

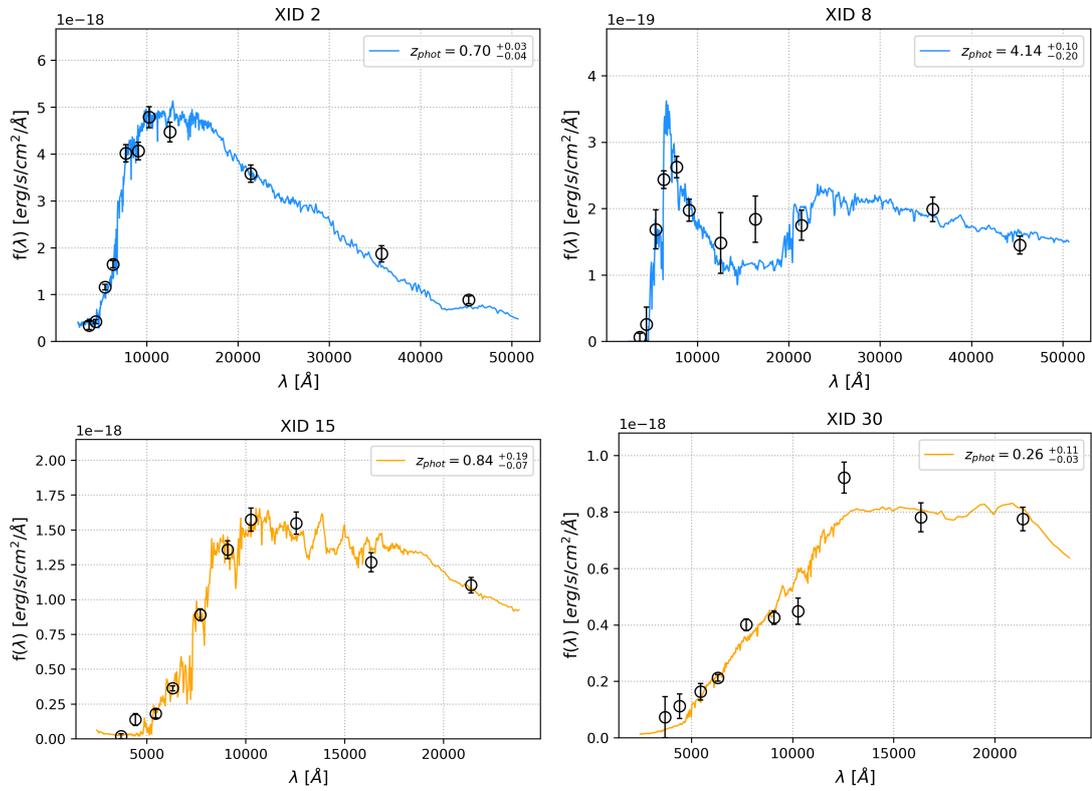


FIGURA C.1: I risultati del SED fitting: in arancione le sorgenti per le quali non è stato possibile includere i filtri IRAC, mentre in blu quelle dove sono stati aggiunti. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza per il singolo parametro di interesse.

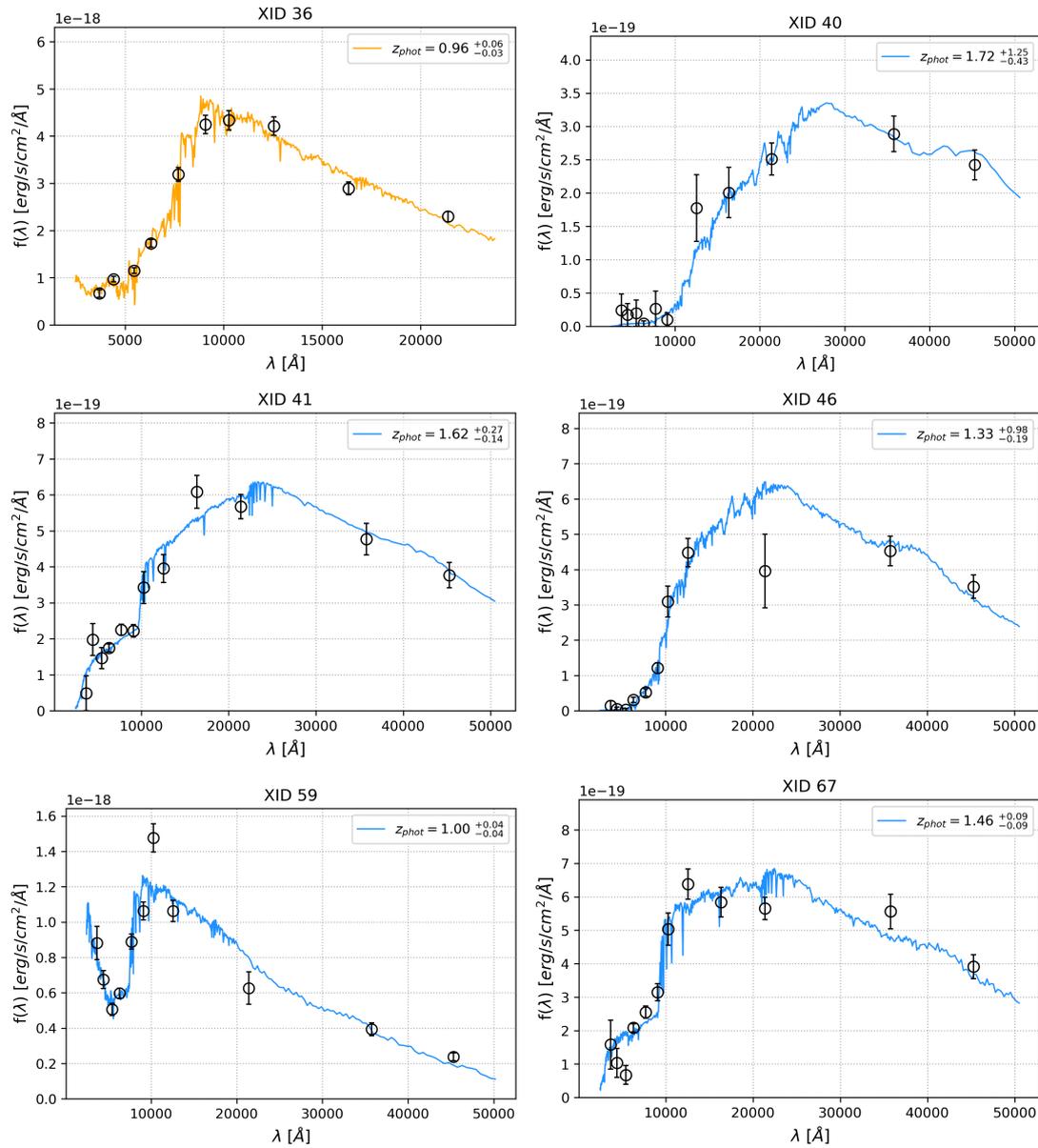


FIGURA C.2: I risultati del SED fitting: in arancione le sorgenti per le quali non è stato possibile includere i filtri IRAC, mentre in blu quelle dove sono stati aggiunti. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza per il singolo parametro di interesse.

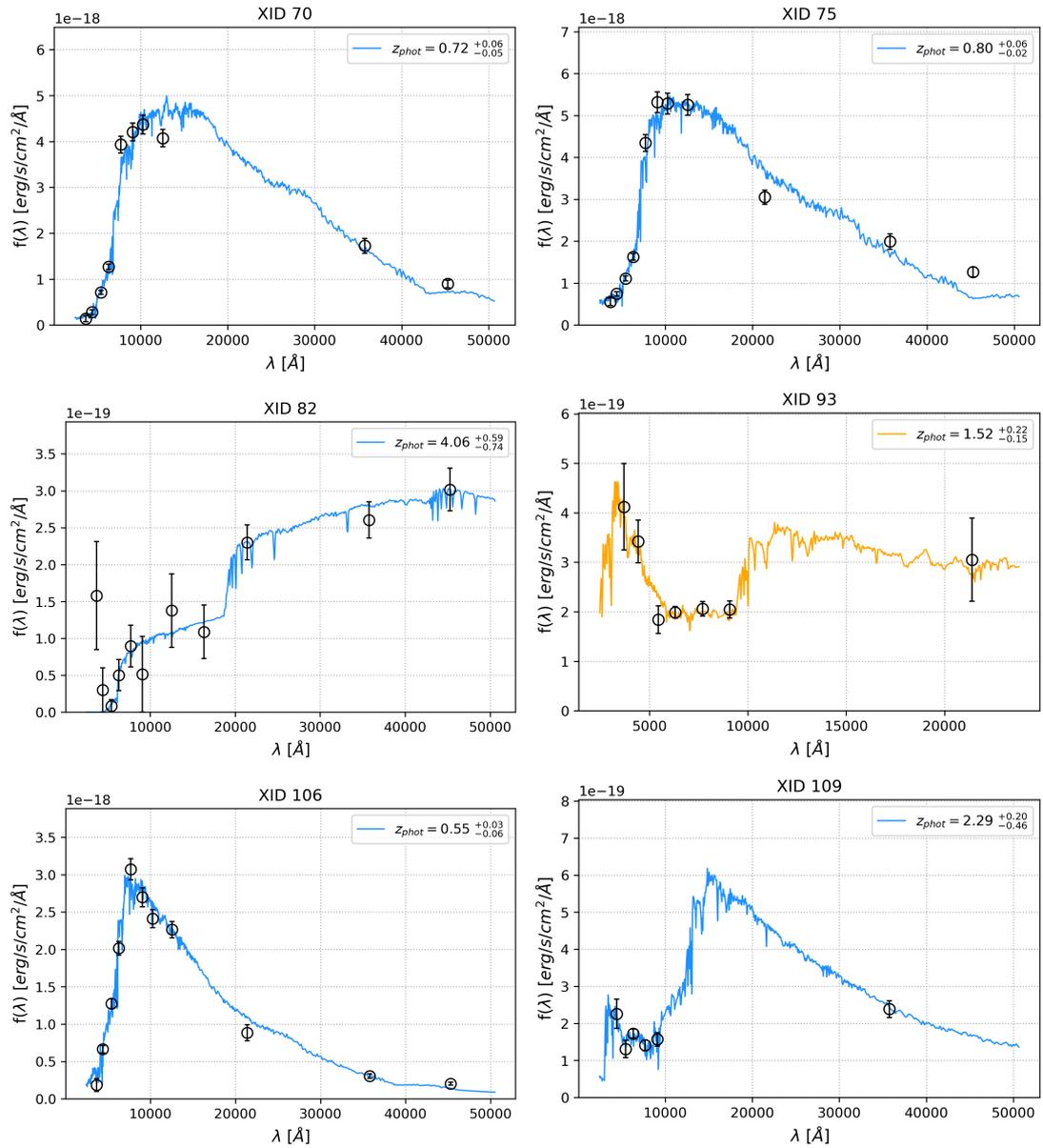


FIGURA C.3: I risultati del SED fitting: in arancione le sorgenti per le quali non è stato possibile includere i filtri IRAC, mentre in blu quelle dove sono stati aggiunti. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza per il singolo parametro di interesse.

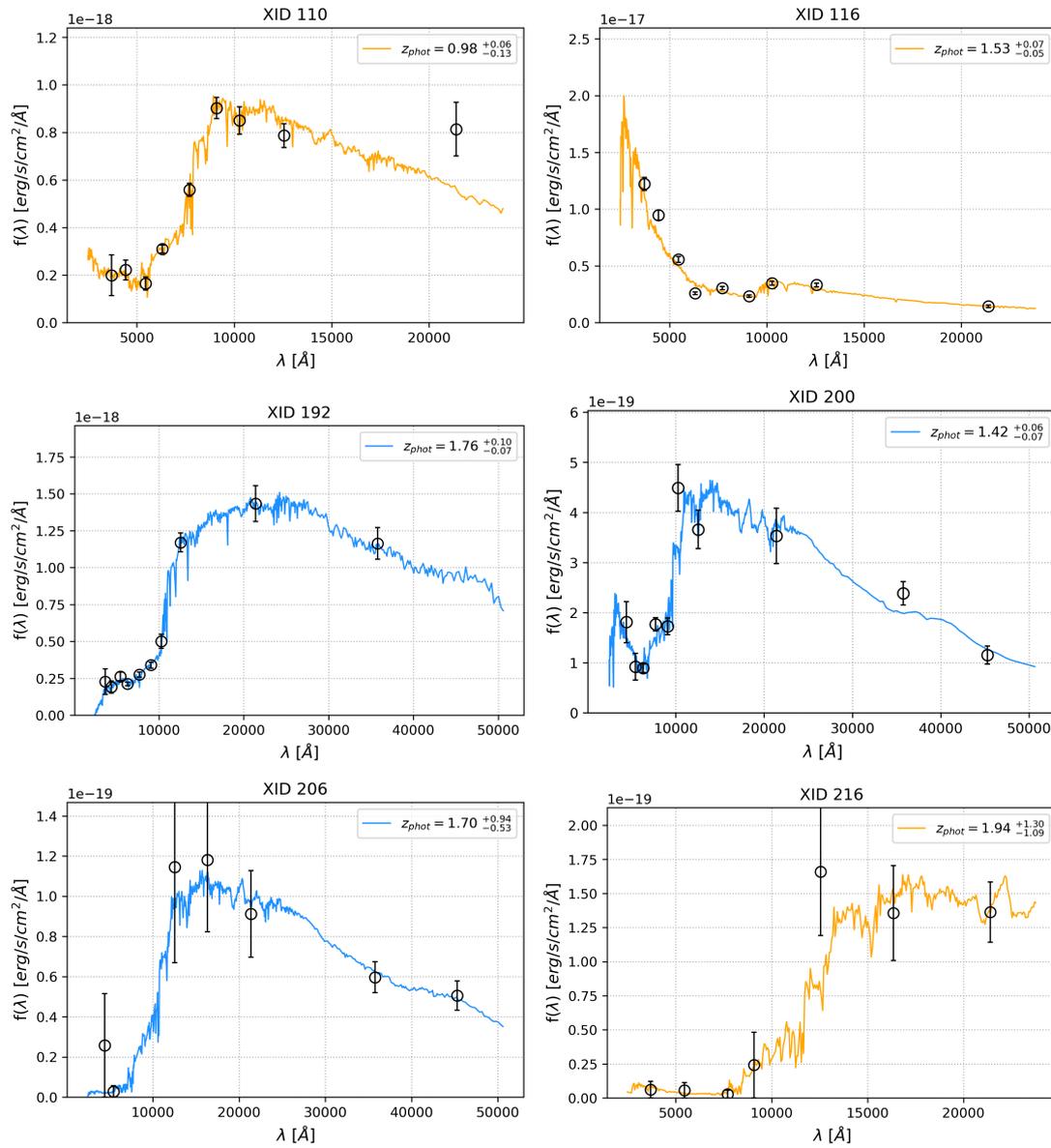


FIGURA C.4: I risultati del SED fitting: in arancione le sorgenti per le quali non è stato possibile includere i filtri IRAC, mentre in blu quelle dove sono stati aggiunti. Gli errori sono riportati al 90% di confidenza per il singolo parametro di interesse.





# Bibliografia

- Antonucci, R. (1993). «Unified models for active galactic nuclei and quasars». In: *ARAA* 31, pp. 473–521. DOI: [10.1146/annurev.aa.31.090193.002353](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.002353).
- Balmaverde, B. et al. (2017). «Primordial environment of supermassive black holes. II. Deep Y and J band images around the  $z \sim 6.3$  quasar SDSS J1030+0524». In: *A&A* 606, A23, A23. DOI: [10.1051/0004-6361/201730683](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730683). arXiv: [1706.02317](https://arxiv.org/abs/1706.02317).
- Bertin, E. e S. Arnouts (1996). «SExtractor: Software for source extraction.» In: *A&ASS* 117, pp. 393–404. DOI: [10.1051/aas:1996164](https://doi.org/10.1051/aas:1996164).
- Blanc, G. A. et al. (2008). «The Multiwavelength Survey by Yale-Chile (MUSYC): Wide K-Band Imaging, Photometric Catalogs, Clustering, and Physical Properties of Galaxies at  $z \sim 2$ ». In: *ApJ* 681, pp. 1099–1115. DOI: [10.1086/588018](https://doi.org/10.1086/588018). arXiv: [0803.0763](https://arxiv.org/abs/0803.0763).
- Bolzonella, M. et al. (2000). «Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures». In: *A&A* 363, pp. 476–492. eprint: [astro-ph/0003380](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003380).
- Brandt, W. N. e D. M. Alexander (2015). «Cosmic X-ray surveys of distant active galaxies. The demographics, physics, and ecology of growing supermassive black holes». In: *AAPR* 23, 1, p. 1. DOI: [10.1007/s00159-014-0081-z](https://doi.org/10.1007/s00159-014-0081-z). arXiv: [1501.01982](https://arxiv.org/abs/1501.01982) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE)].
- Bruzual, G. e S. Charlot (2003). «Stellar population synthesis at the resolution of 2003». In: *MNRAS* 344, pp. 1000–1028. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x). eprint: [astro-ph/0309134](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309134).
- Calzetti, D. et al. (1994). «Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The ultraviolet and optical extinction law». In: *ApJ* 429, pp. 582–601. DOI: [10.1086/174346](https://doi.org/10.1086/174346).
- Cash, W. (1979). «Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio». In: *ApJ* 228, pp. 939–947. DOI: [10.1086/156922](https://doi.org/10.1086/156922).
- Fabian, A. C. e G. Miniutti (2005). «The X-ray spectra of accreting Kerr black holes». In: *ArXiv Astrophysics e-prints*. eprint: [astro-ph/0507409](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507409).
- Gawiser, E. et al. (2006). «The Multiwavelength Survey by Yale-Chile (MUSYC): Survey Design and Deep Public UBVRIZ' Images and Catalogs of the Extended Hubble Deep Field-South». In: *ApJ* 162, pp. 1–19. DOI: [10.1086/497644](https://doi.org/10.1086/497644). eprint: [astro-ph/0509202](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509202).
- Gehrels, N. (1986). «Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data». In: *ApJ* 303, pp. 336–346. DOI: [10.1086/164079](https://doi.org/10.1086/164079).
- Gilli, R. et al. (1999). «The contribution of AGN to the X-ray background: the effect of iron features». In: *New Astronomy* 4, pp. 45–57. DOI: [10.1016/S1384-1076\(99\)00004-4](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(99)00004-4). eprint: [astro-ph/9902256](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9902256).
- Gilli, R. et al. (2007). «The synthesis of the cosmic X-ray background in the Chandra and XMM-Newton era». In: *AAP* 463, pp. 79–96. DOI: [10.1051/0004-6361:20066334](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066334). eprint: [astro-ph/0610939](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610939).
- Hopkins, P. F. et al. (2008). «A Cosmological Framework for the Co-Evolution of Quasars, Supermassive Black Holes, and Elliptical Galaxies. I. Galaxy Mergers and Quasar Activity». In: *ApJS* 175, pp. 356–389. DOI: [10.1086/524362](https://doi.org/10.1086/524362). arXiv: [0706.1243](https://arxiv.org/abs/0706.1243).

- Ilbert, O. et al. (2008). «Photometric Redshifts and Stellar Mass Assembly in the 2-deg<sup>2</sup> COSMOS Field». In: *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* 399. A cura di T. Kodama et al., p. 169.
- Ilbert, O. et al. (2009). «Cosmos Photometric Redshifts with 30-Bands for 2-deg<sup>2</sup>». In: *ApJ* 690, pp. 1236–1249. DOI: [10.1088/0004-637X/690/2/1236](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/2/1236). arXiv: [0809.2101](https://arxiv.org/abs/0809.2101).
- Ilbert, O. et al. (2013). «Mass assembly in quiescent and star-forming galaxies since  $z \sim 4$  from UltraVISTA». In: *ApJ* 556, A55, A55. DOI: [10.1051/0004-6361/201321100](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321100). arXiv: [1301.3157](https://arxiv.org/abs/1301.3157).
- Iwasawa, K. et al. (2012). «The XMM deep survey in the CDF-S. II. A 9-20 keV selection of heavily obscured active galaxies at  $z > 1.7$ ». In: *AAP* 546, A84, A84. DOI: [10.1051/0004-6361/201220036](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220036). arXiv: [1209.0916](https://arxiv.org/abs/1209.0916).
- Kron, R. G. (1980). «Photometry of a complete sample of faint galaxies». In: *ApJS* 43, pp. 305–325. DOI: [10.1086/190669](https://doi.org/10.1086/190669).
- Mignoli, M. et al. (2013). «Obscured AGN at  $z \sim 1$  from the zCOSMOS-Bright Survey. I. Selection and optical properties of a [Ne v]-selected sample». In: *AAP* 556, A29, A29. DOI: [10.1051/0004-6361/201220846](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220846). arXiv: [1305.6167](https://arxiv.org/abs/1305.6167).
- Morselli, L. et al. (2014). «Primordial environment of super massive black holes: large-scale galaxy overdensities around  $z \sim 6$  quasars with LBT». In: *A&A* 568, A1, A1. DOI: [10.1051/0004-6361/201423853](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423853). arXiv: [1406.3961](https://arxiv.org/abs/1406.3961).
- Nanni, R. et al. (2018). «The 500 ks Chandra observation of the  $z = 6.31$  QSO SDSS J1030 + 0524». In: *AAP* 614, A121, A121. DOI: [10.1051/0004-6361/201832694](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832694). arXiv: [1802.05613](https://arxiv.org/abs/1802.05613).
- Padovani, P. et al. (2017). «Active galactic nuclei: what's in a name?» In: *A&ARv* 25, 2, p. 2. DOI: [10.1007/s00159-017-0102-9](https://doi.org/10.1007/s00159-017-0102-9). arXiv: [1707.07134](https://arxiv.org/abs/1707.07134).
- Park, T. et al. (2006). «Bayesian Estimation of Hardness Ratios: Modeling and Computations». In: *ApJ* 652, pp. 610–628. DOI: [10.1086/507406](https://doi.org/10.1086/507406). eprint: [astro-ph/0606247](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606247).
- Polletta, M. et al. (2007). «Spectral Energy Distributions of Hard X-Ray Selected Active Galactic Nuclei in the XMM-Newton Medium Deep Survey». In: *ApJ* 663, pp. 81–102. DOI: [10.1086/518113](https://doi.org/10.1086/518113). eprint: [astro-ph/0703255](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703255).
- Protassov, R. et al. (2002). «Statistics, Handle with Care: Detecting Multiple Model Components with the Likelihood Ratio Test». In: *ApJ* 571, pp. 545–559. DOI: [10.1086/339856](https://doi.org/10.1086/339856). eprint: [astro-ph/0201547](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201547).
- Quadri, R. et al. (2007). «The Multiwavelength Survey by Yale-Chile (MUSYC): Deep Near-Infrared Imaging and the Selection of Distant Galaxies». In: *ApJ* 134, pp. 1103–1117. DOI: [10.1086/520330](https://doi.org/10.1086/520330). eprint: [astro-ph/0612612](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612612).
- Risaliti, G. e M. Elvis (2004). «A Panchromatic View of AGN». In: *Astrophysics and Space Science Library* 308. A cura di A. J. Barger, p. 187. DOI: [10.1007/978-1-4020-2471-9\\_6](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-2471-9_6). eprint: [astro-ph/0403618](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403618).
- Salvato, M. et al. (2009). «Photometric Redshift and Classification for the XMM-COSMOS Sources». In: *ApJ* 690, pp. 1250–1263. DOI: [10.1088/0004-637X/690/2/1250](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/2/1250). arXiv: [0809.2098](https://arxiv.org/abs/0809.2098).
- Szokoly, G. P. et al. (2004). «The Chandra Deep Field-South: Optical Spectroscopy. I.» In: *ApJS* 155, pp. 271–349. DOI: [10.1086/424707](https://doi.org/10.1086/424707). eprint: [astro-ph/0312324](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312324).
- Tozzi, P. et al. (2001). «New Results from the X-Ray and Optical Survey of the Chandra Deep Field-South: The 300 Kilosecond Exposure. II.» In: *ApJ* 562, pp. 42–51. DOI: [10.1086/322492](https://doi.org/10.1086/322492). eprint: [astro-ph/0103014](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0103014).
- Tozzi, P. et al. (2006). «X-ray spectral properties of active galactic nuclei in the Chandra Deep Field South». In: *A&A* 451, pp. 457–474. DOI: [10.1051/0004-6361:20042592](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042592). eprint: [astro-ph/0602127](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602127).

- Urry, C. M. e P. Padovani (1995). «Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei». In: *PASP* 107, p. 803. DOI: [10.1086/133630](https://doi.org/10.1086/133630). eprint: [astro-ph/9506063](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9506063).
- Vignali, C. (2014). «Obscured accretion from AGN surveys». In: IAU Symposium 304. A cura di A. M. Mickaelian e D. B. Sanders, pp. 132–138. DOI: [10.1017/S1743921314003548](https://doi.org/10.1017/S1743921314003548). arXiv: [1401.5061](https://arxiv.org/abs/1401.5061).
- Vito, F. et al. (2014). «The hard X-ray luminosity function of high-redshift ( $3 < z \lesssim 5$ ) active galactic nuclei». In: *MNRAS* 445, pp. 3557–3574. DOI: [10.1093/mnras/stu2004](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2004). arXiv: [1409.6918](https://arxiv.org/abs/1409.6918).
- Vito, F. et al. (2018). «High-redshift AGN in the Chandra Deep Fields: the obscured fraction and space density of the sub- $L_*$  population». In: *MNRAS* 473, pp. 2378–2406. DOI: [10.1093/mnras/stx2486](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2486). arXiv: [1709.07892](https://arxiv.org/abs/1709.07892).